



HAL
open science

Dynamiques spontanées en caléfaction

Ambre Bouillant

► **To cite this version:**

Ambre Bouillant. Dynamiques spontanées en caléfaction. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2019. Français. NNT : 2019IPPAX015 . tel-03116068v2

HAL Id: tel-03116068

<https://theses.hal.science/tel-03116068v2>

Submitted on 20 Jan 2021 (v2), last revised 21 Jan 2021 (v3)

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.

Dynamiques spontanées en caléfaction

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à l'École polytechnique

École doctorale n°626 Institut Polytechnique de Paris (IP Paris)
Spécialité de doctorat : Physique des liquides

Thèse présentée et soutenue à Paris, le 17 décembre 2019, par

Ambre Bouillant

Composition du Jury :

Élisabeth Charlaix Enseignant chercheur, Université Grenoble Alpes	Présidente du jury
Jacco Snoeijer Professeur, University of Twente	Rapporteur
François Gallaire Professeur, EPFL	Rapporteur
Sidney Nagel Professeur, Chicago University	Examineur
Christophe Clanet Directeur de recherche, École polytechnique	Directeur de thèse
David Quéré Directeur de recherche, ESPCI Paris PSL	Directeur de thèse

Remerciements

C'est avec une émotion non dissimulée que je m'apprête à clore ces trois années de thèse. Le manuscrit qui suit relate l'aventure scientifique que j'ai pu vivre à regarder des gouttes d'eau (entre autre) disséminées sur des surfaces chaudes. Toutefois les aspects humains, essentiels au récit, n'y transparaissent pas. J'ai passé trois années formidables dans un environnement exceptionnel, bienveillant et chaleureux, qui a, sans l'ombre d'un doute, contribué à mon épanouissement, professionnel comme personnel. Cette aventure a été enrichie par de nombreuses rencontres et j'aimerais ici remercier tous ceux qui ont contribué à la rendre unique.

Tout d'abord, je tiens à remercier les membres de jury. Merci à François Gallaire et à Jacco Snoeijer d'avoir accepté de rapporter ce travail, du courage dont vous avez fait preuve pour aller au bout de ces 250 pages et de ne pas avoir renoncé à venir malgré les grèves. Vos yeux aiguisés et vos commentaires ont largement amélioré ce manuscrit et je vous en suis très reconnaissante. Merci à Élisabeth Charlaix d'avoir présidé ce jury et pour sa bienveillance et à Sidney Nagel de m'avoir fait l'honneur de participer à l'évaluation de ce travail, malgré la barrière de la langue et la distance!

Vient alors le tour de mes deux directeurs. Les personnes qui me connaissent savent que je suis du genre à sur-intellectualiser mes choix, du plus insignifiant au plus déterminant. Dans le choix de la thèse, je n'ai pas eu une once d'hésitation. Cette évidence trahit l'admiration profonde que j'ai pour votre pensée. En cours ou au cours du petit projet de Master au sein de la *Compagnie des Interfaces*, j'ai tout de suite flairé la saveur et l'élégance de votre approche. David, ta pédagogie, ton charisme, ton goût pour l'épure, et ta faculté à embellir toute idée m'ont énormément appris pendant ces 3 années. Si j'ai réussi à m'imprégner ne serait ce que de 10% de ton approche, merci! Et puis il y a ta capacité à amener inéluctablement la discussion sur d'autres terrains de jeu que le terrain scientifique... Tes anecdotes contées non sans humour et qui invitaient très souvent l'art et la littérature ont fait de nos entrevues des récréations. Christophe, merci pour ta curiosité, ton temps et ta générosité. Même si tu t'es tourné depuis peu vers la physique du sport, tu as toujours trouvé le temps à nos discussions. Je t'en suis extrêmement reconnaissante. Ta passion et ton désir de comprendre sont contagieux! J'admire vraiment la persévérance qui te permet de t'attaquer à tout problème. Merci à tous les deux pour votre confiance et pour la liberté que vous m'avez accordée. Merci aussi à Caro pour ta bienveillance, ta

générosité, et l'entraîn que tu communique aux gens qui t'entourent.

Ma thèse au sein de la *Compagnie des Interfaces*, organisation bicéphale, a été conduite entre deux laboratoires : le LadHyX et le PMMH. Ces trois années de thèse n'auraient pas été les mêmes sans les rencontres que j'ai pu y faire. Elles n'auraient peut être jamais vu le jour sans Anaïs, Caroline, Philippe et Timothée. Vous m'avez accueilli sans retenue lors de mon séjour au cours de mon master et vous m'avez véritablement transmis le goût pour la recherche. Merci ! J'aimerais également remercier les membres contemporains de l'équipe, en commençant par le plus vieux (!), Martin pour nos coïncidences enflammées, ton humour léger mais aussi pour les discussions existentielles plus profondes, Pierre pour ta générosité et nos passions communes (sport, randos, photographie, gastronomie...), Romain pour ton bon vivantisme et tes mains en or, véritable prodige du bricolage à la créativité débridée, Gifi avec tes idées de génie et sa gentillesse inégalable, Armelle pour ta gentillesse et ta sincérité, Marine pour ton humour quelquefois déstabilisant, Joachim enthousiaste inconditionnel, à l'énergie débordante, que les tennis matinaux ou les sorties nocturnes n'ont pas arrêté, Thibault, pour ta camaraderie et ta connaissance des trésors Youtubiens que tu as partagé avec nous, Calipierrot pour ton goût pour le partage, ton second degré et ta détermination, Tom pour ta bonne humeur et ton humour, Juju, attentive et généreuse... les mots me font défaut pour te dire à quel point je te remercie d'avoir égayé ma dernière année... Merci aussi à Saurabh pour ta connaissance de la littérature scientifique (qui m'impressionne) et tes anecdotes, Benoît pour les discussions hybrides entre art et science et pour les bières partagées, Aditya pour la camaraderie qui s'est développée pendant ma rédaction : j'ai découvert (un peu tard) ta générosité et ta sensibilité, Benjamin pour l'arrière fond musical qu'on aime bien malgré tout, Daniel, sans oublier les nouvelles recrues : Charlie et Antoine ; et les anciens : Pierre-Brice, Nicolas, Hélène... S'ajoutent à cette liste les Post-docs de passage au LadHyX : Merci Bacot pour tes apparitions inattendues en fin de soirée (synchronisées avec Despacito), Stéphane pour les discussions scientifiques, Graham pour ton dynamisme, ta curiosité et ta glotonnerie, Veronica pour ton sang chaud... ainsi que les anciens : Eline, Eunok (je suis arrivée quelques mois après ton départ mais je suis ravie que les conférences et un projet commun nous aient offert d'autres occasions de se connaître), et Cyprien (notre amitié a largement dépassé le cadre du laboratoire!)

Outre l'ambiance familiale entre membres non-permanents, j'ai bénéficié au LadHyX d'un environnement très sympathique. Je remercie dans un premier temps toute l'équipe technique sans qui le quotidien serait bien différent. Daniel Guy pour son efficacité redoutable, Delphine sur qui on peut toujours compter, Sandrine pour les nombreuses missions dont tu t'es occupées, Caroline Frot que je remercie particulièrement pour son aide et tout le temps que tu as consacré à la fabrication des surfaces, Magali et Do Chi Toaï Vu. Je remercie Christophe Clanet pour l'énergie que tu déploies pour rendre le quotidien des doctorants et post-doctorants du labo plus agréable. Avec les tarta'team, la galette, les bières du vendredi et la table de ping-pong, on aurait presque envie de s'installer sur le plateau. Et entre ces longues heures à manipuler, rien de mieux que de se retrouver en salle café pour débattre, comploter, procrastiner ou imaginer le nouveau barbecue de table

(qui ne détrônera jamais l'actuel four à pizza). Merci à Kevin, Alexandra, Olga, Fédérico, Antoine, Gabriel, Michaël, Camille, Sophie, Blaise, Julien, Ernesto ; Merci à Renan Cuzon pour les interludes militaires ; ainsi qu'à Emmanuel, Lutz, Sébastien et Christophe Josserand pour les discussions scientifiques qu'on a pu avoir ces 3 dernières années. Christophe, tu as toujours eu la porte grande ouverte pour discuter et m'aiguiller. Je t'en suis très reconnaissante et j'espère qu'on aura l'occasion de poursuivre ces discussions. J'ai aussi eu le privilège d'enseigner les modules expérimentaux aux côtés de Camille, Benoît, Etienne, Mathilde et Caro, ainsi que dans le Bachelor de l'X avec Charles et Sophie. Votre pédagogie et désir de transmettre m'ont énormément appris. J'ai eu aussi plaisir à superviser de plus ou moins loin les projets de recherche d'Amaury, Abhijeet et Baptiste. Merci à vous pour votre confiance.

La double affiliation à l'ESPCI et mes origines PCN m'ont naturellement attiré vers le PMMH. J'ai là aussi trouvé un laboratoire très accueillant, avec des gestionnaires hors-pair : Fred et Claudette. Merci à Philippe et à Damien de m'avoir toujours reçu avec le sourire. Merci à José, Benoît, Etienne, Laurent, Marc et Antonin pour les échanges très stimulants. Et puis il y a les doctorants qui ont vite été plus que des collègues : Emmanuel, Lucie, Gabriel, Manon, Jean, Marie, Joachim et bien d'autres. Nos séjours au Moulin d'Andé, les ptit dej' et les nombreuses soirées ont rendu ces 3 années formidables.

Et pour finir, je saisis l'occasion pour remercier les amis de plus longue date : de l'école primaire à l'école d'ingénieur. Ils sont bien trop nombreux pour être tous nommés mais ne mesurent pas combien je leur dois. Une simple mention à Adrien, Lara, aux Zouzies et aux 131, à Lucie, Dounia, Holger, Cyprien, aux Nimoïses et à Gabriel... Et pour finir, merci à la famille, qui, sans trop savoir dans quoi je m'embarquais, m'a toujours soutenu, et a manifesté de l'intérêt pour ce que je faisais, voire même de la fierté le jour de la soutenance.

Introduction

Partout autour de nous des liquides sont façonnés, envahissent leur environnement, s'écoulent, coalescent et s'épandent pour former des volumes disjoints appelés gouttes. Ces formes, sculptées au gré des circonstances peuvent changer d'aspect du tout au tout : si l'eau, versée dans un verre, épouse la forme de son réceptacle, une goutte de pluie s'arrondit et, par pluie battante, s'étale sous forme de flaque.

Si les gouttes ont une forme sphérique lorsqu'elles baignent dans l'air, elles ne conservent pas cette forme lorsqu'elles rencontrent un solide. Une goutte posée sur une surface y est généralement piégée : une buée ou une goutte de pluie, restent en général collées sur une surface de verre, aussi inclinée soit-elle. Il existe néanmoins des surfaces, dites superhydrophobes, sur lesquelles l'eau ne mouille pas dont la nature offre un répertoire très fourni. Citons par exemple les feuilles de lotus, sur lesquelles la pluie ou les éclaboussures font des perles ultra-mobiles, qui, en glissant, laissent le substrat sec tout en le nettoyant de ses poussières. Ces situations illustrent l'influence des interactions entre le liquide et son substrat sur sa capacité à le mouiller et adhérer. Repousser et évacuer des liquides présente, à bien des égards, des intérêts pratiques. Cela permet de préserver les propriétés de transparences des vitres, pare-brise ou lunettes, évite l'imprégnation des textiles ou la corrosion d'un métal. Pour faciliter le mouvement des gouttes, une stratégie efficace consiste à isoler le liquide de son substrat en intercalant une phase intermédiaire lubrifiante.

Cette thèse s'intéresse à une situation qui offre ces propriétés de non-mouillage et d'extrême mobilité : la caléfaction, ou effet *Leidenfrost*. Une goutte d'eau, mise au contact d'un substrat chauffé bien au-delà de son point d'ébullition, engendre un film de vapeur sur lequel elle lévite paisiblement. Nous adoptons dans une première partie un point de vue quasi-statique, en nous plaçant à l'échelle de temps où l'évaporation n'affecte pas ces globules. Ce système est décrit à l'aune des nombreuses études qui le concernent, augmentées de nos observations et de nos interprétations (chapitre 1). Puis, dans la deuxième partie, nous libérons ces objets, pour leur laisser exprimer toute leur mobilité. Nous verrons que la vie d'une goutte est rythmée par des dynamiques variées dictées par le confinement. Nous discutons ainsi la stabilité et l'apparition cyclique des cheminées de Leidenfrost (chapitre 2), la genèse spontanée de formes étoilées (chapitre 3), et la mobilité spectaculaire qu'acquiert les gouttelettes, en dessous d'une certaine taille (chapitre 4). Enfin, dans une troisième partie, nous proposons deux stratégies de contrôle de ces globules fugaces et

insaisissables inspirées des travaux nombreux et récents relatifs à l'autopropulsion de ces liquides sur des surfaces couvertes de dents asymétriques. Le mouvement directionnel sera forcé par l'application d'un gradient thermique le long du substrat (chapitre 5) ou par la texturation graduelle de la surface (chapitre 6).

Table des matières

I	Statique	9
1	Statique des états caléfiés	11
1.1	Mouillage et température	12
1.2	État sphéroïdal et forme liquide	16
1.3	Le coussin de vapeur	25
1.4	Sur les origines du seuil de Leidenfrost	42
II	Dynamiques spontanées	53
2	Cheminées en éruption	55
2.1	État de l'art : les liquides percés à jour	56
2.2	Description expérimentale des cheminées caléfiées	61
2.3	Temps caractéristiques du dôme	68
2.4	Dynamiques excitées par les cheminées	79
3	Morphogénèse des étoiles de Leidenfrost	89
3.1	Présentation des gouttes étoilées	90
3.2	Vibrations spontanées de la vapeur	97
3.3	Excitation préliminaire d'ondes de surface axisymétriques	115
3.4	Excitation subséquente des modes étoilés	127
4	Autopropulsion	141
4.1	Mise en évidence d'une mobilité inhabituelle	142
4.2	Révélation de l'existence d'une dynamique interne	149
4.3	Mécanisme d'autopropulsion	162
III	Dynamiques forcées	177
	État de l'art de la propulsion d'objets caléfiés	179

5 Propulsion sur gradients thermiques	187
5.1 Présentation de l'expérience	188
5.2 Mécanisme de propulsion	193
5.3 Force thermophorétique de liquides	199
5.4 Piège thermique	208
6 Propulsion sur gradients de texture	211
6.1 Présentation de l'expérience	212
6.2 Moteur du mouvement	217
6.3 Propulsion de liquide sur un gradient de textures	222

Première partie

Statique

Chapitre 1

Statique des états caléfiés

Nous commençons par figer la dynamique de ces objets en adoptant un point de vue quasi-statique pour décrire la situation de caléfaction, ou effet Leidenfrost.

Sommaire

1.1 Mouillage et température	12
1.1.1 Évaporation	12
1.1.2 Ébullition nucléée	12
1.1.3 Ébullition en film	13
1.1.4 Lévitiation	14
1.2 État sphéroïdal et forme liquide	16
1.2.1 Forme des gouttes	16
1.2.2 Description la base de la goutte	22
1.3 Le coussin de vapeur	25
1.3.1 Caractérisation du film	25
1.3.2 Échanges thermiques du substrat à la goutte	26
1.3.3 Aérodynamique du coussin de vapeur	30
1.3.4 Bilan d'énergie reçu par le liquide	39
1.4 Sur les origines du seuil de Leidenfrost	42
1.4.1 Définition de la température T_L de Leidenfrost	42
1.4.2 Paramètres influençant T_L	43
1.4.3 Tentative de prédiction	46

1.1 Mouillage et température

Faisons appel à une expérience de la vie de tous les jours. On se propose de regarder avec attention le comportement d'une goutte d'eau, posée sur une poêle de cuisine.

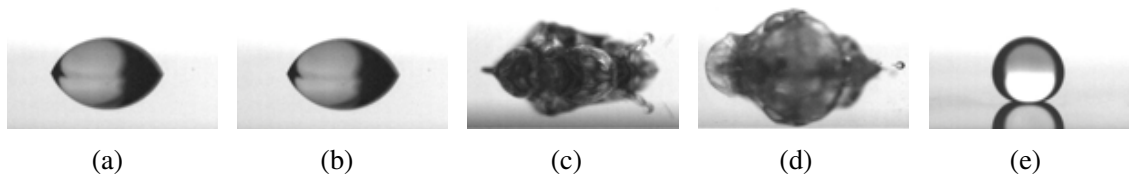


FIGURE 1.1 – Goutte d'eau millimétrique sur une galette de silicium portée à différentes températures $T = 20^{\circ}\text{C}$ (a), 70°C (b), 120°C (c), 170°C (d) et supérieure à 180°C (e), illustrant les comportements variés de l'eau avec la température. Les photos sont prises par Philippe Bourriane, quelques millisecondes après le dépôt du liquide [1].

1.1.1 Évaporation

Lorsqu'une goutte d'eau repose sur une surface quelconque à température ambiante, elle s'évapore lentement, et disparaît au bout de quelques minutes. Pour une température raisonnable de surface, faible devant la température d'ébullition du liquide T_b , l'évaporation est cinétiquement limitée par la diffusion des molécules d'eau à l'état de vapeur dans l'air ambiant [2]. Les vapeurs saturant l'air et limitent l'efficacité du processus. D'autres paramètres rentrent en jeu tels que l'humidité initiale, la présence de mouvements convectifs dans la phase gazeuse mais aussi et surtout la température et la mouillabilité du substrat. Le liquide, reposant sur cette surface, prend l'apparence d'une lentille liquide, illustrée sur la figure 1.1(a). L'affinité relative des phases en présence (liquide, solide et gazeuse) définit un angle de contact (de l'ordre de 60° dans notre exemple) et un rayon de contact, quantifiant l'aire mouillée par le liquide.

Augmentons alors la température T de notre poêle, par exemple à 70°C . La forme de lentille est inchangée (figure 1.1(b)); l'évaporation est simplement accélérée quand la température se rapproche du point d'ébullition de l'eau T_b . Le temps nécessaire à la vaporisation totale, *i.e.* ou temps de vie τ de la goutte, diminue avec T .

1.1.2 Ébullition nucléée

Pour une température T supérieure ou égale à T_b , la goutte se met à bouillir vivement. On voit sur la figure 1.1(c) la formation de bulles qui engendrent des projections violentes de liquide : On entre dans le régime d'ébullition.

Lorsqu'on chauffe un contenant rempli d'eau, on favorise son évaporation. À l'équi-

libre, la répartition en masse des phases est fixée par la thermodynamique. Au delà de la température d'ébullition T_b , la phase liquide n'est plus stable et se transforme en vapeur suivant deux modes : par évaporation au niveau de l'interface libre et l'ébullition sur les parois du récipient. En général, les bulles nucléent au niveau des hétérogénéités du solide. C'est en effet le cas dans l'ébullition "à froid" qui a lieu dans une flûte de champagne, grenue à l'échelle micrométrique. C'est aussi le cas "à chaud" comme l'illustre la figure 1.2(a) montrant une sphère chaude, plongée dans un bain maintenu à une température proche de T_b : les bulles apparaissent sur le métal et non pas dans le liquide environnant.

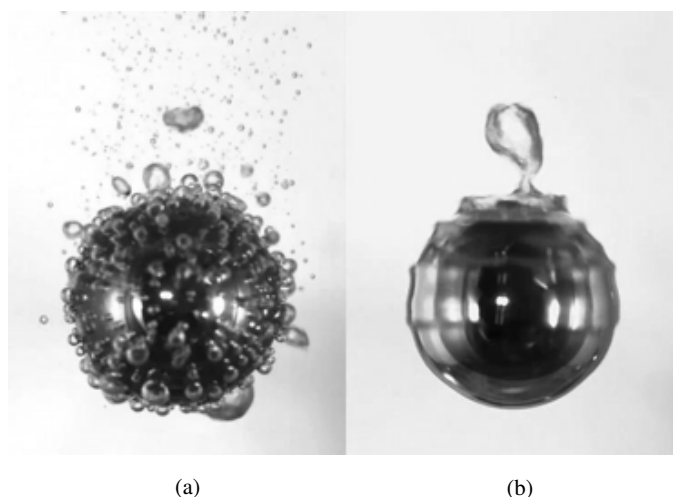


FIGURE 1.2 – Billes d'acier hydrophile (a) et superhydrophobe (b), plongées dans un bain d'eau thermostaté à 100°C . La vapeur, produite dans les deux cas, nucléée sur le substrat hydrophile (régime d'ébullition nucléée) tandis qu'elle enrobe de manière stable la sphère superhydrophobe (régime d'ébullition en film). Images tirées de Vakarelski *et al.* [3].

Dans le cas d'une goutte, l'ébullition lui est fatale : elle se fragmente et disparaît en une fraction de seconde. Ce comportement éphémère perdure au-dessus de T_b , jusqu'à 170°C (figure 1.1(d)).

1.1.3 Ébullition en film

En augmentant davantage la température de la plaque, les bulles localisées au voisinage du substrat grossissent et commencent à interagir entre elles. Au delà d'une certaine température, elles fusionnent et recouvrent continûment la paroi. On entre dans le régime d'ébullition en film. Ce régime est illustré sur la figure 1.2(b). La vapeur, aidée par un traitement superhydrophobe, donc aérophile en surface, enrobe la pièce chaude. La sphère s'isole du liquide grâce à ce scaphandre souple de vapeur, qui s'adapte à sa géométrie.

Revenons au cas d'une goutte, où le substrat est horizontal. Si on augmente la température au-delà d'un certain seuil, un comportement similaire apparaît. La goutte change complètement d'allure : elle ne bout plus et devient quasi-sphérique, comme on le voit sur la figure 1.1(e) obtenue pour une température de substrat $T > 180^\circ\text{C}$. Cet état persiste

à plus haute température, par exemple à 350°C sur la figure 1.3(b). Ce comportement, décrit pour la première fois en 1734 par Herman Boerhaave à Leiden, a été étudié en détail en 1756 par Johann Gotlob Leidenfrost [4]. Leidenfrost note dans cette situation, l'absence d'ébullition, l'évaporation lente et la forme sphérique du liquide, conférant aux gouttes une grande mobilité [5]. La finesse de ses observations lui ont valu de donner son nom à ce phénomène : l'effet Leidenfrost, aussi appelé caléfaction. Cent ans après ces

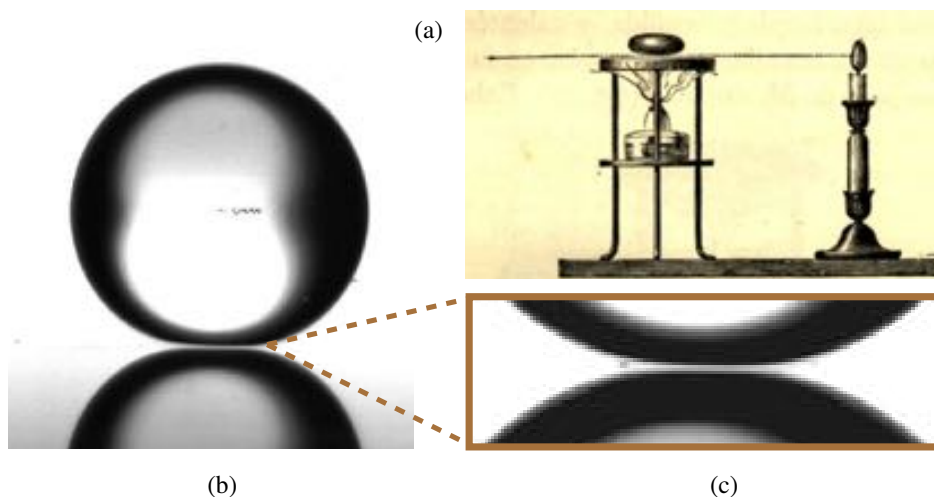


FIGURE 1.3 – (a) Schéma de l'expérience de Leidenfrost pour mettre en évidence l'existence d'une couche de vapeur sous la goutte, illustrée par John Tyndall [5]. (b) Photographie réalisée à la caméra rapide d'une goutte d'eau millimétrique flottant au-dessus d'un substrat chauffé à 350°C . (c) Zoom sur la base de la goutte. L'interstice brillant entre la goutte et sa réflexion révèle la présence d'un film de vapeur d'environ $20\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

écrits, Poggendorff démontre les propriétés d'isolation électrique entre une goutte d'eau salée (tenue par une électrode) et son substrat (conducteur) chaud : le courant électrique ne passe pas [6]. Son résultat est renforcé par les observations de Boutigny, qui montre que des gouttes d'acide fort, corrosives, laissent intactes des plaques de cuivre chauffées [7], ou par Tyndall, qui remarque que la lumière, provenant d'une bougie placée derrière la goutte, passe au niveau de sa base [5] (expérience illustrée par la figure 1.3(a)). Les images de la figure 1.3(b-c) révèlent une couche isolante de vapeur d'environ $20\ \mu\text{m}$ d'épaisseur s'intercale donc entre le solide et le liquide.

1.1.4 Lévitiation

Cette couche de gaz permet à la goutte de flotter paisiblement sur un substrat chaud et assure un double rôle. La vapeur, connue pour ses propriétés faibles de conduction, isole le liquide thermiquement, permettant aux gouttes de survivre pendant quelques minutes

1. Leidenfrost écrit dans son *Traité sur les propriétés de l'eau commune* : "le globule d'eau restera calme et sans mouvement apparent, sans aucune bulle, clair comme un globe cristallin, toujours sphérique, n'adhérant aucunement à la cuillère [...] cette goutte s'évapore très lentement."

sur un support très chaud. Elle joue aussi le rôle d'un isolant mécanique, en prévenant le contact entre le liquide et le solide. L'ébullition, facilitée par la présence (inévitabile) de sites de nucléation sur un substrat, est alors empêchée. Les gouttes lévitent. Elles défient leur propre poids, et ce, tout au long de leur évaporation. Un autre aspect remarquable est leur forme quasi-sphérique, qui, en rappelant celle qu'adoptent les gouttes sur des surfaces superhydrophobes, trahit l'absence de contact. La caléfaction produit une situation inédite de non-mouillage, où le liquide se trouve encerclé par une phase vapeur. Les propriétés de non-adhésion qui en découlent confèrent à ces gouttes une très grande mobilité. Déposées sur une poêle chaude, elles se comportent comme des aéroglisseurs.

Cette expérience simple, maîtrisée par tout cuisinier expérimenté, illustre, dans cette gamme de température, la relation non monotone entre adhésion et température.

1.2 État sphéroïdal et forme liquide

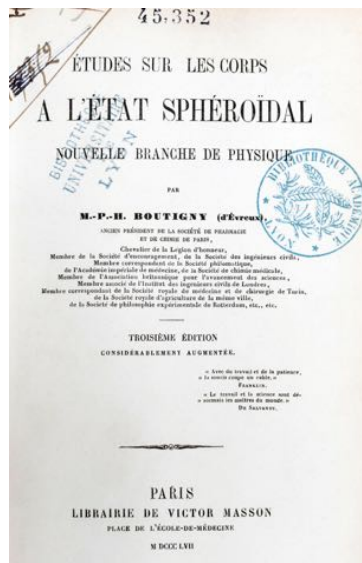


FIGURE 1.4 – Couverture du traité écrit par Pierre Hippolyte Boutigny, à propos de ce qu’il croit être un nouvel état de la matière : l’état *Sphéroïdal* [7].

Dans ce chapitre, nous discutons les formes d’équilibre que prennent les liquides caléfiés. L’aspect sphérique de ces globules, mis en évidence sur la figure 1.3(b), contraste avec la forme de gouttes en évaporation (figures 1.1(a-b)) et de celles obtenue plus généralement sur des surfaces mouillantes. Pour Boutigny, il s’agit là d’un nouvel état de la matière, le quatrième, qu’il nomme ”état sphéroïdal” dans son traité de 1847 [7] (couverture à l’appui sur la figure 1.4). Il se consacre à l’étude du comportement de liquides volatils sur des plaques chaudes, persuadé : « [...] que la découverte de l’état sphéroïdal ouvre une nouvelle et large voie à la physique et à la chimie expérimentales, et que la découverte d’un quatrième état physique des corps modifiera profondément plusieurs théories considérées comme vraies et suffisantes dans l’état actuel des sciences ». Cette idée suscite la controverse pendant plus d’un siècle. Elle sera combattue et contredite à plusieurs reprises par l’idée qu’un film de vapeur s’intercale entre la goutte et le substrat, scénario qui n’a nul besoin d’invoquer un quatrième état de la matière.

1.2.1 Forme des gouttes

Influence du volume

Les observations présentées dans ce traité ne manquent toutefois pas de finesse. Boutigny montre que cet état peut être induit avec d’autres liquides, et mesure une température de 96.5°C à l’intérieur d’une goutte d’eau caléfiée, légèrement inférieure à la température d’ébullition. Il commente également l’influence du volume sur la forme des globules, en particulier le changement de morphologie illustré sur les photographies de la figure 1.5.

Des petits volumes liquides prennent l'apparence de sphère, alors qu'au-delà d'un certain volume, le liquide s'étale sous forme de flaque, que Boutigny qualifie d'état ellipsoïdal.

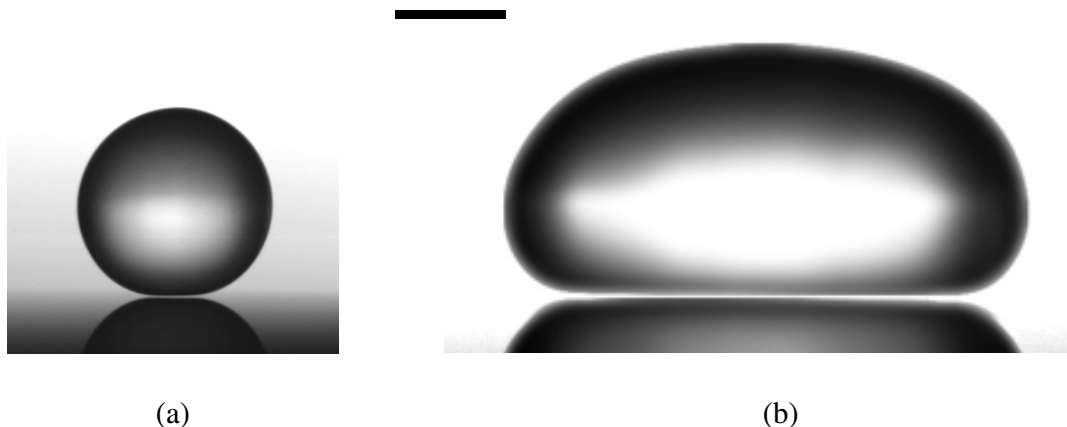


FIGURE 1.5 – Forme de gouttes d'eau en caléfaction lévitant sur une galette de silicium réfléchissante chauffée à 300°C. (a) Une goutte millimétrique adopte une forme quasi-sphérique. (b) Une flaque centimétrique est écrasée par la pesanteur. L'échelle, commune aux deux photographies, indique 2 mm. Crédits : Dan Soto et Raphaële Thévenin.

Cette forme, sensible au volume considéré, résulte d'une compétition entre les deux forces qui s'exercent sur la goutte : la capillarité et la gravité. En effet, un liquide est un état de la matière cohésif. L'existence d'une interface est associée à un coût énergétique, proportionnel à la tension de surface γ du liquide et à l'aire S qui délimite son volume. La capillarité a tendance à rendre les gouttes sphériques, pour minimiser leur énergie de surface γS . La gravité, quant à elle, a tendance à aplatir les objets, pour minimiser leur énergie potentielle $\rho g R^4$, où ρ désigne la masse volumique du liquide et g l'accélération de la pesanteur. Ainsi, à volume donné, la forme des gouttes en caléfaction est celle qui minimise l'énergie totale, soit la somme de l'énergie de pesanteur et de l'énergie de surface. Pour une goutte (soit $S \sim R^2$), ces deux énergies sont du même ordre lorsque son rayon R devient comparable à la longueur capillaire :

$$\kappa^{-1} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} \quad (1.2.1)$$

Cette longueur, en général millimétrique, vaut $\kappa^{-1} = 2.5$ mm pour l'eau, à une température proche de la température d'ébullition. La forme des gouttes est donc pilotée par cette longueur. Dans la limite capillaire $R < \kappa^{-1}$, les gouttes sont ainsi sphériques (figure 1.5(a)). En revanche, dans la limite gravitaire $R > \kappa^{-1}$, les gouttes sont aplaties (figure 1.5(b)). Elles prennent la forme de flaques. Si on note h leur hauteur et R leur rayon équatorial, le saut de pression de Laplace, lié aux courbures dans le plan vertical et dans le plan horizontal de l'interface, s'écrit $P_\gamma = \gamma(2/h + 1/R) \sim 2\gamma/h$, en supposant $h < R$. Cette pression est équilibrée par la pression hydrostatique à mi-hauteur $P_g = \rho gh/2$. Dans cette limite des grosses gouttes, la hauteur h est donc limitée à la valeur $h \approx 2\kappa^{-1}$.

Prédiction des formes de gouttes caléfiées

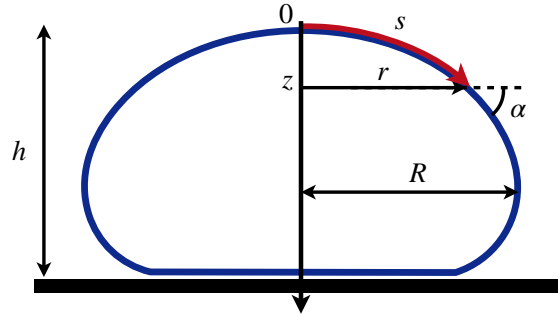


FIGURE 1.6 – Schéma d’une goutte caléfiée. On repère la forme à l’aide de l’abscisse curviligne s , du rayon horizontal r et de l’altitude z . On note R le rayon équatorial et h la hauteur de la goutte.

On se propose d’écrire l’équilibre de manière locale pour décrire la forme de ces gouttes de manière plus quantitative. On considère une goutte à l’équilibre, supposée symétrique par rotation autour de l’axe z . L’interface liquide est repérée par son écart r à l’axe de révolution de la goutte et par sa hauteur z , comme sur le schéma 1.6. La fonction $r(z)$ décrit la forme adoptée par le liquide. On se place dans un premier temps à l’altitude z . Le saut de pression $\Delta P(z)$ à la traversée de l’interface suivant une ligne horizontale (r, z) est lié à la courbure locale $\mathcal{C}(z)$. Il vaut $\Delta P(z) = \gamma \mathcal{C}(z)$. Cette pression peut également être estimée en traversant l’interface air-liquide par le sommet de la goutte, en partant de la position $(r, z) = (0, 0)$. Le saut de pression est dû à la courbure au sommet de la goutte \mathcal{C}_0 mais aussi à la pression hydrostatique régnant à la hauteur z : $\Delta P(z) = \gamma \mathcal{C}_0 + \rho g z$. En égalant ces pressions, on trouve alors l’équation de la courbure locale $\mathcal{C}(z)$ de l’interface :

$$\mathcal{C}(z) = \mathcal{C}_0 + z/\kappa^{-2} \tag{1.2.2}$$

La forme des gouttes est donc bien fixée par la longueur capillaire et par la courbure au sommet \mathcal{C}_0 . On change alors de repère. Soient s l’abscisse curviligne et α l’angle tangent à l’interface (défini sur la figure 1.6), l’équation 1.2.2 peut être réécrite de la manière suivante :

$$\frac{d\alpha}{ds} + \frac{\sin \alpha}{r} = \mathcal{C}_0 + z\kappa^2 \tag{1.2.3}$$

L’intégration numérique de l’équation 1.2.3 pour un angle α variant de 0 à π , permet de prédire les formes de gouttes². On représente sur la figure 1.7(a) les solutions obtenues pour différents courbures au sommet (pour $\mathcal{C}_0\kappa^{-1}$ échelonné entre 0.5 et 10) donc pour différents volumes (compris entre 4 et 272 μL). Ces formes théoriques sont comparées avec les formes en traits pointillés, obtenues expérimentalement pour des gouttes de même volume, tenues par une aiguille de diamètre de 250 μm , petit devant R . Les formes des gouttes ne sont quasiment pas affectées par la présence de l’aiguille servant à l’immobilisation du liquide³

2. On peut généraliser l’analyse aux cas de gouttes mouillantes, qui forment un angle de contact θ avec le substrat horizontal. Il suffit d’intégrer entre $\alpha = 0$ et $\alpha = \theta$.

3. L’aiguille exerce une force $f \sim \gamma \pi d \cos \theta$, où d est son diamètre externe (230 μm) et $\theta \sim 60^\circ$ l’angle

et elles sont bien prédites par l'équilibre local de pressions capillaire et hydrostatique.

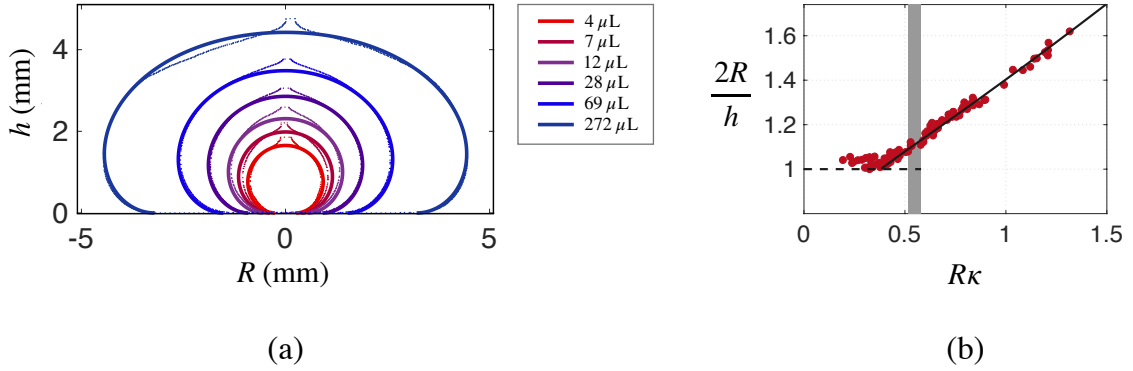


FIGURE 1.7 – (a) Forme de gouttes non-mouillantes observées pour différents volumes ($\Omega = 4, 7, 12, 28, 69, 272 \mu\text{L}$). Les formes en traits pleins, issues de simulations numériques, sont comparées aux formes extraites de vues de côté représentées en pointillés pour des gouttes tenues par une aiguille d'un diamètre de $230 \mu\text{m}$. (b) Évolution du rapport d'aspect $2R/h$ en fonction du rayon équatorial R , normalisé par la longueur capillaire κ^{-1} . Les données expérimentales, tracées en rouge suivent la prédiction théorique (qui tient compte de la correction attendue par l'aiguille).

La morphologie des gouttes en caléfaction est très sensible à leur volume. En particulier, et comme le montre la figure 1.7(b), le rapport d'aspect $\mathcal{A} = 2R/h$ dépend du rayon équatorial R , normalisé par la longueur capillaire. Sur cette courbe on trace en trait plein noir les prédictions théoriques, déduites de l'équation 1.2.3, et en rouge, les rapports d'aspects mesurés expérimentalement. On remarque sur cette courbe que \mathcal{A} diminue quand R décroît et tend vers la limite asymptotique $\mathcal{A} = 1$ lorsque $R\kappa < 0.5$. On a donc un changement anatomique lors de la transition entre régimes gravitaire et capillaire.

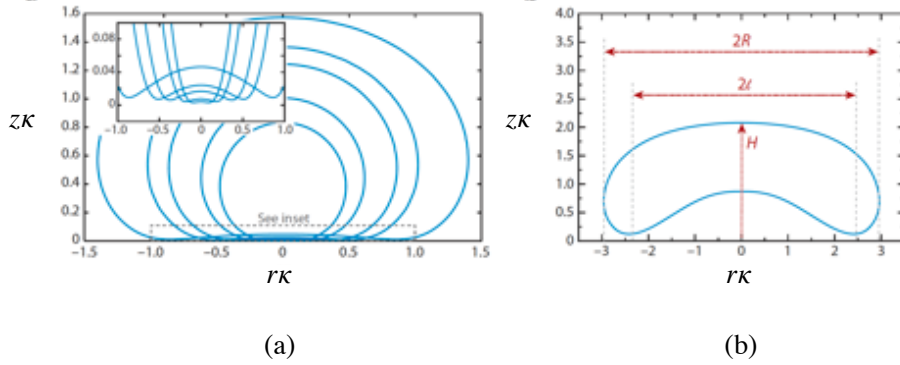


FIGURE 1.8 – Influence de la taille sur la planéité de l'interface liquide-vapeur sous-jacente. (a) Formes de gouttes de volume variable, représentées dans le plan (rz) et obtenues par simulations numériques par Snoeijer *et al.* [8]. L'encart amplifie les variations spatiales de l'interface sous-jacente. La base des goutte est d'autant plus bombée que la flaque est étendue. (b) Une goutte de rayon $R \approx 3\kappa^{-1}$ couvre une poche d'amplitude $\sim \kappa^{-1}$.

de contact. La hauteur de la goutte est corrigée par un facteur $(1 + \gamma\pi d \cos\theta/2h)$, le rayon équatorial par $(1 - \gamma\pi d \cos\theta/2h)$ et le rapport d'aspect $2R/h$ est précédé par $(1 - 3\gamma\pi d \cos\theta/2h)$, proches de 1.

Régime de cheminées

Pour des rayons de goutte très supérieurs à la longueur capillaire κ^{-1} , les effets gravitaires, en plus d’aplatir le liquide à une hauteur $2\kappa^{-1}$, déforment l’interface inférieure. Au-delà de la limite $R \gtrsim 4\kappa^{-1}$, soit typiquement 10 mm pour l’eau, la vapeur s’accumule et creuse sous le liquide une voûte, dont la forme résulte d’une compétition entre tension de surface, et gravité. Snoeijer *et al.* ont réalisé une analyse multi-échelle afin de prédire les formes quasi-statiques des flaques (figure 1.8(a)). L’encart de la figure 1.8(a) révèle le soulèvement de l’interface dont l’ampleur augmente avec le volume de la flaque considérée. La figure 1.8(b) montre en particulier qu’une goutte de rayon $R \approx 3\kappa^{-1}$ accueille une voûte d’une amplitude d’environ κ^{-1} .

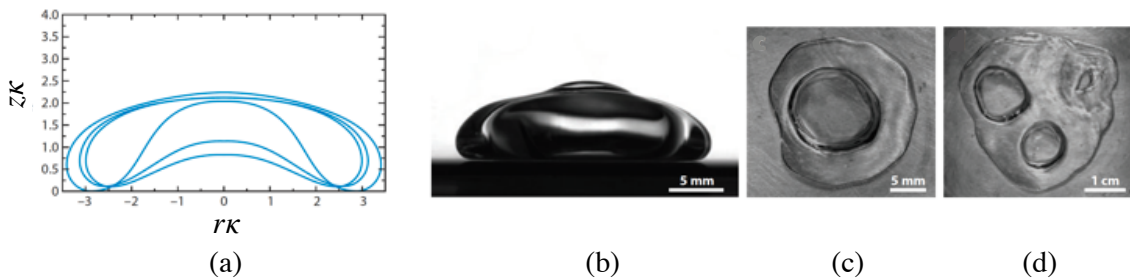


FIGURE 1.9 – Croissance d’une cheminée au sein d’une flaque caléfiée. (a) Prédiction théorique obtenue par Snoeijer *et al.* [8]. Cheminées en éruption vue de côté (b) et de dessus (c,d). La poche de vapeur perfore la flaque au centre dans le régime à une cheminée (c) et de manière régulièrement espacée dans le régime à plusieurs cheminées. Photographies prises par Dan Soto, Raphaële Thévenin et Anne-Laure Biance extraites de [9].

L’interface se déstabilise suivant une instabilité dynamique à la Rayleigh-Taylor [10]. Boutigny décrit dès 1847 les «bouffées de vapeur qui, ne pouvant se dégager que difficilement contre les parois [du substrat], traversent l’eau». Comme l’illustre la figure 1.9(a), la poche grossit et envahit le liquide sur toute sa hauteur jusqu’à atteindre son sommet. Une cheminée apparaît comme le montrent les vues de côté (figure 1.9(b)) et de dessus (figure 1.9(c)). Ceci conduit transitoirement à la formation d’un film mince, qui fait un dôme à la surface de la flaque, dont la stabilité sera discutée au chapitre 2. Lorsqu’une flaque est encore plus étendue, on voit apparaître un réseau de cheminées régulièrement espacées, par exemple, trois cheminées sur la figure 1.9(d), dont une en voie de disparition. C’est le régime de cheminées multiples. La distance entre cheminées s’identifie à la longueur d’onde λ de l’instabilité de Rayleigh-Taylor⁴ et donne un critère d’apparition des cheminées simples. Le calcul rigoureux prédit $\lambda \approx 3.95\kappa^{-1}$ [8], en accord avec la valeur trouvée par l’expérience et en loi d’échelle [10, 12]. Ces cheminées multiples se réorganisent spatialement et ne forment pas un motif figé.

4. Si l’on module l’intensité de la pesanteur en centrifugeant le liquide, on observe que l’espacement λ suit une progression en $1/\sqrt{g}$ [11].

Variations autour de la forme statique

La forme de la goutte dévie néanmoins légèrement du profil théorique. Sur la figure 1.10(a), on constate un écart entre la forme réelle et le profil calculé, particulièrement au niveau de leur apex et en périphérie de leur base.

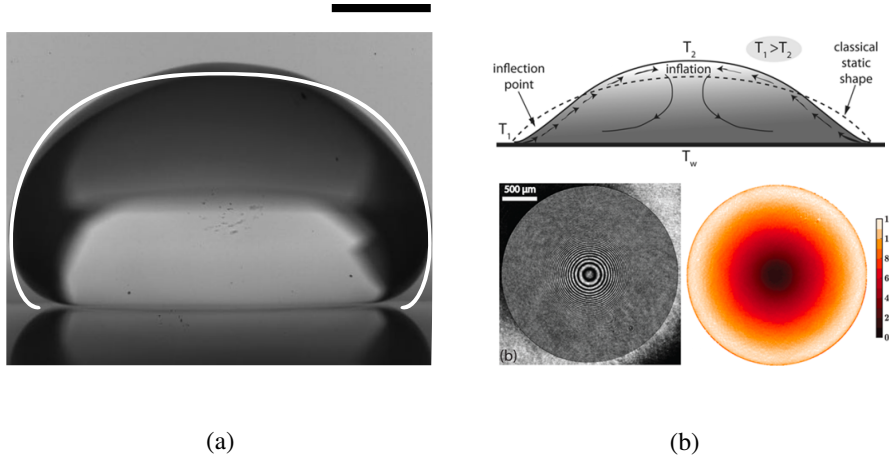


FIGURE 1.10 – (a) Écart entre forme théorique (tracée en blanc) et expérimentale, pour une flaque flottant sur son coussin de vapeur. La barre d'échelle indique 2 mm. (b) Schéma tiré de [13], d'une lentille liquide, mouillant son substrat. En s'évaporant, des différences de température apparaissent en surface. Des écoulements de Marangoni déforment la goutte et l'écartent du profil théorique statique. Ligne de niveau d'une goutte sessile de HFE-7100, obtenue à grâce à un interféromètre Mach-Zehnder. L'image de droite correspond à la pente locale de l'interface, indiquée en degrés, et déduite de la figure d'interférence.

Un tel écart au profil statique a été observé sur des gouttes mouillantes en train de s'évaporer [13]. Tsoumpas *et al.* montrent qu'une goutte étalée sur un substrat maintenu à la température T_w , comme sur la figure 1.10(b), se bombe légèrement actionnée par écoulements Marangoni, induits par le refroidissement évaporatif du liquide. De tels écoulements pourraient prendre place au sein du liquide et expliquer la déviation légère entre la forme observée et la forme théorique. L'existence de différences de température au sein du liquide sera prouvée au chapitre 4. D'autre part, on voit au niveau de la base des gouttes qu'il existe un angle de contact. Ceci pourrait s'expliquer par une différence de tension de surface entre le liquide et l'air, $\gamma_{\ell a}$ et entre le liquide et sa vapeur, $\gamma_{\ell v}$. On trouve dans la littérature qu'à température égale, la tension de surface eau-air diminue d'environ 5% lorsqu'on augmente l'humidité de 10 à 100% [14, 15]. Le liquide pourrait ressentir des différences de tension de surface ($\gamma_{\ell v} < \gamma_{\ell a}$) et se déformer. Cet écart, très faible sera négligé par la suite. Les gouttes prennent donc l'aspect de lentilles flottant sur leur propre vapeur, ce que nous allons décrire plus finement.

1.2.2 Description la base de la goutte

Nous avons vu avec l'exemple des cheminées que, la base du liquide pouvait être affectée par les vapeurs sous-jacentes. On appelle ℓ , l'étendue de la base, c'est-à-dire le diamètre de contact des gouttes, bien qu'on ne puisse pas rigoureusement parler de contact. Sur la figure 1.7(a), on remarque que l'aire sur laquelle les gouttes sont aplaties dépend, une fois encore, du volume considéré.

Limite gravitaire

Dans le régime $R\kappa \gg 1$, on décrira les flaques comme des disques de rayon R et de hauteur $h \approx 2\kappa^{-1}$. La base s'étend sur une distance caractéristique $\ell \sim 2R$. Les bords latéraux forment néanmoins un bourrelet. L'approximation cylindrique peut être corrigée par la géométrie schématisée ci dessous (fig. 1.11(a)), soit un disque de rayon $(R - r)$, encerclé par un bourrelet de rayon r et de hauteur $2\kappa^{-1}$.

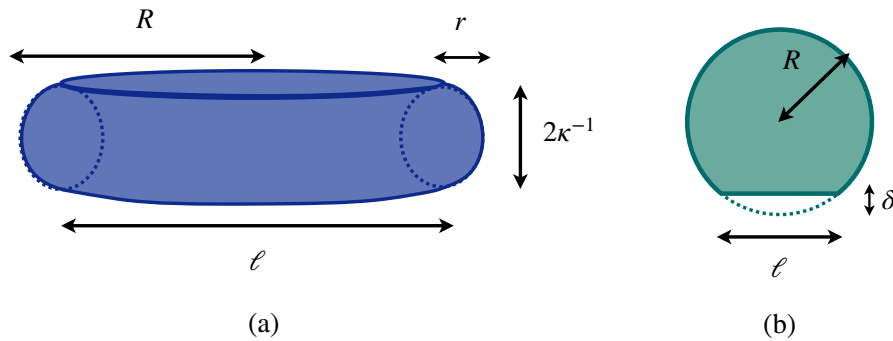


FIGURE 1.11 – Anatomie de liquides caléfiés. (a) Les flaques gravitaires ($R\kappa > 1$), de rayon équatorial R sont considérées comme des disques de rayon $(R - r)$, encerclés par un bourrelet de rayon r , et de hauteur $2\kappa^{-1}$. Leur base s'étend sur $\ell = 2(R - r)$. (b) Les gouttelettes ($R\kappa < 1$) sont des sphères de rayon R , aplaties au niveau de leur base sur une distance $\ell \approx 1.63R^2\kappa$.

L'étendue du "contact" est donc :

$$\ell \approx 2(R - r) \tag{1.2.4}$$

Avec ces notations, la géométrie de disque, utilisée dans la majorité des études qui concernent ces flaques, est obtenue pour $r = 0$. Le diamètre $2r$ du bourrelet ne peut excéder, la hauteur de la flaque $2\kappa^{-1}$, fixée par le plateau central si bien que r est dans l'intervalle $[0, \kappa^{-1}]$. La largeur r peut alors être obtenue en considérant que ces gouttes prennent sur les bords la forme de ménisques⁵.

En utilisant les conventions de la figure 1.12 et en intégrant l'équilibre local des pressions

⁵. La hauteur d'un ménisque est décrit par l'équation de la lemniscate : $z = \kappa^{-1} \sqrt{2(1 + \cos \alpha)}$ d'après [16]

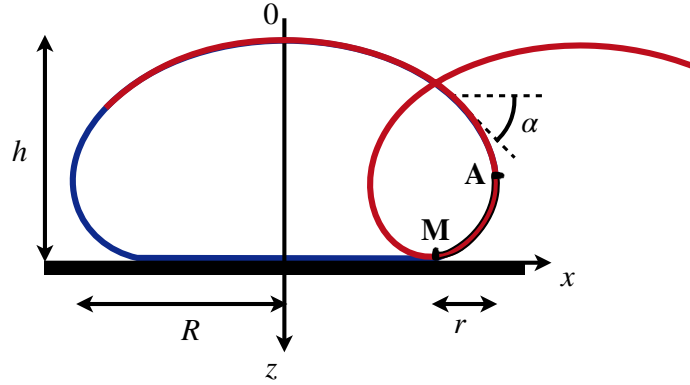


FIGURE 1.12 – Correction géométrique et prédiction de la taille du bourrelet r . Les bords de la flaue prennent la forme d'un ménisque, décrit par l'équation de la lemniscate.

de entre \mathbf{M} ($\alpha = \pi/2$, $z = 2\kappa^{-1}$) et \mathbf{A} ($\alpha = 0$, $z = \sqrt{2}\kappa^{-1}$) comme sur la figure 1.12, il vient :

$$\int_0^{\pi/2} \frac{\cos \alpha}{\sqrt{1 + \cos \alpha}} d\alpha = \frac{\sqrt{2}}{\alpha} r \quad (1.2.5)$$

L'intégrale de gauche se calcule numériquement et vaut 0.754. On trouve alors que le bourrelet est de largeur :

$$r \approx 0.526\kappa^{-1} \quad (1.2.6)$$

L'étendue du liquide est donc :

$$\ell \approx 2(R - 0.526\kappa^{-1}) \quad (1.2.7)$$

Limite capillaire

Pour des volumes plus faibles, la capillarité l'emporte. La goutte a une forme sphérique, sauf au niveau de sa base où elle s'aplatit par son poids. L'affaissement se fait sur la largeur horizontale notée ℓ (illustrée sur la figure 1.11(b)), prédite en loi d'échelle par Mahadevan et Pomeau [17], et sur la hauteur δ . L'équilibre entre le poids de la goutte $\rho g R^3$ et la force capillaire engendrée par la déformation de sa base $\gamma \delta$ donne, en loi d'échelle $\delta \sim \kappa^2 R^3$. Les distances sont liées par la relation géométrique $R^2 = (R - \delta)^2 + (\ell/2)^2$ (théorème de Pythagore), qui, dans la limite $R \gg \ell \gg \delta$, se simplifie en $\ell^2 \approx 8R\delta$. On obtient que les gouttelettes s'aplatissent sur une largeur :

$$\ell \approx \sqrt{\frac{8}{3}} R^2 \kappa \quad (1.2.8)$$

On trouve en pratique que le diamètre de la base des gouttelettes peut être légèrement amoindri lorsqu'elles sont tenues par une aiguille. On trace sur la figure 1.13 la longueur ℓ pour une goutte de rayon 1 mm immobilisée par une aiguille, pour différentes températures T de substrat. L'indépendance de ℓ vis-à-vis de la température, implicite dans l'équation

[1.2.8](#) est vérifiée. La courbe en pointillé correspond à la valeur théorique (équation [1.2.8](#)). ℓ est ici surestimée à cause de l'allègement du poids par à la force exercée par l'aiguille.

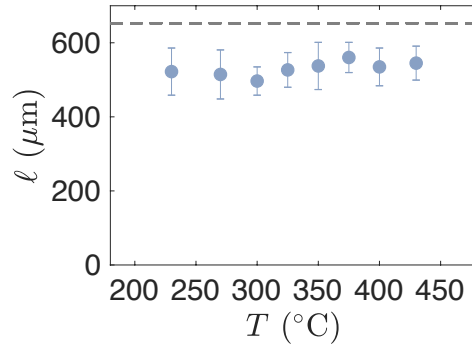


FIGURE 1.13 – Étendue ℓ de la base de gouttelettes de rayon $R = 1$ mm, immobilisées par une aiguille sur un substrat chauffé à T . Les pointillés indiquent la valeur théorique de l'équation [1.2.8](#).

Les solutions ℓ sont tracées sur la figure [1.14](#) en fonction du rayon de la goutte dans les limites asymptotiques gravitaire (bleu foncé) et capillaire (vert foncé). On superpose les données issues de la résolution numérique de l'équation [1.2.3](#) (vert clair). Dans le

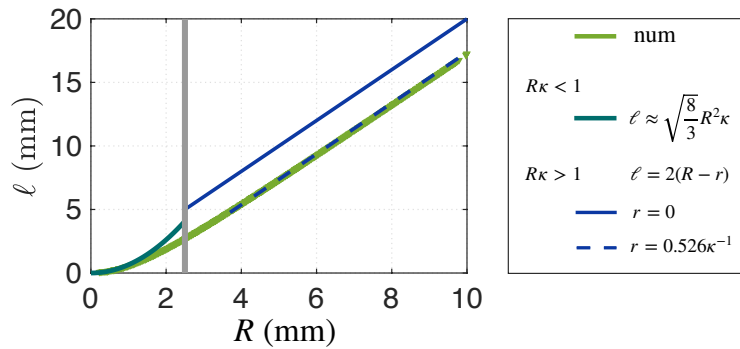


FIGURE 1.14 – Étendue de la base ℓ en fonction du rayon équatorial R . La longueur capillaire est repérée par la ligne verticale grise. Les points verts clairs, obtenus par résolution numérique de l'équation [1.2.3](#) qui gouverne la forme des gouttes, sont comparés aux valeurs attendues dans les limites capillaire $R\kappa < 1$ (équation [1.2.8](#)) et gravitaire $R\kappa > 1$ (équation [1.2.4](#)). Dans ce dernier régime, on considère les flaques comme des disques de rayon $(R - r)$, encerclés par un bourrelet de largeur r . On trace alors ℓ pour $r = 0$ (traits pleins) et la valeur attendue $r = 0.526\kappa^{-1}$ (traits pointillés).

régime gravitaire, l'étendue ℓ de la base de gouttes caléfiée est linéaire en R et suit $\ell \approx 2(R - 0.526\kappa^{-1})$. Dans le régime capillaire, la dépendance en R est quadratique, donc de sensibilité accrue. Cette distance est essentielle puisque c'est sur cette zone que les échanges thermiques et de masse auront lieu entre le substrat chaud et le liquide.

1.3 Le coussin de vapeur

On change désormais de point de vue en se plaçant dans le film de vapeur qui supporte le liquide. Il constitue véritablement le lieu d'échange entre le liquide et le substrat. Une description de ce film est nécessaire pour appréhender les propriétés de non-adhésion, l'absence de friction et d'ébullition.

1.3.1 Caractérisation du film

Épaisseur moyenne

Les premières mesures d'épaisseur ont été obtenue par Bianco *et al.*, qui déduisent de la figure de diffraction d'un faisceau laser à travers le film de vapeur, une épaisseur moyenne $\varepsilon \sim 10 - 100 \mu\text{m}$. Le montage expérimental est illustré sur la figure 1.15(a). Le rayon R de la goutte est fixé en compensant les pertes par évaporation par un apport de liquide [10].

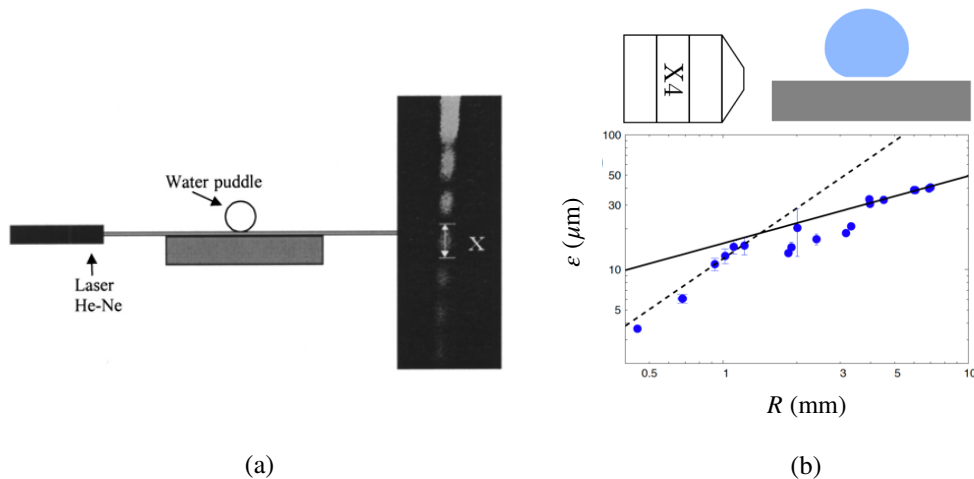


FIGURE 1.15 – (a) Mesure de l'épaisseur ε du film de vapeur par diffraction [10]. (b) Épaisseur ε moyenne du film de vapeur en fonction du rayon R d'une goutte lévitant sur un substrat porté à 250°C . Le schéma du dispositif qui a permis la mesure est représenté. Les droites correspondent aux épaisseurs théoriques, assorties d'un facteur numérique 0.4 [1].

L'épaisseur ε du film a été mesurée plus tard par Philippe Bourrienne en visualisant directement la base de la goutte [1] (figure 1.15(b)). Elle varie entre 5 et $50 \mu\text{m}$ et augmente avec R . On retrouve sur cette courbe deux régimes : le régime des flaques pour $R \gtrsim 1.5 \text{ mm}$ et le régime des gouttes sphériques pour $R \lesssim 1.5 \text{ mm}$.

Topographie de l'interface

L'épaisseur du film libre n'est cependant pas uniforme. Caractériser le relief sous une goutte caléfiée implique de mesurer différences de hauteur de quelques dizaines de microns. Les techniques d'interférométrie s'avèrent alors particulièrement pertinentes. En

observant à travers le substrat chaud, plusieurs auteurs sont parvenus à produire des interférences sous une goutte en caléfaction sur un substrat transparent et conducteur (saphir ou quartz). De la lumière émise par en-dessous est réfléchiée par l'interface et interfère avec un rayon de référence. Ceci conduit à l'apparition de franges d'égalles épaisseur (figure 1.16), dont l'espacement donne la pente locale de l'interface. La courbure de l'interface peut être déduite comme sur la figure 1.16(a). Pour une goutte de taille plus petite (millimétrique), on peut tirer de l'image 1.16(b) la dénivellé de l'interface. On voit alors apparaître une modulation spatiale de l'épaisseur de vapeur de quelques microns.

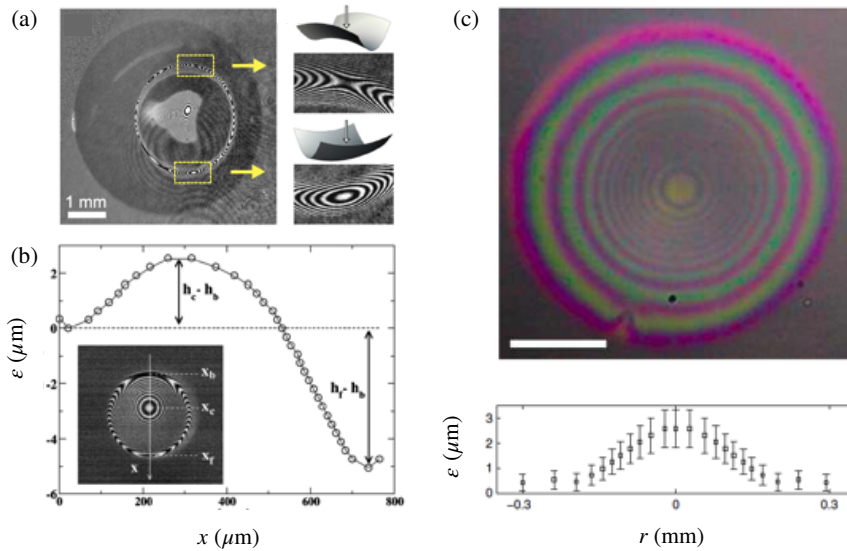


FIGURE 1.16 – Caractérisation spatiale du film de vapeur. (a) Visualisation par en dessous de l'interface liquide-vapeur par interférences. (b) Le profil relatif de la base des gouttes est déduit de la figure d'interférence, révélant la poche centrale et le resserrement en périphérie de la goutte [18, 19]. (c) Épaisseur du film mesurée lors de l'impact d'une goutte sur une surface chaude en lumière blanche [20]. Figure inspirée de [1].

Cette technique est limitée à des différences de hauteur de $10 \mu\text{m}$ à cause de la perte de cohérence des interférences (cf. zone centrale, trop bombée, de la figure 1.16(a)) et du recouvrement des différentes franges en lumière non monochrome. Cette méthode a, par exemple, permis d'obtenir le profil sous une goutte caléfiée en impact (cf. zone centrale, trop bombée, de la figure 1.16(c)).

1.3.2 Échanges thermiques du substrat à la goutte

Modes de transferts thermiques

Le film de vapeur est un lieu d'échange. C'est principalement à travers lui que le substrat fournit sa chaleur au liquide. Nous discutons ici, les différents modes de transferts thermiques susceptibles d'intervenir. On dénombre trois modes de transfert de chaleur.

La **conduction thermique** est un transfert de proche en proche d'énergie sous forme

de chaleur au sein d'un milieu matériel. Le flux de chaleur, est orienté du chaud vers le froid. Ce mode de propagation de proche en proche est la plupart du temps efficace dans les phases condensées, mais peu observé dans les matériaux comme la laine de verre, le polystyrène ou les gaz, qualifiés de mauvais conducteurs ou isolants thermiques. Ainsi la conductivité thermique du laiton ($\lambda_s \approx 100 \text{ W/m/K}$) est supérieure d'environ quatre ordres de grandeur par rapport à celle de la vapeur d'eau ($\lambda_v \approx 30 \text{ mW/m/K}$).

La **convection thermique**, liée au mouvement du fluide (liquide ou gaz), donc à un transport de matière. Elle peut être naturelle, lorsque le fluide chaud se dilate et s'élève par poussée d'Archimède, ou forcée, lorsque le mouvement est imposé par un écoulement.

Le **rayonnement thermique**, correspondant à l'émission de rayonnement électromagnétique par un corps chaud. Ce mode a la particularité de se propager dans le vide (rayonnement solaire). L'énergie reçue par le système est absorbée et convertie en chaleur.

Contributions comparées : les nombres adimensionnels en renfort

Dans la littérature, les échanges thermiques entre la goutte et son substrat sont supposés de nature diffusive. Ce mode de transfert d'énergie s'avère pourtant peu efficace dans les fluides. Prenons l'exemple d'un café chaud. Le temps caractéristique associé au refroidissement par diffusion est donné par le temps $\tau_{\text{th}} \sim L^2/D_{\text{th}}$ où L désigne les dimensions de la tasse ($L \approx 5 \text{ cm}$) et D_{th} le coefficient de diffusion thermique de l'eau ($D_{\text{th}} \approx 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$). S'il n'y avait que la diffusion thermique, notre café se refroidirait en typiquement une heure. En pratique, la convection naturelle avec l'air et la convection forcée en soufflant nous permettent de boire notre café chaud au bout de quelques minutes. On cherche donc à vérifier nos hypothèses en comparant la contribution de la diffusion aux autres modes d'échange d'énergie susceptibles d'intervenir en faisant appel aux nombres adimensionnels. On se demande en particulier si la convection forcée par l'écoulement de vapeur, qui s'écoule à la vitesse $U = 0.1 - 1 \text{ m/s}$ dans le film est à prendre en compte.

Convection forcée Le nombre de **Péclet** représente le rapport entre les temps caractéristiques des transferts par convection et par diffusion. La conduction thermique à travers le film de vapeur d'épaisseur ε , diffuse sur un temps caractéristique $\tau_{\text{diff}} = \varepsilon^2/D_{\text{th}}$, où $D_{\text{th}} = \lambda_v/\rho_v c_{p_v}$ représente la diffusivité thermique de la vapeur, avec c_{p_v} la capacité thermique massique de la vapeur. Ce temps, qui est de l'ordre de la microseconde (pour un film d'épaisseur $20 \mu\text{m}$) est à comparer au temps associé au transport par convection par l'écoulement ℓ/U . Il vient alors :

$$Pe = \frac{\rho_v c_{p_v} U \varepsilon^2}{\lambda_v \ell} \quad (1.3.1)$$

Pour un écoulement de 0.1 à 1 m/s , étendu sur une distance ℓ millimétrique on a $Pe \approx 10^{-4}$. À l'échelle du film de vapeur, les échanges thermiques sont cinétiquement dominés par la diffusion. La convection est malgré cela un mode très efficace de transfert d'énergie. Il faut

donc comparer les flux impliqués dans ces deux modes de transfert d'énergie. On introduit alors le nombre de **Nusselt**, qui compare leur efficacité. Il dépend d'un coefficient h_{conv} d'échange thermique qui modélise le flux échangé par convection $j_{\text{conv}} = h_{\text{conv}}(T_b - T)$ à travers une interface qui est le siège d'un écoulement, où T_b désigne la température au niveau de l'interface et T dans le fluide qui s'écoule. Le nombre de Nusselt s'écrit alors :

$$Nu = \frac{h_{\text{conv}}\varepsilon}{\lambda_v} \quad (1.3.2)$$

Son évaluation est compliquée à cause du caractère semi-empirique du coefficient h_{conv} . Le coefficients d'échange vaut typiquement $h_{\text{conv}} \approx 100 \text{ W/m}^2/\text{K}$ dans des problèmes de convection forcée avec de l'air. Il dépend de la vitesse du fluide, de ses propriétés de diffusion thermique et cinématique, de l'état de surface et d'autres paramètres. On trouve alors un nombre de Nusselt typique $Nu \approx 10^{-2}$, en bon accord avec les valeurs tabulées [6](#). Les transferts énergétiques du substrat chaud à la goutte se font donc par diffusion à travers le film de vapeur.

Convection naturelle La différence de température dans le film peut également induire des mouvements verticaux de convection naturelle. La vapeur chaude se dilate et migre par poussée d'Archimède. Ce mouvement ascensionnel peut transporter la chaleur et modifier le champ de température. Le temps caractéristique d'un tel mouvement s'exprime en comparant la poussée d'Archimède, motrice, $\rho_v g \Gamma_v \Delta T \varepsilon^3$, où Γ_v correspond au coefficient de dilatation thermique du gaz ($\Gamma_v = 1/T$ pour un gaz parfait, où T est la température moyenne du gaz), et la force visqueuse. Cette dernière résiste à la mise en mouvement du gaz à une vitesse U sur la hauteur du film. Le rapport ε/U permet donc d'exprimer un temps, qui, rapporté au temps de diffusion définit le nombre de Rayleigh :

$$Ra = \frac{\rho_v^2 c_{p_v} g \Delta T \varepsilon^3}{\eta_v \lambda_v} \quad (1.3.3)$$

En utilisant les valeurs du tableau [1.1](#), on trouve $Ra \approx 10^{-5}$, très petit devant l'unité. La convection naturelle ne transporte pas efficacement la chaleur au sein du film. Le champ de température satisfait donc bien l'équation [1.3.4](#).

Et le rayonnement ? Le dernier mode de transfert de chaleur est le rayonnement. Le flux radiatif surfacique est défini par $e_r \sigma T^4$, avec e_r l'émissivité du corps et $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2/\text{K}^4$. On cherche à comparer l'amplitude des échanges radiatifs aux transferts par conduction. On évalue donc le rapport $Nu_r \sim \varepsilon e_r \sigma T^4 / \lambda_v \Delta T$, analogue du nombre de Nusselt, mais pour des échanges radiatifs. En prenant une émissivité de l'eau $e_r = 1$, on trouve typiquement $Nu_r \sim 10^{-2}$. Aux températures considérées, les transferts radiatifs sont dominés par les transferts diffusifs de chaleur. La dépendance du flux rayonné vis-à-vis de la température peut néanmoins donner de l'importance à ce mode, à très haute température.

6. Pour un écoulement laminaire au dessus d'une plaque chaude rectangulaire, le Nusselt moyen vaut $Nu = 0.664 Pr^{1/3} Re^{1/2}$ [\[21\]](#), où Pr est le nombre de Prandtl et Re le nombre de Reynolds.

Les nombres adimensionnés plaident donc en faveur d'échanges de chaleurs dominés par la diffusion à travers le film de vapeur.

Établissement du champ de température dans la vapeur

Les échanges thermiques sont donc principalement de nature diffusive. On peut alors établir le champ de température $T(z)$ dans le film d'épaisseur moyenne ε , soumis d'une part à une température $T(z = 0) = T_s$, imposée par la plaque, et d'autre part à $T(z = \varepsilon) = T_b$ au niveau de l'interface liquide-vapeur. En stationnaire, le champ de température $T(z)$ au sein de la vapeur vérifie l'équation de Laplace ($\nabla^2 T(z) = 0$). Il vient en intégrant :

$$T(z) = T_s - \Delta T z / \varepsilon \quad (1.3.4)$$

La température diminue linéairement en s'éloignant de la plaque. Dans le film, T varie de 200°C sur une hauteur de $20 \mu\text{m}$. Les propriétés de la vapeur sont prises à la température moyenne $(T_s + T_b)/2$, soit typiquement à 200°C , et sont résumées dans le tableau [1.1](#).

Grandeur	Valeur
Phase gazeuse (v)	
Température moyenne T	200°C
Masse volumique ρ_v	0.5 kg/m^3
Viscosité dynamique η_v	$20 \mu\text{Pa}\cdot\text{s}$
Conductivité thermique λ_v	30 mW/m/K
Capacité thermique massique c_{p_v}	2 kJ/kg/K
Phase liquide (ℓ)	
Température T_b	100°C
Masse volumique ρ	958 kg/m^3
Viscosité dynamique η	$200 \mu\text{Pa}\cdot\text{s}$
Tension de surface γ	58 mN/m
Chaleur latente \mathcal{L}	2200 kJ/kg

TABLE 1.1 – Grandeurs thermodynamiques (tirées des Standard Reference Data) de l'eau dans sa phase gazeuse et dans sa phase liquide prises aux températures moyennes respectives T et T_b .

Remarque : La viscosité d'un liquide, au contraire du gaz, diminue avec la température. Le rapport η/η_v n'est que de 10 aux températures considérées, un rapport assez inhabituel, qui pourrait expliquer l'efficacité de l'entraînement du liquide par la vapeur.

Couplage thermohydrodynamique

La description purement thermique adoptée jusqu'à présent omet les considérations hydrodynamiques, ou plutôt aérodynamique, du problème, pourtant essentielles. Pour estimer l'importance respective de ces contributions, on introduit le nombre de **Prandtl**, qui compare la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide. Il est construit comme le rapport entre la diffusivité cinématique sur la

diffusivité thermique et est donc inhérent au fluide considéré.

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad (1.3.5)$$

Dans le cas où $Pr \ll 1$, l'épaisseur thermique est plus grande que l'épaisseur dynamique : le fluide est bon conducteur de la chaleur. En revanche, si $Pr \gg 1$, le profil de température dans le fluide est fortement influencé par le profil de vitesse. Dans le cas des vapeurs de Leidenfrost (en utilisant les données p.29), on a $Pr_v \sim 1$. Les écoulements dans le film de vapeur se couplent aux échanges thermiques et nous allons les considérer.

1.3.3 Aérodynamique du coussin de vapeur

La vitesse d'échappement de la vapeur à travers le film est estimée à 0.2 m/s [10]. L'utilisation d'acétone, qui absorbe dans les UV, permet une visualisation directe de cet échappement. On place une lumière UV derrière une goutte d'acétone. La photographie de la figure 1.17(a) révèle la production et l'échappement de vapeurs. L'évaporation a lieu principalement par la base de la goutte.

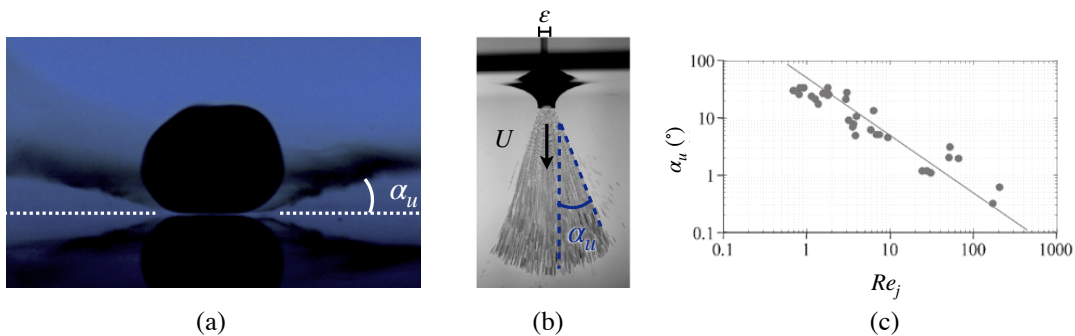


FIGURE 1.17 – (a) Photographie de côté d'une goutte millimétrique d'acétone éclairée par derrière par une lampe UV. Les vapeurs d'acétone, absorbant dans l'UV, s'échappent principalement par la base de la goutte en faisant un angle α_u . (b) Impact d'un jet de rayon $400 \mu\text{m}$ d'huile très visqueuse contenant des traceurs. La superposition de plusieurs images dessine le mouvement des particules advectées par l'écoulement. La frontière entre le liquide injecté et le bain définit un angle α_u . (c) Correspondance entre le demi-angle d'ouverture du jet au nombre de Reynolds Re_j associé à l'écoulement adapté [22].

Un jet de vapeur s'immerge dans l'air environnant en faisant un angle $\alpha_u \approx 17^\circ$ avec l'horizontale. D'après les travaux d'Etienne Reyssat sur l'évasement de jets immergés, illustré par les figures 1.17(a) et (b), l'angle d'ouverture du jet dépend des caractéristiques de l'écoulement avant évasement [22], explicitées sur la figure 1.17(c). L'élargissement du jet de vapeur est directement liée à sa vitesse. L'angle exprime la compétition entre son inertie et freinage visqueux. On introduit le nombre de Reynolds $Re_j = \rho_v U \varepsilon / \eta_v$. Pour la goutte millimétrique d'acétone photographiée en 1.17(a), l'ouverture observée correspond à un nombre $Re_j \sim 3$. On peut ainsi estimer la vitesse d'échappement en sortie de coussin d'épaisseur 10 à $20 \mu\text{m}$, à $U \sim 0.1 - 1 \text{ m/s}$, en accord avec [9, 10]. Dans cette partie, nous

nous intéressons précisément à cet écoulement rapide.

Flux de masse à échanger

L'apport constant d'énergie permet une production continue de vapeur. On suppose que le substrat fournit son énergie par diffusion à travers le coussin de vapeur, d'épaisseur moyenne ε et étendu sur la surface $\mathcal{S} = \pi\ell^2/4$. L'hypothèse d'un transfert de nature diffusif sera discutée plus loin (p. 26). On dresse le bilan d'énergie : l'énergie reçue par le liquide par unité de temps permet la production d'une quantité dm de vapeur :

$$\mathcal{L}dm = \frac{\lambda_v \Delta T}{\varepsilon} \mathcal{S} dt \quad (1.3.6)$$

où \mathcal{L} est la chaleur latente de vaporisation de l'eau et ΔT la différence de température appliquée aux bornes du film. En stationnaire, la vapeur ne s'accumule pas sous la nappe liquide. La quantité de gaz produite dm s'échappe radialement à la vitesse U . Un bilan de quantité de matière conduit à :

$$dm = \rho_v 2\pi\ell\varepsilon U dt \quad (1.3.7)$$

La combinaison des équations 1.3.6 et 1.3.7 donne une vitesse moyenne :

$$U = \frac{\lambda_v \Delta T \ell}{8\rho_v \mathcal{L} \varepsilon^2} \quad (1.3.8)$$

On cherche à exprimer plus explicitement ce que vaut cette vitesse.

Écoulement lubrifié

On suppose que l'épaisseur du film de vapeur ε est uniforme. En particulier, on néglige les fluctuations spatiales, induites par exemple par la présence la poche de vapeur ou d'ondes de surface, supposées d'amplitude négligeables devant ε . L'écoulement de vapeur est caractérisé par un nombre de Reynolds, qui compare les effets inertiels $\rho_v U^2 \ell \varepsilon$ à la dissipation visqueuse $\eta_v \frac{U}{\varepsilon} \ell^2$:

$$Re = \frac{\rho_v U \varepsilon^2}{\eta_v \ell} \quad (1.3.9)$$

En prenant une vitesse U comprise entre 0.1 et 1 m/s, et en utilisant les caractéristiques physiques de la vapeur d'eau, prises à sa température moyenne (tableau 1.1 à la page 29), on trouve $Re = 10^{-3} \ll 1$. La vapeur créée par évaporation, soutenue par diffusion de la chaleur de la plaque à travers le film, s'échappe de manière laminaire. En supposant cet écoulement invariant par rotation autour de l'axe vertical, on décompose la vitesse \vec{u} en (u_r, u_z) selon les directions (r, z) . L'équation de continuité garantit alors que $\nabla \cdot \vec{u} = \partial_r u_r + \partial_z u_z = 0$. Dans la direction r , les grandeurs varient sur la longueur caractéristique ℓ , très grande devant la longueur caractéristique ε , de variation suivant z . La géométrie étirée force donc un écoulement radial. Le champ de vitesse recherché est de la forme $\vec{U} =$

$\vec{u}_r(r, z)$. Sous ces hypothèses, qui définissent le cadre de l'approximation de la lubrification, on obtient, en projetant radialement et verticalement, les équations stationnaires :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} = \frac{1}{\eta_v} \frac{\partial P}{\partial r} \\ \frac{\partial P}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (1.3.10)$$

Il suffit désormais de se munir de deux conditions aux limites pour pouvoir intégrer. La première condition consiste à prendre une vitesse nulle au niveau de la plaque immobile. La deuxième condition, relative à l'interface liquide-vapeur est plus complexe. Dans un premier temps (et comme on trouve dans la littérature [10]), on considère une condition d'annulation de la vitesse en $z = \varepsilon$. L'équation 1.3.10 donne, après intégration, un profil de Poiseuille :

$$u_r(z) = \frac{1}{2\eta_v} \left(\frac{\partial P}{\partial r} \right) (z - \varepsilon)z \quad (1.3.11)$$

u_r est moyennée sur la hauteur ε du film de vapeur, conduisant à la vitesse d'échappement U radiale de la vapeur :

$$U = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^\varepsilon \frac{1}{2\eta_v} \left(\frac{\partial P}{\partial r} \right) (z - \varepsilon)z dz = \frac{1}{12\eta_v} \left(\frac{\partial P}{\partial r} \right) \varepsilon^2 \quad (1.3.12)$$

Le gradient de pression radial, moteur de l'écoulement, reste à expliciter. On distingue pour cela le régime gravitaire, du régime capillaire.

Régime de flaque $R\kappa > 1$ La pression $P(r)$, exercée par la vapeur sur la surface \mathcal{S} doit supporter le poids de la flaque. On suppose que la flaque a une géométrie cylindrique, de rayon R . L'équilibre se traduit alors par :

$$\int_0^R 2\pi r P(r) dr = 2\rho g \kappa^{-1} \mathcal{S} \quad (1.3.13)$$

L'aire s'écrit simplement $\mathcal{S} = \pi \ell^2 / 4 \approx \pi R^2$. En combinant les équations 1.3.12 et 1.3.13 avec l'équation 1.3.8 d'autre part, on trouve l'épaisseur du film de vapeur :

$$\varepsilon = \left(\frac{3\eta_v \lambda_v \Delta T}{4\rho_v \mathcal{L} \rho g \kappa^{-1}} \right)^{1/4} R^{1/2} \quad (1.3.14)$$

L'ordre de grandeur pour ε est 100 μm . La formule prédit par ailleurs un épaissement (faible) du film avec la température et avec le rayon de la flaque [7].

7. Si on veut être plus précis, on corrige l'aire de la base par $\mathcal{S} = \pi(R - 0.526\kappa^{-1})^2$, en particulier lorsque $R\kappa \sim 1$, ce qui a tendance à diminuer ε .

Régime de gouttelettes $R\kappa < 1$ La pression $P(r)$ a une origine capillaire. La condition d'équilibre se traduit par l'équation :

$$\int_0^{\ell/2} 2\pi r P(r) dr = \frac{2\gamma}{R} \mathcal{S} \quad (1.3.15)$$

L'épaisseur d'équilibre du film de vapeur sous des gouttes quasi-sphériques, aplaties sur la surface $\mathcal{S} = \frac{2\pi}{3} R^4 \kappa^2$ est :

$$\varepsilon = \left(\frac{3\eta_v \lambda_v \Delta T}{2\rho_v \mathcal{L} \gamma \kappa^{-2}} \right)^{1/4} R^{5/4} \quad (1.3.16)$$

La formule donne aussi un film d'une vingtaine de microns, qui s'épaissit lorsque la température T et le rayon R augmentent, avec une sensibilité accrue par rapport aux flaques.

Condition limite à l'interface libre liquide-vapeur Les ordres de grandeurs qu'on obtient par ces lois d'échelles surestiment les épaisseurs mesurées sur la figure 1.15(b). Mais la condition aux limites prise dans l'intégration du profil de vitesse est discutable. Le liquide s'évapore au niveau de l'interface libre et des écoulements à l'intérieur du liquide peuvent avoir lieu (nous discuterons leur existence au chapitre 4). La condition de continuité des vitesses n'est donc pas rigoureuse. On propose d'examiner la structure de l'écoulement obtenue en considérant une condition d'égalité des contraintes tangentielles à l'interface :

$$\left. \frac{\partial u_r}{\partial z} \right|_{z=\varepsilon} = 0 \quad (1.3.17)$$

En prenant cette condition aux limites dans l'intégration des équations de la lubrification 1.3.10, le champ de vitesse s'écrit alors :

$$u_r(z) = \frac{1}{2\eta_v} \left(\frac{\partial P}{\partial r} \right) (z - 2\varepsilon)z \quad (1.3.18)$$

Le glissement à l'interface vapeur/eau engendre une évacuation plus aisée et donc une épaisseur de vapeur moindre, qui s'écrit :

$$\begin{cases} \varepsilon = \left(\frac{3\eta_v \lambda_v \Delta T}{16\rho_v \mathcal{L} \rho g \kappa^{-1}} \right)^{1/4} R^{1/2} & (R\kappa > 1) \\ \varepsilon = \left(\frac{3\eta_v \lambda_v \Delta T}{8\rho_v \mathcal{L} \gamma \kappa^{-2}} \right)^{1/4} R^{5/4} & (R\kappa < 1) \end{cases} \quad (1.3.19)$$

La dépendance vis-à-vis des paramètres expérimentaux est inchangé mais le facteur numérique qui sort de l'intégration du champ de vitesse est modifié. Les épaisseurs obtenues avec cette condition aux limites valent $4^{-1/4} \approx 0.7$ fois celles annoncées par les lois 1.3.16 et 1.3.14, ce qui peut expliquer la surestimation des épaisseurs rapportée. On se propose de mesurer l'épaisseur du coussin sous une goutte, en lévitation au dessus d'une

galette de silicium chaude et réfléchissante. On monte sur une caméra rapide un objectif de microscope $\times 4$, parcouru par une fibre optique afin d'acheminer la lumière. On représente sur la figure 1.18(a) un exemple d'image, où l'on voit la base de la goutte et sa réflexion dans le substrat. On observe avec un léger angle ($\approx 2^\circ$) par rapport à l'horizontale, ce qui permet (pour des gouttes de taille raisonnable) de visualiser la déformation de la poche centrale de vapeur. Le profil est reconstruit (figure 1.18(b)). On définit alors la région du *neck*, c'est-à-dire l'encolure périphérique de la base, où l'épaisseur du film de vapeur est minimale $\varepsilon_n = \min(\varepsilon)$, et la région de la poche, au centre, où l'épaisseur est maximale. On note alors ε_p l'amplitude de la poche telle que $(\varepsilon_n + \varepsilon_p) = \max(\varepsilon)$.

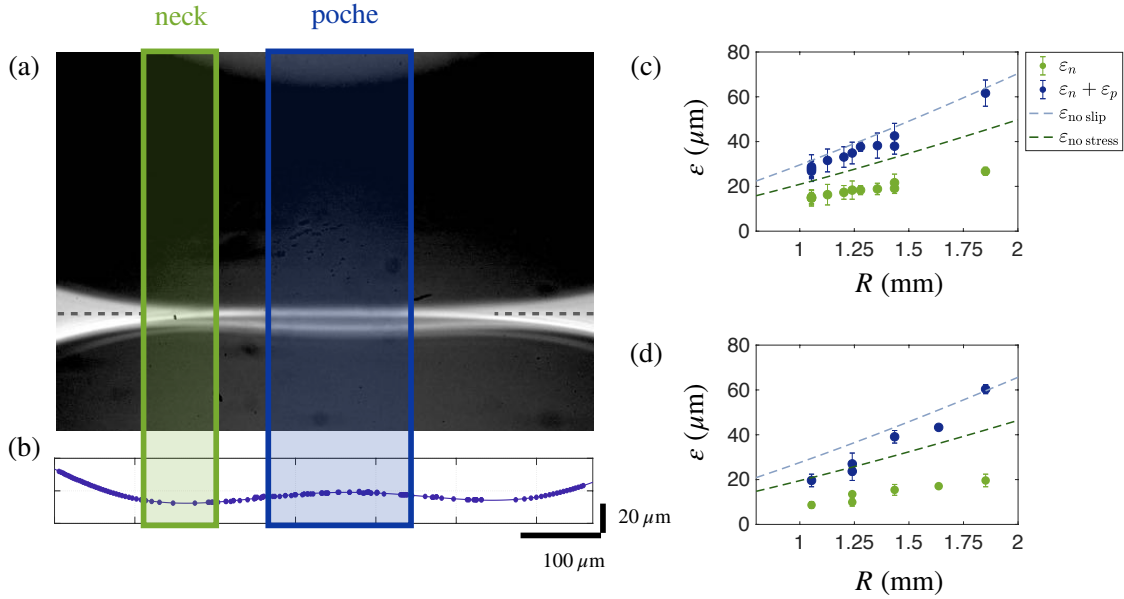


FIGURE 1.18 – (a) Base d'une gouttelette millimétrique ($R = 1.1$ mm) caléfiée sur un substrat à 350°C . L'image, prise à la caméra rapide, équipée d'un objectif de microscope $\times 4$ et d'une fibre optique révèle deux régions : la constriction périphérique de la base (vert), où l'épaisseur du film ε_n est minimale, et la région centrale de la poche de vapeur (bleu), d'épaisseur $(\varepsilon_n + \varepsilon_p)$ (avec ε_p l'amplitude de la poche) est maximale. (b) Profil reconstruit de l'interface liquide-vapeur. (c) Épaisseurs ε_n et $(\varepsilon_n + \varepsilon_p)$ en fonction du rayon R mesurés sur un substrat chauffé à 350°C . (d) Épaisseurs obtenues sur un substrat chauffé à 430°C . Les données sont comparées à l'épaisseur attendue avec une condition "no slip" (équation 1.3.16) ou "no stress" (équation 1.3.19) à l'interface.

On porte alors sur la figure 1.18(c) l'épaisseur du film mesurée sur un substrat à 350°C et au niveau du neck (vert) et celle au niveau de la poche centrale (bleu). La gamme de rayons explorés est limitée puisqu'il est difficile d'observer sous des flaques plus étendues. On superpose alors les épaisseurs attendues dans ce régime ($R\kappa < 1$) dans le cas où on considère la condition de non glissement à l'interface liquide-vapeur (tirets bleus, équation 1.3.16) et la condition de continuité des contraintes tangentielles à l'interface libre (pointillés verts, équation 1.3.19). La diminution de ℓ induite par l'aiguille, qui sert à l'immobilisation du liquide et qui allège le poids de la goutte, est prise en compte (figure 1.13). On constate que les prédictions données par la condition de non glissement sur-estiment les épaisseurs, particulièrement l'épaisseur périphérique ε_n . La

condition d'égalité des contraintes donne, quant à elle, une épaisseur comprise entre les épaisseurs mesurées au niveau du neck ε_n et de la poche ($\varepsilon_n + \varepsilon_p$). L'expérience conduite à 430°C mène aux mêmes conclusions (figure 1.18(d)). La condition de continuité des contraintes à l'interface libre apparaît donc plus réaliste et sera considérée dans la suite de ce manuscrit. On porte sur la figure 1.19 l'évolution théorique de l'épaisseur ε en fonction de R prédite pour des rayons s'échelonnant de 0 à 10 mm. On trace les prédictions obtenues avec la condition traditionnelle de non glissement (pointillés bleus) et nos prédictions, obtenues en préférant la condition de continuité des contraintes tangentielles à l'interface, et en corrigeant l'air \mathcal{S} réelle de contact (équation 1.2.7).

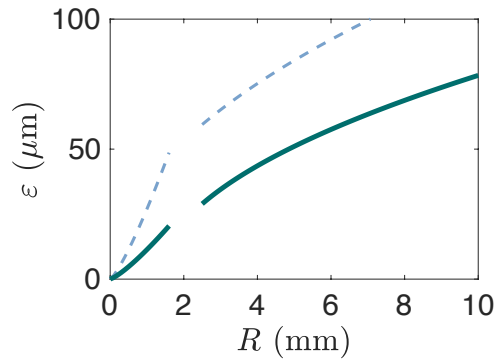


FIGURE 1.19 – (a) Épaisseur moyenne ε en fonction du rayon R de la goutte. Les traits pointillés bleus correspondent aux prédictions de la littérature (obtenues avec une condition de non glissement à l'interface liquide-vapeur); la courbe verte correspond à nos prédictions (obtenues avec une condition d'égalité des contraintes tangentielles à l'interface libre et en corrigeant l'étendue de la base des gouttes par l'équation 1.2.7).

Nous avons fait varier la température du substrat sur un spectre plus large de températures (figure 1.21). L'épaisseur du film de vapeur augmente avec T . Il est intéressant de remarquer que l'amplitude de la poche de vapeur ε_p , qui correspond à l'écart entre les deux courbes, augmente plus rapidement que ε_n avec T .

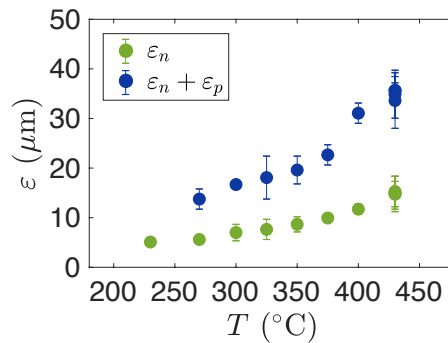


FIGURE 1.20 – (a) Épaisseurs ε_n du neck et ($\varepsilon_n + \varepsilon_p$) de la poche en fonction de la température T du substrat chauffé. Le rayon de la goutte vaut $R = 1.0 \pm 0.3$ mm.

Morphologie du coussin de vapeur et équation du film mince

Le coussin de vapeur présente un épaissement au niveau de la poche que nous avons négligé jusqu'à présent en supposant que l'interface liquide-vapeur était plane et parallèle au substrat chaud. De la vapeur se forme sous les gouttes et semble creuser localement l'interface. Les déformations induites, à peine visibles sous une petite goutte (figure 1.18(a-b)), sont d'autant plus marquées que la flaque est étendue (figure 1.8), le cas extrême étant celui des cheminées (figure 1.9), observées dans la limite $R \gtrsim 4\kappa^{-1}$. L'approximation d'une épaisseur de film homogène est remise en cause.

Nous établissons ici les équations locales qui gouvernent l'épaisseur du film de vapeur $\varepsilon(r, t)$. On reprend l'expression de la vitesse dans le film de vapeur (eq. 1.3.18). Le flux volumique de vapeur dans le film (en supposant que la vitesse du gaz soit nulle en $z = 0$ et l'égalité des contraintes tangentielles à l'interface $z = \varepsilon(r, t)$) est défini par :

$$q_v = \int_0^\varepsilon \frac{1}{2\eta_v} \left(\frac{\partial P}{\partial r} \right) (z - 2\varepsilon(r, t)) z dz = -\frac{1}{3\eta_v} \left(\frac{\partial P}{\partial r} \right) \varepsilon^3(r, t) \quad (1.3.20)$$

L'équation de conservation de masse en cylindrique et dans sa forme locale, lie alors le flux q_v au taux d'évaporation local :

$$\frac{\partial \varepsilon(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q_v(r)) = \frac{\lambda_v \Delta T}{\rho_v \mathcal{L} \varepsilon(r, t)} \quad (1.3.21)$$

On combine les équations 1.3.20 et 1.3.21. La dynamique du film mince est donnée par :

$$\frac{\partial \varepsilon(r, t)}{\partial t} - \frac{1}{3\eta_v} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \varepsilon^3(r, t) \left(\frac{\partial P}{\partial r} \right) \right) - \frac{\lambda_v \Delta T}{\rho_v \mathcal{L} \varepsilon(r, t)} = 0 \quad (1.3.22)$$

Cette équation permet donc d'estimer le temps caractéristique τ_t du régime transitoire d'établissement du film. Dans la phase de formation du film, les épaisseurs sont faibles si bien que le terme centrale de lubrification est négligeable. Les termes qui dominent de l'équation 1.3.22 sont le terme instationnaire et le terme de flux thermique. L'épaisseur ε suit alors une loi diffusive en \sqrt{t} . En comparant ces deux termes en loi d'échelle, on trouve qu'un film d'épaisseur finale $\varepsilon \approx 20 \mu\text{m}$ se forme en typiquement $\tau_t \sim \rho_v \mathcal{L} \varepsilon^2 / \lambda_v \Delta T \approx 50 \mu\text{s}$ (en prenant les données du tableau 1.1).

Passé ce délai, le terme instationnaire de l'équation 1.3.22 peut être négligé. On se place à présent en régime stationnaire. Il reste donc à expliciter la pression dans le film de vapeur. Le saut de pression à l'interface liquide vapeur compte une contribution capillaire, liée à la courbure locale de l'interface, notée $\kappa(r)$, et une contribution gravitaire, liée à la pression hydrostatique exercée par la colonne de fluide supportée par le film, de hauteur $(h(r) - \varepsilon(r))$, avec $h(r)$ la hauteur locale de la goutte. Pour une hauteur uniforme (par exemple pour une flaque), et pour des pentes faibles, $\partial \varepsilon / \partial r \ll 1$, le gradient de pression suivant r s'écrit : $\partial_r P = -\rho g \partial_r \varepsilon(r) - \gamma \partial_{rrr} \varepsilon(r)$ (où la notation ∂_{r^p} désigne la dérivée $p^{\text{ème}}$).

par rapport à r). On trouve donc l'équation locale qui gouverne l'épaisseur du film :

$$\frac{\rho_v}{3\eta_v} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\varepsilon^3(r) \left(\rho g \frac{\partial \varepsilon(r)}{\partial r} + \gamma \frac{\partial^3 \varepsilon(r)}{\partial r^3} \right) \right) - \frac{\lambda_v \Delta T}{\mathcal{L} \varepsilon(r)} = 0 \quad (1.3.23)$$

L'épaisseur locale $\varepsilon(r)$ est dictée par le gradient local de pression hydrostatique, le gradient de pression de Laplace et par le terme de production de vapeur.

Stabilité du film mince

On peut se demander quelle est la stabilité d'un tel film. En effet, la vapeur, moins dense, doit supporter du liquide. Cette situation est instable au sens de Rayleigh-Taylor. Sous l'action de la gravité, le fluide supérieur, plus dense, déforme l'interface. Les forces de tension de surface s'opposent néanmoins à ces déformations et rappellent cette interface. Des ondulations apparaissent à l'interface dont la longueur d'onde est donnée par l'équilibre entre la pression de Laplace et la pression hydrostatique : en axisymétrique, cette longueur d'onde s'écrit $\lambda_{RT} \approx 7.6\kappa^{-1}$ et vaut typiquement 20 mm dans le cas de l'eau à 100°C. On peut ainsi considérer que pour des gouttes aplaties sur une distance $\ell < \lambda_{RT}$ au niveau de leur base, l'interface reste stable au sens de cette instabilité.

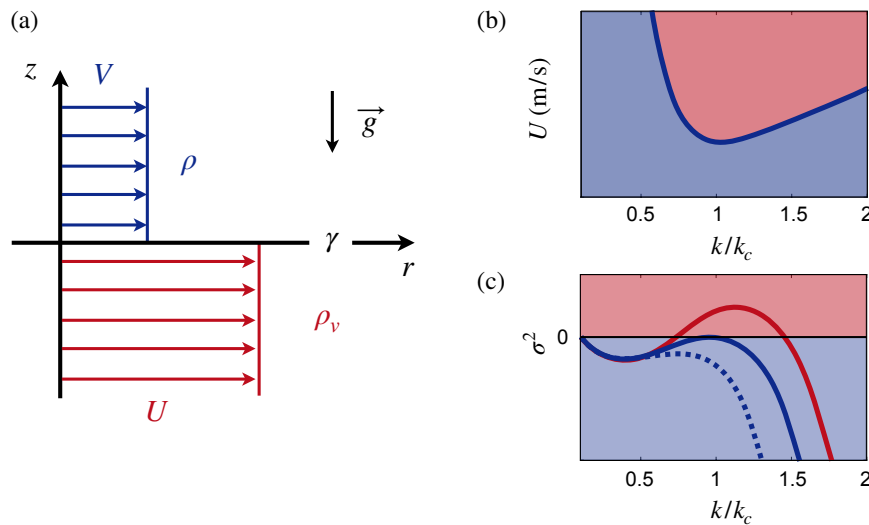


FIGURE 1.21 – (a) Profils simplifiés des vitesses au voisinage d'une interface stratifiée et cisailée. Le fluide supérieur, de densité ρ , est animé de la vitesse V , tandis que le fluide inférieur, de densité ρ_v , s'écoule à la vitesse U . Les deux fluides, non miscibles sont caractérisés par une tension de surface γ . (b) Allure qualitative de la courbe de stabilité marginale U (dans une unité arbitraire) en fonction du nombre d'onde k , normalisé par $k_c = \kappa$ pour $V = 0$. Le domaine supérieur rouge correspond à une situation de cisaillement instable, le domaine bleu est stable. (c) Évolution du carré du taux de croissance σ^2 de l'instabilité (dans une unité arbitraire) en fonction de k/k_c . Les trois courbes, obtenues pour des vitesses U différentes illustrent le cas stable (pointillé bleu), le cas critique (trait plein bleu) et le cas marginalement instable (trait plein rouge).

Lorsque le vent souffle sur un lac par exemple, de petites rides peuvent apparaître.

C'est l'instabilité de cisaillement dite de Kelvin-Helmholtz (configuration illustrée sur la figure 1.21(a)). La différence de vitesse entre la vapeur et le liquide peut déstabiliser l'interface liquide-vapeur par un mécanisme similaire. Le liquide supérieur, supposé au repos ($V = 0$), est cisailé par la vapeur à la vitesse U . On note k le nombre d'onde ($k = 2\pi/\lambda$) associé aux ondes engendrées à l'interface. L'analyse de stabilité de cette situation donne les conditions de stabilité de l'interface, représentées dans sur le diagramme $U = f(k/k_c)$ sur la figure 1.21(b). L'instabilité se développe si la vitesse U de la vapeur excède une certaine valeur [23] :

$$U^2 > \frac{\rho_v^2 - \rho^2}{\rho\rho_v} \frac{g}{k} (1 - (k/k_c)^2) \quad (1.3.24)$$

avec $k_c = 1/\kappa^{-1}$ et $\lambda_c = 2\pi/k_c \approx 15.7$ mm. La figure 1.21(c) donne l'allure du taux de croissance au carré σ^2 en fonction de k/k_c pour différentes vitesses U de la vapeur. Cette instabilité de cisaillement visqueux est susceptible de déstabiliser l'interface liquide-vapeur, mais les longueurs d'onde qui la caractérisent sont très grandes à l'échelle d'une goutte. Nous avons cherché à vérifier si l'interface liquide vapeur est concernée par cette instabilité.

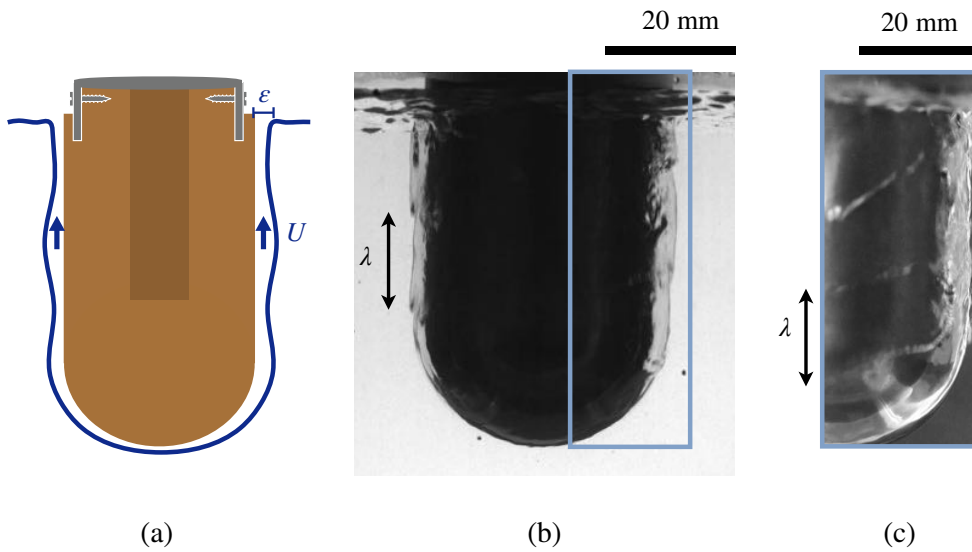


FIGURE 1.22 – (a) Schématisation de l'expérience : un cylindre chauffé à 400°C est introduit dans un bain d'eau (préchauffé). Un plastron de vapeur d'épaisseur ε se forme, et accueille un écoulement à la vitesse U . (b) Vue de côté en rétroéclairage du cylindre. L'interface liquide-vapeur accueille des ondes qui progressent vers le haut. (c) Vue en éclairage direct de la surface du cylindre. Un motif régulier de longueur d'onde $\lambda = 16.2 \pm 0.5$ mm apparaît, progressant à la vitesse des ondes capillaires. Expérience réalisée avec Joachim Delannoy.

Pour ce faire, nous avons considéré un système de dimensions supérieures à λ_c . On chauffe à environ 400°C un cylindre de 20 mm de rayon et de 100 mm de haut, schématisé sur la figure 1.22(a). Le cylindre est alors introduit dans un bain maintenu à une température proche de la température d'ébullition du liquide. Un film de vapeur s'intercale entre le cylindre et le liquide. En observant à la caméra rapide, on observe la présence d'ondes

de surface espacées de $\lambda = 16.2 \pm 0.5$ mm (1.22(b-c)), comparable à la valeur λ_c prédite (et bien supérieurs aux rayons de gouttes usuels).

Remarque : Cette discussion sur la stabilité du film ne prend pas en compte l'évaporation. Le signe qui figure devant le terme d'évaporation de l'équation 1.3.22 suggère qu'elle joue un rôle stabilisant. Les excroissances sont "érodees", ce qui limite *a priori* les déformations. Le cas d'un cisaillement visqueux sur une interface liquide-vapeur instablement stratifiée et soumise à un écoulement de vapeur le long de l'interface s'évaporant a été envisagé théoriquement par Adham-Khodaparast *et al.* [24]. Ces auteurs montrent que si l'évaporation stabilise l'instabilité Rayleigh Taylor, elle est défavorable au sens de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

1.3.4 Bilan d'énergie reçu par le liquide

Loi de décroissance $R(t)$

On se propose de caractériser l'évolution du rayon d'une goutte caléfiée. On mesure son rayon R au cours du temps. La goutte est placée au creux d'un puits en laiton et filmée à la caméra rapide par le côté. On procède de manière systématique en déposant un volume initial fixé, correspondant à un rayon initial $R_0 = 6$ mm. On trace sur la figure 1.23(a) le rayon R au cours du temps pour différentes températures de substrat. R diminue jusqu'à évaporation totale du liquide qui marque la fin de la vie de la goutte. La goutte survit pendant un temps τ de quelques minutes, qui diminue lorsqu'on augmente la température du substrat. On cherche à prédire la loi de décroissance du rayon. Biance *et al.* ont établi la loi $R(t)$ mais l'épaisseur du film de vapeur considérée est surestimée, ce qui les conduit à des temps de vie très surestimés. Nous proposons ici de corriger leur calcul avec l'épaisseur théorique obtenue en prenant une condition de contrainte nulle à l'interface liquide-vapeur.

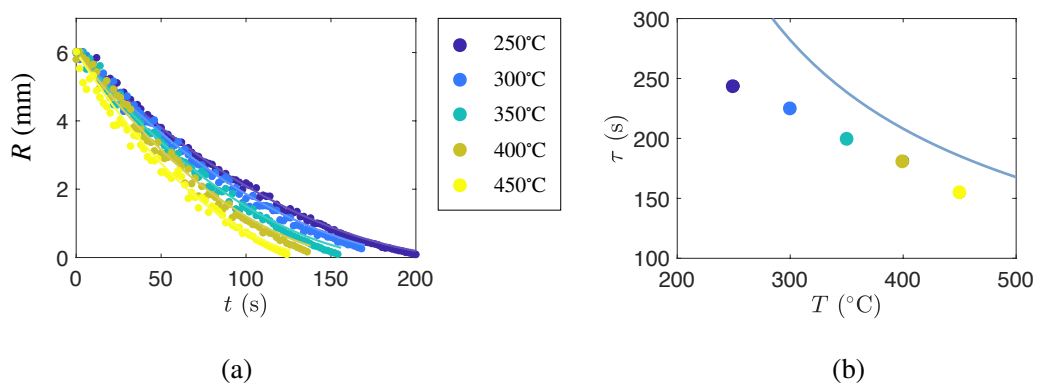


FIGURE 1.23 – (a) Décroissance du rayon R au cours du temps t pour différentes températures du substrat. Le rayon initial est de $R_0 = 6.0 \pm 0.4$ mm. Les données sont ajustées à la loi $R(t) = R_0(1 - t/\tau)^2$ dont on déduit le temps de vie τ . (b) Temps τ en fonction de la température T du substrat. La courbe en trait plein correspond aux prédictions attendues par 1.3.27 (tracée sans paramètres ajustables).

On reprend l'analyse de la page 31. Sous les mêmes hypothèses et dans la limite $R\kappa > 1$

où la masse s'écrit $m = 2\pi\rho R^2\kappa^{-1}$, le bilan d'énergie de l'équation [1.3.6](#) donne :

$$4\pi\kappa^{-1}\rho\mathcal{L}R\frac{dR}{dt} = \frac{\lambda_v\Delta T}{\varepsilon}\pi R^2 \quad (1.3.25)$$

Or ε est une fonction de R . En combinant l'équation [1.3.25](#) avec l'équation [1.3.13](#), et en intégrant entre l'instant $t = 0$ où le rayon vaut R_0 et un instant t , on trouve :

$$R(t) = R_0(1 - t/\tau)^2 \quad (1.3.26)$$

où τ est le temps de vie, c'est-à-dire le moment où la goutte s'est complètement évaporée :

$$\tau = 2\left(\frac{4\rho\kappa^{-1}\mathcal{L}}{\lambda\Delta T}\right)^{3/4}\left(\frac{3\eta_v}{16\rho_v g}\right)^{1/4}R_0^{1/2} \quad (1.3.27)$$

On retrouve que le temps de vie augmente avec le rayon initial R_0 de la flaque et diminue lorsqu'on augmente la température T du substrat. Pour une goutte de rayon $R = 6$ mm la formule [1.3.27](#) donne $\tau = 280$ s. On ajuste les données de la figure [1.23\(a\)](#) à la loi [1.3.28](#). Les données expérimentales suivent bien les prédictions théoriques, avec tout de même un léger écart lorsque R devient inférieur à 2 mm. On extrait de cet ajustement le temps de vie τ des gouttes, que l'on trace en fonction de la température du substrat T . Le temps de vie mesuré est comparé aux prédictions de l'équation [1.3.27](#). On trouve un bon accord, avec toutefois une légère surestimation par la théorie. On doit en effet corriger cette valeur en prenant compte la fin de vie des gouttes. En franchissant la limite $R = \kappa^{-1}$, on change de régime d'évaporation. On reprend le calcul avec $m = 4\pi/3\rho R^3$. En prenant $\mathcal{S} = 2\pi/3R^4\kappa^2$, ε de l'équation [1.3.19](#), la loi de décroissance $R(t)$ prend une autre forme :

$$R(t) = R_0(1 - t/\tau)^4 \quad (1.3.28)$$

On prédit ainsi une décroissance accélérée en fin de vie.

Accumulation de vapeurs

L'hypothèse stationnaire semble valide dans la limite $R\kappa \lesssim 4$, soit en dehors du régime des cheminées. Dans le cas où la vapeur s'accumule, le bilan de masse doit être en toute rigueur modifié. L'énergie fournie par le substrat donc la quantité de vapeur produite augmente avec R . Au-delà d'une certaine taille, les vapeurs ne parviennent plus à être évacuée par le film mince. La masse d'eau \dot{m}_ℓ qui s'évapore par unité de temps a deux sorts possibles : s'échapper à travers le film sous-jacent \dot{m}_v^{ech} ou bien s'accumuler sous la goutte \dot{m}_v^{acc} . Le bilan de masse établi de l'équation [1.3.7](#) doit être corrigé :

$$\dot{m}_\ell = \dot{m}_v^{\text{ech}} + \dot{m}_v^{\text{acc}} \quad (1.3.29)$$

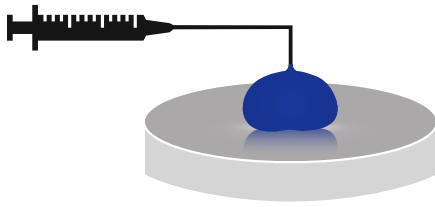
Le film est donc un échangeur massique dont l'efficacité peut être mesurée par le rapport $\Xi = \dot{m}_v^{\text{ech}}/\dot{m}_\ell$. Ainsi, $\Xi = 1$ dans le cas où toute la vapeur trouve son chemin à travers le film et $\Xi < 1$ sinon. Si les échanges thermiques restent dominés par la diffusion, l'expression de \dot{m}_ℓ reste valide. L'excédant de masse qui ne parvient pas à être évacué par unité de

temps s'écrit :

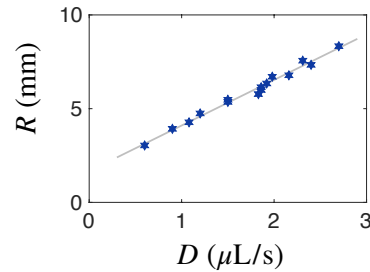
$$\dot{m}_v^{\text{acc}} = \frac{\pi \lambda_v \Delta T \ell^2}{4 \mathcal{L} \varepsilon} - \pi \ell \varepsilon \rho_v U \quad (1.3.30)$$

Expérience de la goutte nourrie

L'évaporation se quantifie également par l'expérience de gouttes nourries. Une goutte, alimentée à l'aide d'une aiguille connectée à un pousse seringue, adopte au bout de quelques minutes un rayon d'équilibre [10]. Le schéma correspondant à ce montage est représenté sur la figure 1.24(a). Le rayon R atteint au bout d'une minute est celui pour lequel l'apport en eau compense les pertes par évaporation. Pour prendre en compte cet apport de liquide, on corrige le bilan de masse en ajoutant le terme source ρD [10]. Cette astuce permet de rendre stationnaire ce problème qui varie lentement dans le temps.



(a)



(b)

FIGURE 1.24 – (a) Schéma d'une flaque nourrie par débit D . Au bout de 2 minutes environ, la flaque atteint un rayon R d'équilibre, mesuré par une vue de dessus. (b) Rayon R atteint en fonction du débit D sur un substrat chauffé 375°C. La courbe grise est obtenue par régression linéaire.

1.4 Sur les origines du seuil de Leidenfrost

L'état de caléfaction nécessite de se placer dans un régime de température bien particulier, à savoir au-delà de la température de Leidenfrost $T_{\mathcal{L}}$. De nombreuses études, tant théoriques qu'expérimentales, ont tenté de comprendre l'origine de ce seuil. Elle semble être une caractéristique du couple liquide-solide considéré. En s'inspirant de la revue bibliographique réalisée en 1999 par Bernardin et Mudawar [25] et des études qui lui ont succédées, nous nous proposons de décrire l'influence des différents paramètres sur $T_{\mathcal{L}}$. Au regard de ces influences, nous discutons les origines de ce seuil.

1.4.1 Définition de la température $T_{\mathcal{L}}$ de Leidenfrost

La définition et caractérisation de la température seuil $T_{\mathcal{L}}$ repose sur la mesure du temps de vie d'une goutte de volume donné, en fonction de la température du substrat. On dépose le volume de liquide sur un substrat chaud et on mesure le temps de vie τ après lequel le volume s'est totalement évaporé, que l'on porte en fonction de la température T_s du substrat. La figure 1.25(a) met en exergue les différents régimes d'évaporation du liquide (discutés au chapitre 1.1)

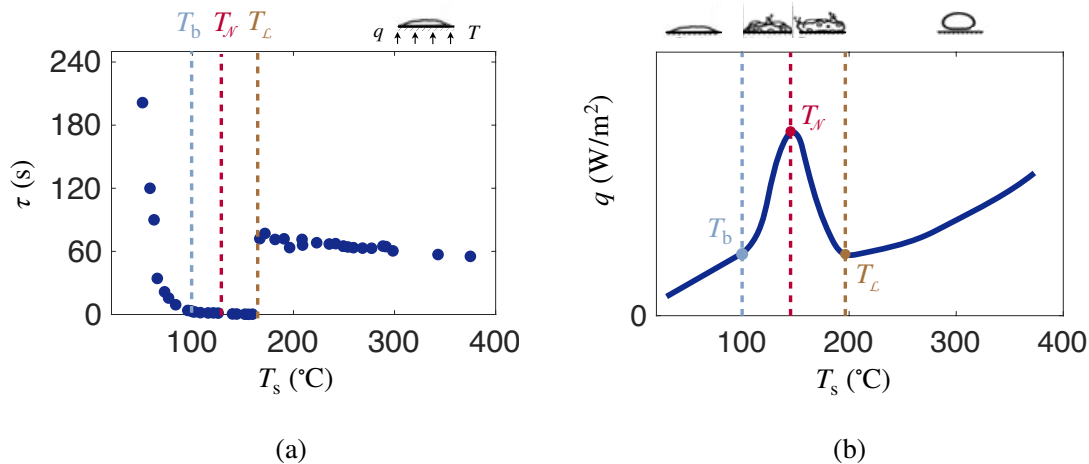


FIGURE 1.25 – Caractérisation de la température de Leidenfrost $T_{\mathcal{L}}$. (a) Temps de vie d'une goutte de volume fixé posée sur une plaque en laiton, portée à la température T_s . L'ébullition et les températures de Nukiyama et de Leidenfrost apparaissent. (b) Flux de chaleur surfacique q fourni au liquide en fonction de la température du substrat. On distingue de gauche à droite le régime d'évaporation, où les transferts thermiques sont assurés par convection naturelle, l'ébullition nucléée et l'ébullition en film, à savoir l'état caléfié.

- **Évaporation** pour $T_s < T_b$: τ diminue quand T_s augmente.
- **Ébullition** pour $T_b < T_s < T_{\mathcal{L}}$: le liquide se vaporise quasi-immédiatement du fait de l'ébullition. τ est alors inférieur à la seconde.
- **Caléfaction** pour $T_s > T_{\mathcal{L}}$: le temps de vie τ retrouve des valeurs élevées, supérieures à la minute. Cette augmentation soudaine est associée à l'établissement du film de vapeur

entre la goutte et la plaque. Au-delà de $T_{\mathcal{L}}$, le temps de vie diminue à nouveau, mais cette fois, très lentement, ce qu'on interprète comme une conséquence des propriétés d'isolation thermique de la vapeur. La température qui maximise la durée de vie du liquide définit le seuil de Leidenfrost $T_{\mathcal{L}}$.

On représente sur la figure 1.25(b) l'allure qualitative du flux de chaleur q échangé à la paroi solide en fonction de sa température T_s . On reporte sur ces courbes la température d'ébullition T_b , où les premières bulles de vapeurs naissent à la surface, qui ajoutent de la convection et par conséquent, augmentent le flux de chaleur échangé ; la température de Nukiyama $T_{\mathcal{N}}$, qui correspond à la crise d'ébullition, où les bulles envahissent toute la surface et créent des remous qui maximisent q ; et la température de Leidenfrost $T_{\mathcal{L}}$ au dessous de laquelle le substrat, recouvert d'un film mince de vapeur, se trouve isolé. Le flux q admet un minimum.

Nukiyama étudie ces différents régimes d'ébullition [26]. Il utilise un fil conducteur parcouru par un courant électrique I , chauffant le liquide par effet Joule. Au-delà d'une certaine intensité $I_{\mathcal{N}}$ (soit d'une certaine température $T_{\mathcal{N}}$), le fil se rompt brutalement. Le film de vapeur s'interpose entre le liquide et le fil, et engendre une augmentation très rapide de la température du métal, le faisant alors céder. Il observe néanmoins une hystérésis : si le métal résiste à cette hausse de température, il faut alors fortement réduire l'intensité du courant (bien en deçà de $I_{\mathcal{N}}$ et donc de $T_{\mathcal{N}}$) pour retrouver le régime d'ébullition nucléée. Les définitions de ces températures peuvent donc varier selon si on explore la courbe de gauche à droite (chauffe) ou de droite à gauche (refroidissement).

1.4.2 Paramètres influençant $T_{\mathcal{L}}$

Nous dressons ici la liste des paramètres qui modifient la température $T_{\mathcal{L}}$.

Influences du liquide

- Les propriétés thermiques du liquide, en particulier son point d'ébullition. La figure 1.26(a) donne les seuils de Leidenfrost en fonction des températures de vaporisation pour quelques liquides. On voit que la température de Leidenfrost augmente avec le point d'ébullition du liquide (ou de sublimation du solide). L'écart entre les températures, mis en évidence sur la figure 1.26(b) est compris entre 100 et 200°C, excepté pour les corps moins volatils tels que les métaux liquides. Le seuil de Leidenfrost est néanmoins une fonction d'autres paramètres. Il est donc difficile de conclure quoi que ce soit à partir de ces nombreuses études, réalisées dans des conditions variables.

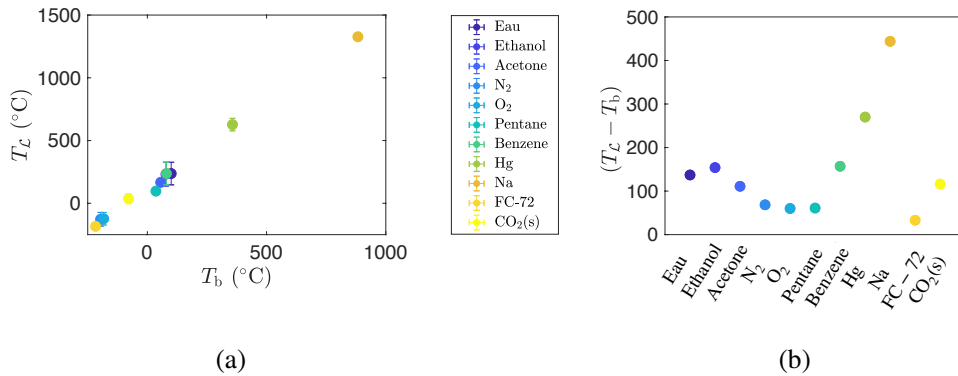


FIGURE 1.26 – (a) Seuils de Leidenfrost T_L en fonction des températures de vaporisation T_b pour certains liquides et pour la carboglace. Données exprimées en (°C), tirées de [10, 25]. (b) La différence de température est de l'ordre de 100°C, sauf anomalies.

L'évaporation est un processus endothermique. Plus la chaleur latente de vaporisation du liquide considéré est grande, plus le liquide refroidit localement le substrat, risquant de compromettre son état de caléfaction. Le refroidissement évaporatif du substrat a récemment été mis en évidence par [27], comme le montrent les profils de température simulés et révélés par interférométrie de la figure 1.27. Des gouttes d'éthanol refroidissent leur substrat de 10 à 50°C, mettant à mal la condition de lévitation. Le choix de l'éthanol n'est pas anodin, puisque l'évaporation de ce liquide puise quatre fois plus d'énergie au substrat que l'eau ($\mathcal{L}_{EtOH} = 846$ kJ/kg).

- De la température initiale de liquide. Nous avons déposé des gouttes de température variables (de 5 à 90°C) et observé que dans le cas où le liquide est préchauffé, le seuil est légèrement abaissé et mieux défini. On économise dans ce cas l'énergie nécessaire à la thermalisation du liquide, soit $mc_{p_\ell}\delta T$, m étant la masse de la goutte, de capacité thermique massique c_{p_ℓ} , que l'on réchauffe de sa température initiale à environ T_b . Cette énergie est prise au substrat chaud au moment de la mise en "contact" et cause son refroidissement transitoire.
- Du volume initial. Les courbes temps de vie τ en fonction de la température du substrat T_s se décalent vers droite en augmentant le volume initial de la goutte. Ce projet a été mené par Abhijeet Singh Chaudhary en parallèle de son Master. L'énergie initiale à déployer pour "thermostater" le liquide à T_b augmente avec le volume, ce qui est cohérent à une augmentation de seuil. Toutefois, la couche de vapeur, isolante, augmente avec le volume, ce qui va dans le sens d'une augmentation de temps de vie.
- De la vitesse V à laquelle est déposé le liquide, le cas extrême étant l'impact. Le rebond d'une goutte en caléfaction n'est observé qu'au-delà d'une température dynamique $T_L(V)$, supérieure à $T_L(0)$, qui dépend de si la goutte a le temps de refroidir ou non son substrat [28].

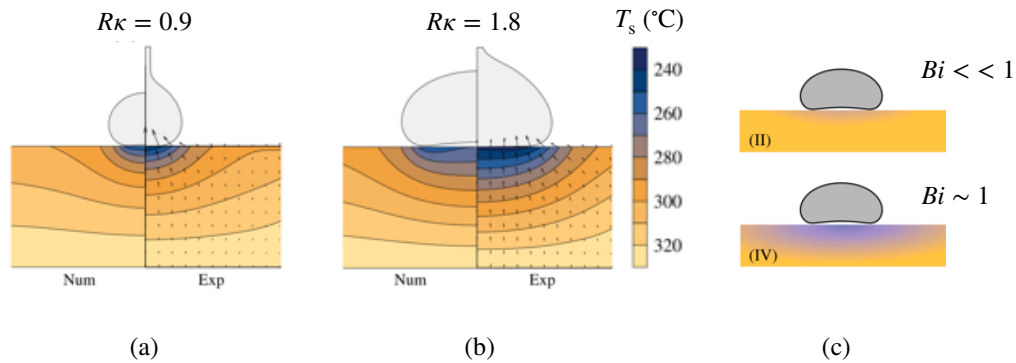


FIGURE 1.27 – Refroidissement du substrat (tiré de [27]). (a) Gouttelette d'éthanol ($R\kappa = 0.9$) posée sur un substrat de conductivité thermique finie. Les simulations et mesures par interférométrie Mach-Zehnder mettent en évidence le refroidissement de surface de 10 à 50°C. (b) Flaque ($R\kappa = 1.8$) refroidissant son substrat. (c) Schéma résumant l'influence du nombre de Biot Bi . Le refroidissement n'est observé qu'à faible Bi , quand le matériau a une conductivité thermique finie (ou que le coefficient d'échange thermique est non négligeable). L'évaporation, endothermique, extrait de la chaleur au substrat, et peut décaler le seuil de Leidenfrost $T_{\mathcal{L}}$.

Influences du solide

- Les propriétés thermiques du substrat. Le seuil $T_{\mathcal{L}}$ augmente avec la diffusivité thermique du matériau [29]. La situation de caléfaction pompe de l'énergie au substrat, qui n'est pas un thermostat parfait. Il se refroidit localement (fig. 1.27), plus ou moins rapidement suivant la valeur du nombre de Biot [27], de sa conductivité et de sa capacité thermique. Cette dépendance n'a pu être modélisée que de manière empirique pour des substrats variables (pyrex, aluminium, cuivre, téflon, platine, acier inoxydable) [30].
- L'état de surface du solide. De nombreuses études expérimentales montrent que, pour une chimie de substrat et un liquide donnés, le seuil $T_{\mathcal{L}}$ augmente avec la rugosité. Le seuil se décale d'une centaine de degrés en augmentant la rugosité du substrat (de submicronique à quelques microns) [25, 31], plus ou moins suivant la forme (pointue ou lisse) des textures [31]. À l'inverse, l'expérience réalisée par Maquet *et al.* de caléfaction sur un bain liquide montre que le seuil est considérablement abaissé [32] dans le cas extrême d'une interface liquide, lisse à l'échelle moléculaire. Des gouttes d'éthanol, placées sur un bain d'huile de silicone lévitent lorsque celui-ci est thermostaté quelques degrés au-dessus de la température d'ébullition du liquide. Mais si la présence de textures augmente systématiquement $T_{\mathcal{L}}$, cette élévation n'est pas monotone avec l'échelle de la texturation [31], puisque cela modifie à la fois l'écoulement de vapeur sous la goutte, la surface effective à travers laquelle les échanges thermiques se font et les propriétés de mouillage du liquide.
- La mouillabilité du substrat. La température $T_{\mathcal{L}}$ est augmentée dans le cas de substrats

8. Le nombre de Biot compare les résistances au transfert thermique à l'intérieur et à la surface d'un corps. Si $Bi \ll 1$, la température au sein du corps varie peu et les échanges thermiques avec l'extérieur sont négligeables. Si $Bi \sim 1$, le système et son milieu environnant échangent de l'énergie et la température est influencée par la goutte.

hydrophiles rugueux. Bourrienne *et al.* ont montré que, dans le cas hydrophobe, la présence de textures diminue le seuil en température à environ 130°C [33], révélant l'influence de la mouillabilité du solide. Si les fluctuations de l'épaisseur du film de vapeur, induites par des ondes de surface ou lors de la formation du film, sont fatales dans le cas d'un substrat hydrophile puisque le contact déclenche directement la crise d'ébullition, elles ont des conséquences moindres sur des revêtements superhydrophobes, qui favorisent un contact avec la vapeur.

- o La porosité du matériau. $T_{\mathcal{L}}$ augmente avec la porosité, plus ou moins suivant si la vapeur pénètre ou non à travers le matériau [34, 35].

Influence de la pression ambiante

Il a été montré récemment qu'une augmentation de la pression ambiante décale la température de Leidenfrost dynamique vers des températures plus hautes [36]. Des impacts de gouttes sont réalisés sur des substrats chauds dans une chambre pressurisée. Les rebonds ne sont observés qu'au-delà d'une température qui passe de 250°C à 400°C en augmentant la pression de 1 bar à 25 bars.

1.4.3 Tentative de prédiction

Approche thermodynamique

On se demande dans un premier temps si le seuil de Leidenfrost a une origine thermodynamique. On cherche donc à écrire quelle serait la température requise pour que la vapeur puisse soutenir le poids d'une goutte. La relation entre la pression de vapeur saturante P_{sat} et la température T de changement d'état d'un corps pur, en équilibre entre plusieurs phases, est donnée par la formule de Clapeyron. La variance, qui correspond au nombre de paramètres intensifs indépendants qui définissent l'état d'un système, est égale à 1 dans le cas d'une goutte de liquide pur en équilibre avec sa vapeur. On peut donc faire varier soit la pression, soit la température mais pas les deux indépendamment. Autrement dit, si la goutte est en équilibre, en fixant la température sous la goutte, on fixe inévitablement la pression par la relation de Clapeyron. On se demande alors si la pression imposée par la température de la plaque suffit à supporter le liquide.

On considère un état d'équilibre appelé A, repéré sur le diagramme de Clapeyron de la figure 1.28 par les coordonnées $(T_A, P_{\text{sat}}(T_A))$. On considère un état d'équilibre voisin A' de coordonnées $(T + dT, P_{\text{sat}} + dP_{\text{sat}})$, appartenant, comme A, à la courbe d'équilibre liquide-vapeur. L'équilibre entre les phases est écrit pour les deux états A et en A' dans le formalisme des potentiels chimiques μ :

$$\begin{cases} \mu_l(T, P_{\text{sat}}) = \mu_g(T, P_{\text{sat}}) \\ \mu_l(T + dT, P_{\text{sat}} + dP_{\text{sat}}) = \mu_g(T + dT, P_{\text{sat}} + dP_{\text{sat}}) \end{cases}$$

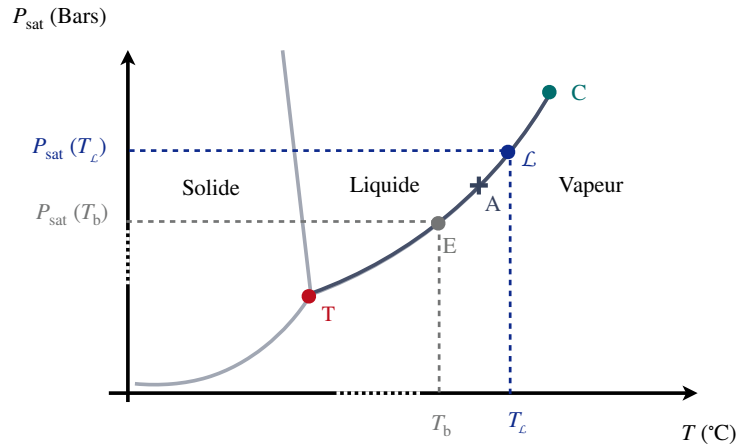


FIGURE 1.28 – Diagramme de phase de l'eau pure dans l'espace (P, T) de l'eau pure. La formule de Clapeyron donne l'expression de la pente des frontières qui marquent l'équilibre entre les phases. L'équilibre liquide-vapeur est délimité par le point triple **T** et le point critique **C**. On note **E** l'équilibre imposé par les conditions atmosphériques (1.013 Bar, 100°C), et **L** l'équilibre imposé par l'état de caléfaction (P_L, T_L) .

où le potentiel chimique du corps pur considéré dans la phase i (liquide (ℓ) ou vapeur (v)) est défini par $\mu_i(T, P_{\text{sat}}) = v_i dP_{\text{sat}} - s_i dT$, avec v_i et s_i le volume et l'entropie massique du corps dans la phase i . On obtient ainsi l'égalité :

$$(s_v - s_\ell) = (v_v - v_\ell) \frac{dP_{\text{sat}}}{dT} \quad (1.4.1)$$

On identifie dans l'équation [1.4.1](#) l'enthalpie de vaporisation, aussi appelée chaleur latente de transition de phase $\mathcal{L} = T(s_v - s_\ell)$. Ainsi, tout au long de la courbe d'équilibre entre la phase vapeur et la phase liquide, on peut écrire la relation dite de *Clapeyron* :

$$\mathcal{L} = T(s_v - s_\ell) = T(v_v - v_\ell) \frac{dP_{\text{sat}}}{dT} \quad (1.4.2)$$

On fait alors les hypothèses suivantes :

- Le volume occupé par un gaz est bien supérieur à celui occupé par sa phase liquide, condensée, $v_v \gg v_\ell$.
- La vapeur d'eau est assimilée à un gaz parfait. Les grandeurs extensives du système sont donc liées par la relation d'état $P_{\text{sat}} v_v M_{\text{H}_2\text{O}} = R_{\text{GP}} T$, où $M_{\text{H}_2\text{O}}$ la masse molaire du gaz considéré et R_{GP} la constante des gaz parfaits.

La formule [1.4.2](#) se réduit donc à :

$$\mathcal{L} = \frac{R_{\text{GP}} T^2}{P_{\text{sat}} M_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{dP_{\text{sat}}}{dT} \quad (1.4.3)$$

On sépare les variables et on intègre l'équation [1.4.3](#) entre l'état (P_{sat}, T) et un état de référence : le point d'ébullition de l'eau dans les conditions de pression atmosphérique

(point **E** du diagramme [1.28](#)).

$$\ln\left(\frac{P_{\text{sat}}(T)}{P_{\text{sat}}(T_b)}\right) = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}\mathcal{L}}{R_{\text{GP}}}\left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T}\right) \quad (1.4.4)$$

Or, pour permettre à la goutte de léviter, la pression dans le film de vapeur $P_{\text{sat}}(T)$ doit au moins équilibrer le poids mg de la goutte, rapporté à la surface de sa base \mathcal{S} . Ceci introduit donc un seuil P_{sat}^* au-delà duquel la lévitation est permise.

$$P_{\text{sat}}^* = P_0 + \frac{mg}{\mathcal{S}} \quad (1.4.5)$$

L'existence d'un seuil en pression P_{sat}^* justifie l'existence d'un seuil en température que l'on identifie à $T_{\mathcal{L}}$.

$$T_{\mathcal{L}} = \frac{T_0}{1 - \frac{R_{\text{GP}}T_0}{M_{\text{H}_2\text{O}}\mathcal{L}} \ln\left(\frac{P_0\mathcal{S} + mg}{P_{\text{sat}}(T_b)\mathcal{S}}\right)} \quad (1.4.6)$$

Le quotient $(R_{\text{GP}}T_0)/(M_{\text{H}_2\text{O}}\mathcal{L})$, sans dimension, est très faible, il vaut environ 0.1. Pour $P_{\text{sat}}(T_b) = 1,013$ Bar et $T_b = 100^\circ\text{C}$, l'application numérique donne $T_{\mathcal{L}} \approx T_b$: La condition de lévitation qui découle de ce raisonnement est beaucoup moins restrictive que ce qu'elle ne l'est en pratique, ce qui suggère que ce seuil n'est pas fixé par la thermodynamique. On remarque néanmoins le seuil $T_{\mathcal{L}}$ de température qui permet de soutenir la goutte est une fonction faiblement croissante de m (équation [1.4.6](#)). Autrement dit il est d'autant plus difficile de mettre en lévitation une goutte que cette dernière est lourde.

La température donnée par l'équation [1.4.6](#) est très faible devant les valeurs de $T_{\mathcal{L}}$ observées en pratique. Elle est toutefois comparable au seuil trouvé sur un substrat liquide. L'état caléfié peut être induit en thermostatant un bain à seulement quelques degrés au dessus de la température d'ébullition [\[32\]](#). La rugosité du substrat est nulle et le caractère déformable de l'objet et du bain sur lequel il lévite assurent une probabilité de nucléation et d'un contact en principe nulle. La prédiction de $T_{\mathcal{L}}$ par l'approche thermodynamique échoue dès lors qu'une phase solide est en jeu. La nucléation hétérogène (dans les défauts du solides), les contacts dommageables entre la goutte et son substrat et les propriétés de thermiques du solide semblent donc impliqués dans l'origine de $T_{\mathcal{L}}$. Tout se passe comme si ce n'était pas une température critique mais plutôt une épaisseur de film critique. Une fluctuation d'épaisseur ε (induite par la rugosité du substrat ou le caractère déformable de l'interface) compromet l'équilibre.

Seuil de lévitation avec un solide

La condition d'équilibre de lévitation a été traduite par un bilan d'énergie. Nous avons établi l'épaisseur ε du film mince requise, en négligeant ses variations tant spatiales que temporelles. Or la base des gouttes présente une poche qui module spatialement l'épaisseur ε . Le caractère déformable de l'interface complique la discussion. On se propose d'examiner

l'épaisseur d'équilibre pour un objet indéformable. L'état de caléfaction n'est pas inhérent aux liquides. Le dioxyde de carbone solide ($\text{CO}_2(\text{s})$) se sublime à -79°C sans passer par une phase liquide. Il est parfois appelé, à juste titre, glace sèche. Posé sur un substrat chaud, ce solide flotte sur un coussin de vapeur et permet de reproduire la situation de Leidenfrost avec un corps indéformable. Dans le cas d'un bloc solide de rayon R et de hauteur H , on peut établir dans le même esprit que pour le liquide l'épaisseur moyenne du film de vapeur qui permet l'équilibre caléfié. On trouve :

$$\varepsilon_{\text{th}} = \left(\frac{3\eta_v \lambda_v}{2\pi \rho_v L \rho_s g} \right)^{1/4} \left(\frac{R^2}{H} \right)^{1/4} (\Delta T)^{1/4} \quad (1.4.7)$$

L'épaisseur ε_{exp} est mesurée sur un substrat de rugosité minimale : des galettes de silicium. L'épaisseur du film est obtenue par visualisation directe à la caméra rapide, munie d'un objectif de microscope. On compare sur la figure 1.29(b) l'épaisseur ε_{exp} mesurée pour des blocs de carboglace, présentant des paramètres géométriques (R et H) différents en fonction de ε_{th} prédit par la loi 1.4.7.

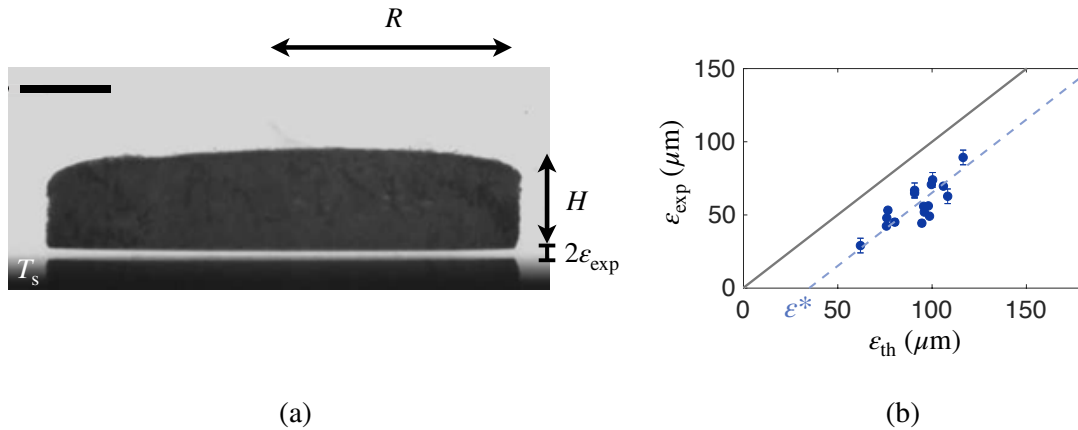


FIGURE 1.29 – (a) Bloc de carboglace de rayon R de hauteur H en caléfaction sur une galette de silicium chauffée à la température T_s . L'échelle indique 3 mm. Photographie prise par Guillaume Dupeux. (b) Épaisseur moyenne ε_{exp} mesurée à l'aide d'une caméra rapide équipée d'un objectif de microscope ($\times 4$) en fonction de l'épaisseur ε_{th} prédite par l'équation 1.4.7 pour le jeu de paramètres R , H et T_s . La droite grise correspond à l'équation $\varepsilon_{\text{exp}} = \varepsilon_{\text{th}}$. Les données suivent l'équation $\varepsilon_{\text{exp}} = \varepsilon_{\text{th}} - \varepsilon^*$ avec $\varepsilon^* \approx 35 \mu\text{m}$.

On constate que l'épaisseur mesurée est décalée par rapport aux prédictions (équilibre 1.4.7) : on mesure une épaisseur plus faible que celle qu'on attend. Les données suivent l'équation $\varepsilon_{\text{exp}} = \varepsilon_{\text{th}} - \varepsilon^*$ avec $\varepsilon^* \approx 35 \mu\text{m}$. Il ne s'agit pas d'une erreur dans le préfacteur mais d'un décalage. Tout se passe comme si le palet devait s'approcher de ε^* du substrat pour en tirer l'énergie requise par l'équilibre de lévitation. Ceci suggère donc que le palet ne reçoit pas réellement le flux $j_{\text{th}} = \lambda_v \Delta T / \varepsilon_{\text{th}}$ écrit plus haut. Cette observation peut s'interpréter comme une conséquence du caractère fini de la conductivité du matériau ou par des déperdition énergétique, comme par exemple la convection forcée par l'écoulement.

Conductivité thermique finie du matériau

Nous examinons le scénario où ce sont les propriétés de conduction thermique du matériau qui font défaut. Dans la littérature, il est communément admis que le substrat a une conductivité infinie, sa conductivité thermique λ_s étant très grande devant la conductivité thermique de la vapeur ($\lambda \approx 100$ W/m/K pour le laiton contre $\lambda_v \approx 20$ mW/m/K pour la vapeur). Il a pourtant été montré que l'impact de goutte pouvait refroidir le substrat [28]. Un abaissement de la température du substrat modifie l'équilibre des flux thermiques.

L'influence de l'épaisseur du substrat solide, notée H_s est examinée. Des galettes de silicium de même état de surface et d'épaisseur H_s variant de 0.20 mm à 10 mm ont été testées. On mesure alors pour des gouttes d'eau de taille fixée l'épaisseur ε moyenne du film de vapeur. Ces épaisseurs sont tracées sur la figure 1.30 en fonction de T_s^∞ pour différentes épaisseurs de substrat H_s . L'épaisseur du coussin de vapeur augmente avec l'épaisseur du substrat.

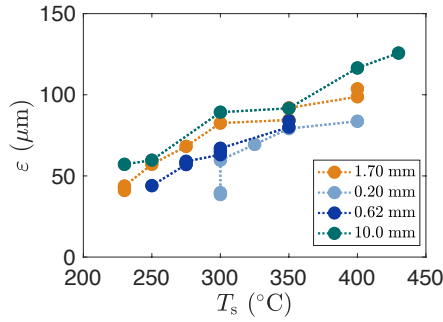


FIGURE 1.30 – Épaisseur du film de vapeur en fonction de la température de la galette de silicium pour différentes épaisseurs H_s du substrat (0.20 mm, 0.62 mm, 1.70 mm et 10.0 mm). L'augmentation de ε avec H_s témoigne de l'influence des propriétés de conduction du solide. Le seuil T_L se décale vers des valeurs supérieures quand on amincit le substrat H_s .

Le substrat n'est pas un conducteur parfait. On introduit λ_s sa conductivité thermique. On suppose qu'il se refroidit en surface et on note T_s sa température en $z = 0$, inférieure de quelques degrés par rapport à T_s^∞ , la température imposée par la plaque en $z = -H_s$. Le problème, illustré sur la figure 1.31, est supposé stationnaire et purement diffusif. La goutte ne voit plus un substrat à une température T_s^∞ , mais un substrat refroidi à la température $T_s < T_s^\infty$. La puissance reçue par la goutte est corrigée. En tenant compte du flux à travers le substrat, l'égalité des flux en $z = 0$ (équation 1.3.6) s'écrit :

$$\mathcal{L}dm = \frac{\lambda_v(T_s - T_b)}{\varepsilon} \mathcal{S}dt + \frac{\lambda_s(T_s - T_s^\infty)}{H_s} \mathcal{S}dt \quad (1.4.8)$$

Un terme de perte apparaît pour un substrat de conductivité thermique finie. Comme $T_s < T_s^\infty$, ce terme est négatif. Une diminution de H_s diminue le flux de chaleur reçu par le liquide. Pour maintenir l'équilibre de lévitation, la goutte doit se rapprocher du substrat, ce qui implique de diminuer l'épaisseur du film de vapeur. Cet équilibre permet

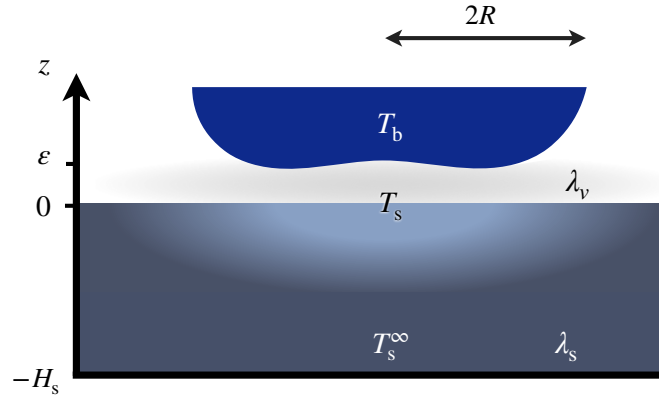


FIGURE 1.31 – Schéma des échanges thermiques entre la plaque et une goutte de rayon R . La plaque chauffante impose en $z = -H_s$ la température T_s^∞ du substrat. Celui-ci, d'épaisseur H_s , a une conductivité thermique λ_s . Il diffuse son énergie à la goutte à travers le coussin de vapeur, d'épaisseur ϵ et de conductivité thermique λ_v . La température T_s en $z = 0$ est supposée inférieure à T_s^∞ .

de comprendre l'influence de l'épaisseur H_s du substrat sur l'épaisseur du film ϵ , révélée par la figure 1.30.

Ce raisonnement est aussi compatible avec le décalage ϵ^* trouvé pour la carboglace (figure 1.29). Par cette formule, on prédit que pour un substrat d'épaisseur $H_s = 3$ mm, en prenant une conductivité thermique $\lambda_v \approx 50$ mW/m/K pour les vapeurs de CO_2 et $\lambda_s \approx 100$ W/m/K pour le silicium, l'épaisseur du film de vapeur doit être diminuée d'environ 30 microns, en bon accord avec les données de la figure 1.29.

La figure 1.32, souligne d'ailleurs l'influence du paramètre H_s sur le seuil de Leidenfrost. On compare l'allure d'une goutte d'eau de même rayon, en caléfaction sur un substrat d'épaisseur (a) $H_s = 1.70$ mm et (b) $H_s = 0.20$ mm, pour une température imposée à 300°C . L'état paisible dans lequel se trouve la goutte sur le substrat épais (a) contraste avec le comportement de la goutte sur le substrat mince. Malgré le fait que la température soit bien au dessus des températures de Leidenfrost usuelles (pour des substrat lisses), la goutte entre en ébullition, témoignant directement de l'influence de l'épaisseur H_s . Le substrat mince se refroidit ce qui met à mal la caléfaction de la goutte. Ces observations, qui fortifient celles de [28], montrent les limites de l'hypothèse d'un substrat conducteur parfait et l'influence du refroidissement de surface sur le seuil de Leidenfrost.

Cette discussion sur les origines de la température de Leidenfrost $T_{\mathcal{L}}$ révèle qu'il ne s'agit pas tant d'une température seuil mais plutôt d'un flux d'énergie critique à fournir pour supporter le poids. Ce flux est très sensible à l'épaisseur du film de vapeur, ce qui pourrait notamment expliquer la sensibilité de $T_{\mathcal{L}}$ vis-à-vis de la rugosité du substrat.

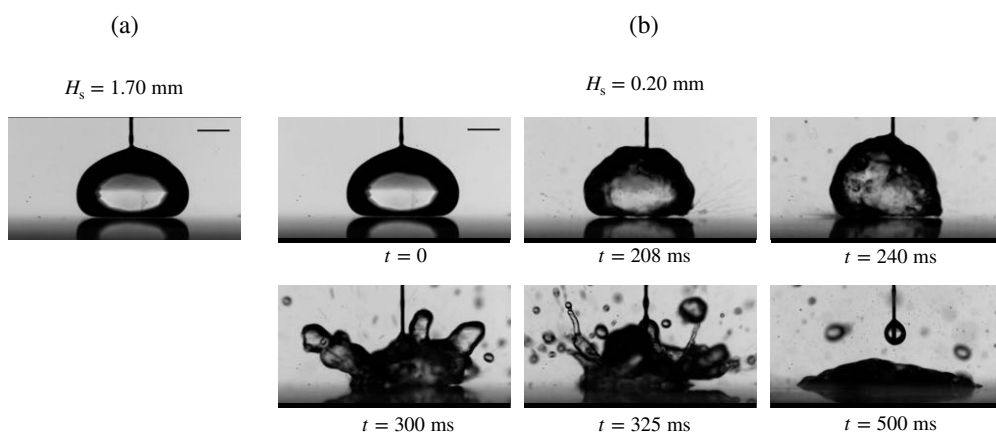


FIGURE 1.32 – Comparaison du comportement d’une goutte d’eau sur un substrat chauffé à 300°C , d’épaisseur (a) $H_s = 1.70$ mm, (b) $H_s = 0.20$ mm. La goutte entre en ébullition sur le substrat mince, alors qu’elle est caléfiée sur le plus épais. La barre d’échelle indique 2 mm.

Deuxième partie

Dynamiques spontanées

Chapitre 2

Cheminées en éruption

Lorsqu'on dépose un grand volume de liquide ($R \gtrsim 4\kappa^{-1}$) sur un substrat chaud, on assiste à un phénomène spécifique aux gouttes caléfiées [8, 10]. La vapeur, produite sans relâche, s'accumule au niveau de leur base. Une poche de gaz se charge et progresse par poussée d'Archimède en déformant le liquide. La dynamique d'expansion de la poche de vapeur est fixée par les échanges thermiques diffusifs entre le substrat et le liquide, mais limitée par la déformation maximale endossable par la goutte. Ainsi la poche couvée par le liquide entre en éruption lorsque sa hauteur devient comparable à celle de la flaque. Une fois évadé, le liquide prend la forme d'un anneau liquide. La tension de surface cherche alors à minimiser la surface de la flaque, ce qui referme l'ouverture centrale dans un délai qui dépend de la cohésion du liquide et de son inertie. Une fois remise de ces événements traumatisants, la flaque engendre une nouvelle cheminée. Des cycles de formation/rupture perdurent jusqu'à $R \approx 4\kappa^{-1}$.

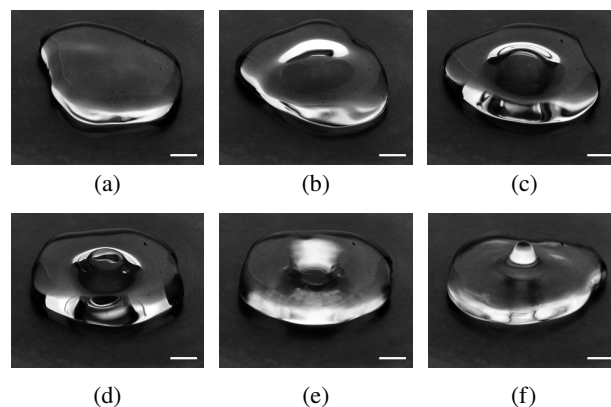


FIGURE 2.1 – Vue plongeante sur une flaque caléfiée dans un puits conique chauffé à 300°C. Une poche de vapeur grossit sous le liquide (a-d) et finit par percer la flaque. La rétraction (e) s'accompagne de l'éruption d'un jet vertical (f).

Sommaire

2.1 État de l'art : les liquides percés à jour	56
2.2 Description expérimentale des cheminées caléfiées	61
2.2.1 Présentation de l'expérience	61
2.2.2 Statique d'une cheminée	63
2.2.3 Dynamique d'une cheminée	65
2.2.4 Description d'un cycle de formation/rupture	67
2.3 Temps caractéristiques du dôme	68
2.3.1 Temps de formation	68
2.3.2 Temps de vie	70
2.4 Dynamiques excitées par les cheminées	79
2.4.1 Cicatrisation du tore	79
2.4.2 La vapeur prend la fuite	81
2.4.3 Élongations périodiques entretenues par la vapeur	81
2.4.4 Vibrations de la vapeur couvée par les cheminées	86

Dans cette partie, nous discutons la stabilité des flaques caléfiées et leur dynamique, en nous intéressant en premier lieu à la formation, la persistance et l'effondrement d'un dôme liquide enfermant une cavité de vapeur.

2.1 État de l'art : les liquides percés à jour

Dans l'effet Leidenfrost, le liquide est isolé du fait de l'écoulement continu de vapeur à travers le film mince, d'épaisseur ε , qui le sépare du substrat chaud. La vapeur sculpte une poche et induit des variations spatiales d'épaisseur ε , dont l'amplitude dépend de manière critique du volume du liquide.

Influence de la géométrie du substrat

La géométrie du substrat peut favoriser ou non l'apparition des cheminées en aidant l'accumulation de vapeur ou en frayant un chemin latéral favorable pour la vapeur. Prenons des exemples de géométries envisagées dans la littérature.

Géométrie conique En plus de permettre l'immobilisation du liquide, l'utilisation de cuvettes coniques repousse l'instabilité des cheminées à des volumes de flaque plus élevés. Elle stabilise l'interface inférieure [10, 38] soumise à l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Hidalgo-Caballero *et al.* se sont intéressés à l'influence de l'angle du puits sur les échanges thermiques d'une flaque de volume V , posée sur un cône d'ouverture θ . Deux mécanismes

2.1. ÉTAT DE L'ART

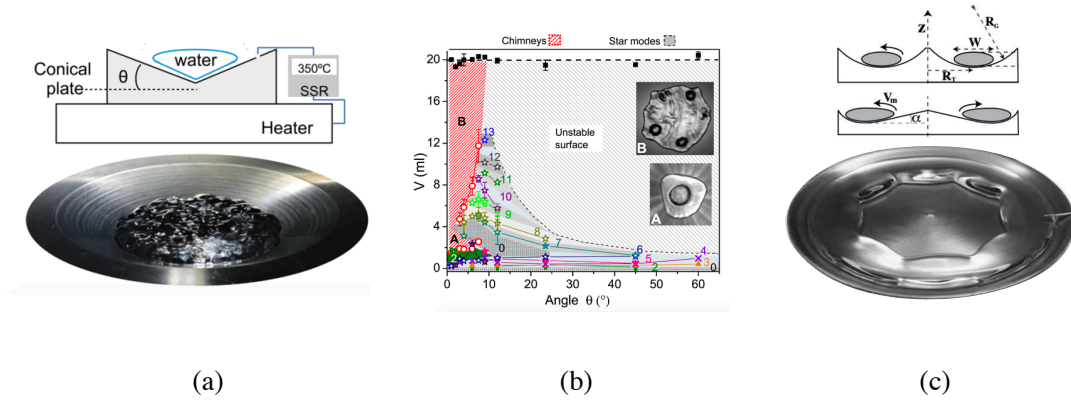


FIGURE 2.2 – (a) Schéma de principe et photographie de l'expérience réalisée par Hidalgo-Caballero *et al.*. Une flaque est déposée au creux d'un puits conique chaud d'ouverture angulaire θ . (b) Diagramme de phase montrant l'influence du volume V et de l'angle θ sur les phénomènes observés. Les cheminées, indiquées par les rayures rouges, apparaissent en dessous d'un angle limite [37] et au-dessus d'une certaine taille. (c) Schéma de principe et photographie de l'expérience réalisée par Perrard *et al.*. Piquée au centre, la flaque laisse s'échapper les vapeurs.

d'expulsion de la vapeur sont observés : un échappement latéral, à travers le film de vapeur, et une évacuation verticale à travers le liquide, donnant naissance aux cheminées [37]. La figure 2.2(b) donne le diagramme de phase établi par ces auteurs, montrant les régimes observés en fonction du volume de la flaque et de l'angle du substrat. La zone rouge donne les angles et volumes pour lesquels les cheminées se manifestent, soit pour $\theta \lesssim 9 - 12^\circ$. Au-delà de cette limite, la vapeur produite sous les gouttes parvient à se frayer un chemin latéral, qu'elle préférera au chemin vertical à travers le liquide.

Substrat toroïdal Perrard *et al.* ont montré qu'il était possible de s'affranchir de l'instabilité de cheminée en utilisant des substrats toroïdaux (figure 2.2(c)). Percée au centre, la flaque produit des vapeurs qui fuient par les bords internes et externes. Il n'y a pas d'accumulation de vapeur qui conduirait à des éruptions périodiques. Des motifs polygonaux apparaissent alors au niveau du périmètre interne, libre [39].

Gouttes séquestrées Plusieurs études discutent la stabilité de globules liquides introduits dans une **cellule de Hele Shaw**. Ces flaque caléfiées s'amincissent puis se percent en leur centre. Le tore ainsi créé s'ouvre alors jusqu'à se destabiliser en un chapelet de gouttelettes [40–42]. La symétrie offerte par cette situation de bicaléfaction amplifie les effets d'amincissement. Le liquide perforé s'épand et se destabilise en un chapelet de gouttelettes. Celestini *et al.* considèrent que l'ouverture du trou, illustrée par la figure 2.3, a une symétrie verticale, plaidant en faveur d'un mécanisme aérodynamique où c'est le jet de vapeur contre les murs, qui, indépendamment de son orientation, est à l'origine de l'amincissement [40, 42].

Raux *et al.* proposent un mécanisme d'ouverture différent et qui, comme l'illustre la

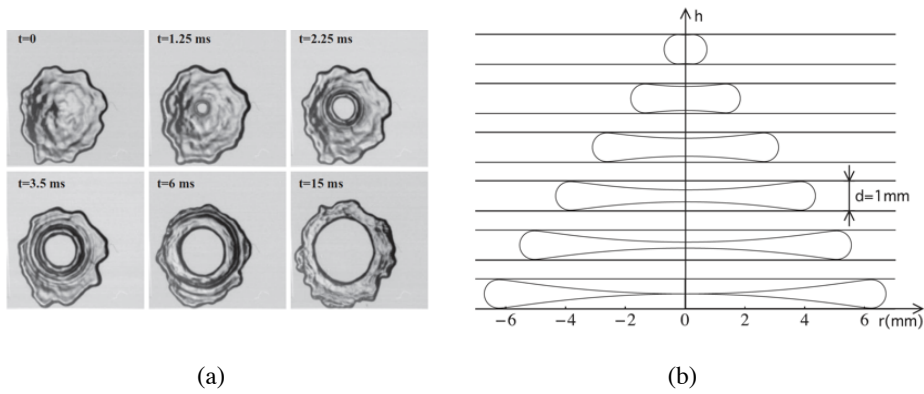


FIGURE 2.3 – Goutte d’eau en sandwich dans une cellule d’épaisseur $d < 2\kappa^{-1}$. (a) Séquence d’images vues de dessus illustrant l’amincissement central, la nucléation d’un trou et son ouverture. (b) Amincissement central menant à l’instabilité observée [40].

figure 2.4, rompt la symétrie verticale. La formation du tore liquide est induite par la poussée ascensionnelle d’Archimède. Puis la vapeur pousse irrésistiblement les bourrelets, ce qui fait croître l’anneau liquide jusqu’à sa fragmentation finale. Au contraire d’une flaque caléfiée, l’instabilité n’est pas cyclique. L’anneau liquide se propage radialement jusqu’à sa fragmentation irréversible.

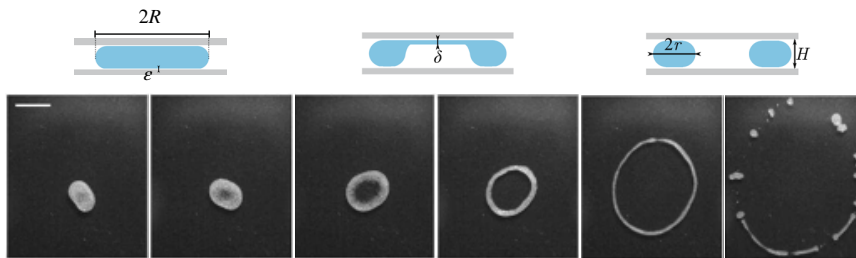


FIGURE 2.4 – Goutte d’oxygène liquide bicaléfiée dans une cellule confinée d’épaisseur $H < 2\kappa_{O_2}^{-1}$. Séquence d’images vues de dessus illustrant l’amincissement central, la nucléation d’un trou conduisant à l’ouverture du film liquide en anneau puis à la destabilisation de cet anneau en un chapelet de gouttelettes, schématisé au-dessus [41].

Phénomènes connexes

Tores liquides En dépit de leur caractère instable, les tores liquides peuvent apparaître suite à la perforation de flaques. L’occurrence de ces formes est étayée par la littérature. Des cheminées apparaissent par exemple sur des gouttes confinées, soumises à une différence de température de quelques degrés. Prabhakaran *et al.* ont réalisé des expériences dans la configuration intrinsèquement instable schématisée sur la figure 2.5(a). Une cellule allongée, pressurisée (environ 30 bars), et de hauteur comparable à la longueur capillaire est considérée. La plaque inférieure, en rouge, est portée au-dessus du point d’ébullition du liquide considéré (de l’hexafluorure de soufre, SF6), tandis que la plaque supérieure est maintenue plus froide.

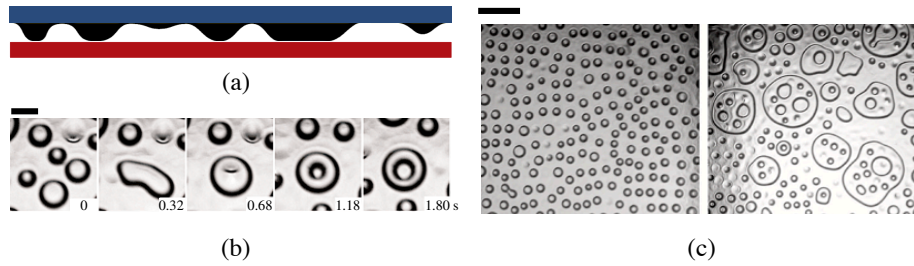


FIGURE 2.5 – (a) Schéma de l'expérience de Prabhakaran *et al.* [43] : un liquide, SF6, est pris en sandwich entre deux plaques horizontales espacées d'une distance comparable à la longueur capillaire. La plaque supérieure est portée à la température $T_t = 36^\circ\text{C} < T_{SF6}$ alors que la plaque inférieure est chauffée à $T_b = 40^\circ\text{C} > T_{SF6}$, où T_{SF6} est la température de changement d'état liquide vapeur de SF6 à la pression P considérée. (b) Zoom sur l'apparition d'une cheminée pour $P = 31$ Bars. La barre d'échelle indique 2 mm. (c) Vues globales de dessus du réseau de gouttelettes produit par l'instabilité de Rayleigh-Taylor. À gauche : $T_t = 36^\circ\text{C}$ et $P = 31$ Bars. À droite : $T_b = 40^\circ\text{C}$, $P = 32$ Bars. La barre d'échelle indique 10 mm.

La figure 2.5(b) montre que pour une différence de température de 4°C , des cheminées millimétriques se forment. Un motif régulier apparaît même à l'échelle de la cellule (Fig. 2.5(c) gauche). Au-dessus d'une certaine taille, ces flaques sont perforées par des cheminées multiples. Les poches de vapeur peuvent à leur tour fusionner. Le rayon d'apparition de l'instabilité est $r_c \approx 5.1\kappa^{-1}$ [43].

Des gouttes maintenues en lévitation par un flux d'air ascendant se déstabilisent aussi par un mécanisme semblable [44, 45]. Au-dessus du débit d'air minimal permettant la mise en lévitation du liquide, et au-delà d'un rayon critique $R \gtrsim 3.8\kappa^{-1}$, le liquide adopte une forme similaire aux cheminées. La forme statique et le rayon critique d'apparition de l'instabilité pour ces gouttes visqueuses soufflées sont prédits théoriquement [46, 47].

On peut, de manière équivalente, envisager une goutte en train de tomber dans l'atmosphère. Dans le référentiel lié au liquide, la goutte est soumise à un écoulement ascendant qui l'aplatit, voire l'amincit au centre jusqu'à la percer. L'inertie du fluide environnant déforme ces objets pour former des parachutes, qui se désintègrent rapidement en gouttelettes [48].

Voûtes liquides L'ouverture des flaques caléfiées est nettement moins violente que celle des gouttes soufflées ou des parachutes, et, au contraire de ces dernières, présente un caractère cyclique. Pressé par la poche de gaz grossissante, le liquide s'amincit et finit par former un film mince à la surface de la flaque. Les bulles flottant à la surface de liquides ont fait l'objet de nombreuses études, tant expérimentales que théoriques [49–52]. Sur la figure 2.6(a) on représente l'ascension d'une bulle d'air extraite de [51].

La stabilité de bulles formées à partir de liquides purs et visqueux, flottant aux interfaces, est fixée par la dynamique de drainage. L'absence de contraintes aux interfaces assure un écoulement bouchon au sein du film libre. Forcée par la gravité, la bulle héli-

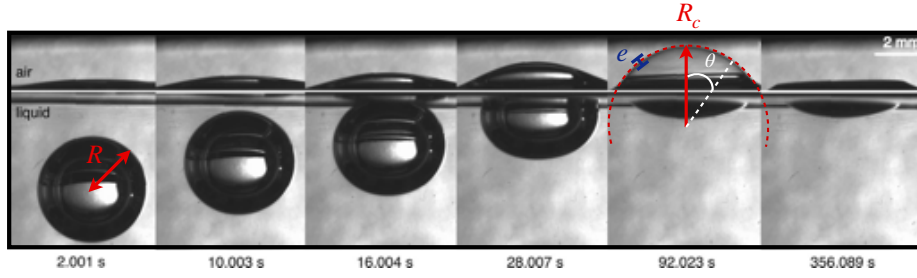


FIGURE 2.6 – Ascension d’une bulle d’air de rayon R dans un bain. Le bulle courbe l’interface supérieure avec un rayon R_c , et forme un film micrométrique d’épaisseur e , qui finit par éclater au sommet [51].

sphérique de rayon de courbure R_c (figure 2.6), s’amincit au niveau de son apex. Si on suppose un drainage à la vitesse bouchon V , freiné par la viscosité, la friction visqueuse s’exerce sur toute la bulle. Elle s’écrit en loi d’échelle $\eta V/R_c^2$, et doit être comparée à la gravité ρg (en négligeant les variations d’angle local θ , défini sur la figure). On obtient alors une vitesse uniforme :

$$V \sim \rho g R_c^2 / \eta \quad (2.1.1)$$

La dynamique d’amincissement visqueux s’obtient alors par l’équation de conservation du flux Q dans le film d’épaisseur $e(t)$, de rayon de courbure R_c et orienté selon \vec{e}_θ . Dans le plan du papier, on écrit :

$$\frac{\partial e(t)}{\partial t} = -\frac{1}{R_c} \frac{\partial Q}{\partial \theta} \sim -\frac{V}{R_c} e(t) \quad (2.1.2)$$

En combinant les équations 2.1.1 et 2.1.2, on trouve l’équation différentielle qui régit l’épaisseur du film visqueux au cours du temps :

$$\frac{\partial e(t)}{\partial t} \sim -\frac{\rho g R_c}{\eta} e(t) \quad (2.1.3)$$

L’amincissement suit donc une exponentielle décroissante $e(t) \sim e_0 e^{-t/\tau}$ (e_0 correspondant à l’épaisseur initiale), ce qui nous permet d’estimer un temps d’amincissement $\tau \sim \eta / \rho g R_c$. Ce temps dicte le temps de vie de ces films. Pour une bulle de rayon $R_c = 5$ mm, et pour des bulles faites à partir de liquides ultra-visqueux (un fondu de polydiméthylsiloxane, PDMS, de viscosité $\eta = 10^3$ Pa.s), Débrégeas *et al.* trouvent des temps de vie de l’ordre de la minute [49]. Les bulles que nous considérons sont faites d’eau pure, qui plus est, chaude. La viscosité est $\eta \approx 2 \cdot 10^{-4}$ Pa.s, soit plus d’un million de fois moins visqueuses que celles considérées par ces auteurs. On attendrait, par ce mécanisme, un temps de vie de l’ordre de 100 μ s, très court devant le temps de vie des bulles flottant sur les flaques caléfiées, qui, nous le verrons, est de quelques secondes. En l’absence de frein visqueux, c’est la chute libre. Le temps de chute libre $\tau \sim \sqrt{R_c/g}$, qui vaut environ 30 ms, ne nous permet pas non plus de comprendre la stabilité des films liquides qui envoûtent une cheminée de Leidenfrost.

Lhuissier *et al.* ont montré [53] que des bulles, faites à partir d’eau du robinet, donc

2.2. DESCRIPTION EXPÉRIMENTALE DES CHEMINÉES CALÉFIÉES

contaminées par la présence de substances tensioactives, persistent pendant des temps étonnément longs. Ils montrent que le drainage est asservi par des écoulements de Marangoni, comme illustré sur la figure 2.7. La formation d'une interface dilue l'interface en tensioactif (par rapport au bain), et augmente donc la tension de surface à l'apex de la bulle. Les mouvements sont ainsi orientés de la base de la bulle, connectée au bain pollué, vers son point culminant. Les structures de convection, qui rappellent les panaches observés dans l'instabilité de régénération marginale [54], modulent l'épaisseur du film et déstabilisent localement la bulle. Le film ne rompt alors plus nécessairement à son apex, mais sur les côtés.

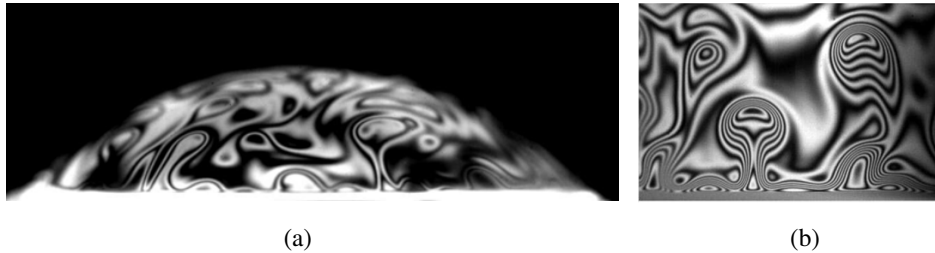


FIGURE 2.7 – (a) Mise en évidence de panaches convectifs dans une bulle d'eau du robinet de rayon $R = 5$ mm flottant sur un bain d'eau. Les franges d'interférences, révélant les lignes de même épaisseur, sont obtenues grâce à un éclairage monochromatique. (b) Des panaches ascendants sont observés aux pieds de la bulle. Image extraite de [53].

On se demande dans ce chapitre quelle est l'origine de la stabilité du film liquide qui couvre les cheminées de Leidenfrost. On décrit dans un premier temps la forme de la poche de vapeur sous le liquide et la dynamique de sa formation. En creusant le liquide, la vapeur amincit localement le liquide qu'elle supporte, donnant naissance à une arche liquide. On pose alors la question de la stabilité de ce film mince. Puis, le film, en cédant, laisse l'anneau liquide dans un état excité et instable, de par l'excédent d'énergie de surface qu'il présente. On discutera le retour vers une forme plus stable. L'apparition cyclique des cheminées les distingue de leurs analogues et engendre des dynamiques riches et originales.

2.2 Description expérimentale des cheminées caléfiées

2.2.1 Présentation de l'expérience

Des flaques de rayon équatorial $R \gtrsim 4\kappa^{-1}$ sont déposées au creux de surface coniques chaudes, usinées à la microfraiseuse dans du laiton par Caroline Frot. Dans cette partie, nous utilisons un puits d'une ouverture de 50 mrad, un angle assez élevé pour garder la goutte captive, mais suffisamment faible pour ne pas trop perturber l'interface liquide-vapeur et l'écoulement qui la supporte. Comme on l'a dit précédemment, la nappe liquide est déformée par sa propre vapeur. La poche grandissante façonne le liquide en lui donnant l'apparence d'un œuf au plat qu'elle finit par percer.

Les déformations liquides sont caractérisées à la caméra rapide grâce à des **vues latérales**, donnant accès au rayon de la flaque et à la déformation de l'interface supérieure induite par la bulle flottante, et par des **vues aériennes** qui complètent la vue précédente en donnant la symétrie de la flaque formée. Ces deux vues peuvent d'ailleurs être conjuguées en synchronisant les caméras. Des **vues plongeantes** ont parfois été considérées (fig. 2.1). Comme souvent, l'observation à la caméra rapide est limitée en luminosité. Pour contourner cette limite, plusieurs techniques d'éclairage ont été utilisées. L'éclairage direct par un panneau LED, qui permet d'enregistrer à plus haute fréquence et avec suffisamment de lumière la dynamique des flaques telle qu'on l'observe à l'œil nu, peut être couplé à un rétro-éclairage, qui accentue les interfaces. Un anneau lumineux est installé au-dessus, et sa réflexion, sensible à l'orientation de l'interface, en souligne les déformations et la courbure. Des vues synchronisées de dessus et de côté sont données sur la séquence de la figure 2.8, illustrant un cycle de rupture de la poche de vapeur.

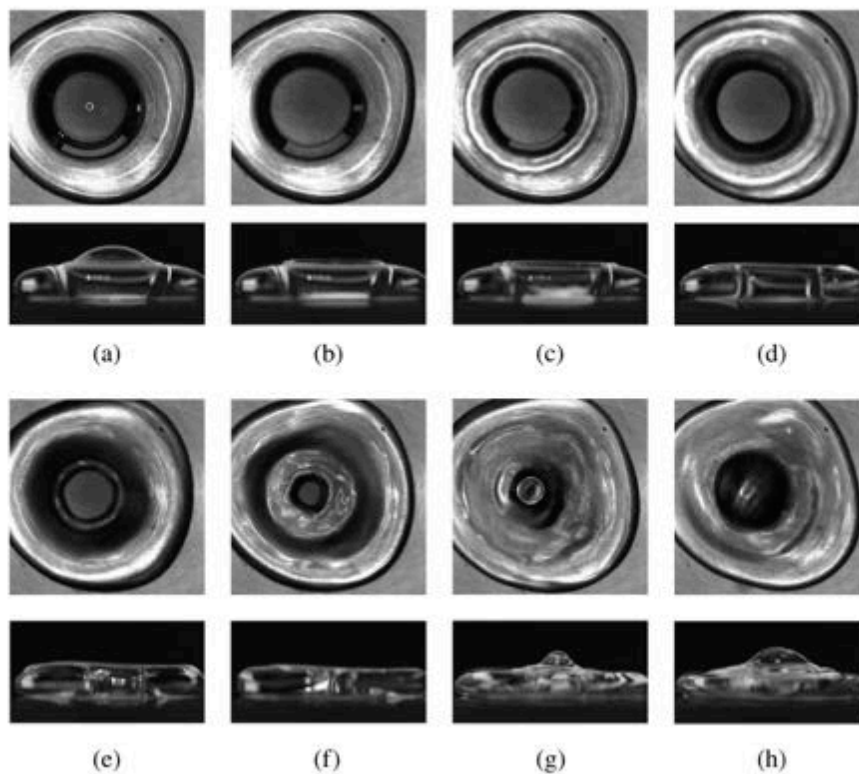


FIGURE 2.8 – Vues synchronisées de la rupture d'une cheminée caléfiée sur un puits conique porté à 350°C . Le film liquide cède au niveau de son apex. Entre les images (a) et (b), la réflexion d'un anneau lumineux, petit et au centre de la bulle, disparaît. Le film se rétracte et rejoint la flaque (c). Le tore liquide entame son repli (d-g) jusqu'à former un jet ascendant (g-h).

Il est intéressant d'accéder à la carte thermique d'un tel édifice. Nous avons pour cela utilisé une caméra thermique (FLIR A655sc). La caméra thermique est calibrée sur la gamme de température de -40°C à 150°C , afin de filtrer les rayonnements λ_{IR} émis par le substrat chaud. Ainsi, on ne voit que le liquide et pas la plaque chaude, qui affiche

2.2. EXPÉRIENCES

une température erronée, plus faible. L'eau est essentiellement opaque aux infrarouges. Lorsque la couche liquide imagée est plus épaisse que la profondeur de pénétration des infrarouges dans le liquide (quelques fois λ_{IR} soit entre 10 et 25 μm), le rayonnement thermique est principalement réfléchi par l'interface. On accède alors à la température de surface. Un exemple des images prises de dessus est donné sur la figure 2.9.

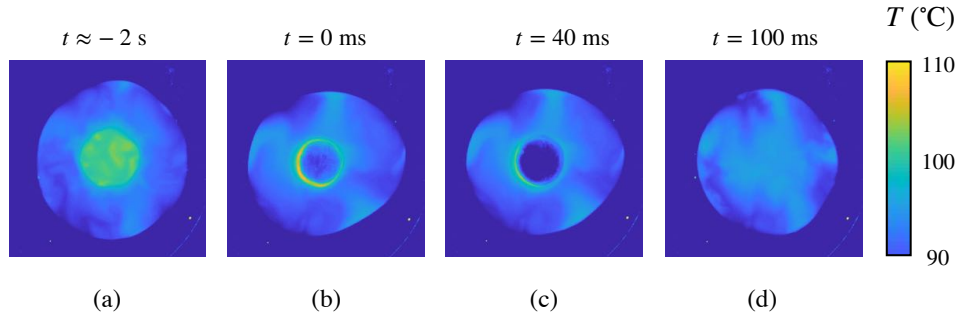


FIGURE 2.9 – Champ de température relevé à la caméra infrarouge (FLIR A655sc – 25 fps – objectif de focale $f = 24.6$ mm) à la surface d'une flaque de rayon $R = 15$ mm en lévitation sur un puits en laiton porté à 300°C . Les couleurs indiquent la température de surface, spécifiée sur la palette de droite. La calibration de la caméra filtre le rayonnement thermique émis par la plaque afin de ne voir que celui émis par l'eau. La poche de vapeur apparaît plus chaude que la flaque (a). En drainant, elle devient transparente aux infrarouges et devient à peine visible (b). Rompue en (c), elle reformera pour donner une nouvelle génération de bulle.

Sur l'image (a), on remarque que la poche de vapeur centrale, en pleine formation, apparaît plus chaude que le liquide environnant. En s'amincissant (en dessous de 10 à 25 μm), le film devient invisible aux infrarouges comme sur le (b). Il rompt en (c) et disparaît sur l'image (d), la flaque s'étant refermée. La température semble alors plus homogène et le restera jusqu'à l'accumulation d'une nouvelle poche de vapeur. On accède ainsi à la température superficielle de manière non intrusive et dynamique (à typiquement 25 images par secondes). La lecture directe des températures est toutefois à prendre avec précautions : la courbure de l'interface peut modifier son émissivité. On discutera donc les différences de températures plutôt que les températures absolues. Ces vues seront utilisées plus loin pour fournir des renseignements thermiques lors de la formation de la poche et de l'amincissement du film liquide (figures 2.16 et 2.23).

2.2.2 Statique d'une cheminée

La figure 2.10(a) montre une vue de dessus d'une flaque ($R\kappa \gg 1$) en lévitation sur un puits à 350°C et percée au centre par une poche de vapeur. Ce type de vue donne accès au rayon équatorial R de la flaque, ainsi qu'au rayon R_c de la poche de vapeur qu'elle accueille.

Nous avons cherché à comprendre ce qui fixe la taille de ces bulles. Pour ce faire, l'expérience est reproduite avec d'autres liquides. On accède grâce aux vues de dessus au rayon R_c de la bulle centrale, que l'on trace en fonction de la hauteur de la flaque, fixée

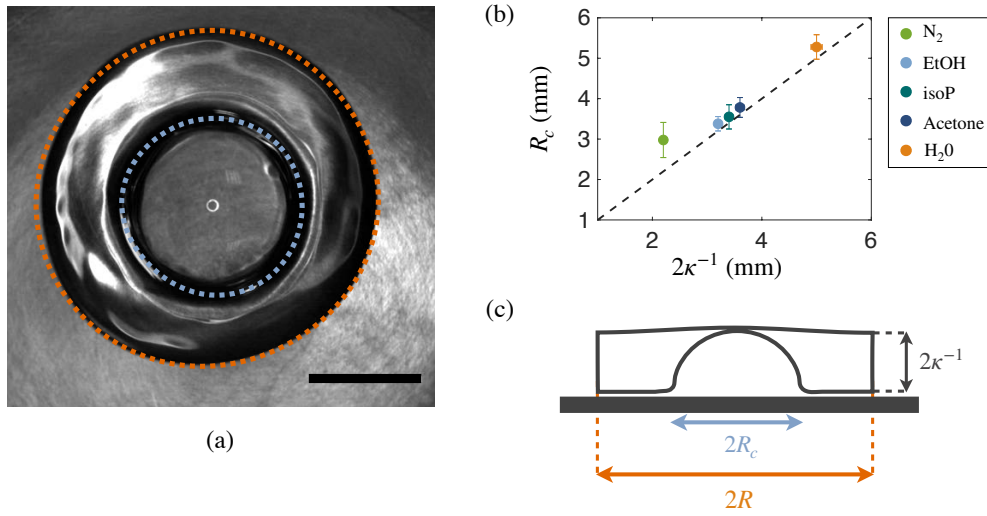


FIGURE 2.10 – Forme quasi-statique d’une cheminée. (a) Vue de dessus d’une cheminée de Leidenfrost, donnant accès au rayon de la flaque R et de la bulle R_c . La barre d’échelle indique 10 mm. (b) Rayon R_c de la bulle centrale (moyenné sur 20 à 50 cheminées) en fonction de la hauteur de la flaque du liquide considéré et fixée par l’équilibre gravito-capillaire à $2\kappa^{-1}$ avec $\kappa^{-1} = \sqrt{\gamma/\rho g}$. (c) Illustration d’une cheminée de côté. La vapeur creuse une voûte hémisphérique qui plafonne à $2\kappa^{-1}$, et fixe son rayon à environ $R_c \approx 2\kappa^{-1}$.

par la longueur capillaire à $\approx 2\kappa^{-1}$ sur la figure 2.10(b). La longueur capillaire des liquides considérés, moins cohésifs que l’eau, est plus faible. Nous avons parfois mesuré R_c dans le régime des cheminées multiples, sur des vues semblables à celle de la figure 1.9(d). On trouve que $R_c \approx \kappa^{-1}$. On schématise alors cette architecture liquide sur la figure 2.10(c). Nous proposons une interprétation géométrique : la flaque est creusée par sa vapeur, et forme un dôme qui plafonne à la hauteur de la flaque, soit $2\kappa^{-1}$. Sa hauteur fixe alors son rayon $R_c \approx 2\kappa^{-1}$, donnant au dôme une géométrie hémisphérique.

La vue de côté de la figure 2.11, réalisée en rétro-éclairage, met en évidence la déformation de l’arche liquide. La poche de vapeur, grossissante, force l’amincissement d’un film liquide d’épaisseur e . Soumis à une surpression, il se défléchit de δh , d’environ 1 mm, sans modifier la géométrie du dôme (R_c constant).

On peut également tester l’influence de la température du substrat. La figure 2.12 montre les variations du rayon R_c des cheminées en fonction du rayon de la flaque R au fur et à mesure de leur apparition, pour plusieurs températures de substrat. La taille de la poche est quasiment indépendante de la température du substrat.

Remarque : Le graphique de la figure 2.12 met par ailleurs en évidence l’influence de la température sur le rayon en dessous duquel les cheminées pseudo-stables ne sont plus observées. Il est de l’ordre de 10 mm, conformément aux prédictions théoriques $\approx 4\kappa^{-1}$ mais augmente légèrement avec la température T . À l’approche de la limite $R \approx 4\kappa^{-1}$, il devient difficile pour la flaque de neutraliser la bulle qu’elle recouvre, d’autant plus que le flux de vapeur augmente. Le liquide, perturbé, ne parvient plus à ériger une poche de

2.2. EXPÉRIENCES

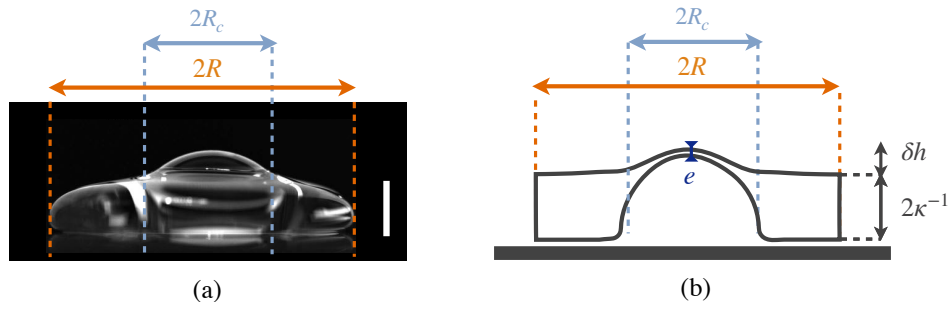


FIGURE 2.11 – (a) Vue latérale, réalisée en rétro-éclairage d'une cheminée de Leidenfrost. La barre d'échelle indique 5 mm. (b) Schématisation de la flaque et de son dôme de vapeur. Le film qui chapeaute la poche de vapeur, est étirée vers le haut d'une distance δh . Les rayons R et R_c , de la flaque et de la poche de vapeur sont représentés.

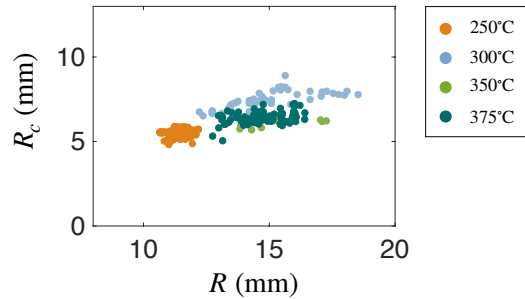


FIGURE 2.12 – Rayon moyen de la bulle centrale R_c par rapport au rayon de la flaque R pour différentes températures de substrat. Les vues de dessus permettent de mesurer le rayon moyen des bulles qui se succèdent jusqu'à l'éclosion de la dernière cheminée.

vapeur stable.

La forme de cette bulle flottante est donc assimilable à une calotte hémisphérique de rayon de courbure fixé par la hauteur de la flaque : $R_c \approx 2\kappa^{-1}$. Elle persiste pendant quelques secondes, un temps étonnement long pour ce film d'épaisseur e de l'ordre de $10 \mu\text{m}$, ce que nous discuterons plus loin. On s'intéresse désormais à ce qui se passe lorsque ce film tombe.

2.2.3 Dynamique d'une cheminée

L'architecture liquide décrite ci-dessus est pseudo-stable. On porte sur la figure 2.13(a) les évolutions temporelles du rayon R de la flaque (en orange) et du rayon R_c de la poche de vapeur (bleu foncé) sur environ 10 secondes. On retrouve bien que le dôme arrête sa croissance à $R_c \approx 2\kappa^{-1} = 5 \text{ mm}$. La bulle, une fois formée, persiste pendant environ $\tau_s \approx 3 \text{ s}$, puis elle disparaît, avant de réapparaître en moins d'une seconde, et ce, de manière cyclique. Si on regarde les variations de rayons sur une échelle de temps plus longue, sur quelques minutes comme sur la figure 2.13(b), on peut voir le rayon R de la flaque lentement diminuer. Pour autant, au gré de l'évaporation du liquide et des cycles

de formation/rupture, le rayon de la bulle sature toujours à $R_c \approx 2\kappa^{-1}$.

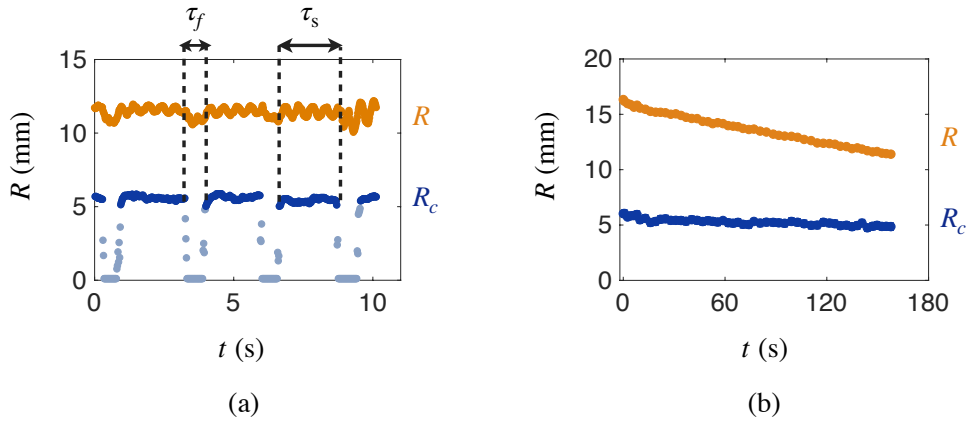


FIGURE 2.13 – (a) Rayons de la flaque, R (en orange), et de la poche qu'elle couvre, R_c (en bleu), au cours du temps t . Les points bleus foncés désignent la phase de stabilité du dôme, de durée τ_s , ceux en bleu clair désignent la rupture et reformation de la poche de vapeur, de durée τ_f . (b) Évolution comparée de R_c et R considérée sur une échelle de temps plus longue.

Les cheminées se succèdent de manière régulière jusqu'à la disparition de la dernière cheminée endossable par la flaque, au bout de quelques minutes. On porte sur la figure 2.14 la durée des phases pseudo-stables τ_s (bleu) et la durée de formation de la poche τ_f (orange) mesurées sur des substrats chauffés à 250°C (a) et à 300°C (b). Le temps nécessaire à la formation est d'environ 200 ms, tandis que la durée de vie de la bulle vaut environ 3 secondes. Ces deux temps sont reproductibles et ils semblent peu influencés par la température T du substrat. La réduction de taille de la flaque (induite par évaporation) finit néanmoins par déstabiliser les cheminées. On observe qu'à l'approche de la limite $R \sim 4\kappa^{-1}$, τ_s diminue. C'est le régime où la flaque ne parvient plus à couvrir la bulle. La vapeur fuit par les bords, perturbant le liquide (τ_s diminue), et met plus de temps à édifier sa cavité (τ_f augmente). La dernière bulle apparaît lorsque $\tau_s \approx \tau_f$.

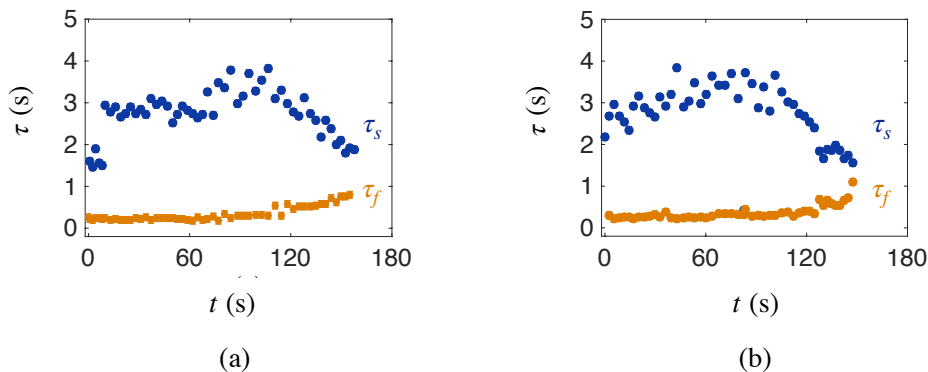


FIGURE 2.14 – Temps de formation τ_f (rouge) et durée de vie τ_s (bleu) des cheminées qui se succèdent sur un substrat porté à (a) 250°C, (b) 300°C.

2.2. EXPÉRIENCES

2.2.4 Description d'un cycle de formation/rupture

On décompose chaque cycle en 5 étapes principales, schématisées sur la figure 2.15, où l'on reporte aussi le diagramme spatio-temporel obtenu en concaténant l'évolution d'une ligne prise le long d'un diamètre de la flaque circulaire, vue de dessus. Le temps croît de gauche à droite.

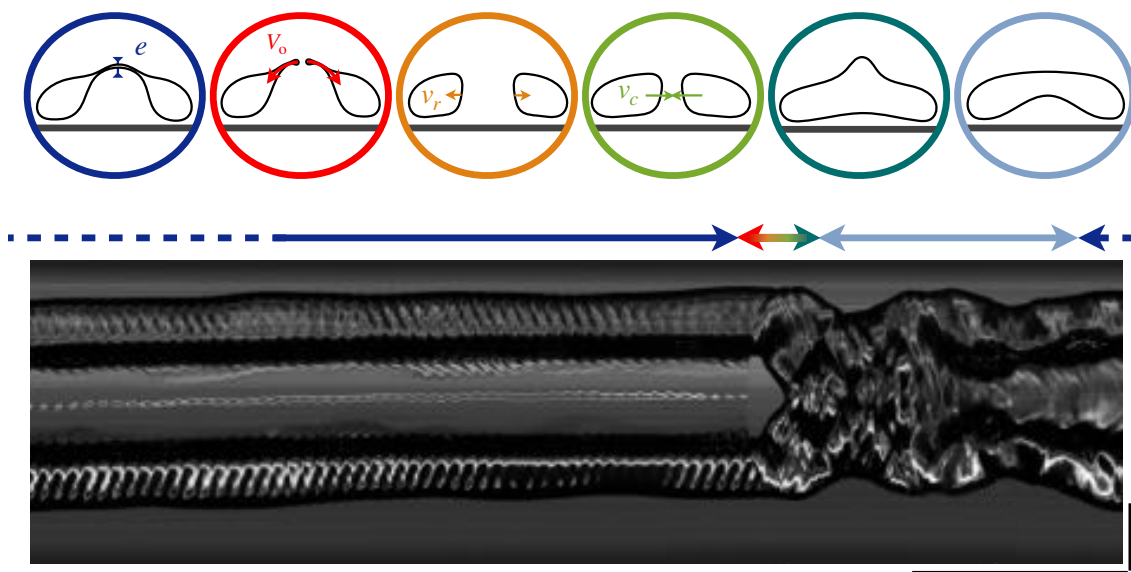


FIGURE 2.15 – Les 5 étapes d'un cycle d'apparition/disparition d'une cheminée de Leidenfrost, telles que l'illustre le diagramme spatio-temporel d'une flaque d'eau sur un substrat à 300°C. La bulle, initialement en place, se perce au bout de quelques secondes. Le film s'ouvre et se rétracte en typiquement 1 milliseconde. Le tore liquide s'étire puis, rappelé par la capillarité, cicatrise. La collision crée un jet vertical, puis le liquide retrouve son aspect de flaque. La vapeur ne cessant d'être produite au cours de ce cycle, se manifeste à nouveau en environ 220 ms pour donner naissance à une nouvelle cheminée. La barre d'échelle temporelle (horizontale) indique 200 ms et la barre verticale indique 10 mm.

Phase pseudo-stable Dans cette phase, discutée dans la partie précédente, la poche de vapeur plafonne à la hauteur $R_c = 2\kappa^{-1}$ et amincit le film liquide sus-jacent, dont la présence est attestée par la réflexion brillante de l'anneau lumineux projeté par au-dessus. Ce régime où on peut observer les cheminées liquides dure quelques secondes.

Rupture du film liquide Spontanément, le film cède, et s'ouvre à une vitesse V_0 de l'ordre du mètre par seconde. On devine que le film, en drainant, s'amincit, permettant à un trou de s'ouvrir. Ce film, métastable compte tenu de son coût énergétique, libère alors son énergie interfaciale sous forme d'énergie cinétique et s'agrandit.

Ouverture du tore liquide La collision du film lors de son repliement déstabilise le tore liquide. Le film communique sa quantité de mouvement à l’anneau liquide, qui s’étire alors radialement d’environ 1 mm à une vitesse typique $v_r \sim 0.2$ m/s.

Cicatrisation du tore liquide Le tore présente un excédent de surface. Il évolue vers une forme énergétiquement plus favorable : la flaque. Ce mouvement de fermeture se passe à une vitesse v_c typique de 0.2 m/s. L’énergie de surface gagnée lors de la cicatrisation de l’anneau liquide est alors convertie en énergie cinétique, et la focalisation d’énergie au centre de la flaque produit le jet ascendant visible sur la figure 2.1.

Phase d’accumulation de la vapeur La flaque met quelques secondes à se remettre de ces péripéties. Une fois les déformations dissipées, la goutte peut couvrir une nouvelle poche de vapeur. Sa base se creuse en ≈ 100 ms et un nouveau cycle s’engage.

Ces différentes étapes impliquent des échelles de temps variées, que nous allons caractériser.

2.3 Temps caractéristiques du dôme

2.3.1 Temps de formation

On s’intéresse dans un premier temps à la phase transitoire d’accumulation de la vapeur. Le temps de formation de la poche est assez difficile à mesurer à cause des déformations induites par la rupture de la cheminée de la génération précédente et en raison de sa géométrie. On procède à des relevés thermiques à l’aide d’une caméra infrarouge. La température de l’eau ne peut excéder 100°C, au contraire de la vapeur, qui peut s’échauffer sans modération. Les vapeurs de Leidenfrost, en s’accumulant, progressent vers le haut de la flaque et réchauffent le liquide soulevé, d’autant plus efficacement que le film liquide est mince. Des vues de dessus, reportées sur la figure 2.16, permettent donc d’observer la vapeur au centre de la flaque. La première image montre le tore liquide, après explosion de la cheminée précédente. On voit alors graduellement apparaître une nouvelle poche de vapeur, qui, en grossissant, élève la température du cœur dans un délai $\tau_f \approx 250$ ms, comparable au temps mesuré entre les cycles sur la figure 2.13(a)

On couple alors ces mesures thermiques à des visualisation directes, en synchronisant comme sur la figure 2.8 une caméra située au-dessus avec une caméra sur le côté. On voit que l’interface inférieure se bombe peu à peu jusqu’à former une bulle flottant à la surface. La durée τ_f de la phase d’accumulation de la vapeur, est mesurée pour différentes températures T du substrat et tracée sur la figure 2.17 en fonction de $1/\Delta T$ où $\Delta T = T - T_b$ et T_b , le point d’ébullition de l’eau. Le temps τ_f de formation de la poche diminue avec la température du substrat. Intuitivement, en augmentant T , on augmente la quantité de vapeur produite, donc la force avec laquelle elle sculpte les cheminées.

2.3. TEMPS CARACTÉRISTIQUES DU DÔME

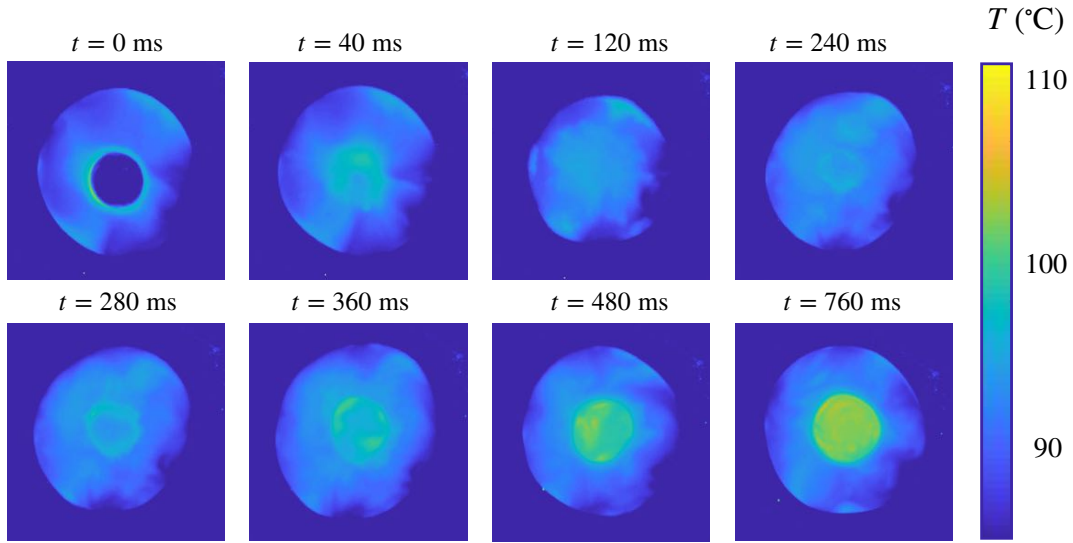


FIGURE 2.16 – Champ de température relevé à la caméra infrarouge (FLIR A655sc – 25 fps) à la surface d’une flaque de rayon $R = 15$ mm reposant sur un cône en laiton porté à 300°C . La couleur donne la température en surface du liquide grâce à la palette de droite. La calibration de la caméra filtre le rayonnement thermique émis par la plaque afin de ne voir que celui émis par la goutte. La poche de vapeur chaude, rompue sur la première image, se reforme en $\tau_f \approx 250$ ms.

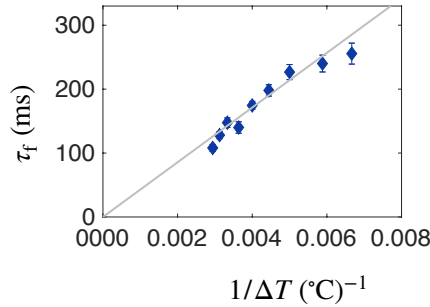


FIGURE 2.17 – Mesure de la durée transitoire d’accumulation de la vapeur, durant laquelle $R_c(t)$ passe de 0 à $2\kappa^{-1}$, en fonction de $1/\Delta T$, l’inverse de la différence entre les températures du substrat d’ébullition de l’eau. La durée du régime transitoire de formation de la poche diminue avec ΔT en suivant la droite d’équation $42.8/\Delta T$

Les vapeurs sont produites grâce au transport de chaleur diffusif à travers le film isolant, qui s’effectuent sur un temps caractéristique $\tau_{\text{diff}} \sim \rho_v c_p \varepsilon^2 / \lambda_v$. En prenant les valeurs thermodynamiques dans le tableau 1.1 de la page 29 et en considérant des échanges à travers un film d’épaisseur $\varepsilon = 50 \mu\text{m}$, ce temps vaut environ $50 \mu\text{s}$: il est donc très court. En réalité, le film de vapeur, en prenant de l’ampleur, devient de plus en plus isolant et les échanges thermiques, de moins en moins efficaces. Le temps de diffusion à travers la cavité de hauteur $\approx 2\kappa^{-1}$ est de l’ordre de la seconde, plutôt comparable aux temps de vie qu’au temps de formation des cheminées. Pour mettre en place un dôme de volume Ω_v sous le liquide, le substrat doit déployer l’énergie $\rho_v \Omega_v \mathcal{L}$. Cette énergie est apportée par conduction thermique à travers un film isolant, s’épaississant de $\varepsilon(t = 0) = \varepsilon_0$ à

$\varepsilon(t = \tau_f) = 2\kappa^{-1}$. En négligeant la part de la vapeur qui s'échappe latéralement et ne s'accumule pas, on a :

$$\rho_v \Omega_v \mathcal{L} \sim \int_0^{\tau_f} \frac{\lambda_v \Delta T \mathcal{S}}{\varepsilon(t)} dt \quad (2.3.1)$$

où \mathcal{S} correspond à la surface à travers laquelle les échanges en énergie ont lieu, supposée constante. On fait alors l'hypothèse d'une variation d'épaisseur exponentielle $\varepsilon(t) = 2\kappa^{-1}(1 - e^{-t/\tau_f}) + \varepsilon_0$, qui rend compte de la formation de moins en moins rapide à mesure que le film s'épaissit. Par soucis de simplicité, on la simplifie en : $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 + 2\kappa^{-1}t/\tau_f$. L'intégration de l'équation [2.3.1](#) conduit alors à la loi :

$$\tau_f \sim \frac{4\rho_v \kappa^{-2} \mathcal{L}}{\lambda_v \Delta T \ln \left(1 + \frac{2\kappa^{-1}}{\varepsilon_0}\right)} \quad (2.3.2)$$

L'application numérique pour un film de vapeur d'épaisseur initiale $\varepsilon_0 = 50 \mu\text{m}$ donne $\tau_f \approx 500 \text{ ms}$, en accord avec nos mesures expérimentales. L'équation [2.3.2](#) met en exergue la progression en $1/\Delta T$ soulignée par les données expérimentales de la figure [2.17](#). La déviation à relativement basse température (en dessous de 280°C) est sans doute attribuable à la dépendance alors accrue de ε_0 vis-à-vis de ΔT . Les échanges thermiques, qui s'amenuisent à mesure que le film de vapeur s'épaissit, sont cinétiquement limitants. Cela pourrait expliquer pourquoi, une fois qu'elle atteint le haut de la flaque liquide, la poche de vapeur arrête de croître, et forme un dôme de taille constante.

2.3.2 Temps de vie

Une cheminée de Leidenfrost est chapeautée par un film très mince soumis à l'évaporation et au drainage, ce qui devrait lui conférer une durée de vie courte. Nous nous demandons comment un tel film survit pendant des secondes en commençant par mesurer son épaisseur.

Stabilité étonnante des bulles caléfiées

Détermination de l'épaisseur du film

Quand l'arche liquide cède, le film se perce. La tension de surface a tendance à élargir le trou. L'inertie du liquide et la dissipation visqueuse vont alors s'opposer à la rétraction du liquide. Pour des films peu visqueux, et d'épaisseur e_o uniforme, la vitesse d'ouverture du trou V_o exprime l'équilibre entre la force capillaire, motrice, et la résistance inertielle à la rétraction de la masse :

$$V_o = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho e_o}} \quad (2.3.3)$$

Cette vitesse, originellement calculée par Taylor [\[55\]](#) et Culick [\[56\]](#), prédit donc une

2.3. STABILITÉ DES CHEMINÉES

vitesse d'ouverture, directement liée à son épaisseur e_o au moment où il s'ouvre. En particulier, pour une épaisseur constante, la vitesse d'ouverture est constante. On suit la dynamique d'ouverture des bulles flottant sur les flaques califiées à la caméra rapide. On opte pour des vues de dessus similaires à celles des figures 2.18 et 2.20. La figure 2.18 donne un exemple de rupture. Le film perforé au centre s'ouvre en 2 millisecondes (à quelques mètres par secondes).

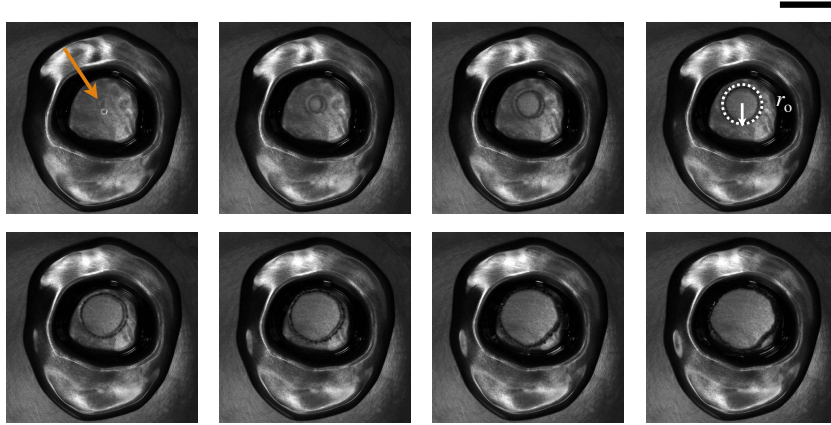


FIGURE 2.18 – Exemple de nucléation d'une bulle califiée au niveau de son apex. L'ouverture est filmée par dessus à la caméra rapide (en filmant à 4000 images/s). La température du substrat est 375°C, l'intervalle de temps entre chaque image est 0.25 ms et la barre d'échelle indique 5 mm.

On suit alors le rayon r_o du trou au cours du temps. La figure 2.19(a) donne deux exemples de dynamique $r_o(t)$ d'ouverture de film. L'ouverture radiale du trou est linéaire en temps. La vitesse d'ouverture V_o est donc constante et est mesurée en prenant la pente de ces droites. L'expérience est reproduite pour différentes températures T du substrat. On mesure V_o en fonction de T (figure 2.19(b)). L'épaisseur du film juste avant rupture, déduite de la formule 2.3.3, est tracée sur la figure 2.19(c).

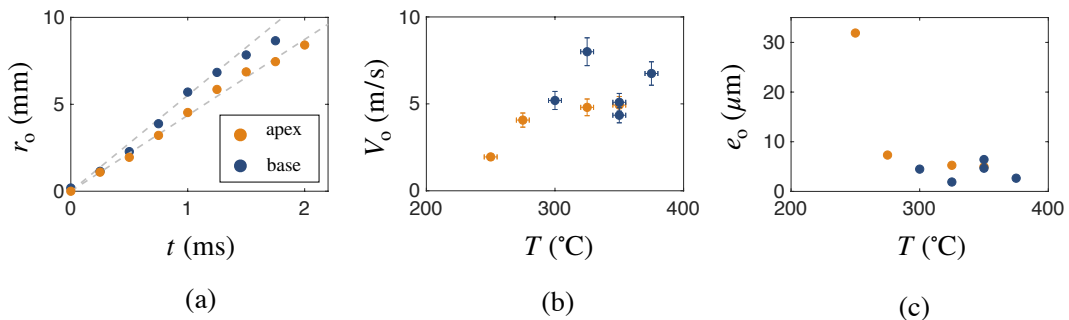


FIGURE 2.19 – (a) Position du bourrelet liquide en pleine ouverture au cours du temps. On distingue en orange le cas où la bulle est percée au niveau de son apex et en bleu, celui où la nucléation a lieu au niveau de la base. La pente de ces droites donne la vitesse constante d'ouverture du film, V_o . (b) Variations de V_o avec la température du substrat T . (c) Épaisseur du film e_o déduite de sa vitesse d'ouverture, via la loi de Taylor Culick, en fonction de la température.

La rupture pas le sommet n'est cependant pas systématique. Nous avons observé que, de manière quasi-équiprobable, le film cède aussi au pied de la bulle. La figure 2.20 montre une série d'images où l'ouverture s'initie en périphérie. Les contours du trou ont été renforcés par des pointillés blancs. Cette observation est assez inhabituelle : la plupart du temps, les bulles ou les films minces se désintègrent au niveau de leur sommet puisque fragilisés par gravité. La bulle est ici fragilisée par deux mécanismes distincts : le drainage mais aussi l'aspiration capillaire aux bords de plateau, rappelant les régénérations marginales [54], qui créent un amincissement plus local et expliquent que le film cède au niveau de sa base.

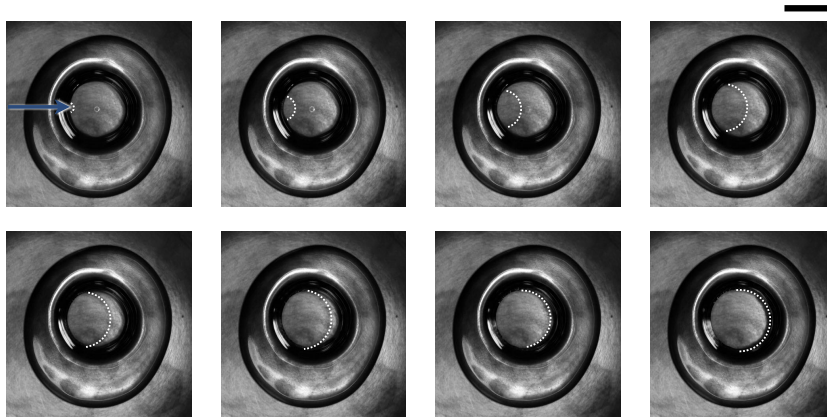


FIGURE 2.20 – Exemple de nucléation d'une bulle de Leidenfrost au niveau de sa base. La température du substrat est 300°C, l'intervalle de temps entre chaque image est 0.25 ms et la barre d'échelle indique 5 mm.

La dynamique d'ouverture est comparée au cas où la rupture a lieu au sommet. Sur la figure 2.19, on distingue, en orange, les données correspondant à des ouvertures à l'apex et en bleu, à des ouvertures en périphérie de la bulle. On note que la vitesse d'ouverture est uniforme au cours l'ouverture, et, plus remarquable encore, qu'elle ne change pas significativement en fonction de l'endroit où le point de nucléation apparaît. Ces deux observations renforcent notre hypothèse d'une épaisseur e_0 constante et de l'ordre de 10 μm pour le film. Les écarts rares dans les épaisseurs de rupture s'expliquent par la présence de poussières sur la bulle. La rupture est déclenchée avant terme lorsque l'épaisseur devient comparable avec la taille de l'impureté.

Épaisseur de l'arche liquide

Une épaisseur uniforme de l'ordre de la dizaine de micromètres correspond à l'épaisseur typique d'un film liquide extrait à vitesse constante par une plaque hors d'un bain. Cette expérience, illustrée par la figure 2.21, a été étudiée dans les années 1940 par Landau, Levich et Derjaguin, qui ont proposé un modèle pour rendre compte de l'épaisseur entraînée [57, 58]. Le moteur de l'entraînement est la force visqueuse à laquelle s'oppose les forces capillaires. L'épaisseur e déposée sur le solide est constante. Ce film se raccorde

2.3. STABILITÉ DES CHEMINÉES

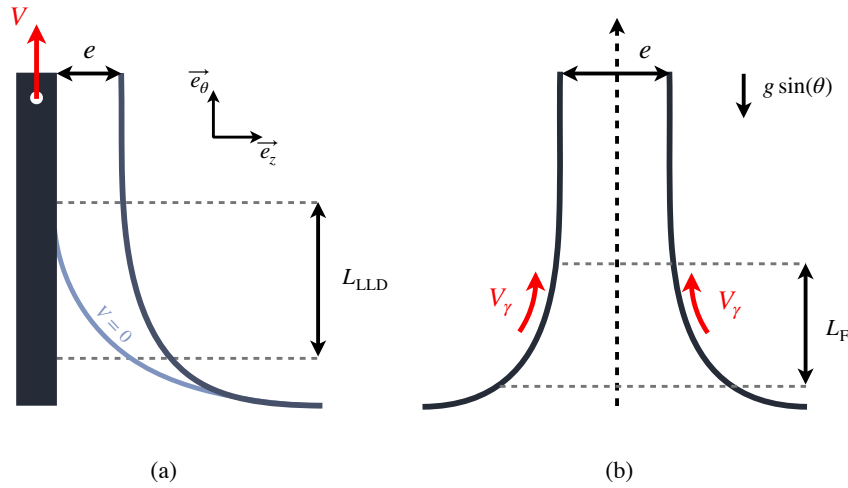


FIGURE 2.21 – Extraction d’un film liquide par un mécanisme de Landau-Levich-Derjaguin (LLD). (a) Une paroi solide, tirée d’un bain liquide à la vitesse V , entraîne un film d’épaisseur e . Le ménisque liquide, dont la position initiale est représentée en bleu, se déforme sur une longueur caractéristique L_{LLD} . (b) Une interface, rigidifiée par la présence de contraintes tangentielles induites par effet Marangoni peut aussi entraîner un film liquide.

au ménisque statique (représenté en bleu sur la figure 2.21(a) et d’une hauteur de l’ordre de κ^{-1}) via un ménisque dynamique de hauteur L_{LLD} et de courbure (faible) e/L_{LLD}^2 entraîné raccorde le ménisque statique (figure 2.21(a)). Dans le formalisme de la lubrification, la formation du film traduit la compétition entre forces visqueuses $\eta V/e^2$, motrices de l’entraînement, et forces capillaires engendrées par les gradients de courbure $\gamma e/L_{LLD}^3$. Le raccord des courbures statique et dynamique fournit une relation supplémentaire, à savoir, en loi d’échelle : $e/L_{LLD}^3 \sim 1/\kappa^{-1}$. En combinant ces deux relations, on est alors en mesure de prédire l’épaisseur e entraînée :

$$e \sim \kappa^{-1} Ca^{2/3} \quad (2.3.4)$$

où $Ca = \eta V/\gamma$ est le nombre capillaire, qui compare les effets visqueux aux effets capillaires. L’étude de Derjaguin complète cette étude en considérant le régime gravitaire [58]. La loi 2.3.4 est valable pour $Ca < 10^{-3}$. Au delà, il faut prendre en compte la gravité sur le drainage.

Frankel s’est intéressé pour sa part à l’épaisseur théorique d’un film libre savonneux entraîné à vitesse constante V depuis un bord de Plateau. Le problème est très similaire à celui traité par Landau-Levich-Derjaguin (LLD), à ceci près qu’un tel film possède deux interfaces liquide-air, deux ménisques opérant une succion capillaire double, et qu’en présence de tensioactifs, les interfaces libres sont rigidifiées. Frankel a l’idée de considérer qu’elles se comportent comme des plaques rigides, entraînées à la vitesse V . L’équilibre des forces est inchangé et le raccord des ménisques est fait dans le même esprit. Par symétrie des écoulements, explicitée sur la figure 2.22 et puisque le centre du film doit satisfaire la condition d’une contrainte nulle (comme une interface libre), l’épaisseur entraînée est exac-

tement égale au double de celle prévue dans le problème LLD. La présence de contraintes interfaciales permet donc d’entraîner davantage de liquide : le film savonneux est plus épais que la valeur prédite par la loi 2.3.4 :

$$e_F = 2e_{LLD} \quad (2.3.5)$$

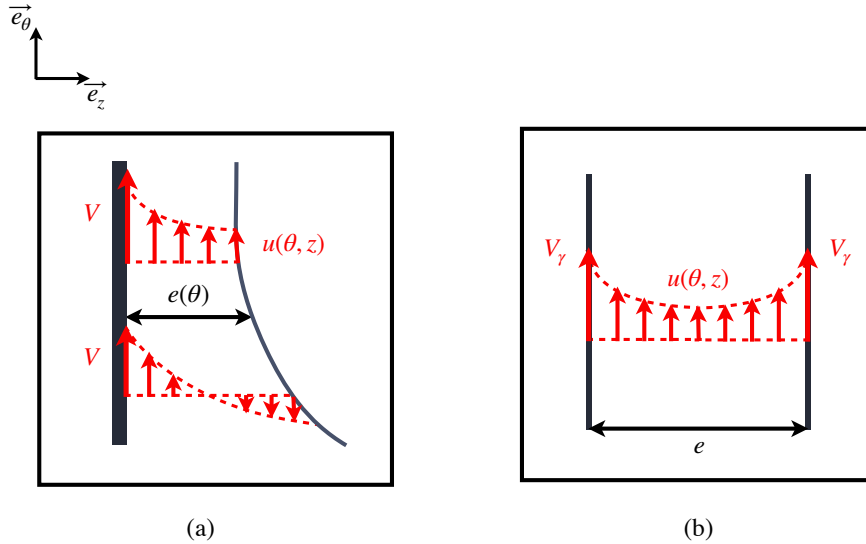


FIGURE 2.22 – Comparaison des écoulements au sein des films liquides entraînés. (a) Cas d’une plaque solide extraite d’un bain liquide. (b) Cas d’une bulle soumise à une différence de température verticale. Le liquide est entraîné par effet Marangoni contrant l’écoulement de drainage.

On se demande alors si un tel mécanisme de sélection d’épaisseur stabilise l’arche liquide qui surmonte les cheminées de Leidenfrost. Ce film liquide est pur, au contraire de l’expérience de Frankel. On attend donc un écoulement bouchon. La seule manière d’entraîner le liquide dans le film est d’introduire des différences de température. En effet, lorsqu’on applique un gradient de température à une interface, on engendre, par effet Marangoni, des mouvements de liquide des zones de faible tension de surface γ vers les zones de plus haute tension de surface. Or γ est une fonction décroissante de la température T . Ainsi, en présence de différences de température de quelques degrés, un écoulement près de l’interface s’établit du chaud vers le froid. La perspective d’entraîner des films libres purs d’épaisseur contrôlée grâce à des gradients thermiques a été envisagée à plusieurs reprises, dans la configuration LLD [59] et dans la configuration de film libre, de Frankel [60, 61]. Scheid *et al.* étudient cette possibilité d’un point de vue théorique. Un film liquide libre, retiré d’un bain à vitesse constante, est soumis à un gradient de température. Les auteurs montrent qu’un film continu peut alors être extrait, plus épais qu’en l’absence de gradient de température [62]. Ce résultat n’a cependant, à notre connaissance, jamais été montré expérimentalement. La stabilisation thermocapillaire de films minces s’avère pourtant particulièrement pertinente dans des procédés de fonderie, où des métaux fondus sont manipulés afin de former des films minces et des mousses aux performances hors normes en terme d’isolation thermique, de phonique, de mécanique, et de densité.

2.3. STABILITÉ DES CHEMINÉES

On suppose que le haut de la bulle est plus froid que sa base de $\Delta T_{\text{bulle}} \approx 10^\circ\text{C}$. Cette hypothèse sera discutée expérimentalement plus tard, mais semble légitime puisque le sommet de la bulle est plus éloigné de la plaque. On note alors V_γ la vitesse ascendante induite par effet Marangoni sur ce film libre. Le film d'épaisseur e est alors cisailé par cet écoulement de surface de la base chaude, en direction du sommet froid. En égalisant les contraintes visqueuses dans le film $\eta V_\gamma/e$ avec les contraintes superficielles induites par le gradient de température au sein du film liquide $\Delta\gamma/R_c$ on estime V_γ :

$$V_\gamma = \frac{\Delta\gamma e}{\eta R_c} \quad (2.3.6)$$

Pour ces variations modestes de température, $\Delta\gamma = \gamma \Delta T_{\text{bulle}}$, avec $\partial_T \gamma = -0.17 \text{ mN/m/K}$. Pour une bulle d'épaisseur $e = 5 \mu\text{m}$ et de rayon de courbure $R_c = 5 \text{ mm}$, culminant à δh au dessus de la flaque (du même ordre que R_c), l'écoulement ascendant de Marangoni se fait à une vitesse $V_\gamma \approx 5 \text{ mm/s}$. Le nombre capillaire vaut ainsi $Ca \sim \Delta\gamma e/\gamma R_c \approx 3.10^{-5}$. Le film, contraint aux interfaces, est entraîné vers le haut. On est donc dans une configuration semblable à celle de Frankel, illustrée sur la figure 2.22(b) et où le ménisque statique est caractérisé par une courbure $1/\kappa^{-1}$. Le mouvement ascensionnel de Marangoni sélectionne l'épaisseur du film. En combinant l'équation 2.3.4, l'équation 2.3.5 et en substituant l'expression du nombre capillaire, avec $R_c \approx 2\kappa^{-1}$, l'épaisseur e se simplifie :

$$e \sim 2\kappa^{-1} \left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma} \right)^2 \quad (2.3.7)$$

L'épaisseur e ne dépend que du gradient de température appliqué aux extrémités du film. Une différence de température $\Delta T_{\text{bulle}} \approx 10^\circ\text{C}$ permet de contrer l'amincissement liquide en renouvelant le film constamment. On trouve une épaisseur de film de $5 \mu\text{m}$. On cherche donc à montrer l'existence de gradients de température sur une bulle flottant à la surface d'une cheminée caléfiée.

Mise en évidence expérimentale de gradients de température

On réalise donc des relevés thermiques à la surface des bulles. On présente sur la figure 2.23 les images prises de dessus à la caméra thermique à différents instants de la vie d'une cheminée, avant que la bulle ne cède. Comme nous l'avons vu précédemment, la poche de vapeur centrale apparaît plus chaude que la flaque qui l'entoure. Elle est portée à une température comprise entre la température du substrat et la température d'ébullition de l'eau. L'arche liquide située au-dessus de cette poche se réchauffe, et d'autant mieux que celui-ci est mince. Les images de la figure 2.23 révèlent par ailleurs l'existence de différences de température de l'ordre de 5 à 10°C entre la base de la bulle centrale et son point culminant.

L'existence de telles différences de température s'interprète comme une conséquence de la décroissance de la température dans l'air et dans la poche de vapeur, en s'éloignant du

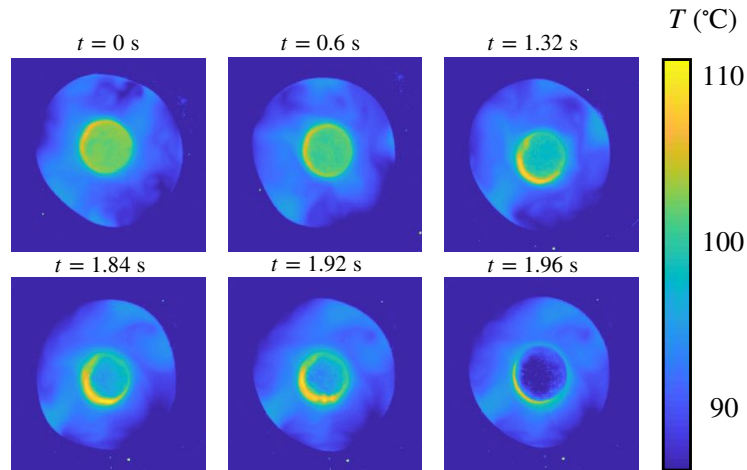


FIGURE 2.23 – Caractérisation dynamique de l’amincissement du film liquide à la caméra infrarouge. La bulle centrale, vue de dessus, présente des différences de température de l’ordre de 10°C entre la base et le point culminant de la bulle. Le film draine et devient sur la dernière image, ”noir”, c’est-à-dire plus fin que la longueur d’onde utilisée (typiquement $10\ \mu\text{m}$).

substrat. L’interface liquide située à la hauteur ε de la plaque de température T est thermostatée à $T_e = 100^\circ\text{C}$. En supposant un caractère diffusif pour les échanges thermiques, il s’établit un gradient de température vertical égal à $(T - T_e)/\varepsilon$. Dans le cas de cheminées, le film de liquide s’élève de la quantité δh entre sa base, millimétrique et comparable à R_c . Ces variations d’altitude induisent des différences de température aux bornes du film d’environ 10°C entre le socle et l’apex d’une bulle culminant à la hauteur $\delta h = 1\ \text{mm}$ au-dessus d’une flaque liquide, sélectionne une épaisseur de $5\ \text{à}\ 10\ \mu\text{m}$. Cela coïncide bien avec l’épaisseur du film liquide qui envoûte la vapeur des cheminées de Leidenfrost.

En observant de plus près et de côté la base de ces bulles, on voit par ailleurs des mouvements ascendants, sous formes de panaches épais (de l’ordre de $100\ \mu\text{m}$ d’épaisseur), présentés sur la figure 2.24. Des larmes sont envoyées sur le dôme à une vitesse de l’ordre de $10\ \text{mm/s}$, ce qui suggère bien la présence d’un écoulement ascensionnel. Une instabilité interfaciale apparaît toutefois et crée des motifs régulièrement espacés de $\sim 1.5\ \text{mm}$. Ces larmes, trop lourdes, ne montent pas à plus de $\delta z \approx 1\ \text{mm}$ sur la bulle. Contraintes par gravité, elles retombent en un temps typique donné par le temps de chute libre $\sqrt{\delta z/g} \sim 10\ \text{ms}$. Ces mouvements font penser aux mouvements observés à la surface de bulles faites à partir d’eau du robinet par Lhuissier *et al.* (figure 2.7).

Des écoulements de Marangoni ont été mis en évidence. Ils entraînent du liquide vers le haut et s’opposent à son amincissement.

2.3. STABILITÉ DES CHEMINÉES

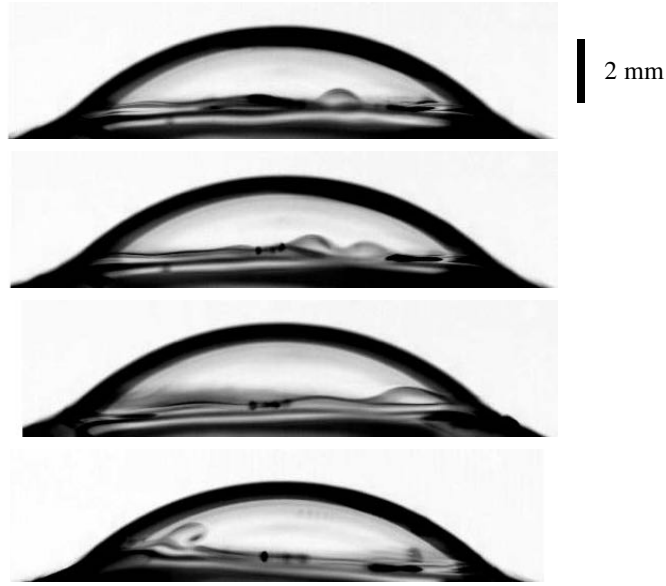


FIGURE 2.24 – Apparition de panaches au niveau de la bulle à différents instants. Des vues de côté en rétroéclairage révèlent des mouvements ascendants à une vitesse de l'ordre de 10 mm/s. Le film est épaissi localement, et draine.

Dynamique d'amincissement en présence d'effets Marangoni

On se propose d'établir les conditions de stabilité d'un film liquide, entrainé par effet Marangoni à une vitesse V_γ . On s'intéresse à la dynamique de drainage illustrée sur la figure 2.25(a) : un film de liquide pur de rayon R_c est défléchi sur une hauteur δh . En l'absence de surfactant et d'effet Marangoni, les interfaces sont mobiles (contrainte nulle) : l'écoulement dans le film est un écoulement bouchon (champ de vitesse de la figure 2.25(b)).

En revanche, l'entraînement à la vitesse V_γ aux interfaces engendre du cisaillement. Le champ de vitesse au sein du film est modifié et représenté sur la figure 2.25(c). Un gradient de pression ∇P s'établit latéralement pour annuler la contrainte interfaciale imposée par l'écoulement. On note \vec{u} la vitesse du liquide dans le film. Dans la limite de bas Reynolds et puisque $R_c \gg e$, la dynamique de drainage est gouvernée par l'équation de la lubrification. L'écoulement est orthoradial $\vec{u} = u_\theta(z, \theta)\vec{e}_\theta$, avec z l'écart entre la coordonnée qui repère l'interface et le rayon R_c de la poche pris par convention nul au centre du film. La vitesse tangentielle $u_\theta(z, \theta)$ vérifie alors :

$$0 = \eta \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} - \nabla_\theta P \quad (2.3.8)$$

où η est la viscosité dynamique du liquide. Le moteur de l'écoulement est un gradient de pression, qui dans le régime gravitaire s'écrit $\nabla_\theta P = -\rho g z \sin \theta$. Cette équation est intégrée avec une condition de contrainte tangentielle nulle au centre du film et un glissement aux interfaces, imposé par l'écoulement superficiel de Marangoni thermique. Le champ de

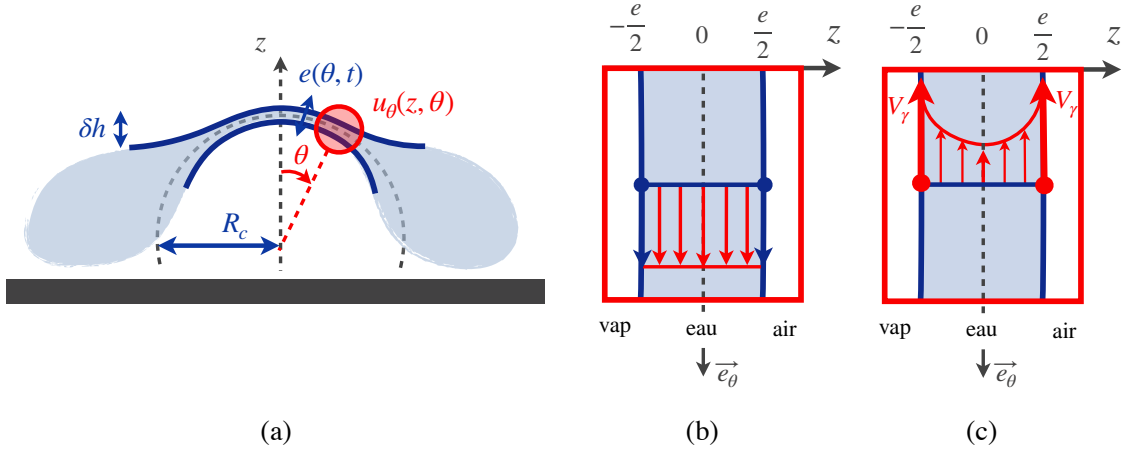


FIGURE 2.25 – (a) Illustration d’une flaue couvant une poche de vapeur de rayon R_c . Le film de liquide, étiré de δh et d’épaisseur e , draine. (b) L’écoulement gravitaire qui s’établit au niveau de l’arche est, pour un liquide pur, un écoulement bouchon (contraintes nulles aux interfaces et au centre, par symétrie). (c) L’apparition d’un glissement aux interfaces cisaille le film liquide et retarde l’amincissement.

vitesse suit un écoulement de Poiseuille :

$$u_\theta(z, \theta) = \left(-\frac{\rho g}{2\eta} \left(z^2 - \left(\frac{e}{2} \right)^2 \right) + V_\gamma \right) \sin \theta \quad (2.3.9)$$

On moyenne la valeur de cette vitesse tangentielle sur l’épaisseur du film :

$$\overline{u_\theta(\theta)} = \frac{1}{e} \int_{-e/2}^{e/2} u_\theta(z, \theta) dz = \left(V_\gamma - \frac{\rho g e^2}{12\eta} \right) \sin \theta \quad (2.3.10)$$

Par ailleurs, les variations spatiales du flux au sein du film minces sont liées aux variations temporelles de l’épaisseur du film par la conservation de la masse, soit dans le formalisme cylindrique :

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{1}{R_c \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta e \overline{u_\theta(\theta)}) = 0 \quad (2.3.11)$$

En remplaçant alors la vitesse moyenne de l’écoulement et en examinant cette équation à l’endroit le plus critique, c’est-à-dire au niveau de l’apex de la poche de vapeur (où $\theta = 0$), on obtient l’équation différentielle régissant la dynamique d’amincissement au sommet de la bulle $e(t)$:

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\rho g e^3}{6\eta R_c} - \frac{2eV_\gamma}{R_c} = 0 \quad (2.3.12)$$

Cette équation donne donc les conditions d’amincissement et d’accumulation du liquide. En effet, pour une différence de température imposée (de 10°C), l’équation précédente a une solution stationnaire :

$$e_c \sim 12\Delta\gamma/\rho g R_c \approx 50 \text{ } \mu\text{m} \quad (2.3.13)$$

Lorsque $e > e_c$, le liquide s’accumule et draine. C’est ce qu’on a pu observer sur la

2.4. DYNAMIQUES EXCITÉES PAR LES CHEMINÉES

figure 2.24 : les larmes, trop épaisses, retombent très rapidement. Lorsque $e < e_c$, c'est le terme de Marangoni qui l'emporte. Le film est renouvelé par un écoulement ascendant. On peut aussi considérer qu'à épaisseur donnée, il existe une différence de température minimale pour que les écoulements Marangoni parviennent à contrer le drainage :

$$V_\gamma > \frac{\rho g e^2}{12\eta} \Leftrightarrow \Delta T > \frac{\rho g e R_c}{12\partial_T \gamma} \quad (2.3.14)$$

L'application numérique pour un film d'épaisseur $5 \mu\text{m}$ montre qu'une différence de 0.1°C est suffisante pour contrer l'amincissement gravitaire.

La dynamique de drainage des cheminées de Leidenfrost est donc contrée par des écoulements thermo-induits. Une différence de température de l'ordre de 10°C entre le pied et le sommet de la bulle explique l'étonnante stabilité du dôme liquide. Un écoulement superficiel ascendant se met en place aux interfaces. Cet écoulement sélectionne par un mécanisme de Frankel l'épaisseur du film liquide à typiquement $10 \mu\text{m}$. Le film finit toutefois par se rompre. Il semble donc que le moteur thermique cesse au bout de quelques secondes, ce qui conduit à un amincissement et à l'ouverture du dôme.

2.4 Dynamiques excitées par les cheminées

2.4.1 Cicatrisation du tore

L'arche liquide d'épaisseur e de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ se rétracte à grande vitesse $V_o \sim 5 \text{ m/s}$. Le repliement du film engendre la formation d'une onde et excite la flaque, comme sur la figure 2.26. Le liquide est alors perturbé et va subir une succession d'événements détaillés de manière exhaustive sur le diagramme spatio-temporel de la figure 2.27 (obtenu le long d'un diamètre d'une cheminée autour de l'explosion de la bulle).

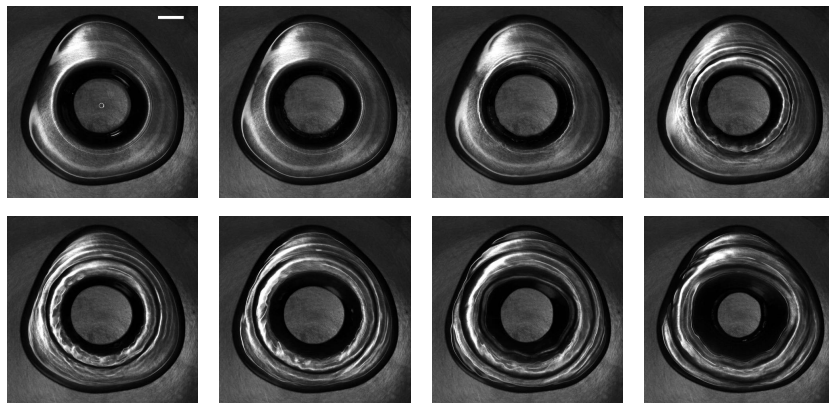


FIGURE 2.26 – Onde de choc en surface d'une flaque caléfiées, induite par l'éclatement de la bulle. La température du substrat est 350°C . L'intervalle entre chaque image est de 2.5 ms et la barre d'échelle indique 5 mm . Les ondes de surface se propagent à la vitesse de $0.38 \pm 0.08 \text{ m/s}$

On voit dans un premier temps apparaître des rides qui sont la signature d'une onde de

choc. Lorsqu'on perturbe une interface liquide au contact de l'air, on excite des ondes de surface. Cette interface, soumise aux forces extérieures que sont la gravité et la capillarité accueille des ondes dont les paramètres sont liés par la relation de dispersion des ondes gravito-capillaires. Pour une interface eau/air, ces ondes se propagent sur le liquide à une vitesse qui vaut 0.25 m/s. Comme l'illustre la figure 2.26, les ondes de surface émises progressent à la vitesse $V_s = 0.38$ m/s. Le bourrelet liquide, en rejoignant la flaque, induit une perturbation qui se déplace à une vitesse supérieure à celle des ondes gravito-capillaires. Il y a ainsi émission d'une onde de choc similaire à celle observée lors du démouillage inertiel par Noblin *et al.* [63].

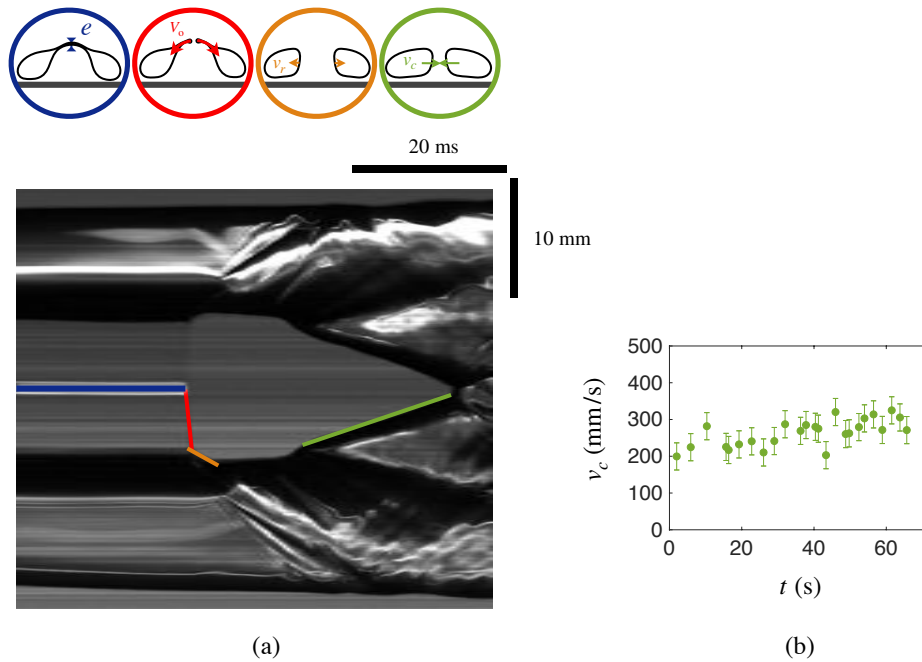


FIGURE 2.27 – (a) Diagramme spatio-temporel tracé le long d'un diamètre montrant les multiples dynamiques induites par l'éclatement de la bulle flottant sur une flaque caléfiée. La température du substrat est 350°C . L'échelle temporelle (horizontale) indique 20 ms et l'échelle spatiale (verticale) montre 10 mm. La bulle éclate à la vitesse donnée par la pente de la ligne tracée en rouge $V_0 = 6$ m/s. Elle rejoint la flaque et excite des ondes de surface se propageant à la vitesse 0.38 ± 0.08 m/s. Le tore liquide s'étend à une vitesse $v_r = 0.27$ m/s. Après un délai de 10 ms, le tore se rétracte et cicatrise. (b) Vitesse de fermeture des tores liquides engendrés par l'ouverture périodique des cheminées. La vitesse v_c de l'ordre de $\bar{v}_c = 0.25 \pm 0.3$ m/s augmente de manière quasistatique à mesure que la flaque s'évapore et que l'inertie de la flaque (proportionnelle à R) diminue. Un ajustement linéaire donne $v_c = 0.213 + 0.00134t$ m/s.

Puis le repliement du film mince perturbe la flaque en lui communiquant sa quantité de mouvement. Le film, de masse $\rho\pi R_c^2 e$ arrive avec une vitesse V_0 sur la flaque horizontale en faisant un angle β . Il transmet ainsi sa quantité de mouvement $\rho\pi R_c^2 e V_0 \cos \beta$. La flaque, de masse bien supérieure $2\rho\pi R^2 \kappa^{-1}$, s'anime alors d'une vitesse radiale v_r . On peut estimer β géométriquement : $\tan \beta = \delta h / R_c$ (avec $R_c = 2\kappa^{-1}$). La conservation de la quantité de mouvement, donne la vitesse communiquée au bain $v_r = 4\kappa^{-1} \gamma \cos \beta / \rho R^2 V_0$, de l'ordre du millimètre par seconde. Cette valeur, bien en dessous de la vitesse mesurable

2.4. CHEMINÉES EXCITÉES

sur la figure 2.27(a), suggère une autre origine pour cette phase d'ouverture du tore. Les ondes gravito-capillaires semblent être en cause. Elle transportent le liquide radialement. L'anneau liquide s'ouvre alors à la vitesse $v_r \sim V_s$.

Le tore reste ouvert pendant une dizaine de millisecondes. La pente est quasiment nulle sur la figure 2.27(a). L'anneau finit alors par se rétracter afin de recouvrir sa forme plus stable de flaque. Ce mouvement de cicatrisation semble démarrer lorsque les ondes de surface atteignent les bords de la flaque. Il est rapide à temps très court puis se produit à une vitesse v_c quasiment constante comme le suggère la pente marquée en vert sur le diagramme. Cette vitesse est mesurée au cours du temps sur plusieurs cycles de formation-rupture de cheminée. La figure 2.27(b) montre que v_c augmente légèrement avec le temps, donc quand le volume liquide diminue. La nappe liquide se ferme en une vingtaine de millisecondes et accueille sans tarder une nouvelle poche de vapeur.

2.4.2 La vapeur prend la fuite

Les cycles d'apparition – disparition persistent jusqu'à ce que la goutte atteigne un rayon critique d'environ $R \sim 4\kappa^{-1}$. En rétrécissant, il devient de plus en plus coûteux en énergie pour la flaque de séquestrer une si grande poche de vapeur. Sur la figure 2.28, on montre à $t = 0$ ms une poche en pleine expansion. Elle envahit la flaque jusqu'à atteindre son rayon d'équilibre $R_c = 5$ mm ($t = 45$ ms). La vapeur parvient alors à s'échapper en prenant la fuite à travers le film et plus précisément par le bord le plus court (flèche rouge), là où la résistance est la plus faible. La bulle s'effondre sur elle-même. La symétrie est alors brisée. On voit sur les images à $t = 101$ ms et $t = 116$ ms la bulle se rétracter dans la direction opposée à celle empruntée par la vapeur lors de sa fuite. La bulle implose. La collision des bourrelets liquides crée alors un jet liquide qui se fragmente en gouttelettes, visibles à $t = 148$ ms.

Cette dynamique n'apparaît néanmoins qu'au-delà d'une certaine température de substrat. Il faut donc un flux de vapeur suffisant pour exciter ce mode ou bien que le film de vapeur soit suffisamment épais pour que la vapeur parvienne à se frayer un chemin au travers. Une fois initié, ce mode persiste, sans même laisser le temps à la vapeur de creuser la flaque sur la hauteur $2\kappa^{-1}$.

2.4.3 Élongations périodiques entretenues par la vapeur

Pour des flaques de rayon critique $R \sim 4\kappa^{-1}$, on transite du régime d'échappement de la vapeur verticalement à travers le liquide au régime d'échappement radial à travers le film de vapeur. Dans cet état, le liquide est plus modestement perturbé par la vapeur mais la dernière cheminée laisse derrière elle le liquide dans un état excité.

Des oscillations sont alors amorcées. Le liquide est étiré de manière asymétrique dans le plan horizontal en formant des langues de rapport d'aspect pouvant atteindre 2. Ces

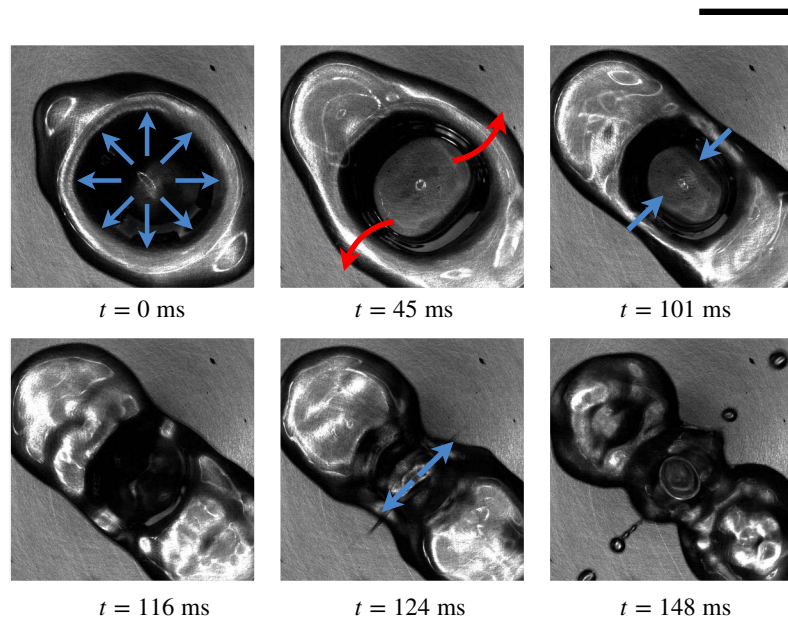


FIGURE 2.28 – Déstabilisation de la poche de vapeur. La poche centrale croît jusqu'à atteindre sa taille limite $R_c \approx 5$ mm. La flaque, de rayon $R \approx 10$ mm a du mal à neutraliser la poche. La vapeur prend la fuite par les bords les plus courts (flèche rouge à $t = 45$ ms), là où la résistance à l'écoulement est la plus faible. En se déversant, la poche de vapeur rétracte le tore liquide (flèches bleues à $t = 101$ ms). La collision du liquide crée alors un jet latéral, qui engendre des gouttelettes (flèches bleues à $t = 124$ ms). La barre d'échelle indique 10 mm.

oscillations sont illustrées ci-dessous, sur la figure [2.29](#). La dernière bulle (a) disparaît et laisse place à des oscillations. Le liquide est étiré dans le plan horizontal. Il s'étend périodiquement dans des directions orthogonales. On représente les élongations maximales en (b), puis en (c), une demi-période plus tard.

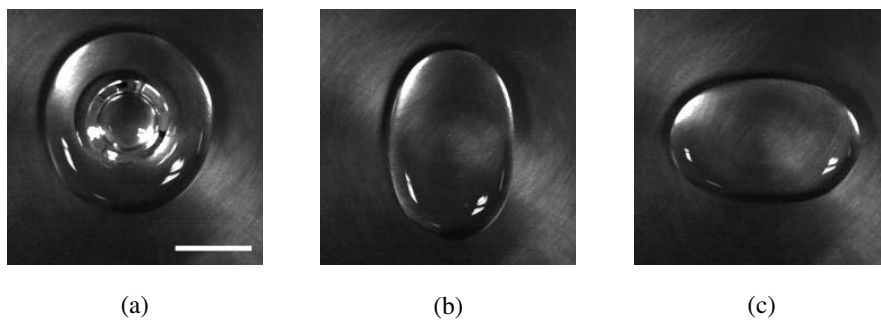


FIGURE 2.29 – Élongations liquides. (a) Dernière cheminée stable obtenue sur un substrat chauffé à $T = 250^\circ\text{C}$ (vue de dessus). La bulle hébergée par le liquide perce et amorce des oscillations lentes d'élongation montrées en (b) et (c), à une demi-période d'intervalle. La barre d'échelle indique 10 mm.

Ce comportement se retrouve en chauffant davantage le substrat. En conduisant la même expérience à $T = 300^\circ\text{C}$ (Fig. [2.30](#)) et $T = 400^\circ\text{C}$ (Fig. [2.31](#)) on retrouve les

2.4. CHEMINÉES EXCITÉES

mêmes formes. On note néanmoins une augmentation des déformations avec la température. L'élongation maximale de la flaque devient spectaculaire pour l'expérience réalisée à

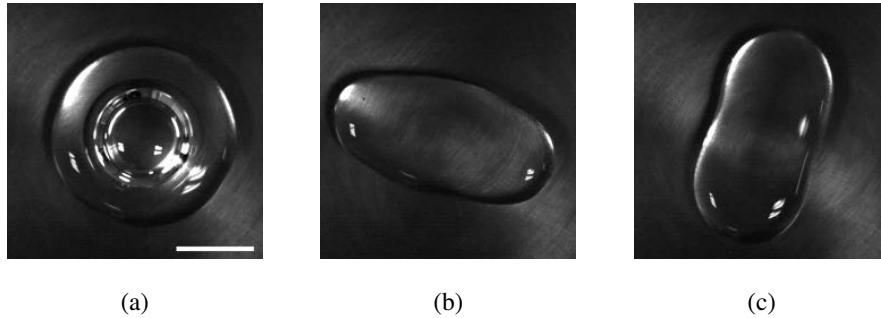


FIGURE 2.30 – Élongations liquides à $T = 300^\circ\text{C}$. (a) Dernière bulle stable. (b-c) Déformations excitées montrées à une demi-période d'intervalle. La barre d'échelle indique 10 mm.

$T = 400^\circ\text{C}$ où le liquide prend l'aspect d'une languette de rapport d'aspect supérieur à 2.

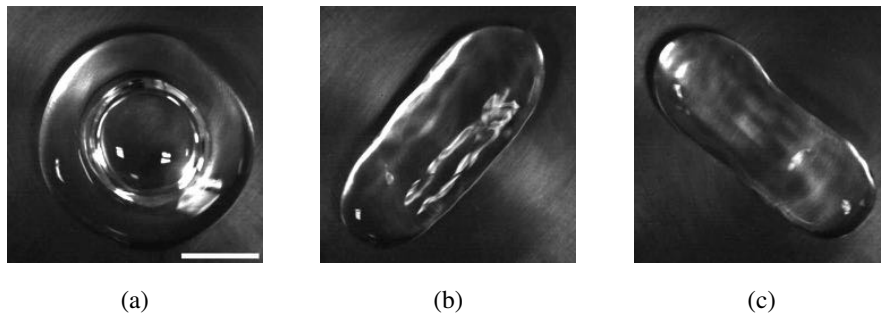


FIGURE 2.31 – Élongations liquides à $T = 400^\circ\text{C}$. (a) Dernière bulle stable. (b-c) Déformations excitées montrées à une demi-période d'intervalle. La barre d'échelle indique 10 mm.

On peut mesurer les variations du rayon de la flaque R au cours du temps comme sur la figure 2.32(a) (resp. Fig. 2.33(a)) associées à l'expérience conduite sur le puits chauffé à $T = 250^\circ\text{C}$ (resp. $T = 300^\circ\text{C}$). Ces oscillations sont mises en évidence par le zoom du (b). Leur fréquence, d'environ 2 Hz correspond au mode de Rayleigh et Lamb de fréquence $(\gamma/\rho R^3)^{1/2}$ en prenant $R \approx 10$ mm [64].

En s'évaporant, la flaque rétrécit et les oscillations s'amortissent, plus ou moins efficacement selon la température. Le temps nécessaire à la dissipation totale des perturbations est de 50 à 100 secondes. Il est donc très long devant la période de ces oscillations. En supposant que l'énergie soit dissipée par viscosité, ce temps s'estime, pour le mode $n = 2$, à $\rho R^2/\eta$ soit environ 100 s pour $R = 10$ mm [64]. Sur cette échelle de temps, l'évaporation n'est pas négligeable. C'est probablement cette réduction de taille qui explique le fait que l'amortissement des déformations s'accélère au cours du temps (figure 2.33(c)).

L'amplitude maximale des lobes en fonction du temps est extraite en détectant les

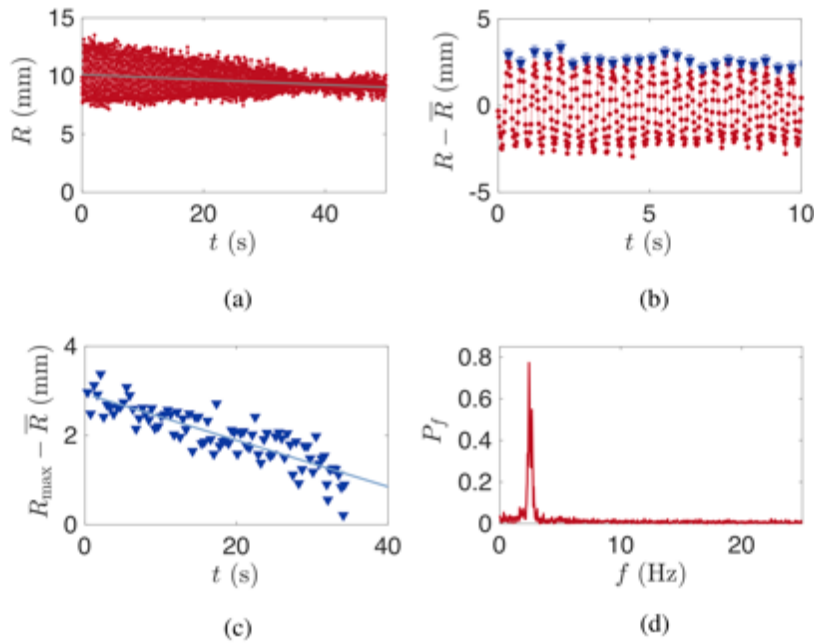


FIGURE 2.32 – Suivi des déformations obtenues à $T = 250^\circ\text{C}$. (a) Rayon de la flaque excitée en fonction du temps au cours de son évaporation. (b) Zoom sur les oscillations de la flaque autour du rayon moyen \bar{R} . Les maximums ($R_{\max} - \bar{R}$) sont détectés et tracés en (c). Amplitude des oscillations au cours du temps. Le temps d'amortissement est d'environ 50 s. (d) Spectre des oscillations obtenu par transformée de Fourier du signal $R(t) - \bar{R}$. Les oscillations sont observées à la fréquence 2.5 ± 0.2 Hz.

maximums pris par $R(t)$. On reporte sur la figure 2.32(c) (resp. Fig. 2.33(c)) la quantité ($R_{\max} - \bar{R}$) au cours du temps. On remarque que les oscillations démarrent légèrement plus tôt (pour un R légèrement plus grand) à 300°C qu'à $T = 250^\circ\text{C}$ mais surtout que le temps nécessaire à leur amortissement est deux fois plus long à 300°C qu'à $T = 250^\circ\text{C}$. Ces oscillations sont soutenues grâce à un apport d'énergie sous forme de chaleur qui compense la dissipation, et ce d'autant plus que la température du substrat est élevée.

La mesure à plus haute température est compromise car les flaques entrent dans un état instable. Au-delà d'une certaine température, le temps nécessaire à la dissipation des déformations induites par l'éclatement de la bulle est trop long comparé au temps de reformation d'une poche de vapeur. La poche est alors instable. La figure 2.34 montre (a) la poche centrale, difficilement contenue sous la nappe liquide. Celle-ci excite le mode à $n = 2$ lobes visible sur la figure 2.34(b) et (c) et discuté ci dessus. L'afflux élevé de vapeur agite la flaque dont les contours sont fortement perturbés (en comparaison des languettes des figures 2.29, 2.30 et 2.31).

La vapeur, d'autant plus instable que la température du substrat est élevée et que la taille de la flaque est proche de la valeur critique $R \approx 4\kappa^{-1}$, façonne la flaque qu'elle supporte et l'amène hors équilibre. Le liquide n'observe pas sa forme d'équilibre. Des formes aussi exotiques que celles montrées sur la figure 2.35 surgissent.

2.4. CHEMINÉES EXCITÉES

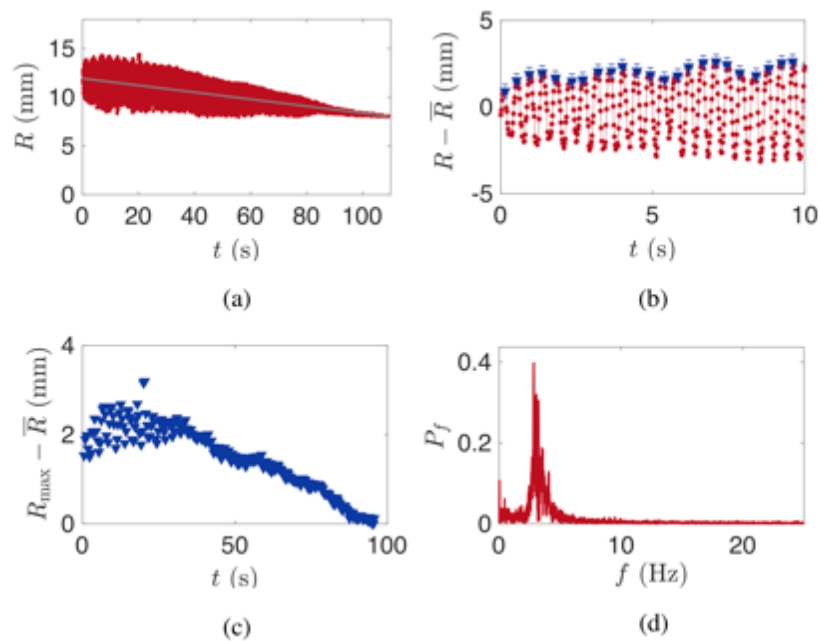


FIGURE 2.33 – Suivi des déformations obtenues à $T = 300^\circ\text{C}$. (a) Rayon de la flaue excitée en fonction du temps au cours de son évaporation. (b) Zoom sur les oscillations de la flaue autour du rayon moyen \bar{R} . Les maximums ($R_{\max} - \bar{R}$) sont détectés et tracés en (c). Amplitude des oscillations au cours du temps. Le temps d'amortissement est d'environ 100 s. (d) Spectre des oscillations obtenu par transformée de Fourier du signal $R(t) - \bar{R}$. Les oscillations sont observées à la fréquence 2.8 Hz (comprise dans l'intervalle [2.4; 4.0] Hz).

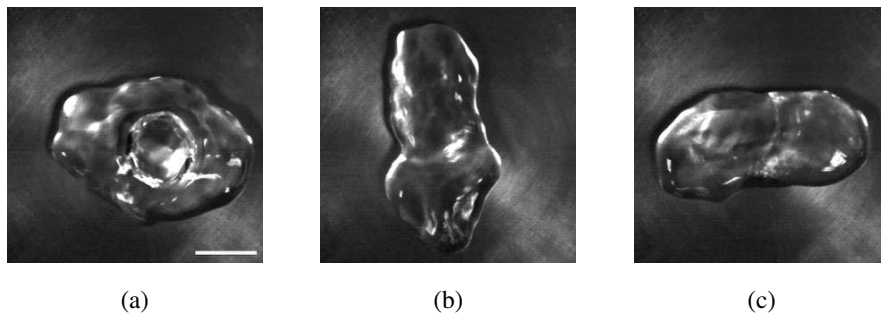


FIGURE 2.34 – Élongations liquides à $T = 450^\circ\text{C}$. (a) Apparition de bulle sous un liquide excité. (b – c) Déformations représentées à une demi-période d'intervalle. L'échelle indique 10 mm.

Un autre mode de déstabilisation a été observé. Dans certains cas, la poche de vapeur adopte un mouvement de précession autour de l'axe vertical. Cette situation est illustrée sur la série d'image de la figure 2.36. La poche de vapeur, visible sur cette vue plongeante tourne et met en rotation le trilobe liquide. Cette situation n'empêche pas la bulle de céder. La cheminée s'ouvre sur la figure (d) et la cicatrization du tore liquide s'accompagne de la formation d'un jet liquide vertical, comme vu précédemment.

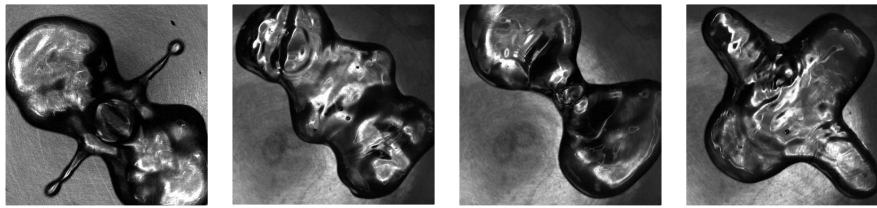


FIGURE 2.35 – Formes exotiques et asymétriques (vues de dessus) apparaissant spontanément pour des flaques caléfiées sur un substrat chaud ($T = 400^\circ\text{C}$) pour $R \approx 4\kappa^{-1}$. La vapeur excite papillon, nounours, sablier et planeur.

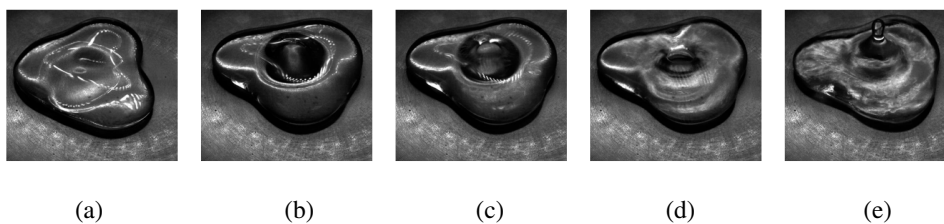


FIGURE 2.36 – Observation plongeante d’une flaque trilobe caléfiée sur un puits conique chauffé à 300°C . La poche de vapeur grossit sous le liquide (a) et (b) et finit par percer la flaque par au-dessus (c). La rétraction (d) s’accompagne de la formation d’un jet vertical (e).

2.4.4 Vibrations de la vapeur couvée par les cheminées

Enfin, dans le régime où la poche de vapeur est en place, on peut aussi observer un autre mode de vibration de la poche de vapeur. En adoptant le point de vue de la figure 2.37(a), on voit la poche de vapeur centrale dans le régime pseudo-stable. On trace sur le diagramme spatio-temporel associé de la figure 2.37(b) l’évolution de la ligne pointillée bleue au cours du temps (en abscisse) (b). On y distingue des vibrations d’amplitude à peine visible à l’œil nu et dont la fréquence défie la persistance rétinienne ! On compte alors le nombre d’oscillations n sur le (c), ce qui permet de déterminer une fréquence de l’ordre de 80 Hz.

Cette visualisation révèle au autre mode de déstabilisation de la vapeur. L’accès aux déformations de la poche est compliqué par la géométrie de la bulle. Le mouvement de vibration pourrait toutefois induire du mélange et homogénéiser la température en surface de la bulle et ainsi éteindre le moteur de l’entraînement stabilisant.

2.4. CONCLUSIONS SUR LES CHEMINÉES

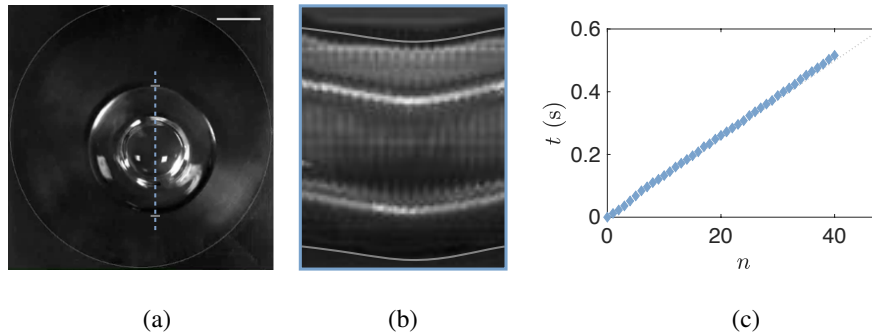


FIGURE 2.37 – Une flaque de rayon initial $R = 12.0$ mm est déposée au centre d’une surface faiblement courbée et chauffée à 350°C . (a) Vue de dessus de la cavité formée par l’accumulation de la vapeur contenue au centre de la flaque. La barre horizontale indique l’échelle de 5 mm. (b) Diagramme spatio-temporel obtenu en suivant l’évolution de la ligne en pointillé bleu en fonction du temps. On distingue les bords de la flaque, surlignés en blanc ainsi que les bords de la poche de vapeur. Des vibrations hautes fréquences apparaissent. (c) On note le temps t auquel surviennent les oscillations. On compte ainsi 40 oscillations en un peu plus de 0.5 s, soit une fréquence $f = 80 \pm 3$ Hz.

Conclusions sur les cheminées

Le film de vapeur qui supporte les liquides caléfiés, en plus d’être mauvais conducteur thermique, est un piètre échangeur massique. Les vapeurs s’accumulent et creusent l’interface inférieure du liquide qu’elles supportent. Le résultat est édifiant, elles sculptent une voûte dont la hauteur atteint en une fraction en seconde la hauteur de la nappe $2\kappa^{-1}$. La poche adopte une forme de dôme de rayon $R_c \approx 2\kappa^{-1}$, indépendamment de la température et de la nature du liquide. La vapeur, moins dense que le liquide, force l’amincissement de cette voûte. Le film ainsi formé, d’épaisseur de quelques dizaines de microns, résiste quelques secondes au drainage et à l’évaporation et il est doué d’une stabilité inattendue. Des écoulements ascendants de Marangoni induits par des différences de température entre la base de la bulle et son apex ont été mis en évidence. Ces contraintes aux interfaces entraînent le liquide, s’opposant à l’amincissement du film, et sélectionnent son épaisseur par un mécanisme de Landau-Levich-Derjaguin. La bulle finit toutefois par éclater. L’ouverture, observée aussi bien au sommet qu’au pied de la bulle, suit une dynamique de Taylor-Culick. Le repliement du bourrelet sur la flaque excite l’anneau liquide, qui cherche à cicatriser pour retrouver une forme énergétiquement favorable, et la nappe liquide, une fois remise de ces péripéties, accueille alors une nouvelle poche de vapeur. Des cheminées se succèdent suivant ce cycle de formation/rupture jusqu’à ce que la flaque ne puisse plus s’accommoder d’une bulle, lorsque son rayon vaut $R \approx 4\kappa^{-1}$. Alors la vapeur force le chemin à travers le film et excite la flaque, donnant au liquide des formes exotiques.

Chapitre 3

Morphogénèse des étoiles de Leidenfrost

Dans cette partie, on s'intéresse à l'apparition spontanée de formes étoilées oscillantes dans le phénomène de Leidenfrost. Comme l'illustre la figure 3.1, le liquide, porté par sa vapeur, adopte une forme d'étoile asymétrique, dont la surface n'est plus minimale.

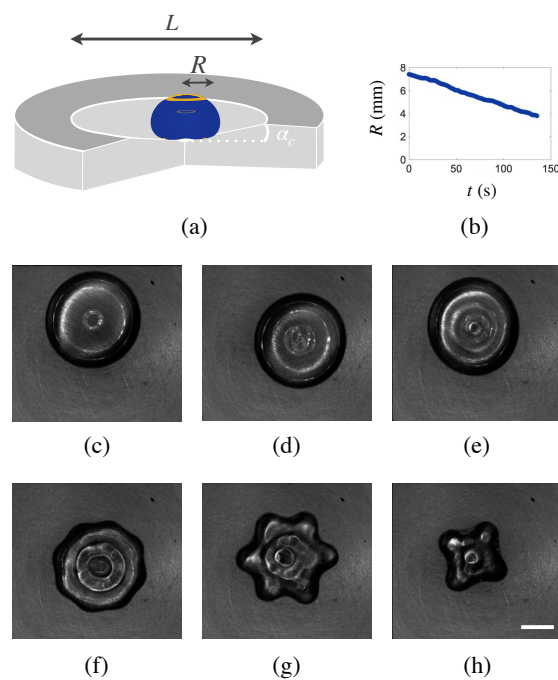


FIGURE 3.1 – (a) Schéma de l'expérience : une goutte d'eau vue de dessus est piégée au creux d'un puits en laiton de diamètre $L = 60$ mm et chauffé à 400°C . Un halo lumineux est projeté sur l'interface pour en révéler les déformations. La goutte, initialement de rayon $R = 8$ mm, rétrécit lentement et atteint un rayon de $R = 4$ mm en quelques minutes. (b). Initialement axisymétrique et au repos (c), l'interface est perturbée (d). Des ondes circulaires apparaissent en surface (e). La symétrie se brise pour donner spontanément naissance aux étoiles de Leidenfrost à (f) $n = 8$, (g) $n = 6$ et (h) $n = 4$ lobes.

On dresse dans un premier temps un état de l'art des situations où ces formes étoilées se rencontrent. Dans un deuxième temps, nous étudions l'origine de ces oscillations en cherchant la source d'excitation et en exhibant ses caractéristiques. Nous décrivons ensuite les différents modes excités en montrant notamment l'implication d'ondes de surface axisymétriques qui apparaissent en périphérie de goutte et qui mettent cette cavité liquide en résonance. Un modèle expliquant le couplage entre modes axisymétriques de surface, et modes azimutaux est finalement proposé. Il permet de comprendre la quantification des rayons d'apparition des étoiles et les modes sélectionnés.

Sommaire

3.1 Présentation des gouttes étoilées	90
3.1.1 Un oscillateur polymorphe	90
3.1.2 Voies d'excitation des étoiles	91
3.1.3 Applications potentielles et explorées	95
3.1.4 Caractéristiques d'étoiles liquides	96
3.2 Vibrations spontanées de la vapeur	97
3.2.1 Système modèle d'un solide de Leidenfrost	97
3.2.2 Mise en évidence théorique des vibrations	103
3.2.3 Mise en évidence expérimentale des vibrations de liquides caléfiés	110
3.2.4 Disjonction des fréquences et non-linéarité	114
3.3 Excitation préliminaire d'ondes de surface axisymétriques	115
3.3.1 État de l'art sur le mode superficiel axisymétriques	115
3.3.2 Des modes stationnaires axisymétriques en préambule	115
3.3.3 Ondes capillaires à la surface d'une goutte	119
3.3.4 Conditions de résonance	124
3.4 Excitation subséquente des modes étoilés	127
3.4.1 Conditions d'excitation	127
3.4.2 Caractéristiques des modes	127
3.4.3 Couplage entre les modes	131
3.4.4 Morphogénèse d'étoiles dans l'effet Leidenfrost	134
3.4.5 Discussions	136

3.1 Présentation des gouttes étoilées

3.1.1 Un oscillateur polymorphe

L'oscillation de globules liquides est un phénomène physique qui dépasse largement le cadre de la caléfaction. À l'équilibre, une goutte adopte la forme arrondie qui minimise son énergie. Cette règle de minimisation des interfaces peut être contrariée de manière spectaculaire sous l'action de contraintes extérieures. Des déformations significatives peuvent être engendrées, par exemple lors de l'impact d'une goutte sur un substrat solide, ou même induite par la présence de cheminées, présentées au chapitre 2. Lorsqu'une goutte

3.1. ÉTAT DE L'ART

est écartée de son état d'équilibre, elle se met à osciller. Lord Rayleigh [65] et Horace Lamb [64] consacrent une étude théorique à ces oscillations et dérivent les fréquences propres des gouttes, qui dépendent des paramètres liquides, comme la tension de surface γ et la densité ρ , du rayon de la goutte R , et de sa forme, discriminant ainsi les gouttes (non mouillantes) sphériques ($R\kappa < 1$) des flaques aplaties ($R\kappa > 1$) [6]. En notant n l'indice du mode excité, le calcul conduit aux expressions :

$$\left\{ \begin{array}{ll} f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{n(n-1)(n+2)} \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R^3}} & \text{pour } R\kappa < 1 \\ f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{n(n^2-1)} \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R^3}} \sqrt{\frac{1}{1 + \left(2 - \frac{\pi}{2} + \frac{n-3}{4}\right) \frac{\kappa^{-1}}{R}}} & \text{pour } R\kappa > 1 \end{array} \right.$$

Pour un globule millimétrique, ces fréquences propres sont de l'ordre de 50 Hz. L'excitation du mode propre f_n donne au globule liquide l'apparence d'une étoile à n lobes, qui s'alternant en quinconce. Au-delà du spectacle qu'elles offrent, ces oscillations orchestrées surprennent car elles semblent défier les lois de la capillarité en présentant une surface non minimale. Les gouttes puisent leur énergie dans un forçage extérieur. Dans le phénomène de Leidenfrost, ces formes stellaires apparaissent spontanément et de manière épisodique, sans forçage périodique explicite. La littérature recense un nombre important d'études consacrées à la description de ces gouttes caléfiées polymorphes [37, 40, 43–45, 67–80]. On illustre sur la figure 3.2 les motifs oscillants d'indice $n = 2$ à 13 obtenus pour des flaques d'eau en caléfaction sur une surface chaude, légèrement courbée [74].

Pour comprendre l'origine des étoiles de Leidenfrost, on se tourne d'abord vers la littérature, très documentée, sur les oscillations de gouttes dans des contextes variés.

3.1.2 Voies d'excitation des étoiles

Dans la grande majorité des études, les oscillations de globule liquide ne sont pas spontanées mais plutôt soutenues par un apport énergétique extérieur contrôlable. On distingue deux situations :

- ⊙ Les **gouttes libres**, suspendues dans l'air, où seules deux phases coexistent : le liquide et le gaz environnant. La forme du liquide ne dépend que de l'équilibre des forces qui s'exercent sur lui. La seule force qui s'oppose à la mise en place de ces oscillations est la dissipation visqueuse en volume.
- ⊙ Les **gouttes liées** au substrat sur lequel elles reposent, mettant en jeu une troisième phase, solide, qui contraint géométriquement le système et conditionne la mise en place du mouvement. Le champ de force appliqué doit fournir une énergie supérieure à l'adhé-

1. Les flaques sont approximées par des colonnes cylindriques de hauteur $2\kappa^{-1}$ et de rayon $R - \kappa^{-1}$, entourées par un bourrelet de largeur κ^{-1} . Cette correction géométrique par rapport à la géométrie cylindrique, modifie les fréquences propres [66].

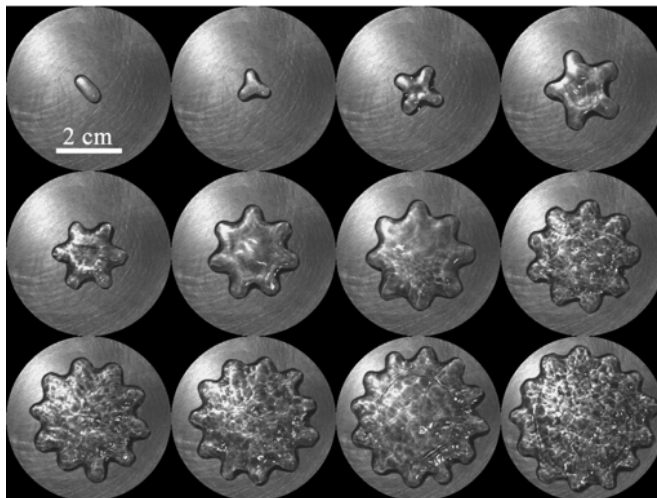


FIGURE 3.2 – Les différentes facettes d’une goutte caléfiée, révélées par [74]. Les modes de flaques en caléfaction sur une surface courbée (percée au centre afin d’insérer un capteur de pression) chauffée à 350°C d’indice de $n = 2$ à $n = 13$ sont illustrés par des vues de dessus. Les motifs révèlent une longueur d’onde azimutale constante de l’ordre de 1.2 cm.

sion et à la dissipation qui a lieu non seulement dans le liquide mais aussi près de la ligne de contact.

L’effet Leidenfrost produit une situation hybride où la goutte sent le substrat chaud par l’intermédiaire du coussin de vapeur, sans aller jusqu’à entrer en contact avec ce dernier. De nombreuses voies d’excitation ont été explorées.

- © La voie **mécanique**. Le substrat sur lequel repose la goutte est mis en vibration. La goutte, non ou faiblement mouillante, oscille alors périodiquement sous réserve que l’amplitude des vibrations compense la force visqueuse [44] et l’adhésion éventuelle avec le substrat. Noblin *et al.* ont étudié la dynamique de liquides mouillants ($\theta \lesssim 90^{\circ}$) sur des surfaces à faible hystésis d’angle de contact [81]. Les oscillations changent alors de nature puisque c’est la ligne triple qui endure les déformations et forment des «triplons». L’énergie apportée mécaniquement par les vibrations doit vaincre l’adhésion avec le substrat et désancrer la ligne triple. Réduire l’adhésion en considérant un substrat hydrophobe (par exemple du téflon, $\theta \gtrsim 120^{\circ}$ [82]), en rendant le substrat superhydrophobe ou en enrobant la goutte d’une poudre hydrophobe [44], abaisse le seuil d’apparition et facilite l’observation des étoiles. Les modes sélectionnés et leur intensité dépendent de la fréquence de forçage par rapport aux fréquences propres de la goutte [3.1.1].

3.1. ÉTAT DE L'ART

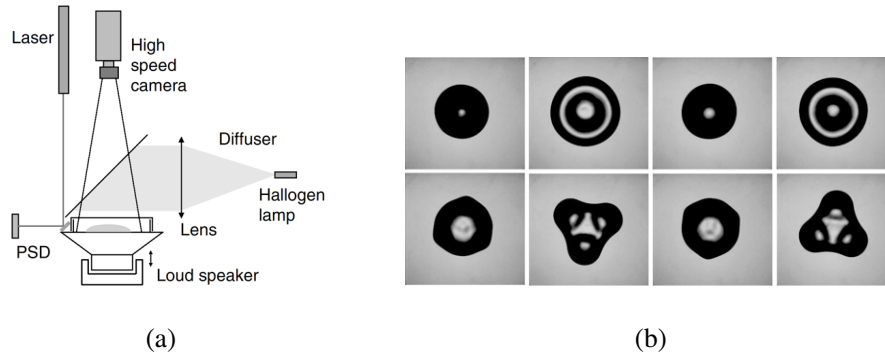


FIGURE 3.3 – (a) Montage expérimental considéré par Noblin *et al.* [81]. Une goutte millimétrique, mouillant le substrat sur lequel elle repose, est mise en vibration par un haut-parleur. (b) Séquence d'images (vues de dessus) obtenues pour une excitation d'amplitude modérée où la ligne de contact reste ancrée (première ligne), maintenant l'axisymétrie des déformations. Au-delà d'une amplitude de vibration, la ligne de contact est flottante (seconde ligne). Les déformations sont alors asymétriques.

- ⊙ Par application d'un champ **électrique**. La différence de potentiel entre une goutte d'électrolyte et le substrat conducteur, séparés par une couche isolante, modifie les propriétés de mouillage et provoque l'étalement de la goutte [83]. Sollicitée par un champ alternatif périodique, l'interface oscille. Des ondes stationnaires se développent en formant un motif dont l'amplitude résonne pour certaines fréquences et qui oscillent à la fréquence moitié de la fréquence excitatrice [84].

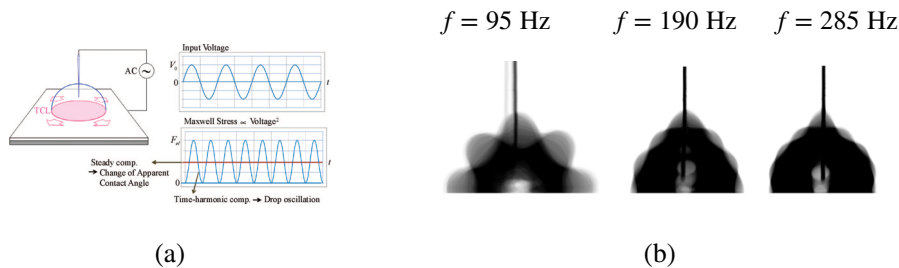


FIGURE 3.4 – (a) Montage expérimental réalisé par Oh *et al.* Une goutte d'électrolyte ($\text{H}_2\text{O}, \text{NaCl}$) est posée sur un substrat enduit d'une couche isolante et hydrophobe. Elle est excitée par un champ électrique alternatif. (b) Vues de côté des oscillations, issues de [84].

- ⊙ Par voie **magnétique**. Cette stratégie impose au liquide d'être doué de propriétés magnétiques. Fautrelle *et al.* [85] ont montré qu'au-delà d'un certain seuil, l'application d'un champ magnétique modulé en fréquence (1 à 10 Hz) induit des déformations azimutales, oscillant à la fréquence moitié de la fréquence d'excitation. En deçà de ce seuil, les déformations restent axisymétriques.

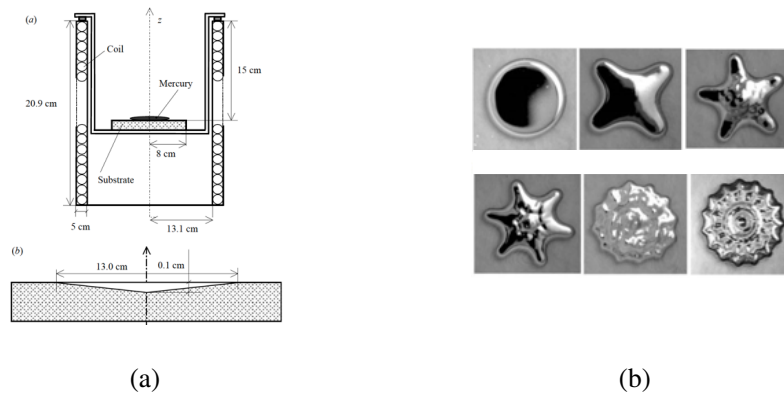


FIGURE 3.5 – (a) Montage expérimental réalisé par Fautrelle *et al.*. Une goutte centimétrique de mercure est posée au creux d'un cône et soumise à un champ magnétique oscillant. (b) Photographies de dessus des modes étoilés azimutaux. Images tirées de [85].

Dans le même esprit, Jamin *et al.* montrent qu'une goutte de ferrofluide déposée sur un substrat superhydrophobe vibrée verticalement et sollicitée par un champ magnétique extérieur présente des lobes oscillants périphériques. Les auteurs notent également l'existence d'un mode axisymétrique, plus facile à exciter, d'ondes stationnaires à la périphérie de la goutte [86].

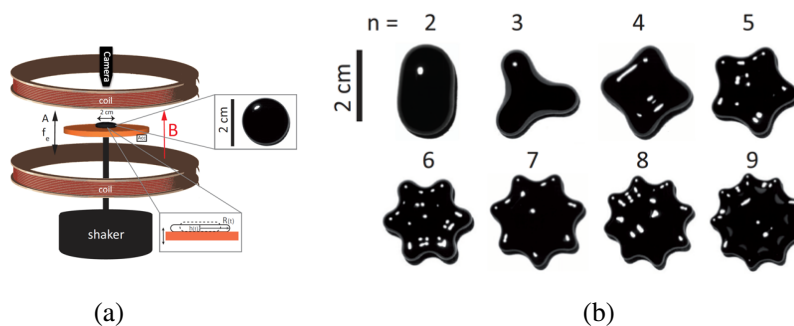


FIGURE 3.6 – (a) Montage expérimental réalisé par Jamin *et al.* [86]. Une goutte de ferrofluide (nanoparticules ferromagnétiques dispersées dans l'eau) est posée sur un substrat superhydrophobe entre deux bobines délivrant un champ magnétique oscillant. (b) Photographies de dessus des modes azimutaux d'indice n croissant.

- ⊙ Par voie **acoustique**. L'utilisation d'ondes (ultra)sonores permet de piéger des gouttes au niveau des noeuds d'une cavité acoustique résonante, produisant une situation de lévitation. Shen *et al.* ont montré que la modulation de ce champ ultrasonore par un champ basse fréquence (typiquement 20 à 150 Hz) permet d'exciter les modes oscillatoires axisymétriques qui, pour certaines fréquences, transitent vers des modes asymétriques en forme d'étoile [87–89]. La fréquence du mode observé est sous-harmonique.

3.1. ÉTAT DE L'ART

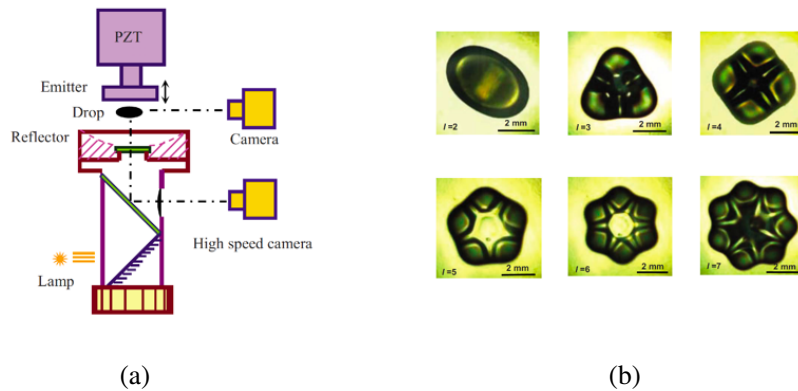


FIGURE 3.7 – (a) Expérience réalisée par Shen *et al.*. Une goutte est mise en lévitation dans une cavité résonante. La modulation périodique du champ acoustique permet l'excitation des gouttes. (b) Les modes excités, observés par en dessous sont azimutaux. Images tirées de [87, 88].

- ⊙ Par voie **aérodynamique**. Les vibrations sont forcées par un flux d'air émanant par la base de la goutte. Le seuil d'apparition est d'autant plus élevé que la goutte adhère à son substrat et qu'elle est visqueuse [45]. Cette adhésion est supprimée en soufflant l'air à travers un substrat poreux traité superhydrophobe [90], ou en enrobant la goutte par une poudre superhydrophobe [44]. Le flux d'air peut être pulsé [91] ou bien, à l'instar de la caléfaction, continu [44, 45], c'est-à-dire sans forçage périodique explicite!

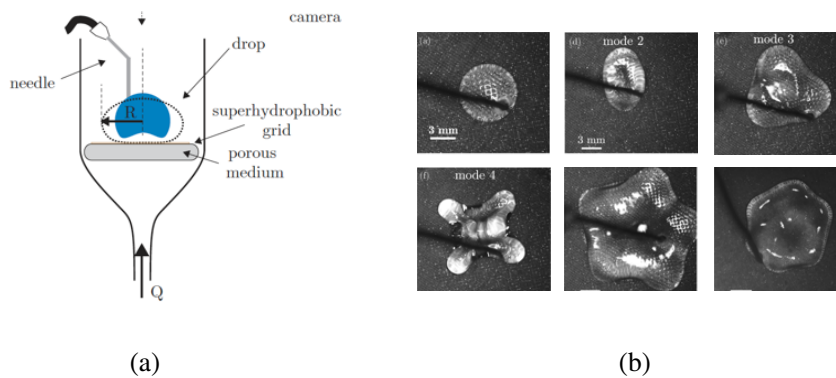


FIGURE 3.8 – (a) Montage expérimental réalisé par Bouwhuis *et al.*. Une goutte est suspendue grâce à un jet d'air continu ascendant soufflé à travers le substrat superhydrophobe poreux [45]. (b) Oscillations d'indice n croissant observées pour des gouttes (vues de dessus) soufflées continuellement. Images tirées de [45].

3.1.3 Applications potentielles et explorées

Ces oscillations, conditionnées par les paramètres d'excitation permettent de sonder les paramètres du liquide et du substrat, et peuvent être exploitées dans diverses applications.

Viscosimètre et rhéomètre liquide. La caractérisation de la réponse de gouttes à des vibrations extérieures permet de sonder des paramètres physiques. En particulier, l'étude de la résonance, les fréquences propres, le seuil d'apparition des oscillations, et la

dissipation une fois le forçage arrêté, donnent accès simultanément à la tension de surface du liquide γ [92], et à la viscosité η [91, 92] notamment pour les métaux liquides, difficiles à manipuler [93, 94]. Une idée dans la même veine que celle discutée dans la thèse de Niels Bohr sur les jets liquides.

Caractérisation de l'adhésion. Le seuil d'excitation quantifie la résistance de la goutte à sa mise en mouvement. Il est lié aux propriétés de mouillage du liquide [81].

Mélange. Les oscillations excitées peuvent se coupler aux mouvements internes et conduire ainsi à du mélange. Ce concept a été exploité avec l'actionnement par électromouillage [95, 96] mais pourrait être étendu à d'autres voies d'excitation.

Transport. Une résonance peut déformer les gouttes de manière asymétrique, et permettre de manoeuvrer des gouttes sur une surface solide [97, 98].

Limites dans certaines applications. D'un point de vue applicatif, les déformations liquides interviennent dans nombre de procédés. La caractérisation de la réponse de ces oscillateurs revêt ainsi un intérêt capital dans des applications telles que l'impression à jet d'encre, la manipulation de gouttes dans des canaux microfluidiques, et en optofluidique où les gouttes sont utilisées comme des lentilles dynamiques de focale réglable par électromouillage. Citons également un autre exemple, qui renvoie davantage au phénomène de Leidenfrost, à savoir la manipulation de verre fondu, qui, pour éviter tout contact avec le récipient, est réalisée à chaud en soufflant à travers un moule poreux.

3.1.4 Caractéristiques d'étoiles liquides

Les points communs entre tous les systèmes où des oscillations étoilées sont observées nous permettent d'en dessiner les caractéristiques générales.

- ⊙ Un **forçage extérieur périodique** semble (presque) toujours requis.
- ⊙ La fréquence d'excitation est un paramètre de contrôle. La réponse de la goutte est largement amplifiée pour des **fréquences de résonance** et sélectionne le motif observé.
- ⊙ Dans la plupart des cas, la fréquence des oscillations induites est **sous-harmonique**, un trait partagé avec beaucoup d'instabilités paramétriques.
- ⊙ Ces oscillations apparaissent au-delà d'un certain **seuil de forçage**, qui diffère selon si la goutte est détachée ou pas de son substrat.

Ces caractéristiques sont, pour la plupart, partagées par les étoiles de Leidenfrost. Le mécanisme qui sous-tend leur apparition spontanée est pourtant incompris. En particulier, l'origine de l'excitation, l'ordre d'apparition et l'éviction de certains modes, leurs fréquences d'oscillation, la superposition/interaction de modes, et les géométries qui favorisent leur obtention restent à comprendre. La question est donc de savoir d'où elles puisent leur énergie et quels sont les mécanismes responsables de la quantification de modes observée. Nous examinons dans un premier temps les origines de l'excitation spontanée.

3.2 Vibrations spontanées de la vapeur

Une goutte caléfiée est, du point de vue de la thermodynamique, un système ouvert où le substrat chaud sous-jacent crée un apport continu d'énergie. C'est ce qui explique qu'à l'impact, les gouttes sont réfléchies avec un coefficient de restitution très proche de l'unité. Le substrat engendre également un apport continu de vapeur. De ce point de vue le système est proche de celui considéré par Bouwhuis *et al.* où des gouttes sont suspendues et excitées par un flux d'air constant ascendant [45]. Reposer ainsi sur une phase gazeuse en écoulement peut conduire à des instabilités d'épaisseur ou de forme à l'interface libre. On peut alors imaginer que ces instabilités sont en cause dans l'excitation des oscillations de goutte lévitante. Dans cette partie, nous cherchons à décrire la dynamique du film de vapeur en nous focalisant sur l'interface sous-jacente de l'objet caléfié.

3.2.1 Système modèle d'un solide de Leidenfrost

Pour dissocier les différents effets pouvant advenir à la base d'une goutte caléfiée, nous envisageons un solide de Leidenfrost, pour lequel la plupart des degrés de liberté sont gelés : un tel solide bouge en bloc et ne peut accueillir des oscillations capillaires au niveau de sa base par son caractère indéformable. Pour ce faire, nous considérons un bloc de neige carbonique $\text{CO}_2(\text{s})$ ou carboglace, qui se sublime à -79°C sans passer par une phase liquide. À l'instar d'un liquide volatil, posé sur un substrat chaud, il flotte sur son coussin de vapeur. Ce détour expérimental permet de reproduire la situation de Leidenfrost avec un corps indéformable.

Mise en évidence optique de vibrations périodiques

Nous nous intéressons à la dynamique de la base de ces objets. Un palet de carboglace de hauteur $H = 5.2$ mm et de base elliptique ($R_x = 26$ mm, $R_y = 12$ mm) est mis en lévitation au-dessus d'un substrat à la température $T = 100^\circ\text{C}$. Un objectif de microscope $\times 10$, monté sur la caméra rapide et assisté par une lumière collimatée fournie par une fibre optique, permet de se focaliser sur l'interface solide-vapeur inférieure. Le diagramme spatio-temporel de la figure 3.9(b), construit par compilation d'une ligne verticale au cours du temps, montre le palet ($0 < z < \varepsilon$) et sa réflexion ($-\varepsilon < z < 0$). On déduit l'épaisseur du film de vapeur $\varepsilon = 65 \pm 4$ μm . On voit également les fronts de sublimation grâce aux impuretés enfermées dans la glace (plus brillantes) qui progressent à la vitesse de 45 $\mu\text{m/s}$. On distingue vaguement des vibrations autour de la fréquence $f_v \sim 150$ Hz.

L'observation directe de la base des solides caléfiés suggère donc l'existence d'un mouvement vertical périodique la fréquence f_v semble trop proche de la fréquence d'échantillonnage et son amplitude est trop faible pour permettre d'en préciser les caractéristiques.

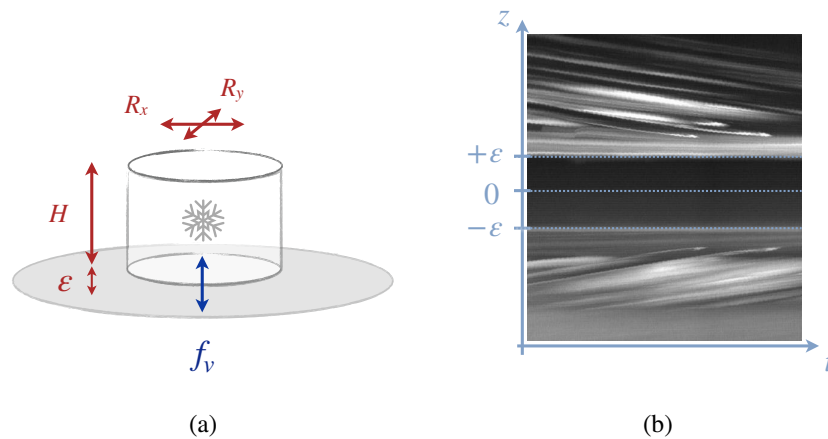


FIGURE 3.9 – (a) Schéma de principe de l'expérience. La base du bloc de CO_2 est observée par le côté, à la caméra rapide équipée d'un objectif de microscope fibré. (b) Diagramme spatio-temporel obtenu pour un disque à base elliptique de carboglace de rayons $R_x = 26$ mm et $R_y = 12$ mm, et de hauteur $H = 5.2$ mm en lévitation à $\varepsilon = 65 \pm 4$ μm au-dessus d'un substrat chaud $T = 100^\circ\text{C}$. Des oscillations apparaissent d'amplitude très faible, compliquant la mesure de la fréquence. Les fronts de sublimation progressent à 45 $\mu\text{m/s}$.

Pesée dynamique d'objets lévitant

Pour contourner cette limite de sensibilité, nous nous sommes tournés vers un autre dispositif expérimental, pour mesurer directement la poussée exercée par le palet sur son substrat. Concrètement, l'expérience consiste en une pesée dynamique.

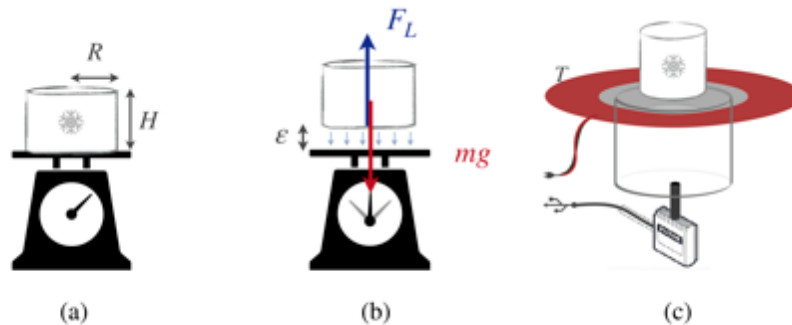


FIGURE 3.10 – Schéma de principe de la pesée d'un morceau de carboglace. Un bloc de CO_2 (s) est placé sur une balance pour (a) $T < T_L$, donnant accès à sa masse m_0 . (b) Pour $T > T_L$ l'objet lévite à une hauteur ε fixé par l'équilibre entre la force de lubrification F_L et le poids m_0g . (c) Mesure dynamique de la force F_L exercée par un palet, posé sur une plateforme de température T , et instrumentée par un capteur de force.

Principe de la mesure En dessous de la température de Leidenfrost, un morceau de carboglace est en contact avec son substrat. On peut donc mesurer sa hauteur H , l'aire de sa base $S = R_x R_y$ et sa masse m_0 (fig. 3.10(a)). En revanche, si on porte le substrat à une

3.2. VIBRATIONS DU FILM

température au-dessus du seuil de Leidenfrost $T_{\mathcal{L}}$, les résultats ne sont plus garantis. Le bloc de carboglace entre en lévitation (schéma de la figure 3.10(a)). Le système est soumis à son poids m_0g et à la pression de lubrification P_L , intégrée sur sa base S . Le capteur de force mesure donc $F_c = P_L S$ par principe des actions réciproques. À l'équilibre, ces deux forces se compensent.

Or, comme nous l'avons vu dans la première partie, la pression de lubrification est extrêmement sensible à l'épaisseur du film de vapeur ε . Une variation d'épaisseur compromet l'équilibre. Pour modéliser les effets de ces variations, on suppose que l'épaisseur du film admet des variations de la forme $z(t) = \varepsilon + \tilde{z} \cos(2\pi f_v t)$, où f_v est la fréquence d'oscillation de la base de l'objet caléfié. La force de lubrification s'écrit alors :

$$F_c(t) = \frac{3\eta_v \lambda_v \Delta T R^4}{2\pi \mathcal{L} \rho_v z(t)^4} \quad (3.2.1)$$

L'état caléfié ne permet pas des variations d'épaisseur \tilde{z} de l'ordre de ε . Dans cette limite $\tilde{z}/\varepsilon \ll 1$, on peut linéariser l'expression de $F_c(t)$. La masse dynamique $M(t) = F_c(t)/g$, mesurée au capteur de force s'écrit :

$$\begin{cases} M(t) &= m_0 \left(1 - 4\tilde{z}/\varepsilon \cos(\omega_v t) \right) \\ m_0 &= \frac{3\eta_v \lambda_v \Delta T R^4}{2\pi \mathcal{L} \rho_v \varepsilon^4} \end{cases}$$

La fonction $M(t)$ reflète donc directement la dynamique de la vapeur et donne accès à sa fréquence propre f_v . L'exposant 4 sur l'épaisseur du film z amplifie la mesure, permettant d'accéder aux caractéristiques de ces oscillations quasi-imperceptibles.

Dispositif expérimental Le montage considéré est représenté sur la figure 3.10(c). Un capteur de force de précision (FUTEK LSB200 FSH03874 de chargement maximal 2.3 kg– et sensibilité 2 mV/V). Un bloc de craie isolante est alors monté sur le capteur et surmonté d'un wafer de silicium. Le wafer est chauffé à l'aide de tapis chauffants (fournis par RadioSpare - tapis en silicone couvrant 25×50 mm et de puissance 1.25 W) collés en périphérie supérieure du substrat. Le palet de carboglace est posé au centre de la zone chauffée. Il est guidé par une gaine suspendu au-dessus du montage pour éviter que l'aéroglesseur ne nous échappe. L'acquisition est réalisée à une fréquence 10 Hz à 20 kHz.

Calibration du capteur de force

En amplitude : Nous avons calibré la réponse en tension du capteur avec des masses connues dans la gamme qui nous intéresse. Le signal U , exprimé en Volt, est converti en un signal de force F_c , normalisée par g , permettant l'acquisition de la masse dynamique $M(t) = F_c(t)/g$. La réponse en tension du capteur est bien linéaire (fig. 3.11(a)). Le signal mesuré $M(t)$ se met spontanément à osciller dans le temps. Sa valeur moyenne \overline{M} coïncide avec la masse des blocs de carboglace m_0 , obtenue par une pesée à froid (Fig. 3.12(c)).

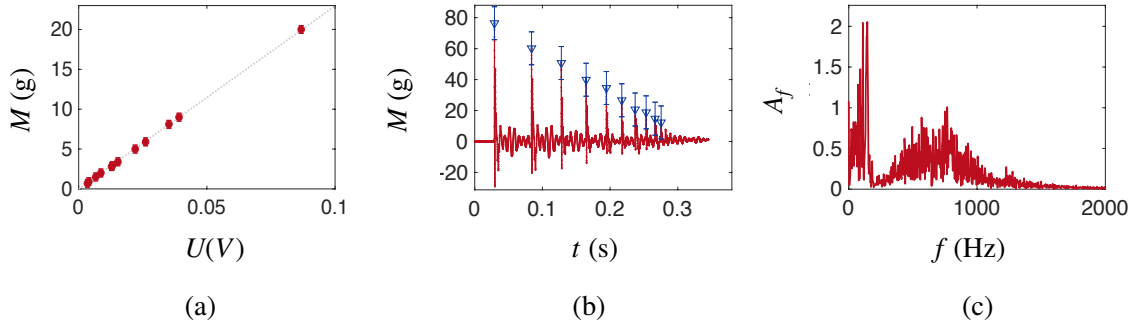


FIGURE 3.11 – Calibration en amplitude du capteur de force. (a) Le signal mesuré, en volts, est calibré par des masses connues. Le régime de réponse du capteur est bien linéaire. (b) Calibration en fréquence du capteur. Réponse impulsionnelle $M(t)$ (en gramme) en fonction du temps t , sollicité par l'impact d'une bille de verre. Les rebonds successifs, qui se manifestent par des pics repérés en bleu, ont une amplitude décroissante et sont de plus en plus resserrés. (c) Spectre du signal $M(t)$ obtenu par transformée de Fourier. Deux pics sont observés, un à basse fréquence, associés aux rebonds de la bille, l'autre, autour de 900 Hz associé à la réponse du capteur.

En fréquence : Le capteur est constitué d'un ressort, qui, d'après le fournisseur, a une fréquence propre f_c . Pour s'assurer de mesurer la fréquence propre de la vapeur et non pas celle du capteur, nous caractérisons sa réponse impulsionnelle. Une bille de verre de diamètre 9 mm est lâchée sur le capteur. Le signal temporel et son spectre de Fourier sont présentés sur la figure 3.11(b-c). La bille effectue des rebonds successifs qui sollicitent le capteur en formant des pics dont l'amplitude maximale (détectée en bleu) diminue à chaque rebond. Les rebonds, de plus resserrés dans le temps, disparaissent sur le spectre de Fourier (Fig 3.11(c)) sous forme d'un pic centré autour de 100 Hz. Une large bosse est observée entre 700 et 1000 Hz, correspondant à la fréquence de relaxation du capteur. celle-ci est décalée par rapport à celle annoncée par le constructeur à cause du chargement. À vide, le capteur de masse $m_c^0 = 9$ g répond à la fréquence $f_c^0 = 1900$ Hz. Sa raideur vaut donc $k_c = 1.28 \cdot 10^6$ N/m. Alourdi par le montage et la bille par une masse $m_0 \approx 50$ g, la fréquence est alors $f_c = f_c^0 \sqrt{\frac{m_c^0}{m_0 + m_c^0}}$. L'application numérique donne $f_c = 830 \pm 10$ Hz coïncide bien avec l'ordre de grandeur $f_c^0 \approx 900$ Hz. Le pic est largement élargi, probablement à cause de la masse et l'inertie ajoutées de la bille de verre.

Résultats et interprétation des signaux On pose un palet de carboglace de masse m_0 sur la plateforme portée à $T > T_c$. Le signal mesuré au capteur de force et reproduit sur la figure 3.12 révèle le caractère dynamique de la masse effective $M(t)$. Le masse du palet oscille autour de sa valeur moyenne $\overline{M} = 6$ g, qui coïncide bien avec la masse pesée au préalable à froid $m_0 = 6.2$ g

Comme le montre le signal $M(t)$ de la figure 3.12(a), échantillonné sur 40 ms, des oscillations bien définies à une fréquence de 220 Hz apparaissent spontanément. La valeur moyenne, établie pendant toute la durée de l'acquisition, soit 1 à 10 secondes, affiche $\overline{M} = 6$ g. Cette valeur coïncide bien avec la masse mesurée préalablement sur une balance

3.2. VIBRATIONS DU FILM

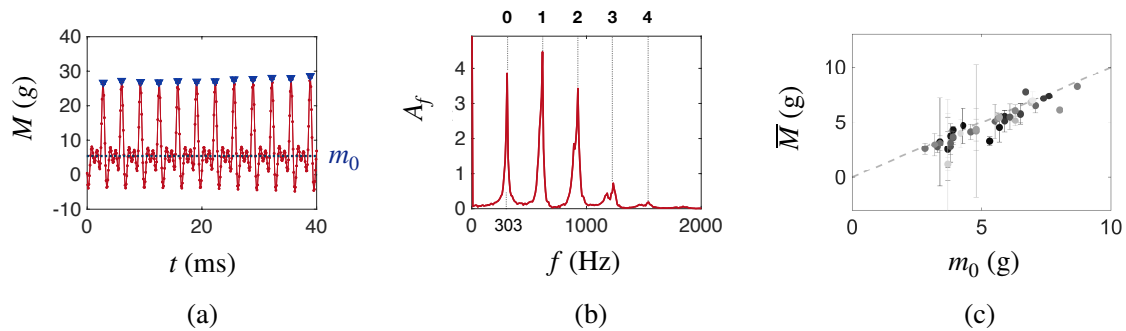


FIGURE 3.12 – (a) Signal $M(t)$ typique obtenu pour un palet de carboglace de masse m_0 posé sur une plateforme à $T = 75^\circ\text{C}$. Les phases à $M > m_0$ correspondent aux phases d’approche du palet, donc de sollicitation maximale. Les phases à $M < m_0$ correspondent aux phases de rétraction : le palet est suffisamment loin pour que le capteur ne le sente plus, il relaxe à sa fréquence propre f_c . (b) Transformée de Fourier du signal. Le premier pic correspond à la fréquence propre de la vapeur $f_v = 303 \pm 5$ Hz, accompagné de ses harmoniques supérieurs. (c) Correspondance entre la masse du palet obtenue à froid et la moyenne du signal dynamique \bar{M} obtenue pour des palets de géométrie variable sur des substrats de température T variable. Le dégradé de gris indique la température de travail, la couleur s’intensifiant avec la température de la plaque.

froide $m_0 = 6.2 \pm 0.2$ g. Cette concordance entre la masse pesée à froid et la valeur moyenne du signal oscillant est confirmée sur l’ensemble des pastilles de CO_2 utilisées, comme le montre la figure 3.12(c). Le dégradé de gris indique la température du substrat de l’expérience considérée. Le signal $M(t)$ (Fig. 3.12(a)) présente par ailleurs une certaine dissymétrie. Les pics de la région $M > m_0$ correspondent à la phase d’approche du palet, où le capteur est intensément sollicité. Pour $M < m_0$, le palet s’éloigne. Le capteur ne sent plus le bloc pesant : la masse effective mesurée prend des valeurs proches de zéros. Entre deux impacts successifs du palet, on observe en outre des petites oscillations du signal à une fréquence $f_c \approx 1000$ Hz. Elles correspondent à la relaxation du capteur à sa fréquence propre f_c décalée par le chargement de masse $m_0 = 37$ g. La fréquence du signal $M(t)$ est obtenue par transformée de Fourier. Le spectre obtenu, représenté sur la figure 3.12(b) révèle un pic fondamental à 303 Hz et ses harmoniques.

Amplification spontanée de la force En plus d’apparaître spontanément et de s’auto-entretenir, les oscillations s’amplifient. Cet effet, loin d’être marginal, est favorisé à plus basse température. Un palet de carboglace de masse initiale $m_0 \approx 6.3 \pm 0.32$ g est posé sur la plateforme à 25°C .

On remarque sur la figure 3.13(a) que le signal $M(t)$, de force normalisée par l’accélération de la pesanteur, croît de manière spectaculaire de 7 à 11 g avant de décroître en typiquement 0.2 s. Des bouffées similaires interviennent à plusieurs instants sur la durée totale de l’acquisition soit environ 10 s. Tout se passe comme si l’amplitude des oscillations ne pouvait excéder une certaine valeur. La fréquence des vibrations reste cependant très bien définie malgré ces variations d’amplitude (voir fig. 3.14).

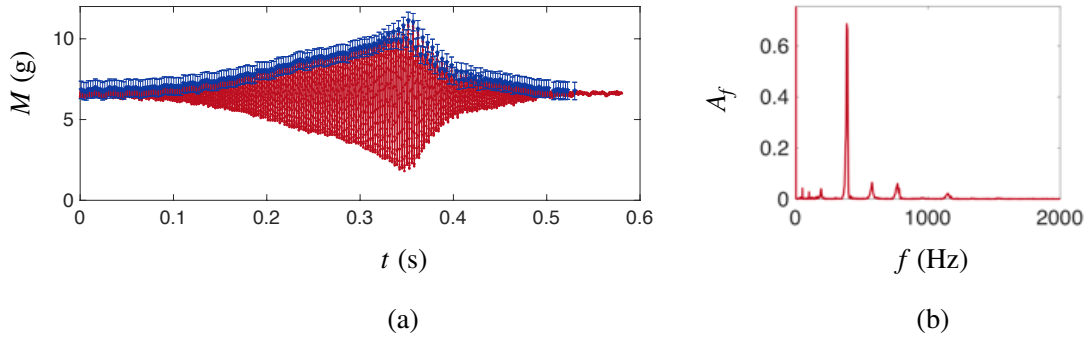


FIGURE 3.13 – (a) Exemple de séquence d'amplification du signal $M(t)$ pour une pastille posée sur la plateforme portée à $T = 25^\circ\text{C}$. L'amplitude des oscillations (repérée par les points bleus) augmente sous forme de bouffées espacées d'une dizaine de secondes. Sur un intervalle de l'ordre de la seconde, M s'amplifie, puis, décroît en environ 0.2 s. (b) Spectre du signal déduit par transformée de Fourier. Le pic correspondant aux oscillations est très étroit, suggérant une faible influence de l'amplitude sur la fréquence de vibrations.

Influence de la fréquence sur l'amplitude Sur le signal présenté sur la figure 3.14(a), on constate que l'amplitude subit des sauts par morceaux. En isolant les intervalles où l'amplitude est constante, et en mesurant la fréquence par transformée de Fourier, nous avons examiné de plus près l'influence de l'amplitude des oscillations sur la fréquence du signal f_v . On trace en 3.14(b) la fréquence f_v en fonction de l'amplitude maximale des oscillations $F_m = M_m g$ (détection par crête comme sur l'exemple de la figure 3.12). On constate sur la figure 3.14(b) que la fréquence f_v diminue linéairement avec F_m . Les pics présents dans le spectre de l'encadré de la figure 3.14(a) sont d'ailleurs légèrement étalés vers les basses fréquences.

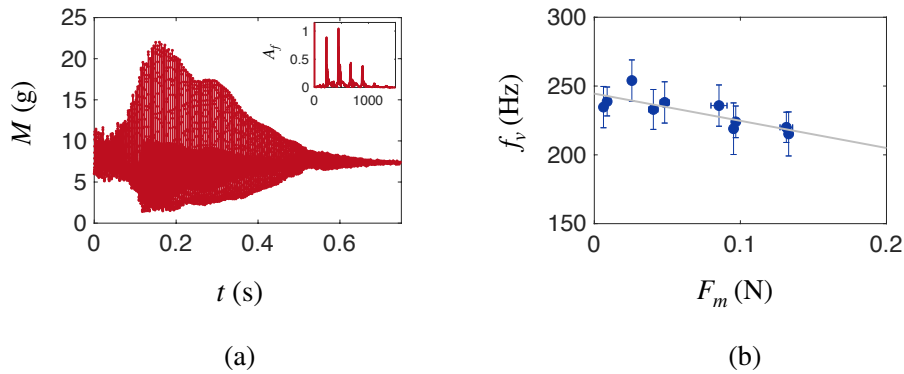


FIGURE 3.14 – (a) Amplification spontanée des rebonds d'un palet de carboglace pour $T = 120^\circ\text{C}$. L'encadré intérieur donne le spectre de Fourier du signal. (b) Fréquence d'oscillation mesurée par morceaux sur des intervalles où l'amplitude se conserve à une valeur F_m . La fréquence diminue linéairement avec l'amplitude F_m . Les données sont approchées par une loi $f_v = f_v^0(1 - \xi F_m/g)$, où $f_v^0 = 245$ Hz, et $\xi = 8.1$ kg^{-1} .

Un solide caléfié vibre donc spontanément à une fréquence f_v comprise entre 100 et 300 Hz. Avant de s'interroger pour savoir si cette oscillation peut agir comme source d'excitation des étoiles de Leidenfrost, nous nous demandons ce qui pourrait les engendrer.

3.2. VIBRATIONS DU FILM

3.2.2 Mise en évidence théorique des vibrations

Analogie avec le pendule simple

Les diverses situations de lévitation rencontrées en physique reposent sur une condition de stabilité. Dans le phénomène de Leidenfrost, l'équilibre exige une compensation du poids par la pression de lubrification, intégrée sur la base de l'objet. Cet équilibre fixe l'épaisseur statique ε du film de vapeur, comme nous l'avons vu dans le chapitre [1.1.3.3](#). Imaginons désormais que la hauteur de lévitation soit perturbée – par exemple que l'objet lévitant s'approche du substrat chaud à une hauteur $z < \varepsilon$. La pression de lubrification $P_L \propto z^{-4}$ augmente, ce qui a pour effet quasi-immédiat de repousser la goutte (ou le palet de carboglace). À cause de son inertie et de la faible dissipation, la goutte, en remontant, dépasse sa position d'équilibre. z devient supérieur à ε , la pression P_L devient alors déficitaire sur le poids : elle redescend. S'ensuit un mouvement oscillant autour de la position d'équilibre permis par un échange entre énergie potentielle et énergie cinétique. La goutte se comporte donc comme un pendule oscillant.

Analyse de stabilité linéaire du problème

On se propose d'établir les équations du mouvement d'un corps caléfié. Le système considéré est une goutte (ou un palet de carboglace) de masse m_0 , en lévitation au-dessus d'un substrat chaud, à une hauteur $z(t)$. Le système est ouvert. La goutte, de masse $m(t)$, s'évapore de dm pendant dt , en lévitation à une distance $z(t)$ d'une plaque chauffée. v_{gaz} désigne la vitesse d'échappement de la vapeur dans le référentiel associé à celui de la goutte, animée d'une vitesse $\frac{dz}{dt}$. On réalise un bilan de quantité de mouvement entre les instants t et $t + dt$. La variation de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{dp}{dt} = m \frac{dv}{dt} - \frac{dm}{dt} v_{gaz}$$

La dynamique à laquelle on s'intéresse est très rapide devant le temps caractéristique d'évaporation, la masse m varie lentement $m(t) \approx m_0$. La goutte est alors soumise à son poids $-m_0g$ et à la force de pression de lubrification $F_L = (P_L - P_0)S$, qui résiste à l'amincissement du film. Cette force dépend de l'épaisseur du film et donc implicitement du temps. Le principe fondamental de la dynamique permet d'écrire :

$$m \frac{dv}{dt} - \frac{dm}{dt} v_{gaz} = -mg + (P_L - P_0)S$$

Or, par composition des vitesses, la vitesse d'échappement de la vapeur s'écrit comme la somme de la vitesse d'évaporation et la vitesse de l'interface inférieure repérée par z :

$$\frac{d^2z}{dt^2} - \frac{dm}{dt} \frac{1}{m} (v_{ev} + \frac{dz}{dt}) = \frac{(P_L - P_0)S}{m} - g$$

CHAPITRE 3. MORPHOGENÈSE D'ÉTOILES

On utilise les résultats du chapitre [1.1.3.2](#) afin de spécifier v_{ev} et le taux d'évaporation $\frac{dm}{dt}$:

$$\begin{cases} \frac{dm}{dt} = -\frac{\lambda_v \Delta T S}{\mathcal{L} z} \\ v_{ev} = -\frac{\lambda_v \Delta T}{\rho_v \mathcal{L} z} \end{cases}$$

En substituant ces expressions et la suppression de lubrification $P_L - P_0$, établie dans le chapitre [1.1.3.3](#), l'équation différentielle qui régit l'altitude z s'écrit :

$$\frac{d^2 z}{dt^2} - \frac{\lambda_v \Delta T S}{m \mathcal{L} z} \frac{dz}{dt} - \left(\frac{\lambda_v^2 \Delta T^2 S}{\rho_v m \mathcal{L}^2} \right) \frac{1}{z^2} - \left(\frac{3 \eta_v \lambda_v \Delta T R^4}{2 \rho_v \mathcal{L} m} \right) \frac{1}{z^4} + g = 0 \quad (3.2.2)$$

Le terme en $1/z^2$ de poussée induite par l'éjection de gaz est, pour un film d'épaisseur $20 \mu\text{m}$, trois ordre de grandeur en dessous du terme constant g . Il est donc très faible par rapport aux autres termes. On en déduit directement la solution stationnaire, qui donne l'épaisseur d'équilibre :

$$\varepsilon = \left(\frac{3 \eta_v \lambda_v \Delta T S^2}{2 \rho_v m \mathcal{L} g} \right)^{1/4} \quad (3.2.3)$$

Revenons à l'équation [3.2.2](#). Le terme de dérivée première, représente traditionnellement le terme d'amortissement de l'oscillateur, est ici assorti d'un coefficient négatif, qui en fait un terme d'amplification. Bien que très petit devant les autres termes, cette poussée peut expliquer pourquoi les rebonds s'entretiennent (voire s'amplifient), étant donnée la sensibilité de ces systèmes, exempt de friction, à la moindre force.

On perturbe désormais la position verticale de la goutte et on recherche des solutions sous la forme $z(t) = \varepsilon + \tilde{z}(t)$, où $|\tilde{z}(t)| \ll |\varepsilon|$. Il vient :

$$\frac{d^2 \tilde{z}}{dt^2} - \frac{\lambda_v \Delta T S}{m \mathcal{L} \varepsilon} \frac{d\tilde{z}}{dt} + \left(\frac{6 \eta_v \lambda_v \Delta T R^4}{\rho_v m \mathcal{L} \varepsilon^5} \right) \tilde{z} = 0$$

On reconnaît une équation différentielle du second ordre qui admet des solutions oscillantes à la fréquence propre :

$$\omega_v = \left(\frac{6 \eta_v \lambda_v \Delta T R^4}{\rho_v m \mathcal{L} \varepsilon^5} \right)^{1/2} \quad (3.2.4)$$

En substituant l'expression de ε donnée par l'équation [3.2.3](#), l'expression de la fréquence se réduit à :

$$\omega_v = 2 \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}} \quad \Leftrightarrow \quad f_v = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}} \quad (3.2.5)$$

La fréquence que nous venons de mettre en évidence rappelle la fréquence propre d'un pendule oscillant autour de sa position d'équilibre (ici ε). Elle ne dépend que de l'épaisseur du film de vapeur. Pour une épaisseur de film de vapeur de $20 \mu\text{m}$, elle vaut 220 Hz , qui coïncide avec les fréquences mesurées par exemple sur la figure [3.12](#).

3.2. VIBRATIONS DU FILM

Validation du modèle

Nous cherchons à vérifier que notre système modèle, la carboglace, vibre à la fréquence f_v . Pour se faire, on tire profit de la dépendance de l'épaisseur de film ε vis-à-vis de la température $\Delta T = T - T_s^{\text{CO}_2}$ et des paramètres géométriques R et H , dépendance calibrée page 49. On pèse et mesure les dimensions de blocs de carboglace avant de les placer sur la cellule de chargement. Une fois sur la plateforme, on fait l'acquisition du signal $M(t)$. La transformée de Fourier du signal donne accès à la fréquence propre des oscillations f_v . On trace alors sur la courbe figure 3.15 la fréquence fondamentale de vibration f_v en fonction de l'épaisseur de film ε calibrée pour le triplet de paramètres $\{R, H, T\}$.

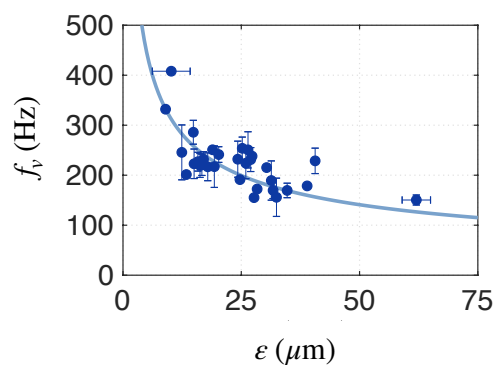


FIGURE 3.15 – Fréquence de vibration des vapeurs de CO_2 en fonction de l'épaisseur $\varepsilon(R, H, T)$, calibré expérimentalement et indépendamment (fig. 1.29 de la page 49). Les données embrassent la courbe théorique représentée en bleu clair et ce, sans paramètre ajustable.

On vérifie donc avec un très bon accord et sans paramètre ajustable la prédiction théorique $f_v = 1/\pi\sqrt{g/\varepsilon}$ avec notre système modèle. Les vapeurs de Leidenfrost sont intrinsèquement dynamiques.

Discussions sur les fréquences obtenues

La courbe 3.15 met en évidence des fréquences concentrées dans l'intervalle [150; 300] Hz. En terme d'épaisseur de film, cela correspond à, ε compris dans l'intervalle [10; 50] μm . Les fréquences étudiées dépendent très faiblement des paramètres expérimentaux. On trace sur la figure 3.16 la fréquence f_v en fonction des paramètres de forme R et H pour différentes températures du substrat. On prédit une fréquence f_v comprise entre 100 et 300 Hz, qui varie faiblement avec les paramètres géométriques et la température considérée.

Présence d'harmoniques supérieurs On observe parfois un doublement de fréquence. Cette tendance apparaît particulièrement à basse température. Le signal temporel $M(t)$ de la figure 3.17 montre qu'en s'amplifiant, les vibrations se mettent à osciller à la fréquence double et les harmoniques supérieurs gagnent de l'importance dans le spectre du signal.

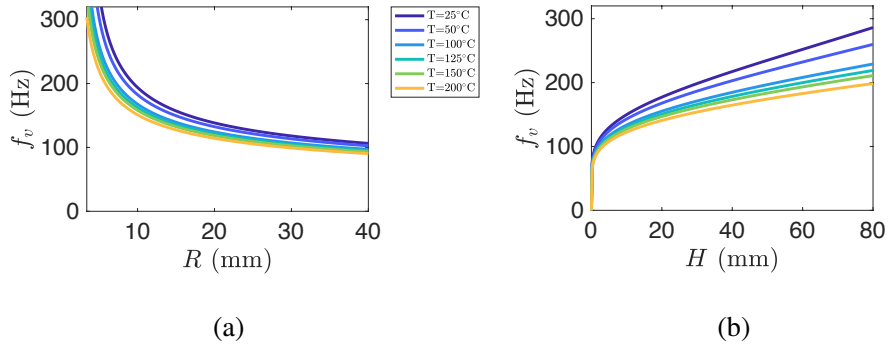


FIGURE 3.16 – Dépendances de la fréquence de vibration f_v vis-à-vis de la température de la plaque en fonction (a) du rayon du palet cylindrique (en prenant la hauteur moyenne des palets considérés $H = 28.2$ mm); en fonction de la hauteur H (en prenant $R = 6$ mm).

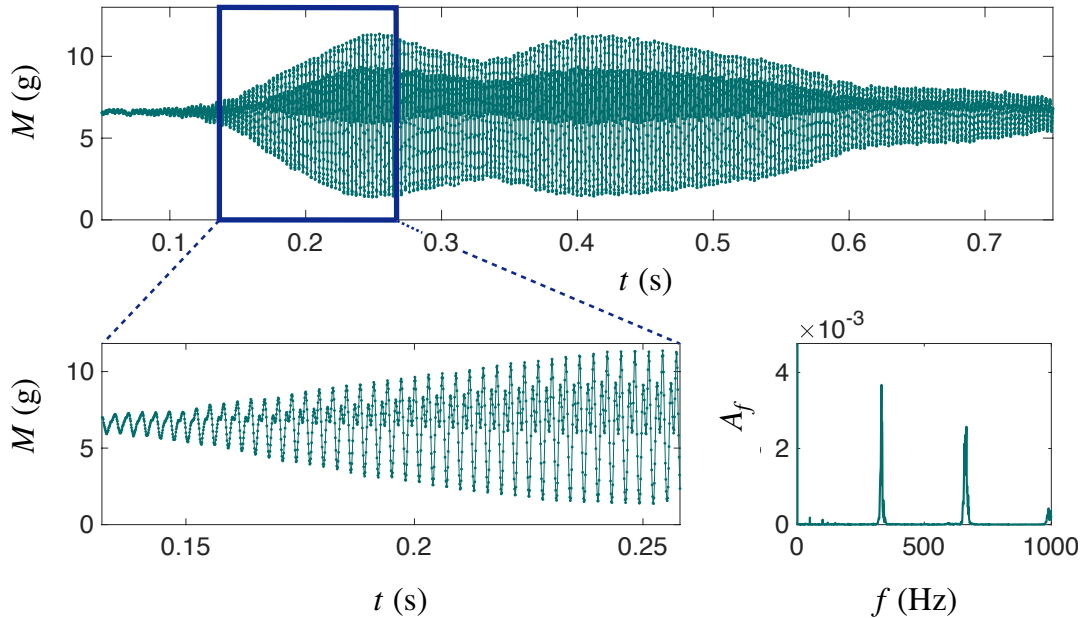


FIGURE 3.17 – Doublement de fréquence obtenu pour les oscillations amplifiées d'un palet de carboglace de masse $m = 6.1 \pm 0.2$ g, posé sur une surface à $T = 25^\circ\text{C}$. Le bloc vibre à $f = 380$ Hz. L'amplitude des fluctuations de la force augmente et la fréquence double.

Cet effet, favorisé au-dessus d'une amplitude de vibration, puise son origine dans la forme de la force mesurée. Le signal $M(t)$ suit les variations de la fonction $t \mapsto (1 + \epsilon \cos(2\pi f_v t))^{-4}$ dont le spectre de fréquence affiche plusieurs pics, les harmoniques supérieurs. En augmentant l'amplitude relative \tilde{z} , par exemple, en réduisant la température du substrat, on amplifie les harmoniques supérieurs. L'interprétation des spectres et la mesure de f_v se complique. L'acquisition est réalisée sur 1 à 10 s. On repère sur toute la séquence la fréquence fondamentale et on filtre ensuite les multiples de celle-ci.

3.2. VIBRATIONS DU FILM

Retour sur l'analogie avec le pendule L'analogie avec le pendule simple a ses limites : l'équation régissant les oscillations de la goutte autour de sa position d'équilibre fait apparaître un terme source. Il y a donc un apport constant d'énergie qui entretient les oscillations. Par ailleurs, l'oscillateur est paramétrique. Les paramètres physiques dont dépend sa fréquence propre sont modulés dans le temps sur les échelles de temps distinctes : celle associée aux vibrations, $1/f_v$, et celle associée à l'amenuisement de la goutte, une fraction de τ , le temps de vie de la goutte. Sur l'échelle de temps associée aux vibrations, c'est l'inertie du liquide qui est modulée. Sur l'échelle de temps associée à l'évaporation, la goutte rétrécit, et l'épaisseur ε du coussin qui la supporte diminue. On comprend alors que les oscillations puissent être amplifiées (fig. 3.14(a)). Les variations remarquables d'amplitude affectent relativement peu les fréquences mesurées (fig. 3.14(b)).

Interprétation physique La vapeur résiste à l'inertie de l'objet de masse m_0 . Cette résistance lui donne, par analogie avec le système masse-ressort, une raideur :

$$k_v = \frac{4m_0g}{\varepsilon} \quad (3.2.6)$$

que nous cherchons à mesurer. La masse flottante $M(t)$ se décompose sous la forme $M(t) = m_0 + F_m \cos(\omega_v t)/g$, où F_m représente l'amplitude maximale des oscillations. La fréquence de cet oscillateur, $f_v = (k_v/M(t))^{1/2}$, se décale par effet de masse périodiquement ajouté/retranchée. Dans la limite $\frac{F_m}{m_0g} \ll 1$, on a :

$$f_v \sim \sqrt{\frac{k_v}{m_0}} \left(1 - \frac{F_m}{2m_0g} \cos(\omega_v t)\right)$$

Une régression linéaire des données de la courbe f_v en fonction de F_m de la figure 3.14 sous la forme $f_v = f_v^0(1 - \xi F_m/g)$, avec $f_v^0 = \sqrt{k_v/m_0}$, conduit, par identification, à la raideur du film de vapeur $k_v = 2(\pi f_v^0)^2/(\xi g^2)$. On trouve $k_v \approx 11.5 \pm 0.5$ kN/m, qui coïncide avec la prédiction de l'équation 3.2.6 : en considérant un palet de masse $m_0 \approx 10$ g sur un film d'épaisseur $\varepsilon \approx 30$ μm , la raideur est $k_v \approx 10.0 \pm 0.5$ kN/m.

Influence de la nature de l'objet caléfié L'influence de la géométrie de l'objet en état de Leidenfrost est implicite et intégrée dans le terme ε de l'expression de f_v . On distingue alors les objets liquides déformables des solides indéformables.

Les **solides**, indéformables. L'analyse de stabilité linéaire du film de vapeur de CO_2 , prédit une épaisseur d'équilibre et une fréquence de vibration :

$$\begin{cases} \varepsilon = \left(\frac{3\eta_v \lambda_v}{2\rho_v \mathcal{L} \rho_s g} \right)^{1/4} \left(\frac{R^2}{H} \right)^{1/4} (\Delta T)^{1/4} \\ f_v = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}} \end{cases}$$

Pour les **liquides**, on a alors deux cas limites :

- Le régime des flaques aplaties ($R\kappa > 1$), assimilées à des disques de surface $S \sim \pi R^2$ et de hauteur constante $2\kappa^{-1}$. La masse s'écrit $m = 2\rho\ell\pi R^2\kappa^{-1}$. Il vient alors :

$$\begin{cases} \varepsilon &= \left(\frac{3\eta_v\lambda_v\Delta TR^2}{4\rho_v\mathcal{L}\rho g\kappa^{-1}} \right)^{1/4} \\ f_v &= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{3\eta_v\lambda_v\Delta TR^2}{\rho_v\rho\kappa^{-1}\mathcal{L}\varepsilon^5} \right)^{1/2} \end{cases}$$

- Le régime des gouttelettes quasi-sphériques par capillarité, néanmoins aplaties à leur base sur une distance caractéristique $\ell = 2\sqrt{2/3}R^2\kappa$. En écrivant la masse $m = 4\pi/3\rho R^3$, l'épaisseur d'équilibre retrouve son expression donnée par l'équation 1.3.14 et la fréquence propre f_v , celle de l'équation 3.2.5.

Le cri de la carboglace Il est intéressant de remarquer que ces fréquences appartiennent au spectre audible [20; 20000] Hz. Or, le phénomène de Leidenfrost s'accompagne souvent de l'émission d'un son, que ce soit pour un liquide ou un solide. Le son produit pourrait venir des variations de pression dans le film, induites par ces oscillations. Lorsqu'on manipule des palets de $\text{CO}_2(\text{s})$, on entend très souvent un crissement désagréable, rappelant les bruitages utilisés dans des films d'horreur. Le solide froid, contrarié d'être mis au contact d'un obstacle si chaud émet un son. Sur la figure 3.18(a), on trace en échelle logarithmique les fréquences propres f_v en fonction de l'épaisseur ε . Les fréquences émises sont classifiées selon trois modes possibles, illustrés sur la figure 3.18(b) :

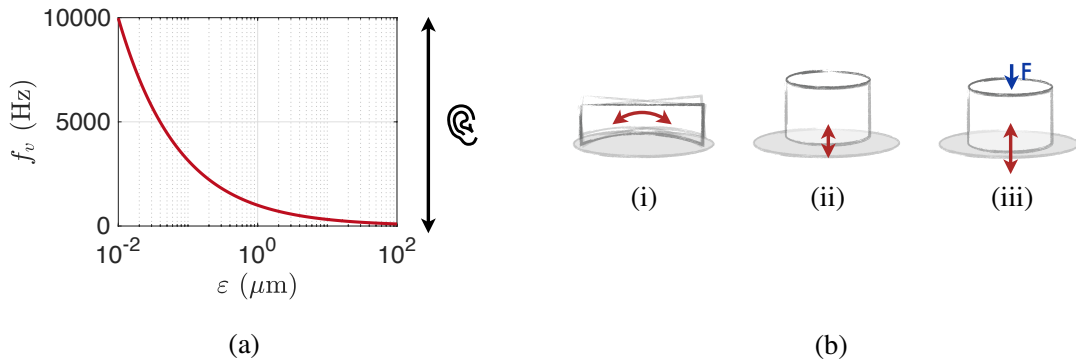


FIGURE 3.18 – (a) Fréquences de vibration de la vapeur en fonction de l'épaisseur du film tracées en échelle semi-logarithmique (eq. 3.2.5). (b) Différents modes observables, de fréquences bien dissociées : (i) une basse fréquence, le mode de basculement dû à la non planéité du palet ; (ii) une fréquence intermédiaire, correspondant aux vibrations intrinsèques de la vapeur et (iii) une haute fréquence, possiblement induite en contraignant le palet avec une force F .

- (i) Un mode basse fréquence, associé à un bruit de martèlement, qui correspond au mouvement de basculement dans le cas où le bloc ne présente pas une surface plane. Si \mathcal{C} est la courbure de la base du solide, ce mode oscille à la fréquence

3.2. VIBRATIONS DU FILM

$\sqrt{gC}/2\pi \sim 1 - 10$ Hz. Cette courbure sera néanmoins gommée par érosion. Ce mode ne persiste donc pas mais l'amplitude du son produit est de loin la plus spectaculaire.

- (ii) Un mode caractérisé par une fréquence variant de 100 à 500 Hz, qui correspond aux vibrations spontanées discutée ici pour des épaisseurs de film s'échelonnant entre $100 \mu\text{m}$ à $4 \mu\text{m}$ (eq. 3.2.5).
- (iii) Des modes plus haut en fréquence, induits à l'échelle des rugosités sub-microniques ou en forçant un amincissement du film de vapeur par contrainte extérieure.

Nous poussons notre aparté sonore en écoutant la carboglace. Le son produit d'une part pour un bloc laissé libre sur une surface à température ambiante $T \gtrsim T_{\mathcal{L}}(\text{CO}_2)$ (figure 3.19(a)) et d'autre part, pour un bloc contraint, sur lequel on appuie avec une pince métallique (figure 3.19(b)) est enregistré et analysé. On constate que le palet libre produit un son assez grave, d'une grande pureté. Le spectre affiche un premier pic à 381 Hz et les trois harmoniques suivants. Cette fréquence correspond à une épaisseur de film de $\varepsilon \approx 21 \mu\text{m}$, très proche des épaisseurs mesurées sur de la figure 1.29. Le palet pressé produit, quand à lui, deux sons très aigus, le premier autour de 6800 Hz et le second à environ 9400 Hz. La présence de deux pics et leurs hauteurs s'interprètent par la présence de deux zones contraintes. On force le film de vapeur au niveau de l'outil d'une part, et au niveau du substrat sur lequel repose le palet, d'autre part. Le signal et son spectre sont néanmoins assez bruités, de part le manque de contrôle dans la force appliquée. Cette

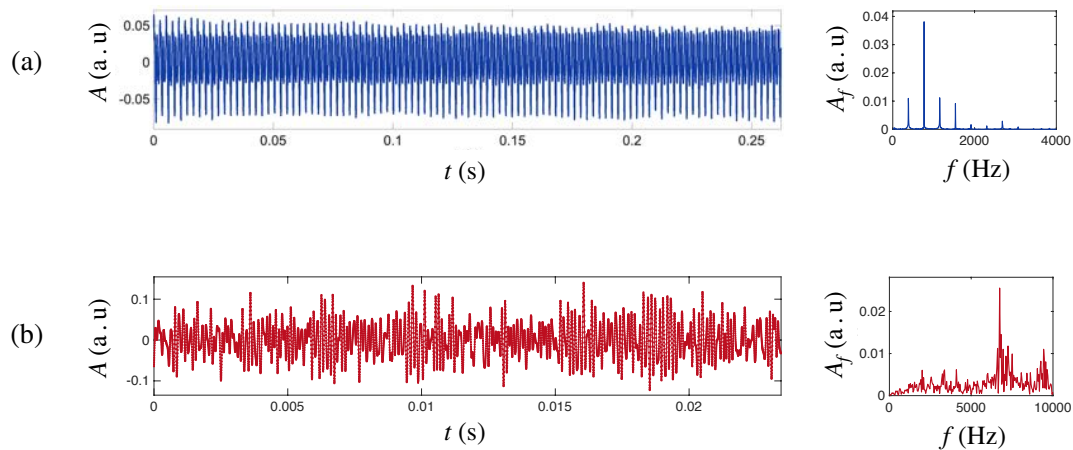


FIGURE 3.19 – Chant d'un palet de carboglace. (a) Amplitude en fonction du temps et l'analyse spectrale associée du son produit par un palet posé sur un substrat à température ambiante. (b) Étude du crissement d'un palet pressé par une pièce métallique. La fréquence d'échantillonnage est de 384000 Hz.

expérience prouve encore l'existence d'une fréquence propre à la vapeur dont la fréquence augmente en diminuant ε .

Qu'en disent les gouttes ? Dans le cas de gouttes caléfiées, les épaisseurs typiques de film sont du même ordre ($\varepsilon \approx 20 \mu\text{m}$), donc *a priori* audibles. Nous avons cherché à écouter

les liquides dans une chambre anéchoïque. Les signaux mesurés au microphone n'ont pas permis d'isoler des sons associés aux vibrations de la vapeur, probablement à cause de son amplitude. En revanche, lorsqu'on lâche une goutte d'une certaine hauteur, comme sur le schéma de la figure 3.20(a), on entend un son assez aigu, d'autant plus haut en fréquence que la vitesse d'impact de la goutte est grande. La déstabilisation plus extrême du film de vapeur permet en effet d'entendre la vapeur. Le spectre du son produit par l'impact d'une goutte millimétrique, lâchée à quelques centimètres au-dessus d'un substrat chauffé à 350°C , est tracé sur la figure 3.20(b). Il affiche un pic très large centré autour de 15 kHz, qui correspondrait à une épaisseur de film d'une dizaine de nanomètres. Cette épaisseur coïncide avec les épaisseurs typiques de la couche d'air observée lors d'impacts de gouttes sur des substrats solides [99].

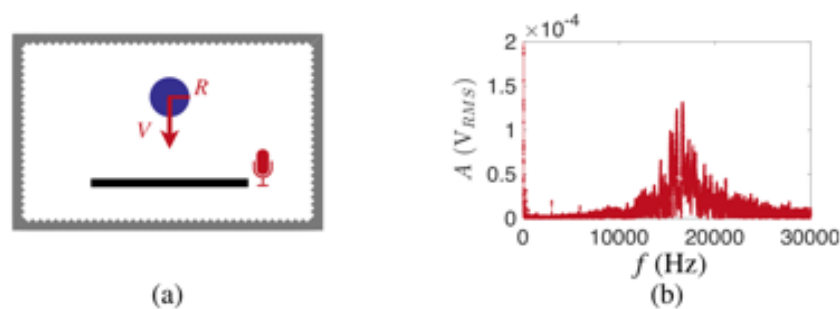


FIGURE 3.20 – (a) Goutte de rayon R , impactant un substrat chaud ($T = 350^{\circ}\text{C}$) à la vitesse V ; L'expérience est conduite en chambre anéchoïque. Le son produit à l'impact est écouté au microphone. (b) Analyse spectrale du son produit, présentant un pic élargi centré sur 15 kHz.

Cette expérience, conduite dans des conditions extrêmes, suggère l'existence de vibrations similaires dans le cas de l'eau. Nous cherchons à vérifier que les globules liquides de Leidenfrost sont excités par le même mécanisme.

3.2.3 Mise en évidence expérimentale des vibrations de liquides caléfiés

Complications géométriques

La fréquence propre du film de vapeur a pu être vérifiée sur les blocs de carboglace dont la géométrie est bien contrôlée. En particulier, la planéité de leur base assure l'unicité de l'épaisseur de film et donc une fréquence de vibration quasiment monochromatique. D'autre part, la condition aux limites utilisée dans l'intégration de l'écoulement de Poiseuille, près de l'interface solide-vapeur, est moins ambiguë que pour un liquide. Enfin, ces objets indéformables répondent en bloc : le couplage entre les effets et les causes qui leur ont données naissance n'est pas permis.

Nous avons vu au chapitre 2 que, dans la limite asymptotique des cheminées, la poche de vapeur vibre à environ 80 Hz (fig. 2.37). Cette fréquence suggère une épaisseur de film de $150 \mu\text{m}$, qui correspond aux ordres de grandeur du film mince de vapeur autour de la

3.2. VIBRATIONS DU FILM

bulle [9, 100]. On cherche à vérifier la fréquence de vibration pour des flaques de taille plus raisonnable ($R\kappa < 4$). Le cas du liquide paraît plus problématique. Le film de vapeur, libre et déformable, est plus fin sur les bords qu’au niveau de la poche de vapeur. On attend une fréquence étalée, qui dépend implicitement du rayon de la goutte R . En effet, l’épaisseur moyenne ε croît avec le rayon de la flaque (figure 1.19, page 35). Les flaques gravitaires lèvitent sur un coussin de vapeur d’épaisseur comprise entre 20 et 50 μm . La fréquence devrait en vertu de l’équation 3.2.5, être comprise entre 140 et 220 Hz. Les variations en $\varepsilon^{-1/2}$ suggèrent des vibrations encore plus rapides dans la limite capillaire.

Réponse des gouttes aplaties

La masse des gouttes d’eau que nous considérons, de l’ordre du milligramme, est bien plus faible que la masse typique des palets de carboglace, de l’ordre du gramme. Les signaux obtenus au capteur de force sont d’amplitude comparable à la sensibilité du capteur, donc extrêmement bruités. L’expérience de pesée dynamique n’a pas pu être envisagée pour mesurer la fréquence de vibrations de gouttes liquides.

Nous changeons alors de point de vue en optant pour des vues latérales, focalisées sur l’interface inférieure de flaques. Le liquide est maintenu en lévitation au creux de puits métalliques chauds (350°C), réfléchissant. La dynamique du film est enregistrée à l’aide d’une caméra rapide équipée d’un objectif macro, couplée avec un rétro-éclairage, afin d’augmenter le contraste aux interfaces.

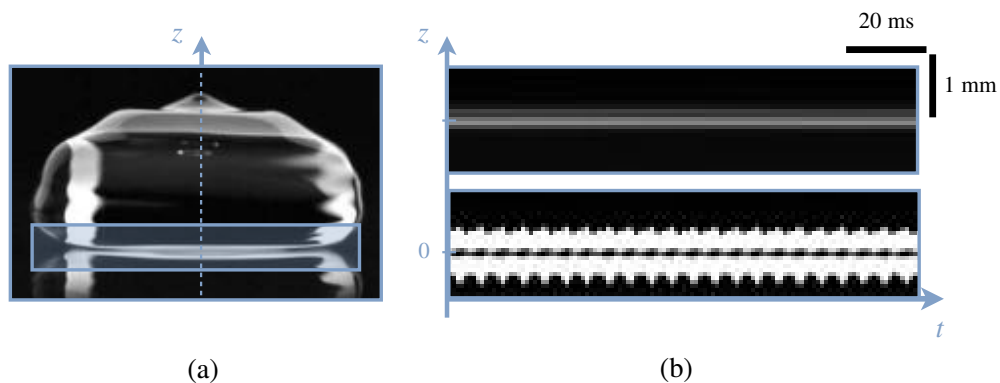


FIGURE 3.21 – (a) Vue de côté d’une flaque de rayon $R = 5.4$ mm (et de sa réflexion) en rétroéclairage. (b) Diagramme spatio-temporels obtenus en concaténant la ligne verticale bleue tracée sur l’image (a). La base de la goutte, initialement au repos, voit apparaître des vibrations verticales qui persistent au moins jusqu’à ce qu’elle atteigne un rayon de l’ordre 3 mm.

Les images sont prises en rafale : 400 images prises à une cadence de 2000 fps sont capturées à intervalle régulier, tout au long de la vie de la goutte. On peut ainsi et sans limitation d’acquisition, sonder de manière discrète les vibrations à relativement haute fréquence. Une flaque, de rayon initial $R = 10$ mm est suivie pendant plus de 4 minutes, jusqu’à atteindre un rayon de 4 mm. La figure 3.21(a) illustre un exemple des images ob-

tenues. L'état de lévitation est trahi par l'espace noir entre la goutte et sa réflexion dans le substrat. Cet espace correspondant au coussin de vapeur, d'épaisseur $20 \mu\text{m}$. Le diagramme spatiotemporel obtenu le long d'une ligne verticale est reporté sur la figure 3.21(b). Des oscillations à la base se mettent spontanément en place, de fréquence environ égale à 200 Hz. Ces vibrations s'accompagnent d'ondes qui font surface pour un rayon $R \approx 7 \text{ mm}$. Elles s'amplifient, puis s'atténuent et se réamplifient à nouveau pour certains rayons bien particuliers.

La fréquence de vibration de la base des gouttes est extraite des diagrammes tracés à intervalles réguliers donc, implicitement, avec la diminution quasi-statique du rayon R de la goutte. On reporte alors cette fréquence f_v en fonction du rayon R sur la figure 3.22. La base de flaques, de rayon initial $R \approx 10 \text{ mm}$, vibre spontanément à la fréquence

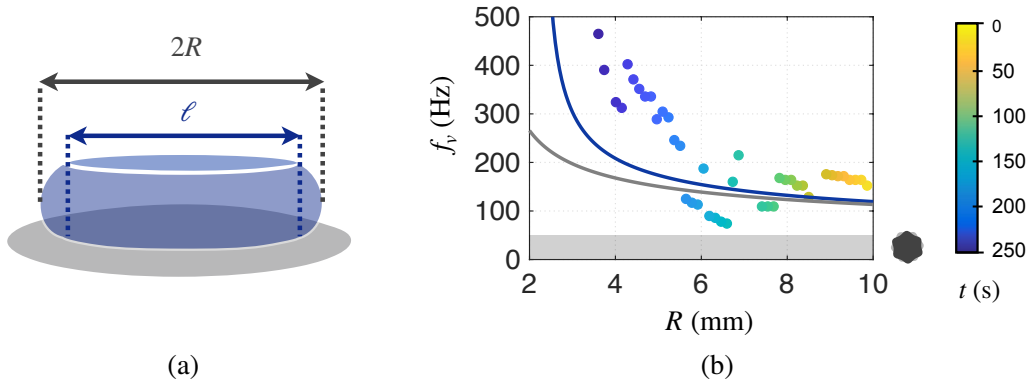


FIGURE 3.22 – (a) Flaque caléfiée sur un substrat chaud, de diamètre équatorial $2R$ et de base étendue sur la distance ℓ . (b) Fréquence de vibration f_v de la base des gouttes en fonction du rayon R . f_v est extraite des diagrammes spatio-temporels, obtenus comme sur la figure 3.25 en filmant par intervalles (400 images prises toutes les 4 s à la cadence 2000 fps) sur environ 250 secondes. Les courbes en trait plein correspondent aux prédictions théoriques (eq. 3.2.5), obtenues en prenant l'épaisseur donnée par l'équation (eq. 1.3.14) en intégrant sur le rayon R (gris) ou sur la largeur de la base ℓ . La zone grisée indique l'intervalle de fréquences correspondant aux étoiles de Rayleigh.

$f_v = 171 \pm 5 \text{ Hz}$. Alors que l'évaporation rétrécit la goutte, ε diminue et f_v augmente, conformément aux prédictions théoriques de la courbe 3.22. L'ordre de grandeur de f_v et les variations relatives au rayon confirment l'existence de vibrations intrinsèques de l'interface liquide-vapeur. On observe des sauts discrets de f_v à $f_v/2$. Leur origine peut être attribuée soit à un artefact expérimental, où on mesure la fréquence des effets induits (les ondes de surface) et non des causes (les vibrations de la vapeur); au caractère non homogène de l'épaisseur du film de vapeur (ε connaît des variations spatiales); ou à un couplage entre les effets et les causes qui leur ont donné naissance : ces vibrations engendrent des ondes qui peuvent rétro-agir sur la fréquence de vibration de la vapeur.

Confrontons désormais les fréquences mesurées, et les fréquences théoriques, tracées sur la figure 3.22 en traits pleins, prédites en utilisant la loi $\varepsilon(R)$ (eq. 1.3.14), en corrigeant (bleu) ou non (gris) l'aire de la base. La fréquence f_v attendue décroît avec le rayon R de manière similaire aux données expérimentales. Un décalage entre les points expérimentaux

3.2. VIBRATIONS DU FILM

et la théorie vers les rayons plus faibles est néanmoins observé. Un écart d'environ 1.5 mm subsiste si l'on corrige l'épaisseur du film en intégrant la pression de lubrification sur la distance ℓ corrigée par l'équation 1.2.7 (et non pas sur R). Nous l'interprétons qualitativement comme une conséquence du caractère mou de l'interface et à la définition ambiguë de l'épaisseur du film de vapeur : ε varie spatialement. Des écarts de l'ordre de ε lui-même sont à noter entre l'épaisseur au centre, maximale, et l'épaisseur au niveau de la constriction périphérique du film de vapeur. Les fréquences mesurées sont légèrement supérieures des fréquences prédites, ce qui suggère que les vibrations sont dominées par la région la plus étroite : près du neck.

Remarque : Ce mécanisme pourrait aussi expliquer d'autres cas où des systèmes caléfiés s'animent de mouvement vertical. Citons par exemple les articles récents concernant :

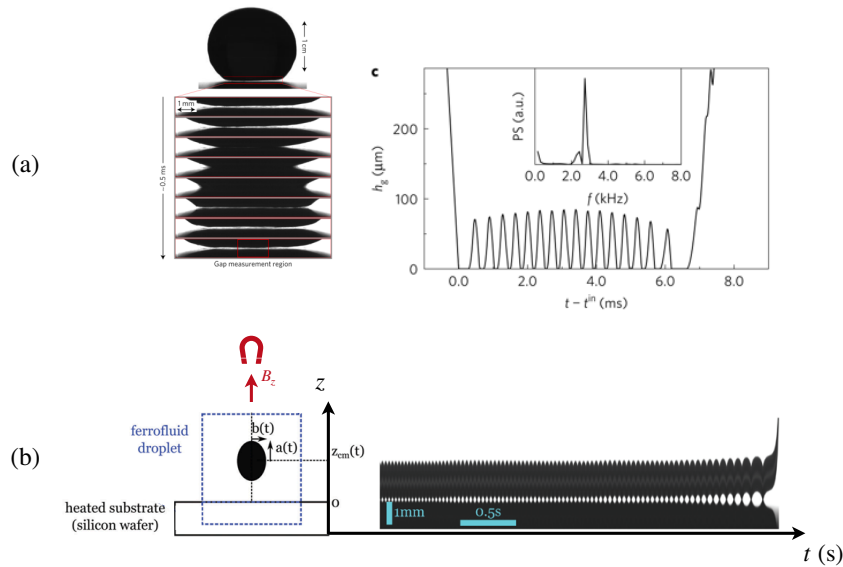


FIGURE 3.23 – (a) Rebonds d'hydrogels élastiques sur une plaque portée au-delà de la température de Leidenfrost. La séquence d'image focalisée sur la base de la sphère montre un cycle d'ouverture – fermeture du film de vapeur à une fréquence de l'ordre de 2 – 3 kHz et à une hauteur bien définie [101]. (b) Principe de l'expérience : une goutte de ferrofluide aqueux est mise en état de caléfaction sur un substrat réfléchissant, près d'un aimant. Diagramme espace-temps, tracé suivant l'axe vertical. La goutte rebondit et, finalement, décolle du substrat.

- ⊙ Les **rebonds d'hydrogels** sur des plaques chaudes [101–103]. Des billes d'hydrogel élastiques, constituées à plus de 97% d'eau, créent, au contact d'un substrat chaud, un flux de vapeur capable de les supporter. Un hydrogel centimétrique lévite ainsi sur un coussin de vapeur d'épaisseur typique de 100 nm. Ce système original rebondit à une hauteur constante, prescrite par l'équilibre entre les pertes et l'énergie injectée à chaque rebond par le substrat chaud. Waitukaitis *et al.* ont mesuré la fréquence des rebonds et analysé le son émis. On reproduit sur la figure 3.23(a) la fréquence mesurée, comprise entre 2 – 3 kHz. Elle coïncide avec la fréquence attendue par la loi $\frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}}$, en prenant l'épaisseur $\varepsilon \sim 100$ nm. Des ondes superficielles sont par ailleurs excitées à chaque

rebond, rappelant les ondes visibles sur la figure 3.21(a).

- © Des **ferrofluides aqueux** en caléfaction sur une plaque aimantée (aimant permanent situé à une distance d du substrat). D'Angelo *et al.* observent que les gouttelettes se mettent spontanément à rebondir, avec une amplitude et une fréquence irrégulières [104]. Entre les rebonds, les trajectoires des gouttelettes sont des paraboles, que les auteurs modélisent comme des phases de chute libre à une gravité effective $g_{\text{eff}} < g$, qui dépend notamment de l'intensité du champ appliqué et de la hauteur du vol. L'augmentation subite de l'amplitude s'accompagne d'une diminution de fréquence, comme le suggère le diagramme de la figure 3.23(b). La goutte finit par décoller du substrat.

3.2.4 Disjonction des fréquences et non-linéarité

La vapeur vibre spontanément à une fréquence bien définie (eq. 3.2.5). Cette vibration pourrait engendrer le forçage nécessaire des étoiles de Leidenfrost. On constate néanmoins un écart entre les fréquences d'excitation de la vapeur (typiquement 100-300 Hz) et les fréquences de Rayleigh d'oscillations des étoiles (comprises entre 10 et 50 Hz). Étudions la réponse naturelle d'une flaque de rayon R_0 et de hauteur $h_0 = 2\kappa^{-1} < R_0$ à ces vibrations. La goutte repose à l'équilibre sur un coussin d'épaisseur ε . Sollicitée périodiquement, la hauteur de l'interface inférieure du liquide suit les variations temporelles $z(t) = \varepsilon + \tilde{z} \cos(2\pi f_v t)$ où \tilde{z} désigne l'amplitude des oscillations. L'épaisseur de liquide $h(t)$ est modulée par translation de l'interface inférieure, de la quantité \tilde{z} . h oscille alors en phase à la fréquence f_v : $h(t) = h_0 + \tilde{z} \cos(2\pi f_v t)$. Cette interface, libre en apparence, est en réalité contrainte par conservation du volume qu'elle délimite : $R^2(t)h(t) = R_0^2 h_0$. Les déformations verticales, quantifiées par $h(t)$, se couplent ainsi aux déformations radiales, quantifiées par $R(t)$. La goutte oscille aussi radialement : $R(t) = R_0(1 + \tilde{z}/h_0 \cos(2\pi f_v t))^{-1/2}$.

Puisque les variations d'épaisseur sont bornées par l'épaisseur du film, $\tilde{z} \ll \varepsilon \ll h_0 = 2\kappa^{-1}$, on peut linéariser cette expression. Dans ce cas, la fréquence associée au mouvement radial est aussi f_v . Cette analyse, linéaire, ne permet pas d'expliquer l'accrochage de mode de fréquences plus faibles, à savoir les modes de Rayleigh, de fréquence comprise entre 10 à 50 Hz. La linéarité doit être brisée. Pour des amplitudes $\tilde{z}/h_0 \sim 1$, le mode sous-harmonique à $f_v/2$ est renforcé. Dans le cas où $\tilde{z}/h_0 = 1$, on a $R(t) = R_0/(\sqrt{2}|\cos(\pi f_v t)|)$.

Cette limite n'est pas physique. L'amplitude des vibrations ne peut pas être de l'ordre de grandeur de celle de la hauteur de la flaque. Elle ne suffit d'ailleurs pas à combler l'écart entre les fréquences excitatrices et les modes propres de gouttes. Il y a nécessairement un mécanisme non-linéaire impliqué dans le couplage entre la vapeur et le liquide qu'elle supporte. La figure 3.21 mettait en évidence la présence de déformations superficielles. On cherche à voir si ces ondes de surface sont impliquées dans l'excitation des étoiles.

3.3 Excitation préliminaire d'ondes de surface axisymétriques

3.3.1 État de l'art sur le mode superficiel axisymétriques

L'implication d'ondes de surface dans les oscillations étoilées est étayée par la littérature. Certains auteurs rapportent que la goutte présente un deuxième type de réponse : suivant des modes axisymétriques liés à la présence d'ondes circulaires en surface [81, 87, 105, 106]. Les images de la figure 3.24 appuient ces observations (conditions d'obtention décrites au paragraphe 3.1.2).

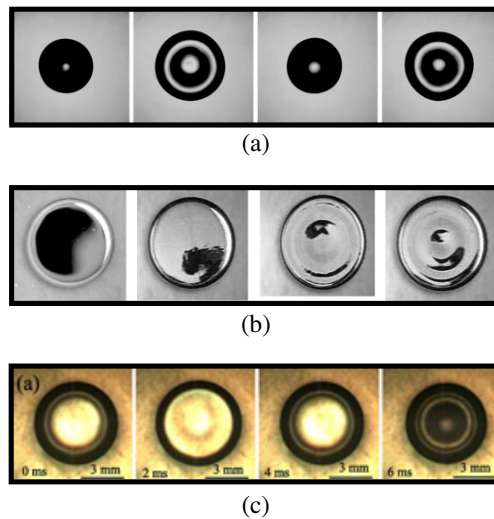


FIGURE 3.24 – Observation de modes axisymétriques sur des gouttes excitées périodiquement. (a) Flaque partiellement mouillante sur un substrat qui vibre. Quand les vibrations sont modérées, la ligne de contact ne se désancre pas et les déformations de surface sont axisymétriques [81]. (b) Motif de surface axisymétrique apparaissant sur une goutte de mercure excitée par un champ magnétique périodique d'amplitude raisonnable [105]. (c) Ondes axisymétriques apparaissant en surface d'une goutte en lévitation acoustique et excitée par un champ de pression basse fréquence [87].

Ces modes axisymétriques apparaissent dans le même contexte que celui où des étoiles liquides sont observées, et semblent même conditionner leur excitation. Les auteurs apportent que la réponse du liquide à faible amplitude de forçage conserve l'axisymétrie et caractérisent le seuil à franchir pour briser la symétrie pour engendrer des étoiles liquides. On part donc à la recherche de déformations superficielles axisymétriques sur des gouttes caléfiées.

3.3.2 Des modes stationnaires axisymétriques en préambule

Le montage expérimental envisagé est celui utilisé dans l'étude des cheminées (Chap. 2). Une flaque est déposée au creux d'un puits en laiton conique porté à la température $T > T_{\mathcal{L}}$. La dynamique de la goutte est alors observée en adoptant deux points de vue.

Mise en évidence des déformations interfaciales

Par le côté, en utilisant un rétroéclairage similaire à celui qui nous a permis d'obtenir les images des figures 3.21 et 3.25(a). Un panneau LED est placé derrière la goutte. La lumière directe est filtrée pour accentuer les bords de la goutte. On a alors accès aux vibrations de la base, ainsi qu'à la réponse de la goutte dans le plan vertical. Ces vues de côté ne sont néanmoins plus pertinentes pour caractériser les déformations asymétriques des étoiles, elles sont donc complétées par une visualisation aérienne synchronisée.

Par au-dessus, comme sur la figure 3.25(b). La surface de la goutte est observée par au-dessus à la caméra rapide. Un anneau lumineux circulaire fixé sur l'objectif est alors projeté sur ces gouttes et permet d'accéder aux déformations superficielles, puisque la lumière se trouve particulièrement réfléchi par les interfaces courbées, révélant ainsi les points où la déformations est maximale. On voit sur cette vue un motif ondulant de période spatiale λ , où les cercles brillants, correspondant aux maximum et minimum d'amplitude, sont séparés de $\lambda/2$.

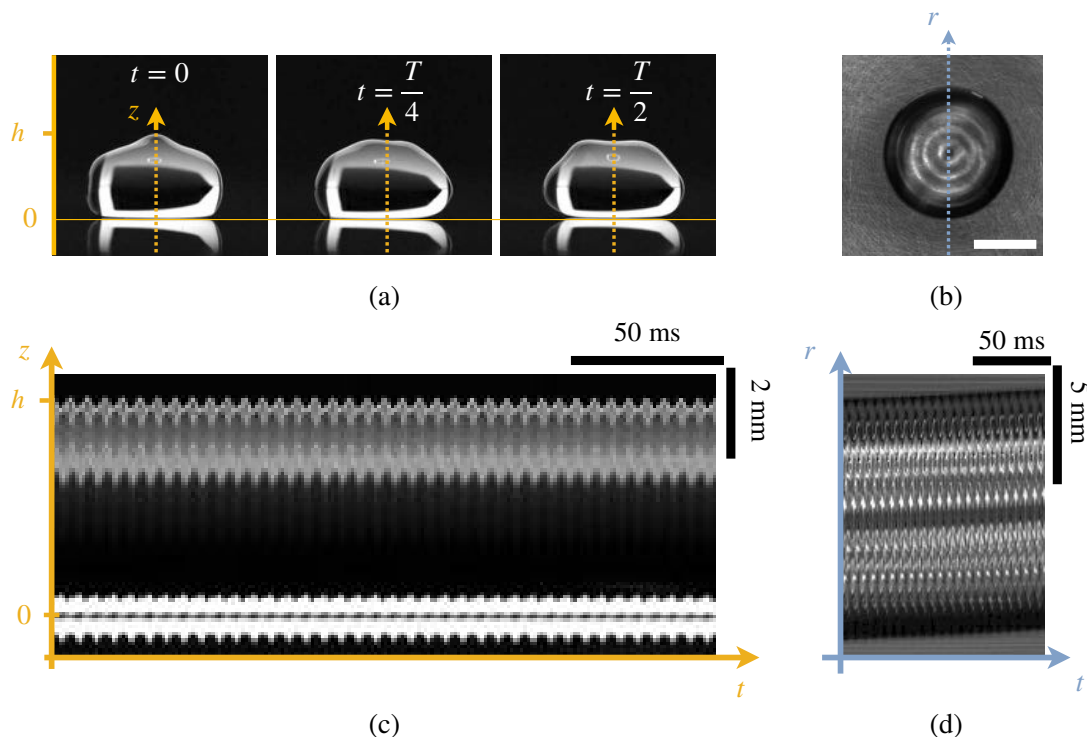


FIGURE 3.25 – Observations synchronisées d'une flaque de rayon $R = 7.3$ mm posée sur un puits chauffé à 350°C . (a) Vues de côté à trois instants séparés d'environ 3 ms, correspondant à un quart de période $T/4$. (b) Vue de dessus, révélant le caractère axisymétrique des déformations. (c) Diagramme spatio-temporel tracé le long de la ligne verticale jaune de la vue latérale (a). (d) Diagramme tracé le long du diamètre matérialisé en pointillés bleu sur la figure (b).

3.3. MODES DE SURFACE AXISYMÉTRIQUES

Apparition d'ondes stationnaires

Comme l'illustre la figure 3.26(a), des déformations superficielles axisymétriques, accentuées par l'éclairage, prennent place, formant un motif régulier. La photographie de la figure 3.26(b), prise sur un temps long par rapport à la période des ondes, révèle donc les plans d'onde axisymétriques réguliers sur une goutte de rayon $R = 7.3$ mm. Le diagramme spatio-temporel de la figure 3.26(c), tracé le long d'un diamètre, rend compte de la périodicité tant spatiale que temporelle des déformations.

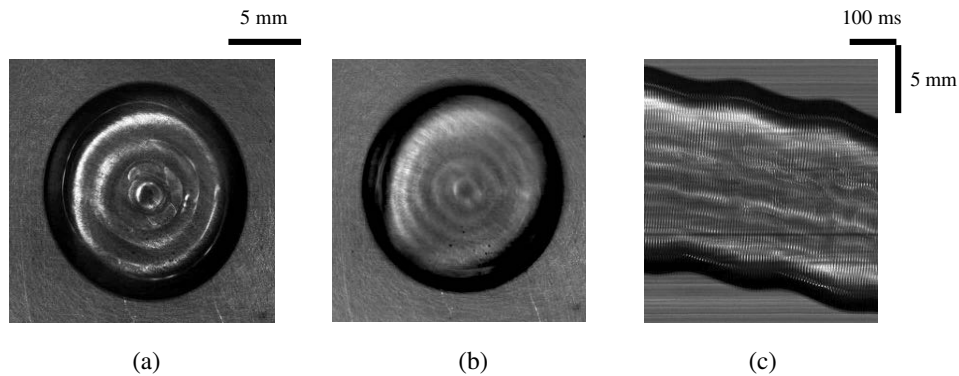


FIGURE 3.26 – Vue de dessus d'une flaque de rayon $R = 7.3$ mm lévitant au-dessus d'un puits chauffé à 400°C . (a) Apparition de déformations axisymétriques de surface révélées par l'éclairage. (b) Superposition de 500 images successives prises avec une cadence de 1000 fps montrant le caractère stationnaire de la déformation. (c) Diagramme spatio-temporel tracé le long d'un diamètre de la goutte qui suggère l'apparition d'ondes périodiques, aussi bien spatialement que temporellement.

La longueur d'onde λ associée à ces ondes stationnaires, mesurée sur la figure 3.26, est comprise entre $\lambda \in [2; 4]$ mm. La courbure de l'interface et de l'épaisseur de la réflexion qui marque les plans d'ondes altèrent cependant la précision de la mesure. Cette vue aérienne est complétée par la vue de côté obtenue par une caméra rapide synchronisée. La figure 3.25(a) révèle l'existence de déformations régulières en surface, représentées à $t = 0, T/4, T/2$. La vue de dessus correspondante (figure 3.25(b)) assure le caractère axisymétrique de ces ondes.

Dédoublage de fréquences

Le tracé des diagrammes spatio-temporels associées aux vues latérale et aérienne respectivement sur les images de la figure 3.25(c) et (d) montre que ces ondes stationnaires axisymétriques ont une périodicité tant spatiale que temporelle. De manière plus surprenante encore, on constate sur le diagramme (c) que la base de la goutte oscille à la fréquence double des ondes de surface.

La fréquence de vibration de l'interface liquide-vapeur, mesurée au cours de la vie de la goutte grâce à ces vues latérales est représentée sur la figure 3.22. Les flaques de rayon

$R \approx 10$ mm sont donc excitées à la fréquence $f_v = 170 \pm 5$ Hz. Ce forçage engendre des ondes de surface (axisymétriques) à la fréquence $f_v/2$ (et quelque fois f_v).

Mise en place des déformations

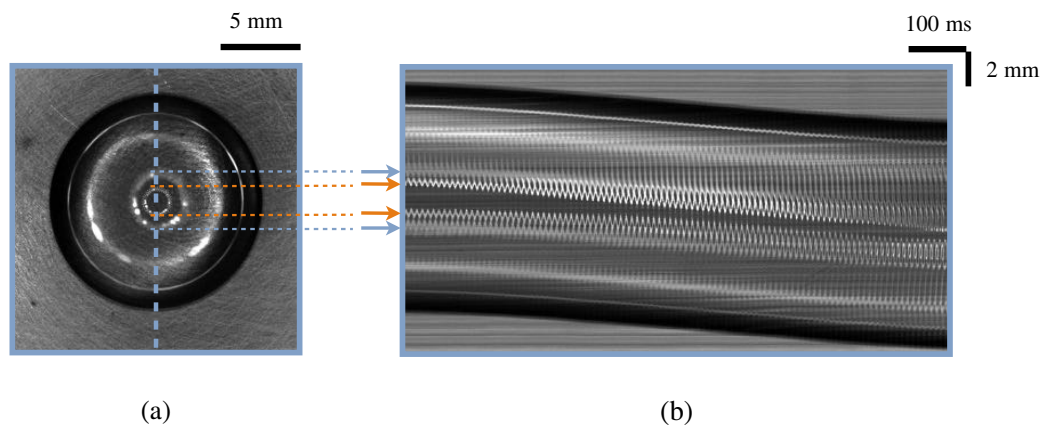


FIGURE 3.27 – (a) Image prise juste avant l'apparition des déformations de surface montrant la réflexion de l'anneau LED sur la goutte (désignée en bleu pâle) et son image à travers le dioptré liquide (désignée par la flèche orange). (b) Diagramme spatio-temporel montrant l'évolution de la ligne pointillée au cours du temps. Les images réfléchie et réfractée sont en mouvement relatif, précisément en opposition de phase à une fréquence $f = 104 \pm 1$ Hz.

La figure 3.27(a) montre une vue de dessus d'une flaque au repos de rayon $R = 7.3$ mm. La surface reste limpide et impassible. L'anneau est réfléchi sans être déformé et se focalise dans le liquide à une distance D' du haut de la goutte, accessible par des vues de côté². D' reste constante lorsque la goutte est au repos. Le passage d'une onde brouille la réflexion de l'anneau et son image à travers le liquide. Ces deux images, initialement figées, se dissocient progressivement. Sur la photographie de la figure 3.27(a) et le diagramme spatio-temporel associé (b), on voit que ces deux halos lumineux oscillent en opposition de phase³ à une fréquence $f = 104 \pm 1$ Hz alors même que les bords de la goutte restent tout à fait immobiles. La mise en place d'oscillations écarte ces deux images. Les déformations, imperceptibles en focalisant sur les bords de la goutte, sont par cette technique accentuées. Des ondes naissent en surface et s'amplifient.

Comme le confirment les vues de côté, des ondes de surface se propagent donc à l'interface. On voit sur les spatio-temporels de la figure 3.28 notamment à $t = 0$ s et $t = 45$ s que des ondes progressives apparaissent de manière transitoires. Elles se forment

2. Une goutte au repos, par sa courbure supérieure \mathcal{C} , agit comme une lentille convergente. La relation de conjugaison donne sa focale f' : $f' = DD'/(D - D') \approx D'$. La courbure équivalente vaut $\mathcal{C} = n_e/f'$. En prenant $n_e = 1.33$, $D = 36$ cm, et $D' = 1.87 \pm 0.23$ mm, on retrouve la courbure au sommet $\mathcal{C} = 2\rho g\kappa^{-1}/\gamma \approx 700$ m⁻¹.

3. L'action de la goutte sur la lumière incidente est discriminante : elle agit comme un miroir concave divergent en réflexion et comme une lentille convergente vis-à-vis de la réfraction.

3.3. MODES DE SURFACE AXISYMÉTRIQUES

à la base des gouttes et se propagent vers le haut, puis finissent par s'évanouir à $t = 175$ s, pour laisser place, quelques secondes plus tard ($t > 200$ s) à des ondes stationnaires.

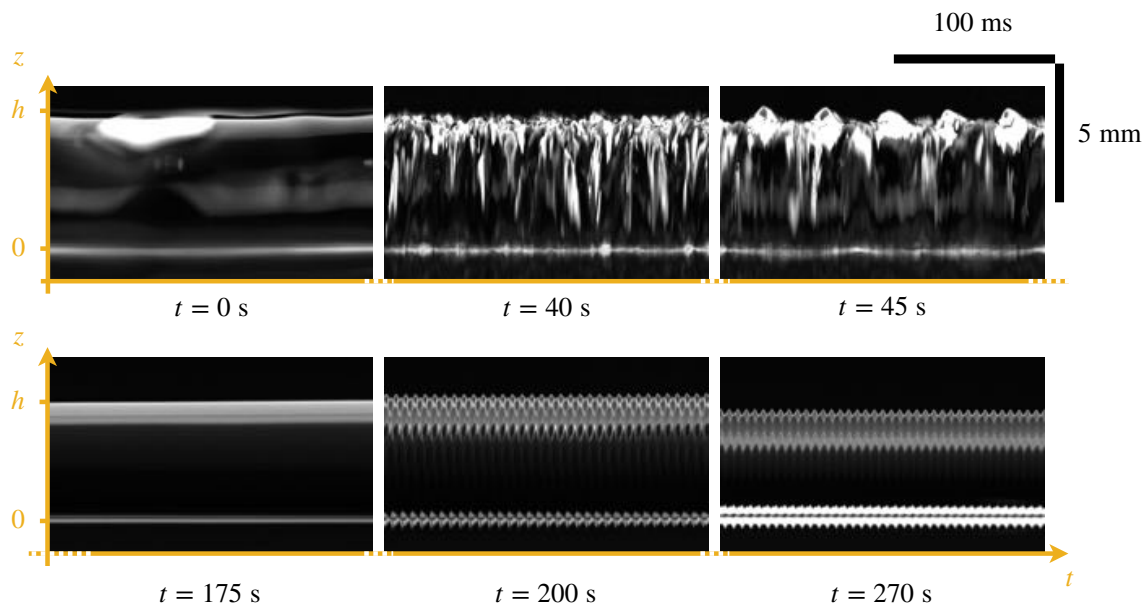


FIGURE 3.28 – Représentation des spatio-temporels à différents instants de la vie d'une flaque, initialement au repos ($t = 0$ s). Elle est spontanément perturbée par des ondes de surface ($t = 40$ s), qui se propagent de bas en haut et s'amplifient le long de l'interface ($t = 45$ s). Elles disparaissent pour $t = 175$ s, mais laissent place quelques secondes plus tard à des oscillations stationnaires, régulières en temps et en espace.

Existence d'un seuil

Il existe également un critère en **température** de substrat qui conditionne l'apparition des ondes stationnaires. En reproduisant cette expérience sur des substrats de température T variable, nous avons observé que les ondes de surface n'étaient observées qu'au-delà d'une certaine température. Pour $T < 350^\circ\text{C}$, les ondes de surface ne sont pas systématiquement excitées, et dans le cas où elles sont observées, elles apparaissent pour un rayon plus faible et ne donnent plus systématiquement naissance à des étoiles. En revanche, dans la limite $T > 350^\circ\text{C}$, les modes axisymétriques de surface sont observés et conduisent quelques secondes plus tard à l'excitation des modes azimutaux.

3.3.3 Ondes capillaires à la surface d'une goutte

Nous examinons ici plus en détail ce mode de déformation axisymétrique qui apparaît comme précurseurs dans les oscillations étoilées.

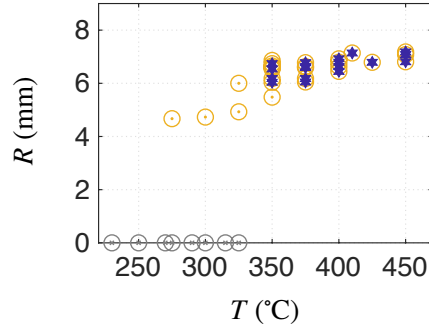


FIGURE 3.29 – Rayon d'apparition des déformations en fonction de la température du puits conique. Les croix entourées en gris désignent les cas où les ondes de surface ne sont pas excitées, contrastant avec les points bleus où des déformations axisymétriques apparaissent, qui se dissipent sans donner suite à des étoiles (points entourés jaunes) ou en donnant lieu à des étoiles (étoiles entourées).

Les ondes gravito-capillaires

Bien que dans l'effet Leidenfrost, les gouttes ne soient pas à proprement parler posées sur leur substrat, la situation est proche de celle de gouttes sessiles aplaties étudiées par Noblin *et al.* [81, 107] pour des gouttes d'eau partiellement mouillantes et de Jamin *et al.* [86, 106] dans le contexte de gouttes de ferrofluide. À la manière de ces auteurs, on peut interpréter ces modes axisymétriques par l'apparition d'ondes stationnaires à la surface de la goutte. Ces ondes sont caractérisées par leur fréquence ω , leur vecteur d'onde k (avec $k = 2\pi/\lambda$), qui vérifient la relation de dispersion des ondes gravito-capillaires. Cette relation s'écrit dans la configuration schématisée sur la figure 3.30, d'une interface de tension de surface γ , entre deux fluides non miscibles stratifiés (de densité ρ_1 et ρ_2) :

$$\omega^2 = \left((\rho_2 - \rho_1)kg + \gamma k^3 \right) \left(\frac{\tanh(kh_1) \tanh(kh_2)}{\rho_1 \tanh(kh_2) + \rho_2 \tanh(kh_1)} \right) \quad (3.3.1)$$

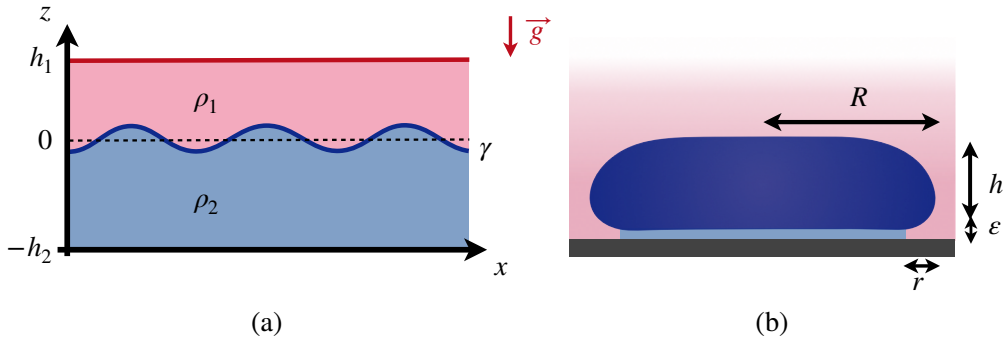


FIGURE 3.30 – (a) Schéma de l'interface entre deux fluides superposés de densité ρ_1 et ρ_2 . L'interface, caractérisé par la tension superficielle γ est perturbée par des ondes gravito-capillaires. (b) Représentation des interfaces présentées par une goutte caléfiée. L'utilisation de couleurs distinctes repèrent les différentes phases en présence.

3.3. MODES DE SURFACE AXISYMÉTRIQUES

La géométrie de flaque que nous considérons présente des interfaces qu'il convient de discerner. Nous procédons à un découpage en trois régions :

- ⊙ L'interface supérieure eau-air, qui plafonne à a hauteur $h = 2\kappa^{-1}$ ($R\kappa > 1$).
- ⊙ L'interface inférieure entre l'eau et sa vapeur, aplanie par le substrat chaud.
- ⊙ Les bords latéraux de la goutte, recourbés, zone de raccord des deux régions.

Dans le cas où les ondes apparaissent sur la partie supérieure de la goutte, on identifie le fluide 1 à l'air environnant ($\rho_1 = \rho_a$) et le fluide 2 à la goutte ($\rho_2 = \rho$). h_1 est donc infini et h_2 , limité par la gravité à $h_2 \approx 2\kappa^{-1}$. En supposant en plus que $\rho_a \ll \rho$, l'équation 3.3.1 se réduit à :

$$\omega^2 \sim \left(kg + \frac{\gamma}{\rho} k^3 \right) \tanh \left(\frac{2k}{\kappa} \right) \quad (3.3.2)$$

Dans le cas où les ondes apparaissent au niveau de l'interface liquide-vapeur inférieure, on identifie le fluide 1 au liquide ($\rho_1 = \rho$) et le fluide 2 à la vapeur ($\rho_2 = \rho_v$). Le milieu est instablement stratifié. h_1 est limité à $2\kappa^{-1}$ et h_2 s'identifie à l'épaisseur du film ε . En supposant que $\rho_v \ll \rho$, et que $k\varepsilon \ll 1$, l'équation 3.3.1 prend la forme :

$$\omega^2 \sim \left(\frac{\gamma}{\rho g} k^2 - 1 \right) k^2 \varepsilon g \quad (3.3.3)$$

En substituant $f = \omega/2\pi$ et $\lambda = 2\pi/k$ dans ces relations, on trace sur la figure 3.31 les relations de dispersions données par les équations 3.3.2 et 3.3.3.

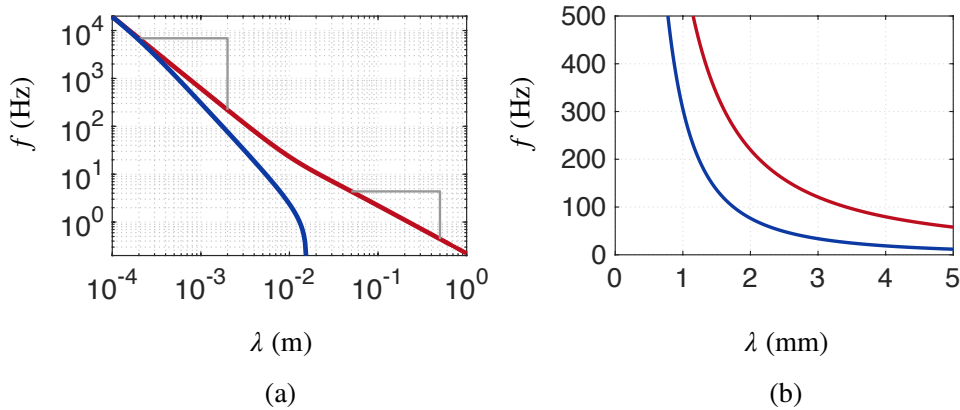


FIGURE 3.31 – (a) Relation de dispersion liant la fréquence d'excitation f à la longueur d'onde du motif stationnaire qui apparaît à l'interface. L'échelle est logarithmique. On distingue en rouge, la solution pour l'interface supérieure eau-air et en bleu la solution qui concerne l'interface inférieure entre l'eau et sa vapeur. (b) Zoom en échelle linéaire sur la gamme de fréquence et de longueur d'onde pertinentes dans le cas de gouttes caléfiées.

En ce qui concerne l'interface supérieure eau-air (représentée en rouge), on distingue le régime gravitaire, où $k > k_c$ et le régime capillaire $k < k_c$, où la longueur d'onde critique correspondante vaut $\lambda_c = 2\pi\kappa^{-1}$ soit $\lambda_c = 15.7$ mm. La taille des gouttes ne pouvant excéder le rayon critique $R_c \approx 4\kappa^{-1}$, sous peine de former des cheminées. On se

restreint au régime capillaire. Les déformations superficielles de l'interface supérieure sont peu sensibles aux variations de hauteur. Cela nous autorise de traiter les bords abaissés de la goutte comme une interface horizontale. Reste tout de même l'effet de la courbure, négligé jusque là, mais difficile à prendre en compte.

En ce qui concerne l'interface inférieure eau-vapeur, représentée en bleu sur la figure 3.31(a), les fluides étant dans une configuration instablement stratifiée, il existe une fréquence spatiale de coupure : $k_c = \kappa$ puisque le régime gravitaire conduirait à une instabilité de type Rayleigh-Taylor. L'apparition d'ondes stables est soumise à la condition $\lambda < \lambda_c = 2\pi\kappa^{-1}$, vérifiée dans la limite $\kappa^{-1} < R < 4\kappa^{-1}$. Dans cette limite, mise en valeur sur le zoom en échelle linéaire de la figure 3.31(b), les relations de dispersion concernant l'interface supérieure et inférieure de la goutte prennent respectivement la forme :

$$\begin{cases} \omega^2 & \sim \frac{\gamma}{\rho} k^3 \tanh\left(\frac{2k}{\kappa}\right) \\ \omega^2 & \sim \frac{\gamma\varepsilon}{\rho} k^4 \end{cases}$$

La figure 3.31(b) montre que pour une fréquence d'excitation de 100 Hz, la longueur d'onde attendue pour l'interface supérieure (courbe rouge) est d'environ 3.8 mm et celle associée à l'interface inférieure (courbe bleue) est environ 1.8 mm. Sur les vues de dessus de la figure 3.32, on peut mesurer la longueur d'onde des déformations. Les plans lumineux, distants de $\lambda/2$ (la lumière étant réfléchiée par les creux et les bosses des déformations) permettent de mesurer une longueur d'onde $\lambda \approx 3 - 4$ mm. Elle coïncide avec celle donnée par la relation de dispersion.

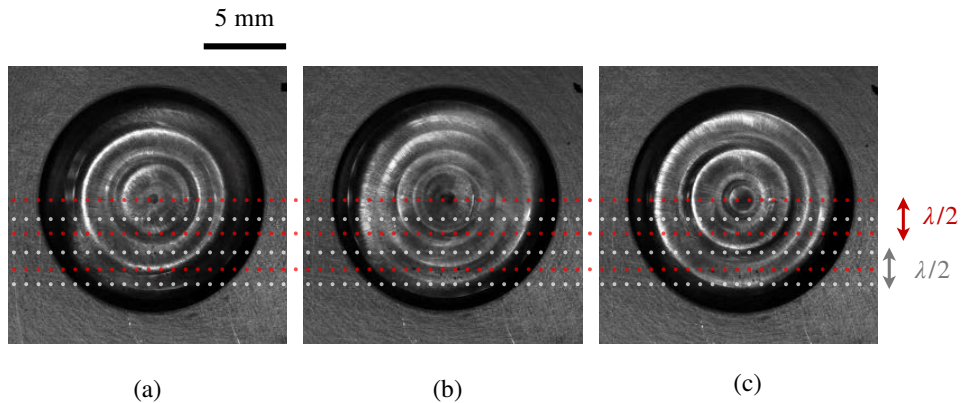


FIGURE 3.32 – Séquences d'images prise à $t=0$; $T/4$; et $T/2$ avec $T = 12 \pm 2$ ms mettant en évidence la périodicité spatio-temporelle. La distance entre les plans d'ondes lumineux correspond à $\lambda/2$ (la lumière étant réfléchiée par les creux et les bosses des déformations). À $t = T/4$, les déformations s'aplanissent.

Instabilité de Faraday

Lorsqu'on soumet un bain liquide à une accélération verticale $\Gamma(t) = \Gamma_0 \cos(2\pi f_v t)$, l'interface se déstabilise. Faraday fut le premier à s'intéresser à l'effet de vibrations orthogonales sur des interfaces liquides [108]. Dans ses travaux de 1831, il constate en particulier qu'au-delà d'une accélération seuil, Γ_0 , des ondes stationnaires apparaissent spontanément à l'interface. On sait depuis, que la modulation de la gravité effective ressentie par le liquide provoque le forçage paramétrique des ondes capillaires. Les oscillations, forcées périodiquement, s'amplifient de manière spectaculaire pour certaines caractéristiques de forçage [109]. Si f_v est la fréquence imposée, la fréquence de ces ondes, dites de Faraday, est un multiple de $f = f_v/2$. La longueur d'onde λ du motif formé est donnée par la relation de dispersion avec $f = f_v/2$ (et éventuellement les harmoniques supérieurs).

Les conditions d'observation de cette instabilité rappellent celles de notre expérience. La vapeur, intrinsèquement instable, excite verticalement le liquide qu'elle supporte. Des ondes apparaissent sur l'interface libre fermées. Ces ondes sont stationnaires et ont la fréquence moitié de celle du film de vapeur (paragraphe 3.3). Par ailleurs, elles résonnent pour certaines tailles de cavité. La goutte est donc le siège d'une instabilité paramétrique non-linéaire de type Faraday ce qui explique le dédoublement de fréquence observé.

Interprétation qualitative Le schéma de la figure 3.33, adapté de [110], permet de comprendre qualitativement l'excitation subharmonique des ondes de surface. À $t = 0$, le film de vapeur, initialement aminci, remonte. Ce mouvement ascendant chasse la vapeur sur les côtés (flèches rouges) et creuse alors l'interface liquide-vapeur sus-jacente ($t = T_v/4$). Le film de vapeur est ainsi plus épais que ε , son épaisseur d'équilibre. Il redescend, laissant derrière une déformation de l'interface. Lorsqu'il remonte à nouveau, les déformations induites compensent celles en place et aplanissent l'interface ($t = T_v/2$). En redescendant, les sillons creux deviennent du relief et réciproquement, le cycle de la vapeur s'achève alors que l'interface n'est est qu'à une demi-période, d'où le dédoublement de période.

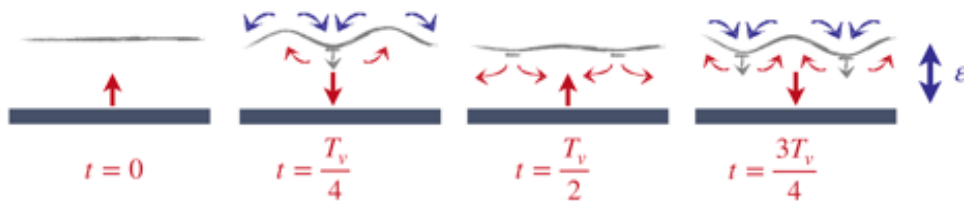


FIGURE 3.33 – Séquence des mouvements liquides respectivement à ceux de la vapeur vibrant verticalement à la fréquence $f_v = \frac{1}{T_v}$, adapté de [110]. Le comportement est illustré aux instants $t = 0; \frac{T_v}{4}; \frac{T_v}{2}; \frac{3T_v}{4}$ et met en évidence le caractère sous harmonique des ondes excitées.

Équation paramétrique de Mathieu Comme l'ont proposé Benjamin et Ursell, l'accélération du substrat (dans notre cas, de la base des gouttes) peut être dissimulée dans la gravité, modulée périodiquement à la fréquence f_v de forçage [109]. Les ondes observées au paragraphe 3.3 correspondent à des modes stationnaires de la surface libre. Les déformations de surface, notées ζ , se découpent en temps et en espace comme $\zeta = a(t)\varsigma(r)$, où $a(t)$ désigne l'amplitude des oscillations et $\varsigma(r)$ les variations spatiales du motif. $a(t)$ satisfait l'équation d'un oscillateur : $\partial_{tt}a(t) + \omega^2a(t) = 0$, avec ω qui vérifie la relation de dispersion 3.3.3. L'excitation paramétrique consiste à moduler dans le temps un des termes intervenant dans l'équation. Le mouvement d'oscillation verticale, à la fréquence $f_v = 2\pi/\omega_v$, module la gravité ressentie par le liquide. L'amplitude des oscillations suit alors l'équation différentielle de Mathieu : $\partial_{tt}a(t) + \omega^2(1 + 2e \cos(\omega_v t))a(t) = 0$, où e représente, sous sa forme adimensionnée, l'amplitude des ondes. Les solutions de cette équation résonnent lorsque $\omega = p\omega_v/2$, où $p \in \mathbb{N}$. Le premier mode instable correspond donc au mode dédoublé, oscillant à la fréquence moitié $f = f_v/2$. Physiquement, cela implique que la vapeur doit accomplir deux cycles complets de vibration pour retrouver sa position initiale.

Seuil d'apparition Les ondes de Faraday oscillent à une fréquence multiple du mode sous-harmonique. Pour savoir quel multiple est excité, on s'intéresse au seuil en forçage de l'instabilité. Ce seuil correspond à l'énergie à apporter pour compenser les dissipations par viscosité dans le liquide. Il augmente donc avec le nombre d'onde k , puisque une augmentation de fréquence réduit la taille du motif (voir figure 3.31) et amplifie les effets visqueux. Son expression est en loi d'échelle $-4k^4\eta^2/\rho^2$ [110, 111]. Le mode le plus facile à exciter est donc le mode sous-harmonique $f_v/2$, suivi éventuellement par le mode isochrone à f_v .

3.3.4 Conditions de résonance

Des déformations importantes apparaissent spontanément en surface de gouttes caléifiées pour des rayons particuliers. Elles suggèrent l'intervention d'un phénomène de résonance. Les ondes sont stationnaires : excitées en surface par la vapeur, elles se trouvent réfléchies dans la cavité fermée que constitue la goutte. On identifie 4 points contraints, illustrés sur la figure 3.34(a) : l'apex **A** et le culot **B** de la goutte, points où la surpression est maximale et les points **C** et **D** au niveau de l'encolure de la base, points de raccord en pression soit des nœuds de surpression. Des ondes de surface, axisymétriques, entrent en résonance dès lors que la cavité peut satisfaire les quatre conditions limites. Les conditions imposées en **C** et en **D** ne sont pas toujours compatibles avec celles requises en **A** et **B**, et réciproquement. Comme les ondes affectent toute la périphérie de la goutte, on considère que la condition la plus forte est celle imposée entre **A** et **B**.

Comme c'est souvent le cas dans les phénomènes de résonance, la taille L de la cavité, conditionne et quantifie la réponse du résonateur. On cherche donc à prédire L et à la

3.3. MODES DE SURFACE AXISYMÉTRIQUES

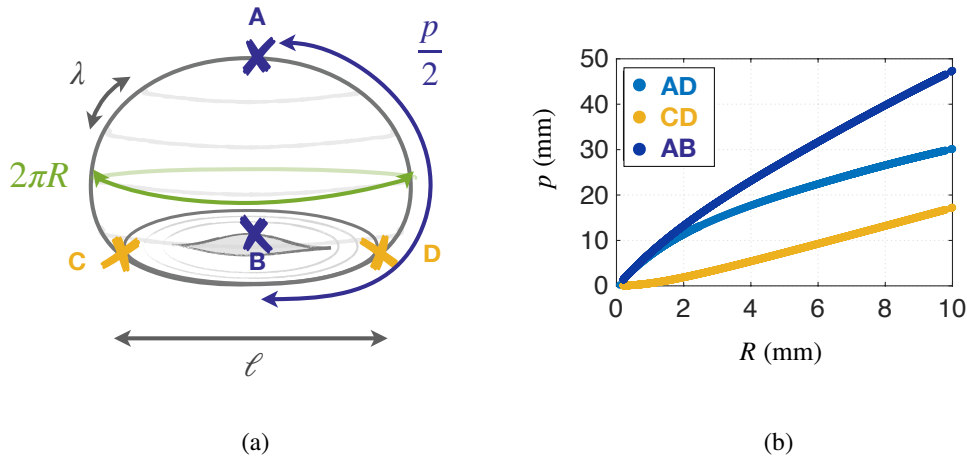


FIGURE 3.34 – (a) Schéma d'une goutte excitée par des ondes axisymétriques. On note R le rayon, p le périmètre polaire, et ℓ l'étendue de la base. Des ondes de surface se réfléchissent en **A** et **B** (ventres de surpression) ou en **C** et **D** (nœuds), conduisant au motif stationnaire de longueur d'onde λ . (b) Distances entre les différents points contraints **A**, **B**, **C** et **D** obtenues par intégration numérique de l'équation différentielle locale 1.2.3 en fonction de R . On distingue la longueur de l'interface supérieure **AD** (bleu clair), l'étendue de la base **CD** (jaune) et le périmètre total de la goutte (bleu foncé).

comparer à la longueur d'onde λ des ondes de Faraday. Sur la figure 3.34(b), on trace les distances entre les points contraints, obtenues par intégration numérique de l'équation 1.2.3 de la forme des gouttes. La longueur **AB** de la cavité, qui correspond à $p/2$, le demi-périmètre polaire de la goutte, est de l'ordre de 30 mm, soit quelques fois la longueur d'onde λ . Par analogie avec le problème de la corde vibrante, la résonance a lieu quand la cavité peut accueillir un multiple demi-entier de λ . La figure 3.34(b) explicite les variations du périmètre polaire p avec le rayon équatorial R . En s'évaporant, la cavité rétrécit de manière continue. Le mécanisme de résonance prédit alors une quantification des rayons d'apparition des déformations qui se succèdent. On cherche donc à vérifier cela. On examine les déformations qui apparaissent sur flaque, observée par le côté en utilisant un rétroéclairage. Pour caractériser ces déformations, on se place dans les conditions où les ondes de surfaces axisymétriques sont observées sans donner naissance aux étoiles. En effet, les modes axisymétriques sont, au-delà d'une température de substrat, systématiquement remplacés par les modes azimutaux (voir figure 3.29). La température du substrat est donc fixée à 300°C. On présente sur la figure 3.35, les déformations axisymétriques en surface au fur et à mesure de son évaporation.

On remarque sur ces images, prises à différents instants de la vie d'une même goutte, que les déformations axisymétriques s'amplifient pour des rayons très particuliers, qui révèle donc le caractère quantifié de la réponse du liquide. Entre ces rayons, la goutte regagne un état imperturbé, désigné par le symbole \emptyset . On déduit par ailleurs de ces images une longueur d'onde $\lambda = 3.6 \pm 0.4$ mm. L'incertitude sur le mesure est attribuable à la courbure de l'interface. Cette valeur coïncide avec la valeur mesurée par des vues de

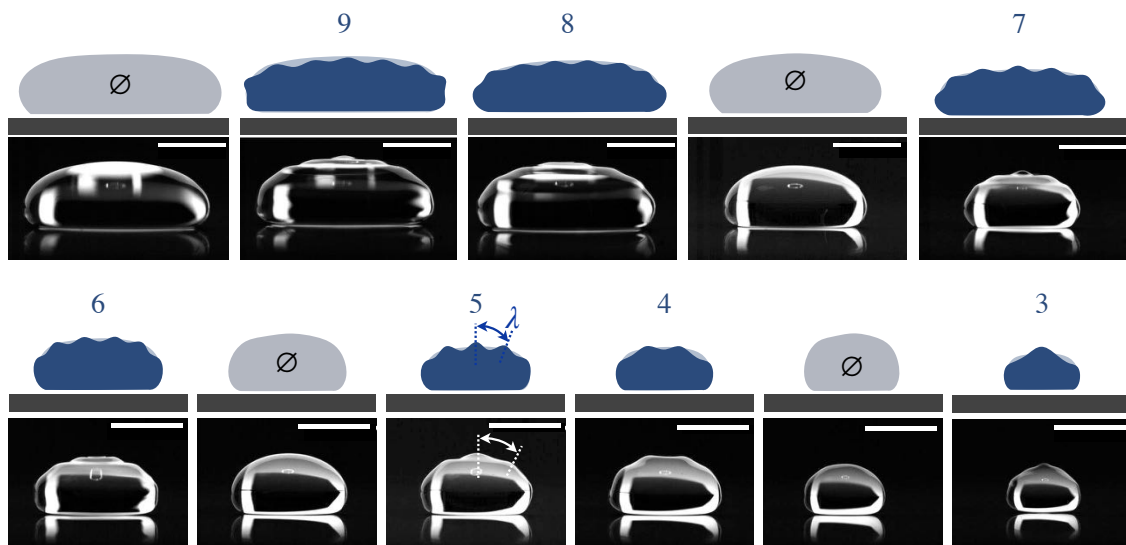


FIGURE 3.35 – Résonance quantifiée par R des modes axisymétriques sur le périmètre polaire p d'une goutte. La goutte lévite sur un substrat chauffé à 300°C et s'évapore lentement. Les variations de rayon lui font explorer des modes axisymétriques d'indice m décroissant. Entre les rayons qui mettent en résonance ces ondes, la goutte regagne un état paisible (\emptyset). La longueur d'onde λ du motif stationnaire varie peu et vaut $\lambda = 3.6 \pm 0.4$ mm. La barre d'échelle indique 5 mm.

dessus (fig. 3.32) et celle donnée par la relation de dispersion. Elle varie remarquablement peu avec la réduction de taille de la goutte.

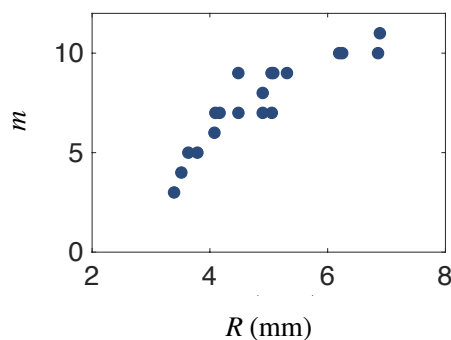


FIGURE 3.36 – Indice m du mode associé aux déformations stationnaires axisymétriques, tracé en fonction du rayon R auxquelles elles apparaissent. Entre les modes, la goutte retrouve sa forme d'équilibre.

On se demande alors quelle est la résonance de résonance dans cette géométrie. On trace sur la figure 3.36 l'indice m du mode (défini sur la figure 3.35) en fonction du rayon équatorial de la goutte R pour lequel il apparaît. m diminue avec R au fur et à mesure que la goutte s'évapore. L'allure de la courbe rappelle la dépendance du périmètre polaire p au rayon équatorial R de la figure 3.34(b) et suggère une relation de proportionnalité entre m et p . La résonance semble conditionnée par la relation :

$$m = \frac{p}{2\lambda} \quad (3.3.4)$$

3.4. EXCITATION SUBSÉQUENTE DES MODES ÉTOILÉS

Les ondes axisymétriques de surface entrent ainsi en résonance lorsque la goutte peut accueillir un nombre entier de longueur d'onde le long de son périmètre polaire p . Cette condition sélectionne les rayons discrets pour lesquels le liquide répond de manière amplifiée à l'excitation par la vapeur (via un mécanisme de Faraday). Si on reproduit cette expérience sur un substrat plus chaud, ces ondes engendrent des étoiles.

3.4 Excitation subséquente des modes étoilés

Le caractère axisymétrique des déformations discutées ci-dessus ne permet pas de conclure sur l'origine des étoiles dans le phénomène de Leidenfrost. On cherche alors à comprendre le couplage de ces modes, et en particulier, le mécanisme de sélection des modes azimutaux par les modes de surface.

3.4.1 Conditions d'excitation

Les modes étoilés sont systématiquement annoncés par les modes axisymétriques. Au delà d'un seuil en température, les modes axisymétriques ne subsistent pas, on assiste alors (en moins de 10 secondes) à un changement de direction des déformations de la goutte, qui fait perdre l'axisymétrie du problème. La réciproque n'est pourtant pas vérifiée (voir fig. 3.29), ce qui suggère l'implication des modes axisymétriques de surface dans l'excitation de ces modes. Avant de discuter du couplage entre ces deux modes de réponse d'une flaque caléfiée, nous commençons par une description de ces modes.

3.4.2 Caractéristiques des modes

Les vues de dessus fournissent des informations sur les modes qui apparaissent spontanément. La figure 3.37 recense les modes d'indices n classés par ordre décroissant, et dont les caractéristiques (rayon R , fréquence f_n et amplitude des déformations δR du mode n considéré) sont résumées dans le tableau ci-dessous.

(i)	n	R (mm)	f_o (Hz)	δR (mm)
(a)	8	6.4 ± 0.2	40.0 ± 2	0.3 ± 0.1
(b)	7	7.0 ± 0.1	43.5 ± 2.5	0.2 ± 0.1
(c)	6	6.5 ± 0.05	26.3 ± 2	0.2 ± 0.1
(d)	4	5.95 ± 0.05	17.9 ± 2	2.7 ± 0.2
(e)	3	6.5 ± 0.25	11.0 ± 1.0	2.65 ± 0.25
(f)	2	5.1 ± 0.2	9.6 ± 1.5	2.0 ± 0.2

TABLE 3.1 – Caractéristiques des modes isolés de la figure 3.37. L'indice n , le rayon R , la fréquence f_o et l'amplitude δR sont mesurées.

Ordre des modes À fréquence de forçage constant, soit en se baladant horizontalement dans la courbe de la figure 3.40, une diminution de R permet l'exploration de modes d'indice n décroissant. De même que pour les modes axisymétriques de surface, l'indice du

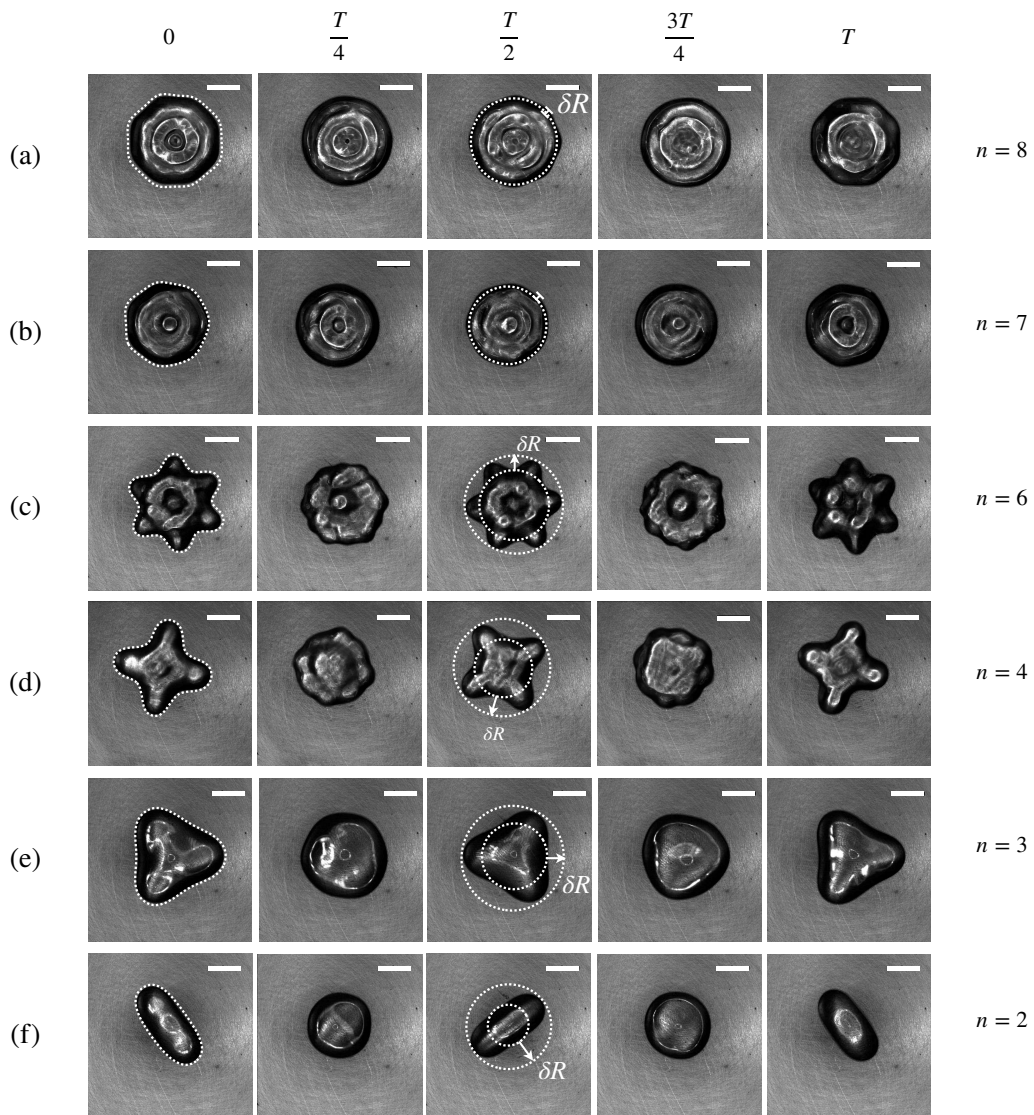


FIGURE 3.37 – Isolation des modes d'indice n décroissant sélectionnés pour des gouttes d'eau de rayon R oscillant spontanément sur une cuvette chauffée à 375°C . Les séquences correspondent à $t = 0; T/4; T/2; 3T/4$ et T . La barre d'échelle indique 5 mm et les caractéristiques associées à chaque modes sont résumées dans le tableau ci dessous.

mode décroît avec le rayon de la goutte. La séquence de la figure [3.38](#) illustre les modes qui apparaissent subitement et successivement pour une flaque contenue dans un puits chauffé à 400°C . En s'évaporant, la goutte accroche les modes $n = 8$, $n = 6$, puis $n = 4$.

Remarques : Nous avons parfois observé des anomalies – par exemple un mode d'indice $n = 3$ excité pour une flaque de rayon assez large. Ces modes, exceptionnels oscillent à une fréquence plus faible. La fréquence d'excitation f_v est supposée constante dans ce raisonnement mais peut varier.

3.4. MODES ÉTOILÉS

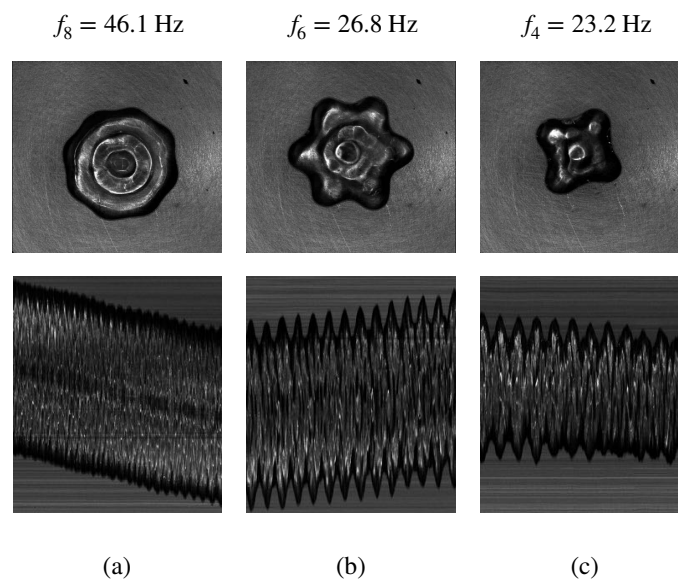


FIGURE 3.38 – Fréquence d’oscillation des modes azimutaux (a) $n = 8$ ($R = 7.2 - 7.0$ mm), (b) $n = 6$ ($R = 6.9 - 6.0$ mm) et (c) $n = 4$ ($R = 5.0 - 4.2$ mm), mesurées sur les diagrammes spatio-temporels obtenus le long d’un diamètre de la goutte et représentés sur la deuxième ligne.

Sélection de modes Certains modes sont donc exclus. Dans l’expérience de la figure 3.38, nous n’avons par exemple observé que les modes $n = 8$, $n = 6$, et $n = 4$. En particulier, les modes $n = 7$ et $n = 5$ ont été sautés. Entre les modes, la goutte se met à précéder autour de son axe vertical, regagne son calme, puis entre à nouveau en résonance. De manière plus générale, certains modes ne sont jamais ou rarement observés. Citons notamment les modes $n > 8$ (car d’amplitudes très faible), $n = 5$ et $n = 3$.

L’indice du mode azimutal observé diffère de l’indice m de la résonance du mode axisymétrique (mesuré avant la brisure de symétrie ou déduit de la condition de résonance).

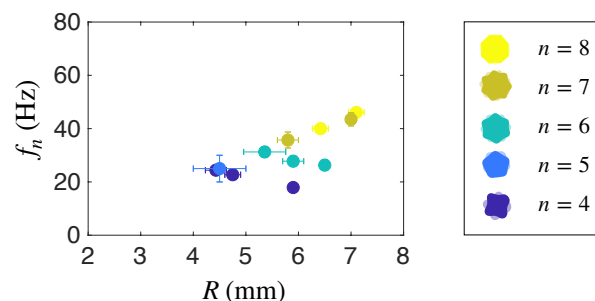


FIGURE 3.39 – Modes et fréquences accrochés par des gouttes d’eau de rayon R en lévitation dans un puits chauffé à $375 - 400^\circ\text{C}$. Les expériences, indépendantes, sont réalisées dans les mêmes conditions.

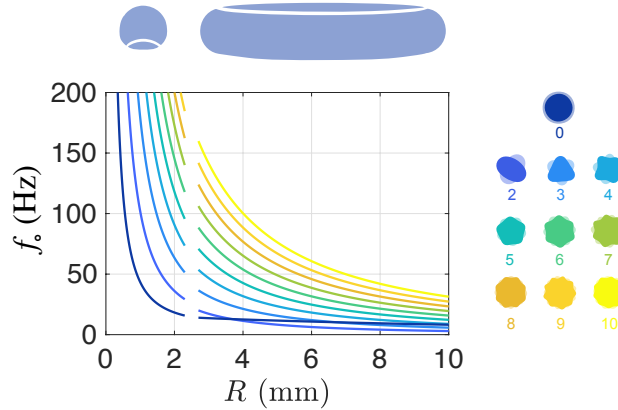


FIGURE 3.40 – Représentation des fréquences des modes de Rayleigh d'indice n , indexé de 0 à 10, en fonction du rayon de la goutte R . La formule tient compte de la forme de la goutte (aplatie pour $R\kappa > 1$, arrondie pour $R\kappa < 1$, avec $\kappa^{-1} = 2.5$ mm, la longueur capillaire).

Fréquence On remarque que les fréquences mesurées sont comprises entre 10 et 50 Hz (tableau 3.1). On trace sur la figure 3.40 les fréquences des modes azimutaux en fonction du rayon R . Les fréquences mesurées correspondent bien aux fréquences associées aux modes de Rayleigh. Pour un rayon donné, le mode étoilé qui apparaît spontanément oscille bien à la fréquence théorique tracée sur la figure 3.40. Ces fréquences sont inférieures aux fréquences qui caractérisent les modes axisymétriques, qui oscillent à la fréquence de Faraday $f_v/2$ (voire f_v), soit à environ 100 Hz.

On remarque de plus, que lorsqu'un mode n est accroché, et tant qu'on reste dans la bande passante qui permet de l'exciter, la fréquence à laquelle il oscille augmente en suivant la courbe prédite par Rayleigh à mesure que R diminue (voir figure 3.39). Il s'évanouit toutefois assez vite, dès lorsqu'on sort de la bande passante qui permet de l'exciter.

Amplitude Les déformations azimutales δR , quasi-statiques, sont mesurées sur plusieurs périodes. On porte sur la courbe 3.41(b) l'amplitude relative $\delta R/R$ en fonction du mode n correspondant. L'intensité de la résonance, quantifiée par $\delta R/R$ diminue avec l'indice du mode sélectionné n . La puissance dissipée en volume sur une période d'oscillation s'écrit, en effet loi d'échelle, $\langle \mathcal{P} \rangle_{1/f_n} \sim \eta f_n^2 \Omega (\delta R/R)^2$ [112], avec η la viscosité du liquide et Ω son volume. À l'équilibre quasi-statique, cette puissance est compensée par l'énergie injectée au système *a priori* constant. Le produit $f_n^2 \Omega (\delta R/R)^2$ se conserve. La fréquence f_n étant une fonction croissante de n , l'amplitude relative $\delta R/R$ diminue avec n (fig. 3.41).

Ces amplitudes sont bien supérieures à celles des modes axisymétriques de surface.

Acuité des résonances De même que pour les modes axisymétriques, la réponse de la goutte est quantifiée. Seuls certains rayons amplifient la réponse de la cavité liquide et engendrent des étoiles. Une fois un mode n accroché, on observe qu'il persiste malgré les

3.4. MODES ÉTOILÉS

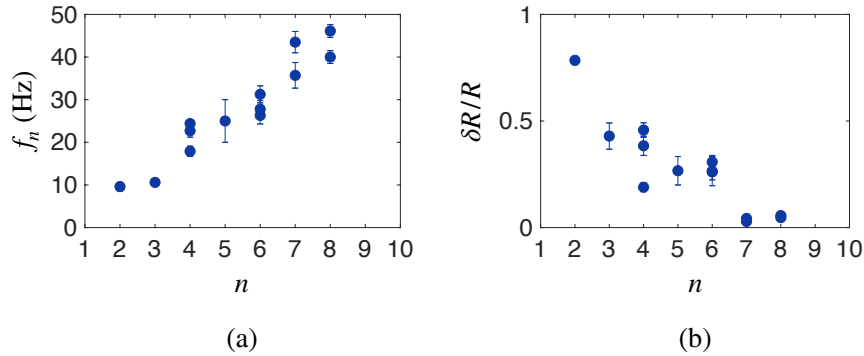


FIGURE 3.41 – (a) Fréquences excitées f_n et (b) amplitude relative $\delta R/R$ des déformations en fonction du mode n pour des gouttes d'eau de rayon R en lévitation dans un puits chauffé à $375 - 400^\circ\text{C}$.

variations de rayon R (induites par l'évaporation continue). Par exemple, sur la figure [3.39](#), on constate que pour le mode $n = 6$, la résonance de ce mode est observée sur une gamme de rayons variant de 6.5 à 5.2 mm. La fréquence de ce mode suit les variations prédites par Rayleigh vis-à-vis de R . Si on considère que la fréquence de forçage est fixée, le rayon qui permet d'accrocher un mode n est défini dans un intervalle en R , une bande passante, qui est élargie dans le cas d'une cavité dissipative.

Inertie de modes Le passage d'un mode n à un autre, *a priori* le mode $(n - 1)$, est déclenché par le confinement. Le mode n s'évanouit et laisse sa place à un autre mode en typiquement 10 secondes. Ce temps rend compte du temps nécessaire pour passer par évaporation du rayon d'accrochage du mode n au rayon saisissant le mode $(n - 1)$. En pratique, la goutte doit dissiper les oscillations en place. Le délai entre deux modes doit tenir compte du temps de dissipation visqueuse, ce qui pourrait expliquer que certains modes sont sautés, et que, bien souvent, la goutte passe du mode n au mode $n - 2$.

3.4.3 Couplage entre les modes

Les modes de surface axisymétriques, d'une part, et azimutaux, d'autre part, diffèrent par leur symétrie, par l'amplitude et la direction dans laquelle sont contenues les déformations, mais aussi par leur fréquence. On se demande alors comment ces modes se couplent et si les modes axisymétriques peuvent exciter à leur tour les modes azimutaux.

Nous avons vu que les ondes de surfaces oscillent à une fréquence $f = \{f_v/2; f_v; \dots\}$. Elles entrent en résonance pour des rayons R quantifiés, qui coïncident avec les rayons d'apparition des modes axisymétriques, et tels que le périmètre polaire de la goutte p accueille un nombre entier m de longueurs d'onde λ .

Une instabilité double

La goutte est une cavité contrainte fermée. En vertu de la conservation du volume Ω , les déformations superficielles induites dans une tranche verticale se couplent aux déformations radiales. Soit H la hauteur de la flaque, le produit $\Omega(t) = \pi R(t)^2 H(t)$ est conservé (à l'échelle de temps des oscillations). Les bords latéraux de la goutte se trouvent accélérés radialement. On cherche dans un premier temps à écrire l'accélération radiale de l'interface imposées par les modes axisymétriques, oscillant à la fréquence $f = f_v/2$. Ces oscillations accélèrent radialement l'interface libre, soumettant les bords latéraux de la goutte à une accélération oscillante, qu'on écrit sous la forme d'une gravité effective radiale :

$$g_r \approx 4\pi^2 f^2 \delta R \cos(2\pi f_m t) \quad (3.4.1)$$

Cette accélération ressentie est portée radialement et orientée alternativement vers l'extérieur et l'intérieur du liquide. Pour une perturbation d'amplitude $\delta R = 0.1$ mm de l'interface latérale, et une fréquence $f = 100$ Hz, cette accélération oscillante vaut environ en norme $|g_r| \approx 20$ m/s². La sollicitation dans une direction orthogonale de cette interface peut être étudiée au travers de deux points de vue équivalents (à la manière de Marmonttant *et al.* [113]).

Point de vue de Rayleigh-Taylor La modulation de l'accélération radiale induit une gravité artificielle portée suivant \vec{e}_r : $\vec{g}_r = a_r \sin(\pi f_v) \vec{e}_r$, où \vec{e}_r est le vecteur radial unitaire. Elle est donc alternativement dirigée vers le gaz et le liquide. Lorsque l'interface latérale accélère vers le liquide, l'air, moins dense repousse le liquide. La situation est instable au sens de l'instabilité de Rayleigh Taylor. Comme nous l'avons vu plus haut, la relation de dispersion fait apparaître une fréquence de coupure $k_c = \kappa$. Le mode le plus instable est caractérisé par une longueur d'onde centimétrique $\lambda = 2\pi\sqrt{3}\kappa^{-1}$. Cette instabilité conduit à des digitations liquides lorsque la pulsation ω est imaginaire pure soit $k < k_c \Leftrightarrow \lambda > 2\pi\kappa^{-1}$. Les ondes excitées en surface des gouttes, millimétriques, sont donc trop petites pour permettre à cette interface instable de se déformer. La courbure de l'interface, négligée dans ce raisonnement, mériterait d'être prise en compte.

Point de vue de Faraday On assimile ces gouttes à des disques. Les bords latéraux de la goutte aplatie sont accélérés radialement (donc orthogonalement) à la fréquence $f_v/2$ (par le premier Faraday). Cette situation est celle de l'instabilité de Faraday et nous amène à considérer une instabilité paramétrique secondaire. Au-delà d'un seuil en amplitude de forçage, des ondes stationnaires de longueur d'onde λ_n , oscillant à la fréquence moitié du forçage à $f_v/2$ (soit $f_v/4$), s'établissent le long du périmètre équatorial de la goutte, de longueur $2\pi R$. De même que pour les modes axisymétriques, l'amplitude des déformations est amplifiée lorsque la longueur de la cavité résonante peut accueillir un nombre entier de longueur d'onde soit s'il existe un entier n tel que $2\pi R = n\lambda$. Contrairement au cas simple d'une corde, le fait d'avoir une interface bouclée sur elle-même exclut les nombres demi-

3.4. MODES ÉTOILÉS

entiers de longueur d'onde pour des raisons de continuité de la pente des déformations. Les modes pairs qui apparaissent spontanément exigent pour des raisons de symétries la condition $\pi R = n\lambda$.

Ce mécanisme de double résonance est testé en prenant pour exemple la séquence de la figure 3.38 d'une flaque d'eau, déposée sur un substrat porté à 400°C. Elle se met spontanément à osciller et à former des étoiles à $n = 8$, $n = 6$ puis $n = 4$. On cherche alors à prédire le rayon d'apparition des ondes axisymétriques, le mode azimutal accroché ainsi que sa fréquence. Le rapport entre le périmètre polaire p de la goutte et la longueur d'onde λ des ondes de surface, conditionne la résonance des modes axisymétriques et sélectionne le mode m (équation 3.3.4). On trace en bleu foncé sur la figure 3.34 le rapport $m = p/2\lambda$ en fonction du rayon équatorial R de la goutte. On constate que les rayons pour lesquels il prend des valeurs entières prédisent les rayons où les déformations apparaissent (points bleus). Nous avons superposé en vert (figure 3.43) le demi-périmètre équatorial, normalisé par la longueur d'onde pour les modes subharmoniques (traits épais) et harmoniques (traits fins). Alors les rayons pour lesquels le rapport $\pi R/\lambda$ il prend des valeurs entières donnent les rayons pour lesquels les étoiles apparaissent. L'entier pris par ce rapport donne directement l'indice n du mode azimutal excité (le nombre de lobes).

Cascade décroissante des fréquences accrochées

Les fréquences associées aux modes $n = 8$, $n = 6$, $n = 4$ successivement accrochés pour des rayons R décroissants, sont superposées aux prédictions de Rayleigh sur la courbe de la figure 3.42. On trace également les fréquences d'excitation f_v de la vapeur en fonction de R ainsi que les sous-multiples de cette fréquence : $f_v/2$ la fréquence sous-harmonique excitée via un mécanisme de Faraday primaire, $f_v/4$ la fréquence attendue par le mécanisme de Faraday secondaire radial, et $f_v/8$. Les fréquences d'oscillation des étoiles accrochées semblent suivre une cascade : le mode $n = 8$ oscille $f_v/4$ mais les modes tandis que les modes $n = 6$, $n = 4$ oscillent à $f_v/8$.

Les modes n accrochés oscillent à des fréquences sous-harmoniques de la fréquence propre de la vapeur f_v . Les vibrations verticales de la vapeur excitent des ondes de surfaces axisymétriques et oscillant à la fréquence $f_v/2$. La conservation du volume à l'échelle de temps des oscillations couple ces déformations verticales aux déformations radiales. Les ondes deviennent la source secondaire des modes azimutaux et excitent radialement la flaque, à la fréquence $f_v/2$. Au delà d'un certain seuil en amplitude (franchi lorsque les conditions de la résonance de l'équation 3.3.4 sont satisfaites), l'interface latérale de la flaque se déstabilise suivant un mécanisme de type Faraday. Les ondes résonnent alors lorsque le périmètre équatorial $2\pi R$ peut accueillir un nombre entier (pair) de longueur d'onde. Les déformations induites oscillent alors à $f_v/4$. Les effets peuvent enfin se coupler aux causes qui lui ont donné naissance et rétroagir sur les fréquences de forçages pour conduire à des modes de fréquence encore plus faible. Dans l'instabilité de Faraday, le seuil d'excitation diminue avec la fréquence du mode accessible. Les modes de plus

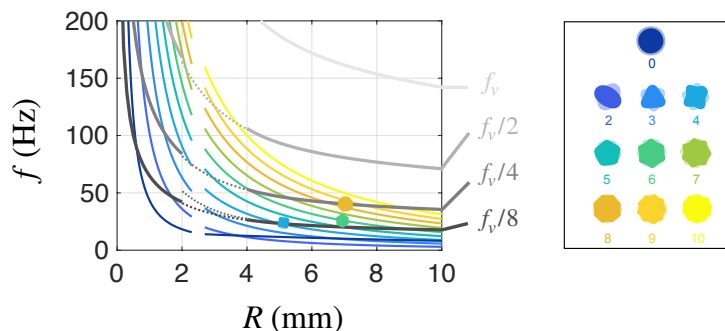


FIGURE 3.42 – Cascade décroissante des fréquences accrochées. Les fréquences propres théoriques de gouttes sont tracées en couleur en fonction de R en distinguant le régime gravitaire du régime capillaire. La fréquence propres théoriques de la vapeur et ses sous harmoniques sont superposés en nuances de gris. Les fréquences et rayons pour lesquels les modes ont été accrochés sont indiqués par les étoiles.

basse fréquence sont donc plus facilement excitable, ce qui pourrait expliquer la cascade décroissante des fréquences accrochées.

Excitation de l'instabilité secondaire conditionnée

Les deux modes d'excitation (axisymétrique et azimutale) sont issus d'une instabilité paramétrique. Il s'agit d'une résonance non-linéaire, avec en particulier un seuil en amplitude d'excitation qui conditionne leur observation. L'apparition subséquente et quasi-instantanée des lobes radiaux donne pourtant à penser que le seuil de cette instabilité secondaire causant la brisure de symétrie est faible et qu'il est presque systématiquement franchi par les déformations induites par les ondes de surface axisymétriques (grâce au couplage permis par la conservation du volume). L'interface se voit alors accélérée au passage des ondes de surface. Elle est donc perturbée orthogonalement par le passage de l'onde. L'accélération à franchir pour observer cette instabilité secondaire est très faible puisque les déformations ont lieu dans un plan orthogonal à \vec{g} . L'excitation de l'instabilité de Faraday primaire garantit alors l'excitation subséquente de l'instabilité secondaire.

3.4.4 Morphogénèse d'étoiles dans l'effet Leidenfrost

La vapeur à l'origine du forçage Nous avons montré que la vapeur qui s'accumule à la base des goutte est intrinsèquement instable (paragraphe 3.2). Elle vibre verticalement à la fréquence f_v rappelée ici :

$$f_v = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}}$$

Cette fréquence, établie théoriquement, a pu être vérifiée (1) dans le cas du système modèle du palet de carboglace, indéformable; (2) dans le cas de l'eau, en adoptant des

3.4. MORPHOGÉNÈSE D'ÉTOILES

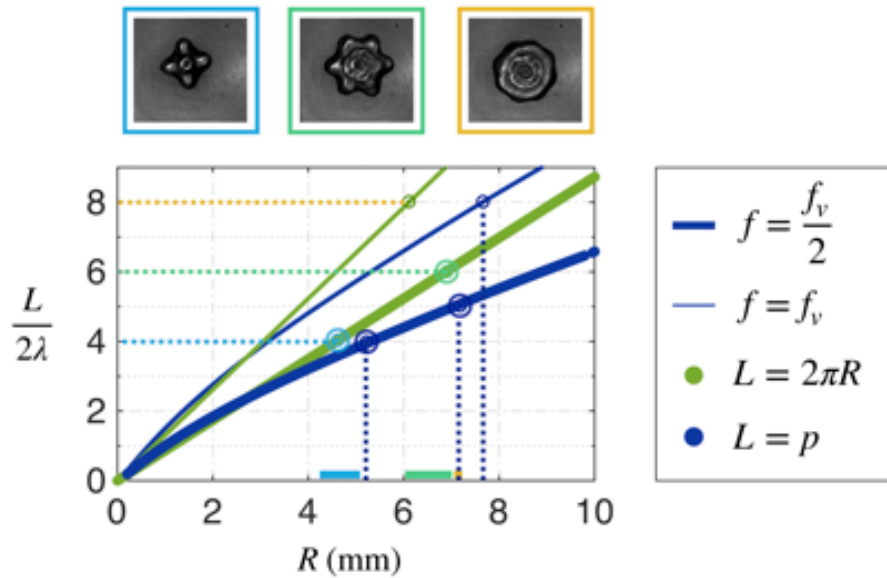


FIGURE 3.43 – (a) Définition du périmètre polaire p (bleu) et équatorial $2\pi R$ (vert). (b) Évolution des héli-périmètres $p/2\lambda$ et πR normalisé par les longueurs d'onde des deux premiers modes de Faraday (subharmonique $\lambda(f_v/2) = 3.6$ mm en trait épais et harmonique $\lambda(f_v) = 2.4$ mm en traits fins) en fonction du rayon R de la goutte. La longueur p est obtenu par intégration numérique de l'équation différentielle donnant la forme statique des gouttes en non mouillage. Les rayons R pour lesquels les modes 8 (jaune), 6 (vert) et 4 (bleu) sont accrochés sont indiqués par des cercles qui coïncident avec les rayons où le périmètre polaire accueille un nombre entier de longueurs d'onde. Le mode accroché est quant à lui donné par la valeur entière prise par le rapport $\pi R/\lambda$.

vues de côté. Les variations spatiales d'épaisseur et le caractère déformable de l'interface complexifie la réponse de l'objet caléfié. Ces vibrations apparaissent comme la source d'excitation des étoiles de Leidenfrost. La fréquence est toutefois de l'ordre de quelques fois la fréquence qui caractérise les étoiles. Une goutte aplatie (figure 3.44(a)) dans le régime que nous considérons ($R\kappa \gg 1$) est par essence asymétrique. Cela nous amène à distinguer deux types de modes : les oscillations radiales (figure 3.44(b)) et les oscillations azimutales (figure 3.44(c)).

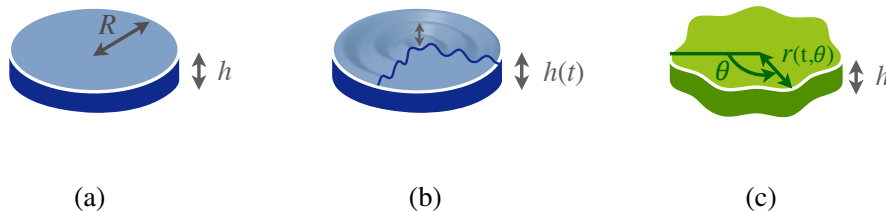


FIGURE 3.44 – Illustrations des deux types de déformations pouvant être sollicitées. (a) Flaque non mouillante à l'équilibre de rayon $R\kappa \gg 1$, aplatie à la hauteur h . (b) Apparition de modes axisymétriques m en surface. (c) Apparition de modes asymétriques azimutaux n .

Modes superficiels : Quantification du rayon La première réponse de la goutte au forçage par la vapeur est superficielle : des ondes de surface sont excitées et sont réfléchies dans la sur la cavité liquide *via* un mécanisme de Faraday. Elles sont stationnaires et subharmoniques, et leur amplitude se trouve accrue par résonance, pour les rayons tels que le périmètre polaire peut accueillir un nombre entier de longueurs d'onde. Ceci explique le caractère sporadique de ces déformations.

Modes volumiques : sélection de mode La goutte une cavité fermée. Les déformations verticales se couplent aux déformations radiales. L'instabilité primaire paramétrique oscille à la fréquence $f_v/2$ force à son tour une instabilité secondaire subharmonique. Les déformations azimutales oscillent alors à $f_v/4$ (ou un sous multiples) et se trouvent amplifiées à leur tour pour les rayons tels que le périmètre équatorial $2\pi R$ peut accueillir un nombre entier de longueurs d'onde. L'entier $2\pi R/2\lambda$ correspond à l'indice du mode sélectionné.

Ce scénario, mettant en jeu une instabilité double de Faraday, permet donc d'expliquer 1) la quantification des rayons d'apparition des déformations, par la résonance des modes de surface axisymétriques, excitées par la vapeur *via* un mécanisme de Faraday ; 2) L'excitation subséquente des étoiles, en justifiant le changement de direction et de symétrie ; 3) La sélection de mode d'indice n ; 4) L'accrochage fréquentiel de modes à basse fréquence avec un forçage à relativement haute fréquence.

3.4.5 Discussions

Exclusion de modes

Comme nous l'avons mentionné à plusieurs reprises, certains modes ne sont pas observés. Les variations continues de R induites par évaporation ne permettent pas l'accrochage de tous les modes propres. Plusieurs raisons peuvent être avancées :

- L'inertie d'un mode en place : Le temps nécessaire pour passer du rayon R_n où le mode n est accroché au rayon R_{n-1} correspondant au mode n est de quelques dizaines de secondes. En supposant la fréquence de forçage inchangée pour cette variation modeste de rayon, on connaît en effet l'écart ($R_{n-1} - R_n$). La courbe $R(t)$ de la figure 3.1 donne une estimation du temps nécessaire au passage d'un mode à un autre. Ce temps doit être supérieur au temps nécessaire à la dissipation des déformations en place donné, pour une goutte sphérique, par l'expression $\tau_\eta(n) = \frac{\rho R^2}{\eta} \frac{1}{(n-1)(2n+1)}$ [114]. En prenant $n = 6$, $R = 6$ mm, les déformations sont amorties avec un délai $\tau_\eta(n)$ de typiquement 1-10 secondes. Ces modes peuvent néanmoins se superposer [115].
- Les modes asymétriques peuvent conduire à du mouvement [91] et perturber la position de la goutte dans le puits et déstabiliser la poche de vapeur. Entre deux modes accrochés, la poche de vapeur s'est pas stable. L'asymétrie des modes est toutefois relative : sur

3.4. MORPHOGÉNÈSE D'ÉTOILES

une période, la structure moyenne, genre d'*hybride de résonance*, est symétrique! Ceci suggère l'existence d'un mécanisme rigoureux de sélection.

- Les rayons pour lesquels les modes transversales résonnent ne coïncident pas avec les rayons pour lesquels les modes longitudinaux résonnent.

Les modes $n = 8$, $n = 7$ et $n = 5$ ont été observés à quelques reprises avec une probabilité bien plus faible. Leur amplitude, très faible, laisse penser que l'accrochage de ces modes est induit par une résonance simple des modes azimutaux et non pas d'une résonance double des modes axisymétriques et des modes azimutaux. Leur fréquence d'oscillation appuie cette hypothèse puisque ces modes oscillent à une fréquence supérieure à celle observées pour les modes $n = 6$ et $n = 4$. La résonance paramétrique des ondes de surface ne semble pas mise en jeu dans l'excitation des modes discrets en amplitude.

Retour sur l'influence de la géométrie

On cherche à vérifier que nos observations persistent sur d'autres géométries. La géométrie considérée permet l'immobilisation du liquide. L'angle du cône influence les modes observés et leur stabilité [37]. Le diagramme de la figure 2.2 recense les effets observés (cheminées, étoiles, surface instable...) en fonction du volume liquide et de l'angle solide. La propension des gouttes à osciller, appréciable par le nombre de modes accessibles, diminue avec l'angle. Au delà d'un certain angle, la vapeur produite trouve la sortie et les vibrations sont réduites. Les modes azimutaux seront donc d'autant plus facile à exciter que la vapeur sera instable.

Nous avons envisagé l'expérience sur un substrat plat. Les gouttes sont tenues et nourries à l'aide d'une aiguille, connectée à un pousse seringue comme sur la figure 1.24(a). Le rayon R atteint au bout d'une minute est celui pour lequel l'apport en eau compense les pertes par évaporation. R est exploré de manière quasi-statique en imposant le débit D du pousse seringue (calibration de la figure 1.24(b)). Des images, vues de dessus, des étoiles excitées pour des débits bien particuliers, sont reproduites sur la figure 3.45(a). Les formes obtenues sur substrat plat et pour une goutte tenue par une aiguille (Fig. 3.45(a)) sont semblables à celle obtenues dans le cône (Fig. 3.45(b)). La planéité du substrat et la présence de l'aiguille n'empêchent pas leur observation. Le forçage par la vapeur persiste donc sur un substrat plat. Seuls certains débits D conduisent aux modes axisymétriques ou aux modes azimutaux, témoignant à nouveau de la quantification des rayons de résonance.

Autres déformations observées

Il existe néanmoins un autre mode de déformation où la poche de vapeur entre en précession circulaire dans le plan horizontal. Ces ondes circulaires sont semblables aux ondes solitaires stationnaires obtenues dans des cellules confinées excitées paramétriquement [116], ou à l'intérieur d'un tore liquide caléfié [39, 117]. Les flaques sont observées

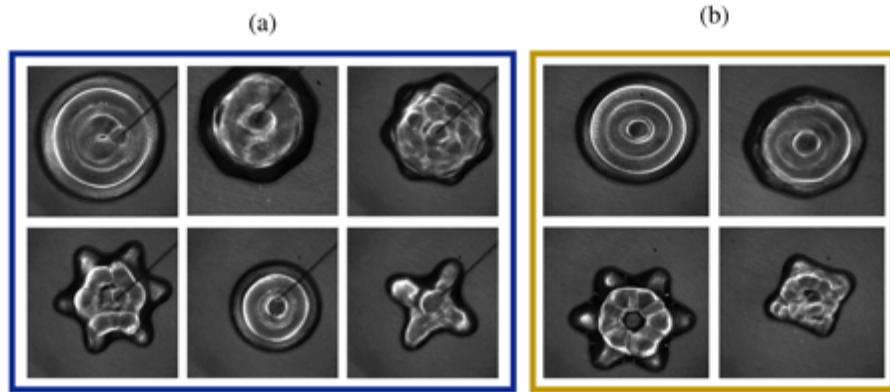


FIGURE 3.45 – (a) Une goutte est tenue par une aiguille, qui fournit par ailleurs un débit constant D en eau, au-dessus d'une galette de silicium plane. Elle atteint son rayon d'équilibre (calibré sur la figure 1.24(b)). Modes axisymétriques et azimutaux obtenus pour différents rayons de gouttes. (b) Modes obtenus dans dans la cuvette en laiton d'angle 50 mrad.

par dessus, avec un éclairage qui permet de discerner la poche de vapeur courbée. On voit sur la figure 3.46 que la goutte conserve son asymétrie. La poche qu'elle renferme est en translation circulaire dans le plan du substrat.

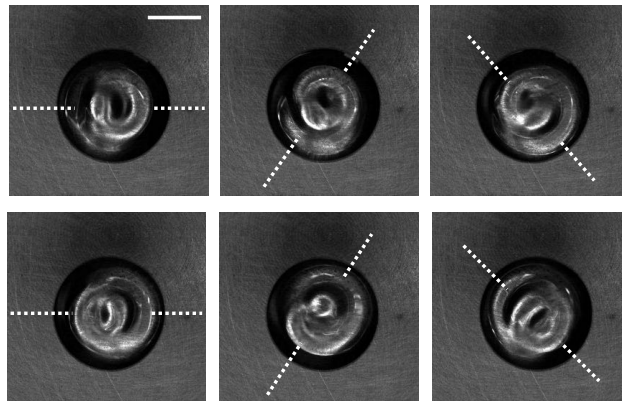


FIGURE 3.46 – Goutte de rayon $R \approx 5.3$ mm lévitant sur un puits conique chauffé à 375°C. Au lieu de vibrer verticalement, la poche de vapeur s'anime d'un mouvement de rotation dans le plan horizontal.

Dans le cas de flaques plus étendues, la goutte perd son axisymétrie, et ce sont les lobes liquides qui se mettent à tourner autour de l'axe vertical. La figure 3.47 illustre un mode 3 en rotation.

La vapeur a donc un autre mode possible de déstabilisation que le mode vertical.

3.4. MORPHOGÉNÈSE D'ÉTOILES

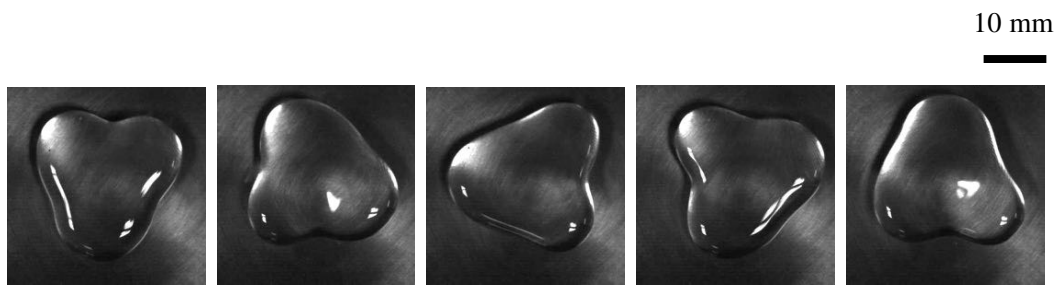


FIGURE 3.47 – Flaque en précession dans un puits conique chauffé à 350°C. La série d'images illustre le mouvement de rotation au cours d'une demi période, la période étant de 0.9 s.

Conclusion

L'origine du forçage des étoiles de Leidenfrost est ainsi élucidée. La fréquence propre des vapeurs sous la gouttes est déterminée. La base des gouttes se met spontanément à vibrer, et ses vibrations excitent la base des gouttes. Des ondes stationnaires de surface apparaissent suivant une instabilité de Faraday. Elles oscillent à la fréquence moitié de la fréquence de forçage et forment un motif stationnaire de longueur d'onde fixée. Si la cavité que constitue la goutte peut accueillir un nombre entier de longueurs d'onde (suivant son périmètre polaire), ces modes axisymétriques entrent en résonance. La condition de résonance justifie alors la quantification des rayons d'apparition des déformations. La goutte, libre en surface, est contrainte en volume. Les bords latéraux sont accélérés radialement, ce qui induit une instabilité secondaire de type Faraday. Une deuxième condition de résonance apparaît alors, et porte cette fois-ci, sur le périmètre équatorial de la goutte. Elle sélectionne le mode azimutal accroché.

Chapitre 4

Autopropulsion



Sommaire

4.1 Mise en évidence d'une mobilité inhabituelle	142
4.1.1 La suprématie des gouttes millimétriques	142
4.1.2 Des aéroglisteurs insaisissables	143
4.1.3 Apparition spontanée de mouvement non-déterministe	144
4.2 Révélation de l'existence d'une dynamique interne	149
4.2.1 Dispositifs expérimentaux	149
4.2.2 Morphologie des écoulements internes	151
4.2.3 Origines des écoulements observés	154
4.2.4 Brisure de symétrie spontanée	159
4.3 Mécanisme d'autopropulsion	162
4.3.1 Une roue liquide ?	162
4.3.2 Caractérisation du film de vapeur	164
4.3.3 Conséquence de l'asymétrie de la base des gouttes	168
4.3.4 Sur les origines de l'inclinaison de la base	173
4.3.5 Robustesse de l'autopropulsion	174

La taille et le confinement dictent véritablement le comportement des gouttes en état de caléfaction. Nous avons en particulier vu dans les chapitres [I.1.2.1](#) et [II.2-3](#) que la symétrie

des gouttes est sélectionnée par leur rayon R . Ces gouttes, libres en apparence, sont en réalité sous contrainte à la fois en volume, par la gravité et en surface par les phénomènes capillaires. Nous avons exhibé deux échelles pertinentes du système : la longueur capillaire $\kappa^{-1} = 2.5$ mm, et la longueur d'onde $\lambda \approx 3.6$ mm des ondes se propageant aux interfaces. L'originalité de ce système réside dans ses variations quasi-statiques de taille au cours du temps. Alors que l'évaporation s'accomplit, la longueur de l'interface libre et le volume liquide qu'elle renferme diminuent. La goutte expérimente donc plusieurs phases de vie, de la cheminée aux multiples étoiles. Dans cette partie, on s'intéresse à la limite où la taille de la goutte devient comparable voire inférieure à ces deux échelles, c'est-à-dire à des échelles où la capillarité arrondit le liquide et où les modes oscillatoires deviennent inaccessibles car trop hauts en fréquence.

4.1 Mise en évidence d'une mobilité inhabituelle

4.1.1 La suprématie des gouttes millimétriques

La limite où la taille des gouttes est comparable à la longueur capillaire et à la longueur d'onde gravito-capillaire n'est pas marginale.

Définition d'une goutte Ce qu'on appelle communément goutte désigne une petite quantité de liquide pour laquelle la tension de surface est importante, par opposition aux flaques, soumises principalement à la pesanteur et/ou à l'adhésion sur une surface. Cette définition établit une limite haute en rayon à une à deux fois la longueur capillaire soit quelques millimètres. Les gouttes qui nous entourent ont d'ailleurs souvent une taille maximale bien définie. Dans le cas de la pluie, la distribution de la taille des gouttes, dite de Marshall-Palmer [118], résulte de la compétition entre trois processus de croissance : la condensation de la vapeur d'eau sur une goutte au sein d'un nuage, l'accrétion de petites gouttes sur des plus grosses et de la coalescence entre gouttes de tailles similaires. En fonction de leur histoire, les gouttes ont une taille qui varie de quelques dizaines de micromètres à quelques millimètres. Au-delà d'une taille critique, la cohésion du liquide est mise à défaut. En tombant, les grosses gouttes, déformées par le frottement de l'air, se fragmentent en gouttes plus petites jusqu'à atteindre une taille bien définie, celle des fragments [48]. Le régime auquel nous nous intéressons dans ce chapitre est donc implicite lorsqu'on parle de *gouttes*. En se concentrant sur les travaux parus au cours des 15 dernières années, l'importance de ce régime apparaît clairement. Font foi les nombreuses thèses et articles relatifs à l'effet Leidenfrost, résumés par l'article de revue [9]. Cette limite de taille est essentielle, puisqu'il s'agit, sauf accident, de l'étape aussi inéluctable que finale de la vie d'une goutte en caléfaction. Elle revêt également d'intérêt pratique.

Application culinaires : Le test de la goutte Tout cuisinier expérimenté sait, sciemment ou inconsciemment, qu'une poêle à crêpes est prête à l'emploi quand les gouttes d'eau qu'on y jette glissent comme des petites billes. Le comportement du liquide est très

4.1. MISE EN ÉVIDENCE D'UNE MOBILITÉ INHABITUELLE

sensible à la température. En dessous de 100°C , la goutte mouille la surface et y reste collée. En se rapprochant du point d'ébullition du liquide, la goutte se met à bouillir violemment et disparaît en une fraction de seconde. En revanche, si la poêle chauffée au-delà du seuil $T_{\mathcal{L}}$, le liquide lévite sur sa vapeur, qui lui confère une mobilité sans pareille. Ces gouttes millimétriques jouent donc presque le rôle de thermomètre en exhibant une dynamique si différente en fonction de la température. Comprendre et maîtriser le mouvement intrinsèque de ces aéroglisteurs au-dessus d'une certaine température a un intérêt pratique.

Applications connexes De manière plus vaste, au-delà des applications directes, la caléfaction est aussi un moyen de produire une situation modèle où le liquide est détaché de son support. L'étude de cet exemple canonique révèle les mécanismes physiques qui sous-tendent la physique du mouillage, ou plutôt du non-mouillage. Comment faire par exemple pour repousser une goutte de pluie, et pour qu'un liquide glisse sur une surface sans laisser de trace ? La caléfaction nous enseigne qu'il faut maintenir un film de gaz entre le liquide et le solide.

4.1.2 Des aéroglisteurs insaisissables

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, l'absence de contact entre le liquide et le solide confère à ces objets une mobilité sans pareille. Dès 1756, Leidenfrost consigne dans son *Traité sur les propriétés de l'eau commune* [4], qu'un liquide volatil, versé sur une surface chaude, prend la forme d'un globule scintillant semblable au mercure liquide, désigné à l'époque par «vif argent» ou «argent vivant». Ce rapprochement est lié au caractère dynamique de ces systèmes. La friction sur ces systèmes étant quasi-nulle, ces gouttes sont très sensibles aux perturbations extérieures. La moindre force, une faible pente ou un courant d'air, suffit à engendrer du mouvement.

Ces objets, dynamiques par essence, échappent donc à celui qui voudrait les étudier. Dans les nombreuses études qui les concernent, divers stratagèmes sont employés afin de piéger les gouttes. Citons de manière non exhaustive les exemples suivants :

- ⊙ Les pièges **gravitationnels**, où les gouttes sont tenues captives dans un puits de potentiel, en utilisant par exemple des supports concaves, à l'instar de Leidenfrost, qui travaillait avec des cuillères chaudes [4]. Les gouttes peuvent également être emmurées par un anneau chaud (à la température du substrat pour que le liquide n'entre pas en ébullition à son contact) comme proposé par Philippe Bourrienne [1]. Le liquide réside au centre de l'anneau sous réserve que la barrière énergétique associée au franchissement des parois soit supérieure à l'énergie de la goutte.
- ⊙ Les pièges **capillaires**, où les gouttes sont retenues par une aiguille, à travers la force qu'elle exerce sur le liquide [10].
- ⊙ Les pièges **aérodynamiques**. Sur des surfaces texturées de manière asymétrique, la vapeur s'échappant sous la goutte est rectifiée [119]. Cousins *et al.* ont ainsi montré qu'il

était possible de piéger des gouttes en caléfaction en gravant des textures asymétriques concentriques, qui rappellent le liquide vers le centre du motif [120].

- ⊙ Les pièges **électromagnétiques**, dans le cas particulier de liquides électriquement conducteurs. On trouve dans la littérature quelques exemples où les auteurs [19, 121, 122] manipulent des gouttes chargées en électrolyte à l'aide de champs électriques.
- ⊙ Les pièges **magnétiques**. L'approche d'un aimant permet de retenir de l'oxygène liquide, un liquide paramagnétique cryogénique en caléfaction à température ambiante [123]. Dans la même veine, D'Angelo *et al.* ont montré récemment que l'application d'un champ magnétique permanent à des gouttes de ferrofluide aqueux permettait une stabilisation de leur position horizontale [104].

À toutes ces parades, nous avons préféré utiliser des puits de faible courbure ou bien des aiguilles. On reprend l'expérience menée aux chapitres 2 et 3, illustrée par la figure 4.1(a) pour se concentrer désormais sur la fin de vie de la goutte. Une flaque d'eau de rayon initial $R_0 = 12.0$ mm est déposée sans vitesse initiale au creux d'une cuvette conique, chauffée à 400°C . L'angle d'ouverture du cône est faible ($\alpha_p = 50$ mrad). Le rayon équatorial R de la goutte et sa trajectoire dans le plan horizontal sont mesurés en filmant par au-dessus jusqu'à évaporation totale. Le rayon R et la position xy sont portés en fonction du temps sur les figures 4.1(b) et (c). La distance par rapport au centre de la cuvette r est déduite et tracée sur la figure 4.1(d). Le dégradé de couleur permet d'apprécier l'évolution temporelle concomitante avec la diminution du rayon R . On remarque que la flaque oscille autour de la position d'équilibre de la cavité avec une amplitude qui, dans un premier temps, diminue légèrement avec R , puis, subitement, la goutte acquiert une mobilité qui lui permet d'échapper au piège qui lui a été tendu. Elle s'écarte notablement du centre de la cuvette, et au bout de quelques oscillations (avec une période de quelques secondes, comparable à période d'un pendule $\sim 1/\sqrt{g\mathcal{C}}$ où \mathcal{C} est la courbure du piège), réussit à remonter la pente. En répétant cette expérience, nous avons pu confirmer cette tendance : en dessous d'une certaine taille, les gouttelettes cherchent à s'échapper en empruntant des directions variables d'une expérience à l'autre.

Nous nous sommes interrogés sur l'essor de ces gouttelettes et l'apparition spontanée d'une force leur permettant de s'échapper. La grande difficulté, pour ne pas dire le paradoxe, est qu'en cherchant à étudier la dynamique de ces objets, nous soyons contraints de les piéger, et que ce faisant, nous les empêchons d'exprimer leur mobilité intrinsèque - l'objet même de notre étude ! Nous examinons dans ce chapitre le comportement de gouttes de rayon contrôlé (puisque la figure 4.1 suggère une influence du rayon R) et libérées sans vitesse initiale.

4.1.3 Apparition spontanée de mouvement non-déterministe

Nous sommes donc partis de l'expérience illustrée par le schéma de la figure 4.2(a), où une goutte est déposée sans vitesse initiale sur une surface plane. On utilise une galette

4.1. MISE EN ÉVIDENCE D'UNE MOBILITÉ INHABITUELLE

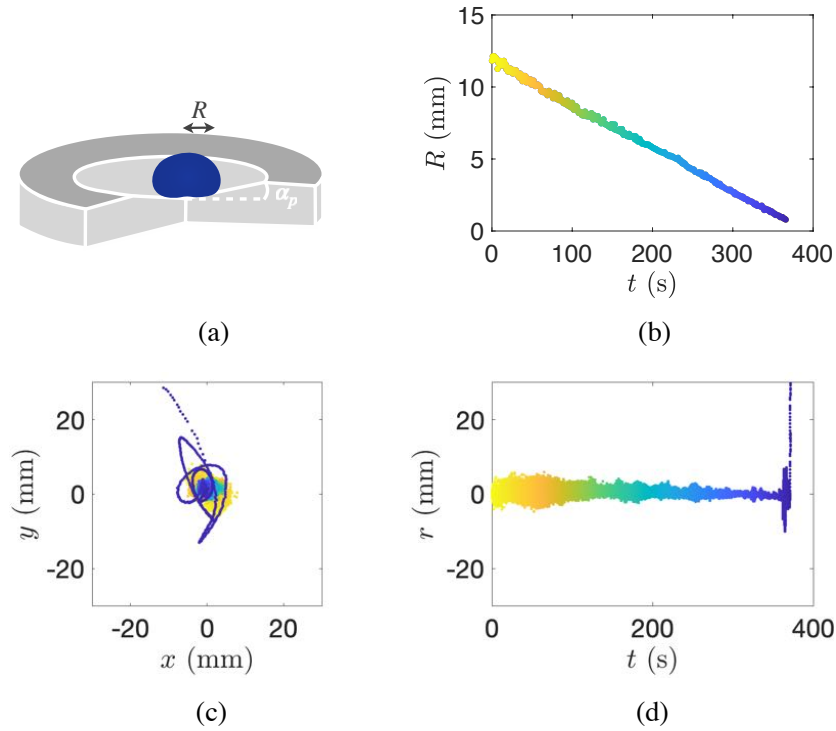


FIGURE 4.1 – (a) Schéma de l'expérience : une goutte d'eau de rayon R est tenue captive dans une cuvette conique ($\alpha_p = 50$ mrad) chauffée à 400°C . La goutte, en lévitation, s'évapore lentement. (b) Le rayon R diminue linéairement et peut être approximé par une loi $R = R_0(1 - \frac{t}{\tau})$ où $R_0 = 12$ mm représente le rayon initial et $\tau = 391$ s le temps de vie. (c) La position du centre de masse de la goutte dans le plan horizontal xy est accessible en filmant de dessus. Le dégradé de couleur permet d'apprécier son évolution temporelle. (d) La distance r au centre oscille lentement autour du centre de la cuvette, mais diverge subitement, pour un rayon R de l'ordre de 1.2 mm.

de silicium plate de température fixée à 350°C , de diamètre L et dont l'horizontalité est ajustée avec un niveau de précision. Le dépôt se fait à l'aide d'une aiguille fixée à une hauteur H du substrat chaud. La goutte, initialement tenue par l'aiguille, s'évapore, et finit par s'en détacher lorsque sa hauteur h devient comparable à H . La hauteur H de l'aiguille est ainsi un paramètre de contrôle du rayon R de la goutte au moment du détachement. Le mouvement de la goutte libérée est suivi à la caméra rapide.

La chronophotographie de la figure 4.2(b) montre, par une vue de côté, les positions successives d'une goutte millimétrique une fois libérée de l'aiguille qui a servi à la produire, soit quand la hauteur h de la goutte devient comparable à la distance H qui sépare l'aiguille du substrat. Ceci révèle le mouvement spontané et accéléré, puisque l'écart entre les positions successives de la goutte croît.

La position x de cette goutte après détachement de l'aiguille est extraite de cette vue de côté et tracée sur la figure 4.3(a). En dérivant successivement $x(t)$, on déduit la vitesse v ainsi que l'accélération a instantanées du globule (figures 4.3(b) et (c)). Après un régime transitoire d'environ 100 ms, l'accélération atteint une valeur qui fluctue autour

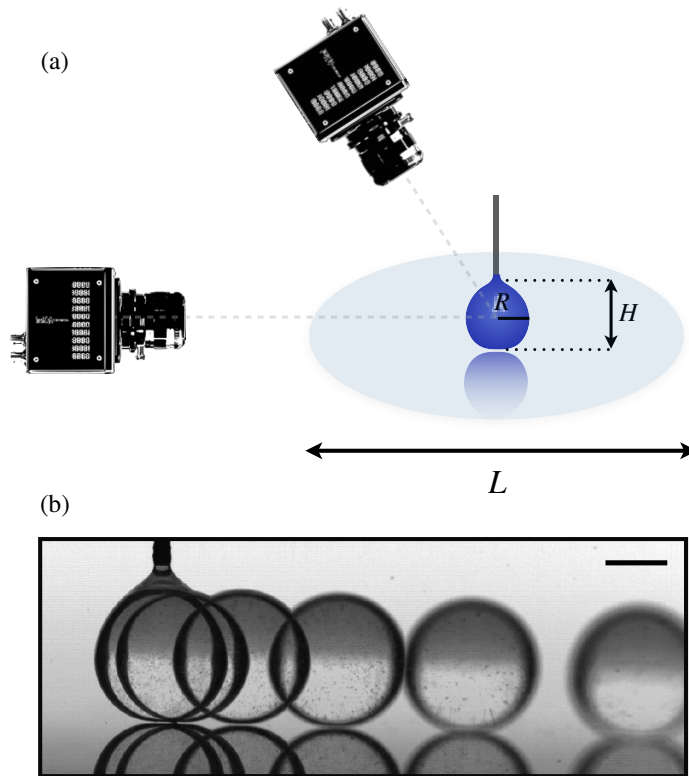


FIGURE 4.2 – (a) Une goutte d’eau de rayon R est déposée à l’aide d’une aiguille située à une distance H sur une galette de silicium réfléchissante de diamètre $L \gg R$ portée à la température $T > T_{\mathcal{L}}$. Des traceurs micrométriques sont dispersés dans le liquide afin de visualiser sa dynamique interne. Le mouvement des gouttes est enregistré en filmant de côté ou de dessus à l’aide de caméras rapides. (b) Chronophotographie montrant les positions successives, vues de profil, d’une goutte de rayon $R = 1.10$ mm, immobilisée par l’aiguille attenante. L’intervalle de temps entre chaque image est 360 ms. En s’évaporant, la hauteur de la goutte devient comparable à H . La goutte se libère et s’anime spontanément dans une direction. L’échelle spatiale indique 1 mm.

de $a = 74.6 \pm 2.5$ mm/s², attribuables aux rebonds verticaux de la gouttes excités lors du détachement de l’aiguille. En effet, leur fréquence, de l’ordre de 45 Hz est comparable à la fréquence propre associée à ce mode $(3\gamma/4\pi\rho R^3)^{1/2} \approx 40$ Hz. L’amplitude des fluctuations en accélération (≈ 5 mm/s²) étant faible devant la valeur moyenne, il est raisonnable de considérer que ces gouttes sont uniformément accélérées. La position x peut donc être approchée par la loi $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$, où t_0 correspond au moment où la goutte se détache et à l’accélération moyenne $a = 75.9$ mm/s².

La direction empruntée par le liquide est caractérisée par des vues de dessus. La figure 4.4 collecte les trajectoires pour des gouttes de tailles différentes sur un wafer de silicium chauffé à 350°C. Le comportement observé est très sensible au rayon. La figure 4.4(a) où sont superposées les trajectoires de 100 gouttes (dissociables par l’utilisation de couleurs distinctes) de rayon $R = 1.0$ mm, révèle le caractère isotrope de l’autopropulsion de gouttes millimétriques. Une fois libérées de l’aiguille, ces gouttelettes choisissent une direction aléatoire et se mettent en mouvement en persévérant dans cette direction, rectilignement. Ce comportement contraste avec celui observé pour des gouttes plus grosses.

4.1. MISE EN ÉVIDENCE D'UNE MOBILITÉ INHABITUELLE

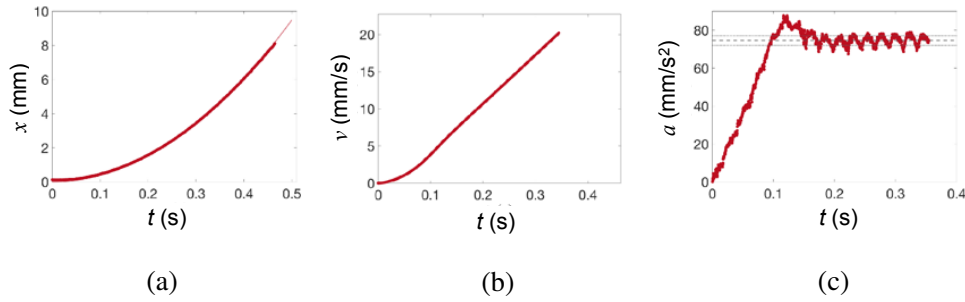


FIGURE 4.3 – Trajectoire d'une goutte de rayon $R = 1.1$ mm. (a) La position x de la goutte suit une loi quadratique en temps $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$, où t_0 correspond au moment où la goutte se détache de l'aiguille sans vitesse initiale. La dérivation de $x(t)$ conduit à la vitesse instantanée $v(t)$ de la goutte (b), puis à son accélération $a(t)$ (c). Le mouvement après détachement se décompose en deux phases : une phase transitoire, où l'accélération augmente de 0 mm/s^2 à environ $75 \pm 2.5 \text{ mm/s}^2$ en ~ 100 ms et un régime permanent où l'accélération se stabilise autour de $75 \pm 2.5 \text{ mm/s}^2$, avec toutefois des oscillations périodiques de fréquence environ égale à 45 Hz, attribuables aux rebonds de la goutte après détachement.

Pour un rayon $R = 2.0$ mm, les trajectoires de 40 gouttes libérées dans des conditions strictement identiques, présentées sur le diagramme figure 4.3(c), sont toutes orientées vers le pôle sud. Cette direction s'interprète comme celle de la pente résiduelle et inévitable de la surface. La même expérience réalisée pour des gouttes de rayon $R = 1.5$ mm montre un comportement intermédiaire - une sorte de schizophrénie - où les gouttes une fois déliées, s'animent en direction du pôle sud, puis, brusquement, rebroussement chemin et s'autopropulsent rectilignement dans une direction qui semble aléatoire (figure 4.4(b)).

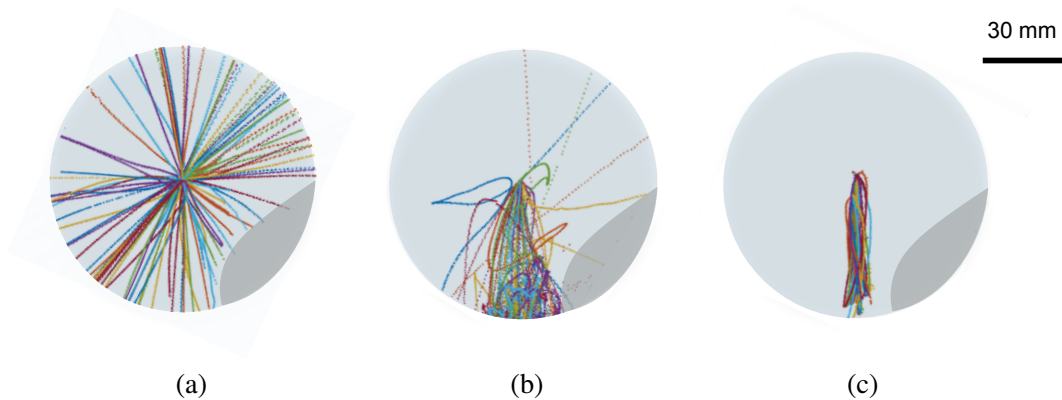


FIGURE 4.4 – Collection d'une centaine de trajectoires obtenues pour des gouttes déposées sans vitesse initiale sur un wafer de silicium chauffé à $T = 350^\circ\text{C}$. (a) Pour $R = 1.0$ mm, une fois libérées par l'aiguille, les gouttes s'autopropulsent dans des directions aléatoires. (b) Pour $R = 1.5$ mm, les gouttes partent dans une direction donnée (le pôle sud) mais rebroussement chemin pour emprunter des directions non déterministes. (c) Pour $R = 2.0$ mm les gouttes prennent toutes le large vers le pôle sud. L'échelle, commune aux trois diagrammes, représente 30 mm. La zone grisée correspond à la partie rendue inaccessible par l'encombrement au-dessus du montage.

Dans le cas de trajectoires rectilignes, la position x de la goutte une fois affranchie de

l'aiguille est extraite de ces vues de dessus pour différentes tailles de goutte. Le rayon R est contrôlé en jouant sur la hauteur de l'aiguille H . La figure 4.5(a) donne quatre exemples : les trajectoires décrivent une parabole $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$ dont le coefficient a est très sensible au rayon R . Un ajustement des données par la loi quadratique (en prenant t_0 l'instant où la goutte se détache) permet d'extraire l'accélération a en fonction du rayon R de ces gouttes. Sur la courbe de la figure 4.5(b) montrant l'accélération a en fonction du rayon, on retrouve de manière univoque deux régimes de mouvement :

Le **régime gravitaire** à grand rayon ($R \gtrsim 1.5$ mm) où les gouttes glissent suivant la faible pente α_0 (qui correspond à la précision du niveau à bulle soit environ égale à 0.2 mrad) avec une accélération $\alpha_0 g$ de l'ordre de 2 mm/s^2 ;

Le **régime autopropulsé** qui concerne les rayons plus faibles ($R \lesssim 1.5$ mm) où les gouttes s'animent dans des directions aléatoires avec une accélération jusqu'à 50 fois supérieure à $\alpha_0 g$. La valeur typique de a et la direction empruntée suggère l'existence d'une force qui permet à ces gouttes de remonter la pente résiduelle α_0 . La courbe montre une variation non monotone de l'accélération avec R . On peut néanmoins constater une dispersion importante des données qui se manifeste par l'élargissement des barres d'erreur.

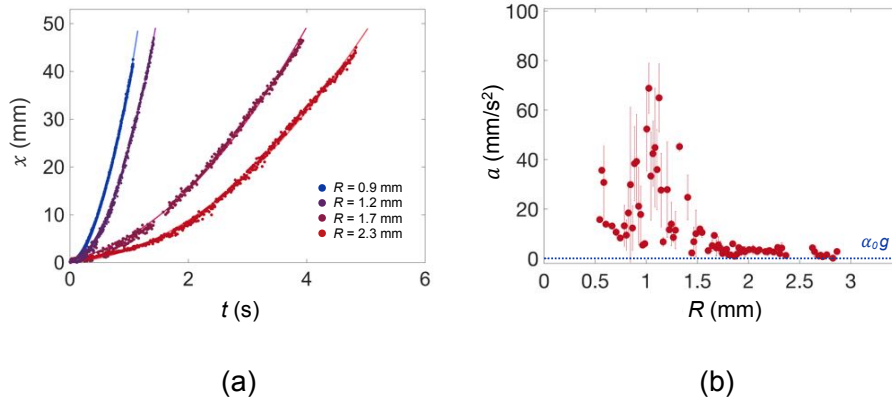


FIGURE 4.5 – (a) Position x en fonction du temps extraite de vues de dessus pour différents rayons de goutte R . Les paraboles en traits pleins ajustent les points expérimentaux suivant la loi $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$, où a représente l'accélération de la goutte, et t_0 l'instant où la goutte se libère de l'aiguille, sans vitesse initiale. (b) Accélération a en fonction du rayon R de la goutte de 270 expériences. Chaque point donne la moyenne par intervalle des accélérations déduites de l'ajustement quadratique. Les barres d'erreur indiquent l'écart-type, reflet de la dispersion des données. Pour $R > 1.5$ mm, l'accélération devient indépendante de R et devient comparable à l'accélération gravitaire $\alpha_0 g$ (indiquée en pointillé bleu), de l'ordre de 2 mm/s^2 pour une pente résiduelle de 0.2 mrad. Pour $R < 1.5$ mm, régime correspondant à l'autopropulsion isotrope, l'accélération augmente de manière critique et devient jusqu'à 50 fois supérieure à $\alpha_0 g$.

Pour caractériser et comparer la dispersion de l'accélération a dans ces deux régimes distincts, nous traçons sur la figure 4.6 la distribution des accélérations mesurées sur les expériences illustrées par les trajectoires de la figure 4.4. Ces expériences ont été menées et répétées un grand nombre de fois pour les 3 rayons $R = 1.0$ mm, $R = 1.5$ mm et

4.2. RÉVÉLATION DE L'EXISTENCE D'UNE DYNAMIQUE INTERNE

$R = 2.0$ mm (± 0.1 mm) imposés en fixant la hauteur H .

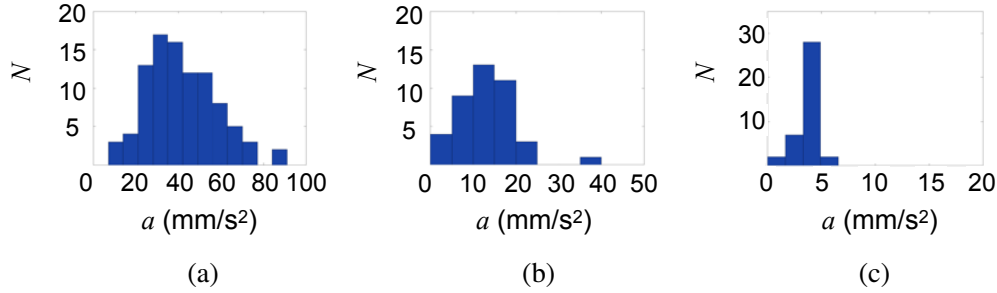


FIGURE 4.6 – Distributions des accélérations a obtenues en ajustant les trajectoires $x(t)$ correspondantes à la figure 4.4 par une loi quadratique. (a) Pour $R = 1.0$ mm, l'accélération obtenue sur 100 expériences est de $a = 41.5 \pm 16.3$ mm/s^2 . (b) Pour $R = 1.5$ mm, l'ajustement sur 40 trajectoires donne une accélération $a = 13.2 \pm 6.3$ mm/s^2 . (c) Pour $R = 2.0$ mm, l'accélération mesurée sur 40 expériences est de $a = 3.6 \pm 0.9$ mm/s^2 .

On constate que les accélérations mesurées sont plus dispersées dans le régime autpropulsé que dans le régime gravitaire. Cette dispersion n'est pas seulement due aux variations de pentes ressenties en prenant une direction aléatoire, qui, comme le suggère la figure 4.6(c) serait de l'ordre de 10 mm/s^2 . Elle sera discutée ultérieurement (au paragraphe 4.3.2).

En dessous d'un rayon critique, les gouttes s'animent donc spontanément dans une direction aléatoire avec une accélération anormalement élevée. Cette observation suggère l'existence d'une force qui leur confère leur extraordinaire mobilité.

4.2 Révélation de l'existence d'une dynamique interne

Pour élucider l'origine de ce "moteur" qui leur permet de remonter les pentes, nous allons regarder ce qu'il se passe à l'intérieur du liquide. L'existence d'une dynamique interne n'est pas discutée dans la littérature. Les traceurs disséminés dans le liquide dans l'expérience présentée figure 4.2 révèlent des mouvements.

4.2.1 Dispositifs expérimentaux

Visualisation des écoulements internes

Nous avons choisi d'étudier plus quantitativement la dynamique interne aux gouttes caléfiées par vélocimétrie, couramment appelée *PIV* (Particle Imaging Velocimetry). Le principe consiste à suivre le mouvement d'un fluide en utilisant des particules, qui suivent l'écoulement sans le perturber. Les particules doivent ainsi avoir une taille adaptée (quelques microns) et une densité proche de celle du liquide, pour ne pas sédimenter. Nous avons opté pour des sphères de verre creuses de densité 1.1 et de diamètres centrés sur 12 μm et

distribués entre 5 et 25 μm . Le liquide, ensemencé au préalable, est alors tenu immobile au-dessus d'un substrat chaud, traversé par une nappe Laser verticale ou horizontale (Laser He-Ne Thorlabs de puissance 10 mW, de longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$ et d'épaisseur 500 μm) comme l'illustrent respectivement les figures 4.7 et 4.8. Les particules, en passant à travers ce rideau de lumière, apparaissent comme des points brillants. Une caméra rapide, focalisée dans le plan éclairé, permet d'enregistrer leur mouvement. Les images des figures 4.9(b) et 4.8(b), prises avec un long temps d'exposition (superposition d'images consécutives), révèlent bien l'existence de mouvements internes et renseignent sur leur physiologie.

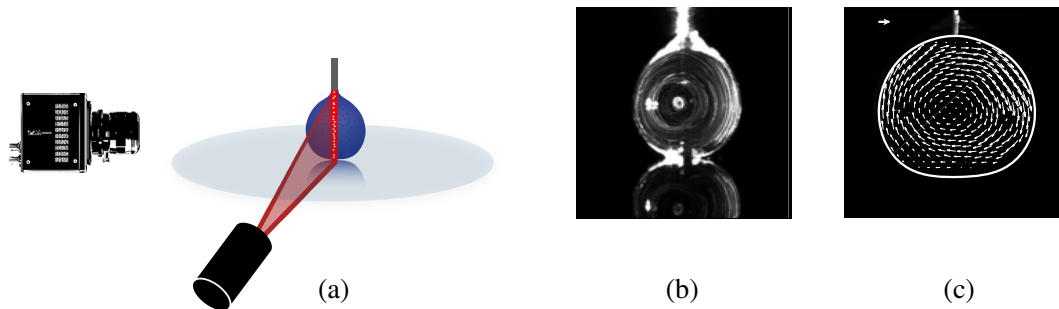


FIGURE 4.7 – (a) Dispositif expérimental permettant d'imager les mouvements dans une tranche verticale d'une goutte, immobilisée par une aiguille. L'épaisseur de la tranche éclairée par la nappe laser est $\approx 500 \mu\text{m}$. (b) Mouvements internes dans une goutte de rayon $R = 1.15 \pm 0.05 \text{ mm}$ lévitant sur le wafer réfléchissant porté à 300°C . Le temps d'exposition de 300 ms révèle la rotation interne de nature asymétrique. (c) Champ de déplacement obtenu par PIV dans une coupe transversale d'une goutte ($R = 1.25 \pm 0.05 \text{ mm}$). Le champ de vitesse, moyenné sur 100 images successives (prises à 1000 fps), donne une vitesse périphérique de $35 \pm 5 \text{ mm/s}$, ce qui correspond à une vitesse angulaire de $27 \pm 4 \text{ rad/s}$.

Le champ de déplacement est alors obtenu plus proprement en réalisant la corrélation entre les images successives de la séquence, donnant accès au champ de vitesse des traceurs et donc à celui du liquide. L'algorithme de PIV utilisé pour traiter les données est le module PIVlab développé sur Matlab. Cette méthode permet la mesure de déplacements de l'ordre de 50 μm sur une échelle de temps de l'ordre de la milliseconde. La figure 4.7(c) montre que la goutte est le siège d'un mouvement interne asymétrique et les vitesses sont de l'ordre de 30 mm/s.

Cette vision est complétée par des visualisations par en dessous à travers un saphir transparent chauffé au-dessus de la température de Leidenfrost (figure 4.8(b)).

Ce nouvel angle d'observation suggère aussi la présence d'un mouvement de roulement, avec une vitesse à la base des gouttes de l'ordre de 30 mm/s.

Précautions dans l'interprétation des images obtenues

La goutte présente une courbure qui lui confère des propriétés optiques semblables

4.2. RÉVÉLATION DE L'EXISTENCE D'UNE DYNAMIQUE INTERNE

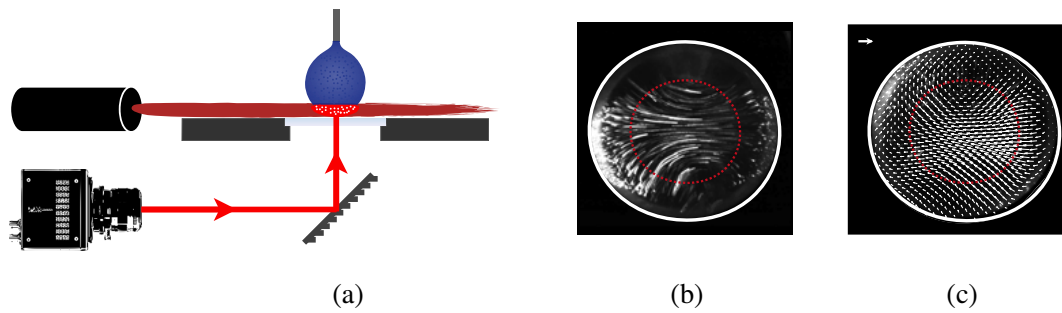


FIGURE 4.8 – (a) Description du montage. La trajectoire de traceurs est observée dans une tranche horizontale d'une goutte d'eau de rayon $R = 1.8 \pm 0.1$ mm, neutralisée par une aiguille. (b) La présence et physionomie des écoulements internes est révélée en utilisant un temps d'exposition de 20 ms, échelle sur laquelle la goutte est quasi-statique. (c) Champ de déplacement obtenu par PIV sur une goutte de rayon $R = 1.7 \pm 0.2$ mm, donnant une vitesse interne de 25 à 40 mm/s.

à celles des lentilles conventionnelles (effet amoindri lorsqu'on observe par en dessous à travers la base aplatie de la goutte). Elle est en particulier capable de dévier les rayons qui la traverse, rendant difficile l'interprétation de l'image obtenue. Nous avons cherché à corriger l'effet de lentille à la manière de Kang *et al.* [124]. Notre tentative a avorté à cause du caractère dynamique de l'expérience : en s'évaporant, la goutte modifie sa courbure et donc sa focale. À cette première limitation s'ajoute la difficulté d'obtenir des nappes lumineuses d'épaisseur inférieure à $200 \mu\text{m}$. L'épaisseur de la tranche illuminée est de l'ordre de $500 \mu\text{m}$, ce qui augmente l'incertitude sur la vitesse mesurée, projetée sur la tranche éclairée. Enfin, la tranche éclairée est d'épaisseur comparable à la profondeur de champ de la caméra. Les traceurs éclairés hors-champ apparaissent élargis par effet Bokeh, amenuisant la qualité de l'image. Si ces limitations nous forcent à être prudents sur les mesures quantitatives, elles ne changent pas nos conclusions plus qualitatives sur la morphologie des écoulements observés.

4.2.2 Morphologie des écoulements internes

Dynamique interne

Grâce à ces techniques de visualisation, nous avons pu cartographier les écoulements au sein des gouttes caléfiées. Le champ de vitesse, indépendant de la technique utilisée pour immobiliser ces gouttes, est reproduit sur la figure 4.9 pour une flaque (a) et pour une goutte (b). La morphologie des écoulements observés dépend de la taille : alors que les flaques, aplaties par la gravité accueillent 2 cellules de convection dans le plan médian étudié, les petites gouttes n'en ont plus qu'une. Il y a donc une brisure de symétrie où la goutte passe de mouvements apparemment symétriques à un mouvement asymétrique assimilable à une rotation solide. La vitesse croît quasi-linéairement du centre de la goutte à sa périphérie faisant penser à une roue.

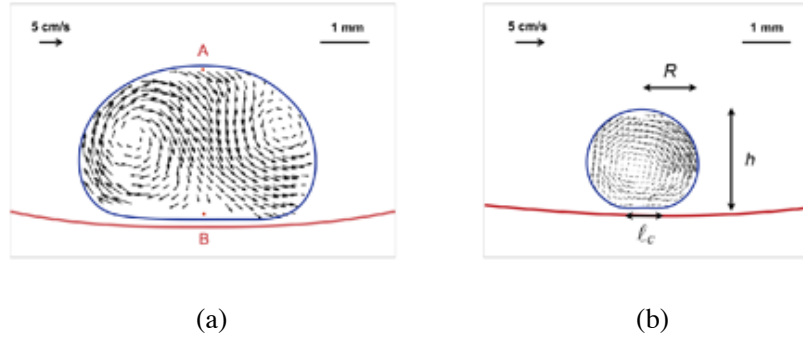


FIGURE 4.9 – (a) Champ de vitesse obtenu par vélocimétrie dans une tranche médiane d’une goutte de rayon $R = 2.45 \pm 0.05$ mm immobilisée dans un puits en laiton chauffé à 300°C . Les traceurs inséminés dans le liquide révèlent deux cellules de convections contre-rotatives dans le plan éclairé ($\odot\odot$), avec des vitesses ascendantes en bord de goutte de l’ordre de 1 cm/s. (b) Pour une goutte de rayon $R = 1.15 \pm 0.05$ mm, la symétrie des écoulements internes est brisée. La gouttelette n’accueille désormais qu’une cellule unique de roulement, inéluctablement asymétrique (\odot ou \ominus). Les barres d’échelle spatiale et en vitesse indiquent respectivement 1 mm et 5 cm/s.

Dynamique périphérique et friction de peau

Les vues de côté donnent accès à des vitesses en périphérie de goutte de l’ordre 30 mm/s qui correspondent à des vitesses angulaires typiques Ω de 20 à 50 rad/s. Ces valeurs élevées de vitesse ont attiré notre attention. La goutte effectue en effet une vingtaine de tours sur elle même en une seconde. Le nombre de Reynolds, qui compare les effets inertiels $\rho V^2 R^2$ aux effets visqueux $\eta(V/R)^2 R^3$ associés à cet écoulement prend la forme $Re = \rho R^2 \Omega / \eta$ et vaut dans la goutte $Re \approx 10^2 - 10^3$. La goutte se trouve dans le régime de friction de peau où le cisaillement visqueux n’affecte l’écoulement que sur une couche de fluide d’épaisseur δ au voisinage de l’interface. δ vérifie $\delta/R = Re^{-1/2}$ est vaut donc environ 100 μm . En examinant de plus près les images obtenues par vélocimétrie reproduites sur les figures 4.10(b) et (c), on confirme la présence d’une zone cisailée sur $\delta \approx 100$ μm . En dehors de cette zone, l’écoulement est assimilable à une rotation solide.

Retour sur la forme des gouttes La forme de gouttes non-mouillantes, établie au chapitre 1.1.2.1, ne prend en compte que la capillarité et la gravité, dont les contributions respectives sont comparées par le nombre de Bond $Bo = \rho g R^2 / \gamma = R^2 \kappa^2$. Cette vision statique peut néanmoins être affectée par la dynamique interne. On se demande si les forces de tension superficielle sont capables de résister aux déformations imposées par l’écoulement. Le nombre de Weber, qui compare l’inertie du fluide $\rho \Omega^2 R^4$ aux effets capillaires γR , s’écrit $We = \rho \Omega^2 R^3 / \gamma$. Il vaut $We \approx 10^{-2}$ dans notre cas, ce qui assure que le roulement n’affecte pas la forme des gouttes. La déformation induite par rotation n’est observable que pour des vitesses angulaires supérieures à $\Omega_c = \sqrt{\gamma / \rho R^3} \sim 250$ rad/s, au dessus de celles que nous mesurons.

4.2. RÉVÉLATION DE L'EXISTENCE D'UNE DYNAMIQUE INTERNE

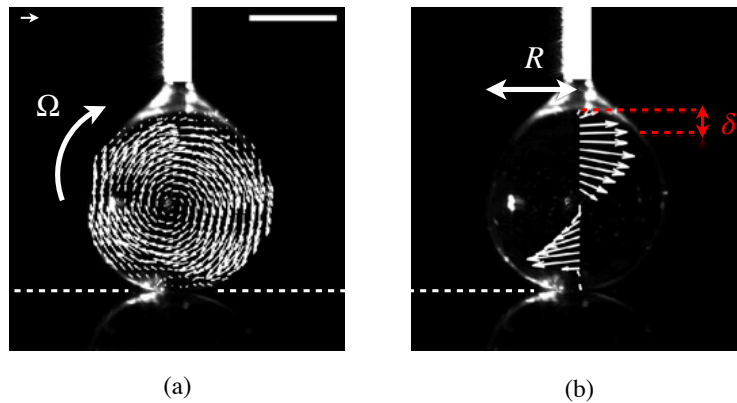


FIGURE 4.10 – (a) Champ de vitesse obtenu par vélocimétrie dans une goutte de rayon $R = 1.10 \pm 0.05$ mm tenue par une aiguille sur un wafer chauffé à 300°C . (b) Profil de vitesse vertical au sein d'une goutte. Le mouvement interne s'assimile à une rotation solide. Une zone de cisaillement d'épaisseur $\delta \approx 100$ μm se développe au voisinage de la base de la sphère.

Dynamique superficielle

On s'intéresse aux écoulements en surface. On utilise pour ce faire des traceurs qui ont une affinité pour les interfaces (lycopodes ou particules hydrophobes). Lorsqu'on pré-disperse des billes de verre creuses précédemment utilisées dans de l'eau, on constate qu'une fraction de ces traceurs reste à l'interface eau-air, probablement à cause d'un défaut de mouillage ou de forme. Nous les avons récupéré en écumant l'interface et introduits sur nos gouttes. La dynamique superficielle peut alors être révélée. Les vues de dessus de la figure 4.11 montrent la physionomie des écoulements en surface qui est sensible à la taille de la goutte. Les traceurs hydrophobes répandu sur une flaque de rayon initial $R = 3.5$ mm révèlent des mouvements en apparence chaotiques. On discerne toutefois sur la figure 4.11(a) 6 cellules de convection. Alors que le rayon rétrécit, les cellules évoluent rapidement et se réorganisent : le nombre de cellules passe de 6 à 4, comme on le voit sur la figure 4.11(b) puis à une cellule unique de roulement (c). Le confinement du système sélectionne la symétrie des écoulements internes.

Remarques :

- ⊙ Sur les films réalisés, on passe directement de 6 cellules à 4 cellules de convection. Nous n'avons jamais observé d'états avec un nombre impair $n > 1$ de cellules. Ceci suggère que ces états sont moins stables que les états observés. Il est également possible que leur asymétrie leur communique une vitesse et donc perturbe leur position dans la cuvette.
- ⊙ Sur l'image 4.11(c), on remarque que les traceurs en surface ont migré vers les bords. Cet effet, assez commode pour identifier la direction du roulement, s'interprète comme une manifestation de la force centrifuge. Les traceurs, légèrement plus denses que le liquide migrent le long de l'axe du roulement. D'autre part, on constate une zone de déplétion et que la zone centrale est appauvrie en traceurs. Nous interprétons cet effet soit par la gêne stérique des traceurs : ces derniers se trouvent confinés sur un film d'épaisseur de l'ordre de 50 μm alors qu'ils sont eux même de diamètre ~ 12 μm (et qu'ils ont

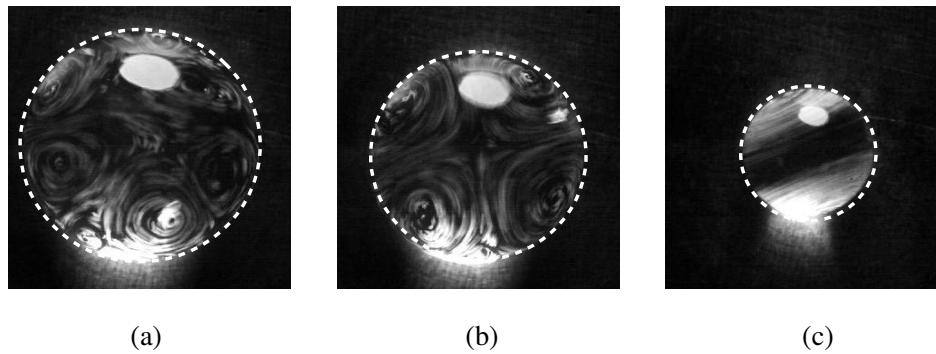


FIGURE 4.11 – Vues aériennes d’une goutte en caléfaction dans une cuvette en laiton. Des traceurs hydrophobes sont utilisés afin de visualiser les écoulements en surface (PQ Hollow Spheres, Spherical 110P8 hydrophobes). Une flaque de rayon initial $R \approx 4$ mm s’évapore. Les écoulements en surfaces changent de morphologie. (a) Pour $R = 3.5$ mm, les traceurs révèlent des cellules convectives régulièrement réparties sur la surface tout en évoluant dynamiquement. (b) Pour $R = 2.5$ mm, la surface de la goutte se trouve pavée par 4 cellules de convection symétriques de taille et d’espacement similaire au (a). (c) Pour $R < 1.8$ mm, la symétrie des écoulements se brise et la goutte se met à rouler autour d’un axe horizontal non déterministe.

tendance à s’agglomérer) ; soit éventuellement à cause de mouvements ascendants, dont l’origine possible est discutée ici.

4.2.3 Origines des écoulements observés

Naturellement, nous nous sommes demandés quelle pouvait être l’origine de ces écoulements internes. Plusieurs effets semblent se conjuguer, et notre première intuition a été d’envisager un scénario thermique.

Scénarios thermiques

Mise en évidence d’une différence de température Le changement d’état d’un corps pur à pression constante se fait nécessairement à température constante. C’est en vertu de ce principe que la température à l’intérieur des gouttes en Leidenfrost est communément considérée homogène et égale à 100°C . Rares sont les études qui contredisent cette hypothèse. Citons tout de même Tokugawa *et al.* [70] (qui invoque des différences de température au sein du liquide comme cause d’apparition des étoiles) ainsi que l’expérience menée par Philippe Bourriane [1] dont les résultats sont reproduits sur la figure 4.12(a-b). La température T_ℓ dans une flaque posée sur un substrat superhydrophobe chauffé à T_p est mesurée (figure 4.12(a)) et comparée à la température diffusée par la plaque dans l’air (figure 4.12(b)). Un thermocouple est introduit à une hauteur z de la surface. La température T_ℓ dans le liquide est une fonction croissante de T_p mais sature à 100°C , et diminue en s’éloignant du substrat (quand z tend vers 5 mm, la hauteur de la flaque non-mouillante).

4.2. RÉVÉLATION DE L'EXISTENCE D'UNE DYNAMIQUE INTERNE

À T_p donné, des différences de température de 10 à 20°C s'établissent dans le liquide.

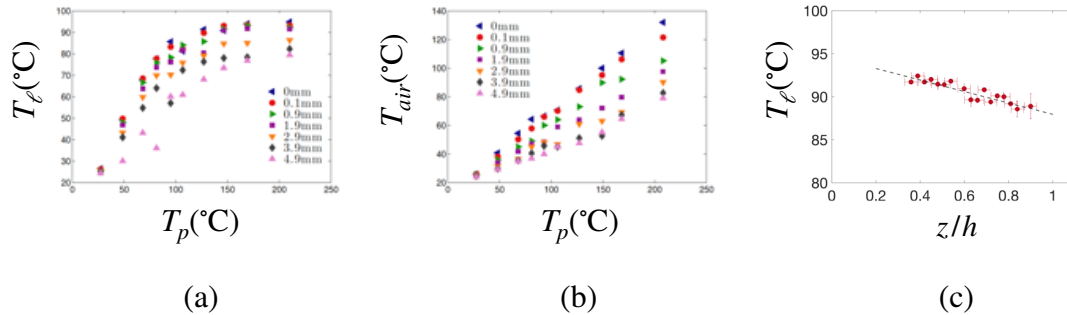


FIGURE 4.12 – (a) Température T_ℓ au sein d'une flaque en fonction de la température T_p du substrat superhydrophobe et à différentes hauteurs z . T_ℓ augmente avec T_p et en s'approchant du substrat mais sature vers la température d'ébullition. (b) Expérience témoin, menée dans l'air en l'absence de goutte (extrait de [11]). (c) Température au sein d'une goutte caléfiée, sondée à l'aide d'un thermocouple de 0.2 mm de diamètre, plongé dans le liquide à la distance z de la plaque, normalisée par la hauteur de la goutte h .

L'effet Leidenfrost produit aussi une situation par essence asymétrique : la base de la goutte, à proximité de la source de chaleur, est *a priori* plus chaude que le reste de la goutte. Nous avons cherché à mesurer la température au sein de gouttes T_ℓ en état Leidenfrost. Un thermocouple, de diamètre 200 μm est immergé à la hauteur z dans une goutte caléfiée de rayon $R = 1.7$ mm et de hauteur $h = 2.8$ mm. À mesure que la sonde thermique s'enfonce dans le liquide, la température augmente, linéairement, conformément aux prédictions de l'équation de Laplace $\nabla^2 T_\ell = 0$. La température au sein d'une goutte millimétrique en lévitation sur un substrat à $T = 300^\circ\text{C}$ est inhomogène (figure 4.12(c)). Il s'établit une différence de température entre le haut de la goutte de $88.5 \pm 0.5^\circ\text{C}$ en $z = h$ à $92.5 \pm 0.5^\circ\text{C}$ en $z/h \approx 0.4$ (la base étant prise pour $z = 0$). Le contact thermique pour $z/h < 0.4$ est néanmoins perdu : des bulles nucléent sur le thermocouple et faussent la mesure. L'extrapolation des données par une loi linéaire donne une température à la base de la goutte $z/h = 0$ de l'ordre de $94.5 \pm 0.5^\circ\text{C}$. Cette valeur est légèrement en dessous du point d'ébullition de l'eau. Cet écart s'interprète par le caractère endothermique de l'évaporation, qui diminue la température à l'interface liquide-vapeur, et par la déviation par rapport aux prédictions de Laplace, puisque près de l'interface, le système devient ouvert.

L'introduction d'un thermocouple au sein de la goutte est cependant intrusive. Nous avons complété la caractérisation du champ thermique interne par imagerie thermique, qui, l'eau étant opaque aux infrarouges, donne accès à la température superficielle de manière dynamique sans perturber la goutte pendant la mesure. La figure 4.13 donne la carte thermique à différents instants t d'une goutte s'évaporant sur un puits en laiton chauffé à 300°C .

© Initialement ($t = 0$ s, $R_0 = 3.5$ mm), la température prise le long de l'axe vertical z

- (matérialisé en blanc) diminue quand la distance au substrat z augmente, en suivant la tendance linéaire $T = -3.75z + 97.0$. La température est donc maximale au niveau de la base de la goutte (en $z = 0$) et atteint $T_{max} = 97.0^\circ\text{C}$. Il règne donc une différence de température de l'ordre de 10°C entre le bas et le haut de la goutte.
- ⊙ Ce profil linéaire en température se confirme comme en atteste la mesure à $t = 16$ s pour $R = 3.0$ mm où $T = -3.53z + 97.0$. Le gradient diminue lentement, en suivant la diminution de la hauteur de la flaque. La goutte se met ensuite à vibrer.
 - ⊙ Une fois les vibrations amorties, nous reprenons la mesure ($t = 78$ s soit pour $R = 1.8$ mm). La température T au sein de la goutte devient homogène, environ égale $T = 87^\circ\text{C}$. Les vibrations et le roulement interne ont permis un mélange efficace de la goutte.
 - ⊙ En deçà du rayon critique, la goutte roule, l'axe du roulement étant confondu avec l'axe d'observation. Les pourtours de la goutte, reconduits près du substrat chaud avec une période $T = 2\pi/\Omega$, apparaissent plus chauds que le centre, où la température est homogénéisée à environ 80°C . Cette valeur, anormalement basse comparée au point d'ébullition de l'eau s'interprète par l'intensification de l'évaporation (on rentre dans le régime décrit par Bianco *et al.* [10] où l'évaporation n'a plus seulement lieu à travers le film de vapeur, mais prend aussi place par les bords supérieurs), et par son caractère endothermique.
 - ⊙ Le relevé de température le long de l'axe vertical en $t = 134$ s, où $R = 0.5$ mm indique des températures qui suivent $T = -3.23z + 78.8$. Les gradients sont affaiblis par le roulement et la température moyenne diminue, des suites de la réduction de la base de la goutte à travers laquelle ont lieu les transferts thermiques.

Convection de Rayleigh-Bénard Les gradients de densité au sein de liquides font naître des forces résiduelles de poussée d'Archimède, susceptibles d'engendrer des écoulements convectifs verticaux. Dans des géométries fermées, le couplage entre les champs de température et de vitesse du fluide donne naissance à des figures géométriques étonnantes, appelées cellules de Rayleigh-Bénard.

Les différences de température vertical observées dans une goutte caléfiée peuvent induire des variations de masse volumique suivant la loi linéaire $\rho(T) = \rho_0[1 - \Gamma(T - T_0)]$ avec ρ_0 , la masse volumique du fluide à la température de référence T_0 , et Γ , le coefficient de dilatation thermique. Ceci engendrerait un mouvement vertical ascendant depuis la base. Si la particule de fluide ne se refroidit pas trop vite lors de sa montée, son contraste de densité augmente avec le fluide environnant (de plus en plus froid) et intensifie la convection. Le cœur de la goutte, isolé, se refroidit moins vite que les bords. L'ascension est donc *a priori* plus marquée au centre que sur les bords. On prédit par ce mécanisme des mouvements internes toroïdaux marqués par une remontée centrale et une redescente le long de l'interface, donc dans le sens contraire au sens observé (par exemple sur la figure 4.9(a)). En comparant la poussée d'Archimède (motrice) $\rho g \Gamma \delta T R^3$ à l'inertie du

4.2. RÉVÉLATION DE L'EXISTENCE D'UNE DYNAMIQUE INTERNE

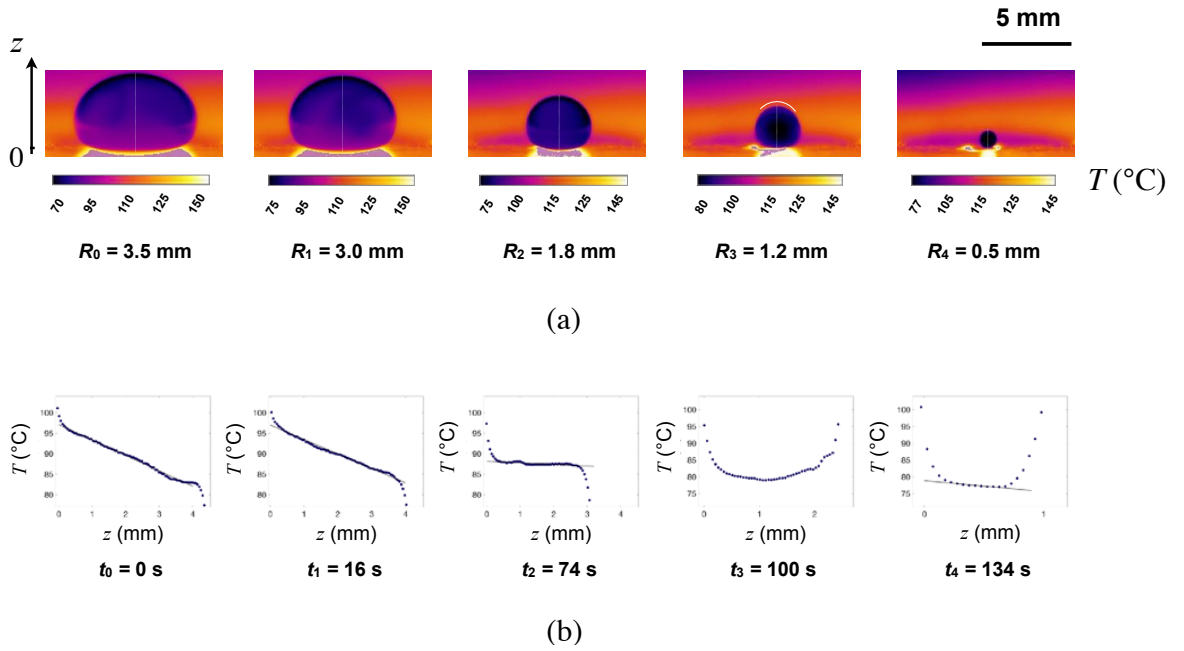


FIGURE 4.13 – (a) Images prises à la caméra infrarouge (FLIR A600 series) d'une goutte de rayon R s'évaporant sur un puits en laiton porté à 300°C . Les couleurs indiquent la température en surface de la goutte via la légende sous chaque image. La caméra est ici calibrée sur la gamme de température de -40°C à 150°C , ce qui permet de ne voir que la goutte et pas la plaque chaude. (b) Profils verticaux de température en fonction de la distance z extraite à la caméra IR pour différents rayons.

fluide $\rho V^2 R^2$, l'écoulement induit impose un écoulement à une vitesse $V \sim (\Gamma g \delta T R)^{1/2}$ qui vaut, pour une goutte millimétrique soumise à $\delta T = 10^\circ\text{C}$, $V \approx 25 \text{ mm/s}$.

L'instabilité des rouleaux ne se déclenche en général que si les mécanismes stabilisants : la diffusivité thermique D_{th} et la viscosité cinématique ν sont négligeables devant le moteur du mouvement, *i.e.* si le nombre de Rayleigh $Ra = \Gamma \delta T g R^3 / \nu D_{\text{th}}$ dépasse une valeur critique Ra_c . La valeur Ra_c dépend de la géométrie : il vaut $Ra_c = 1707$ entre deux plaques parallèles, et $Ra_c = 3091$ pour une sphère soumise à un champ radial [125]. Dans notre géométrie, l'existence de régions pour lesquelles la tangente à la surface libre s'aligne avec la direction de la gravité déstabilise l'écoulement et devrait diminuer Ra_c . Pour une goutte millimétrique, soumise à une différence de température $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ donne $Ra \approx 3000$. Bien que les gouttes en caléfaction semblent concernées par cette instabilité, les mouvements internes que l'on attend sont en sens inverse des mouvements observés.

Écoulement de Marangoni Les différences de température observées induisent également des gradients de tension superficielle et donc des contraintes en surface susceptibles de mettre en mouvement le fluide. Cet effet prédit des écoulements périphériques de la base chaude vers le sommet froid de la goutte. La vitesse V induite exprime un équilibre entre la pression de Marangoni $\gamma'(T)\delta T/R$ et la pression qui résiste, inertielle ($Re \sim 10^2 - 10^3$) soit ρV^2 . La vitesse induite vaut en loi d'échelle $V \sim (\partial_T \gamma / \rho R)^{1/2}$. Les effets Marangoni

préfigurent des écoulements ascensionnels sur les bords, conformément à nos observations, axisymétriques, avec une vitesse périphérique V de l'ordre de 40 mm/s.

Scénarios hydrodynamique

Entraînement visqueux par la vapeur lubrifiée La vapeur produite par une goutte de rayon R s'échappe par sa base de diamètre ℓ à travers un film mince d'épaisseur ε à vitesse U . Cet écoulement, illustré sur la figure 4.17, cisaille le liquide sus-jacent et le met en mouvement à la vitesse V .

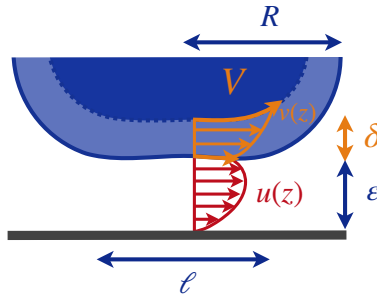


FIGURE 4.14 – Illustration du mécanisme visqueux d'entraînement d'une goutte de rayon R par la vapeur sous-jacente. La vapeur s'échappe à une vitesse $u(z)$ suivant un écoulement de Poiseuille, dont la moyenne spatiale sur l'épaisseur du film ε est notée $U = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^\varepsilon u(z) dz$. Cet écoulement cisaille le liquide sur une distance ℓ et sur une épaisseur δ et le met en mouvement à la vitesse $v(z)$. Au-delà de la couche limite, la vitesse vaut V .

La continuité des contraintes visqueuses à l'interface liquide-vapeur assure la relation $\eta_v U / \varepsilon \sim \eta V / r$ où r désigne la distance cisailée dans le fluide qui reste à expliciter. À la lumière de ce qui précède (en particulier de la figure 4.10), le cisaillement imposé par l'écoulement de vapeur n'affecte le liquide que sur la couche limite d'épaisseur caractéristique δ , qui s'écrit $\delta \sim \sqrt{\frac{\eta R}{\rho V}}$. Le produit $\delta^2 V$ ne dépend que de R , ρ et η . Pour des gouttes de rayon fixé, la quantité est conservée. On peut ainsi la substituer à l'égalité des contraintes visqueuses pour exhiber la vitesse V :

$$V \sim \left(\frac{\eta_v U}{\varepsilon} \right)^{2/3} \left(\frac{R}{\rho \eta} \right)^{1/3} \quad (4.2.1)$$

La vapeur communique au liquide une vitesse $V \sim 30$ mm/s, ascendante sur les bords, conformément à nos observations pour les flaques. Cet effet, du même ordre de grandeur, s'adjoit aux effets thermiques. Les écoulements internes semblent donc engendrés par entraînement de la vapeur sous-jacent d'une part et par la convection induite par la légère différence de température qui existe entre le bas (chaud) et le haut (plus froid) des gouttes.

4.2.4 Brisure de symétrie spontanée

L'existence d'une dynamique interne très vive, démontrée expérimentalement, semble avoir des origines multiples qui ont en commun d'être axisymétriques. Or, la symétrie de ces écoulements se rompt spontanément lors de l'évaporation. On discute alors les changements de symétrie observés, notamment le passage de l'état désordonné (Fig. 4.11(a)) à un état auto-organisé symétrique (Fig. 4.11(b)) au roulement asymétrique (Fig. 4.11(c)). R se dégage donc naturellement comme le paramètre de contrôle et d'ordre de cette transition vers l'état autopropulsé.

Principe de Curie

La manière dont une instabilité hydrodynamique se développe dépend des symétries et du confinement du système. Dans une configuration semblable à la notre, Dash *et al.* discutent l'influence du rapport d'aspect sur la morphologie des écoulements thermo-induits (thermogravitaires ou thermocapillaires) de gouttes s'évaporant sur un substrat tiède ($T = 50^\circ\text{C}$). Sur une surface hydrophobe, la goutte est en mouillage partiel et adopte un rapport d'aspect de l'ordre de 2. Un écoulement toroïdal se met en place autour de l'axe de symétrie de la goutte. Sur un solide superhydrophobe, la goutte est quasiment sphérique et l'écoulement imagé par Dash *et al.* est totalement asymétrique : la goutte est roule en bloc [126]. Cet exemple illustre bien que dans les mêmes conditions opératoires, le confinement peut induire une brisure de symétrie entre les effets et les causes qui leur ont donné naissance. Le principe de Curie qui affirme que « lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétries des causes doivent se retrouver dans les effets produits »¹, n'est donc pour autant pas violé puisque que le groupe de symétrie observé, qui regroupe toutes isométries sous lesquelles l'objet est invariant, est un sous groupe du groupe de symétrie des causes.

L'effet Leidenfrost dans la configuration où nous l'avons envisagé est par essence axisymétrique. Les symétries des équations et conditions aux limites que présente une goutte de rapport d'aspect $\mathcal{A} = 2R/h$ chauffée par sa base, sont invariantes par rotation autour de l'axe vertical et par les réflexions par rapports aux plans verticaux contenant cet axe. On attend donc des mouvements axisymétriques toroïdaux qui gardent la symétrie par réflexion par rapports aux plans verticaux comme illustré par la figure 4.15(a).

Bifurcation du mode axisymétrique au modes azimutaux

Le mode axisymétrique $m = 0$ (Fig. 4.15(a)) se déstabilise cependant et engendre des modes pour lesquels l'invariance par rotation est perdue. On assiste alors à la sélection de modes azimutaux m , dont les deux premiers sont illustrés sur la figure 4.15(b-c) qui

1. tiré de l'article « *Sur la symétrie des phénomènes physiques* », publié dans le Journal de physique en 1894

schématise les écoulements vus de dessus reportés sur la figure 4.11. Le mode $m = 1$ (défini à une rotation près) conserve la symétrie de réflexion par rapport à un plan vertical. Le mode $m = 2$ conserve deux symétries de réflexion par rapport à deux plans verticaux perpendiculaires.

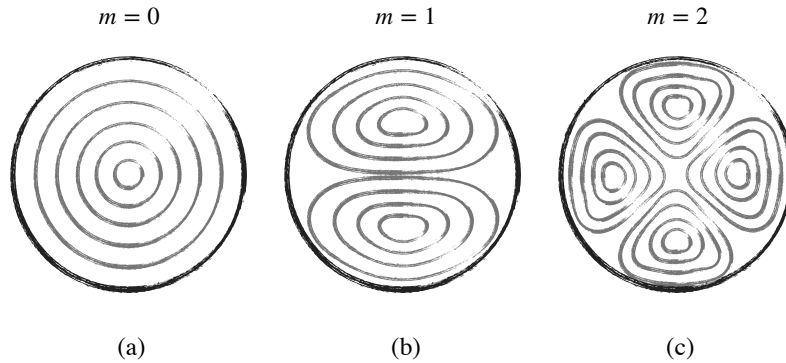


FIGURE 4.15 – Schématisation des écoulements (vus de dessus) d’une goutte de Leidenfrost (en référence aux écoulements de surface révélés sur la figure 4.11). La dépendance selon l’angle azimutal ϕ peut être exprimée sous la forme $e^{im\phi}$. (a) Mode $m = 0$ axisymétrique. (b) Mode $m = 1$ et (c) mode $m = 2$, pour lesquels l’axisymétrie est brisée. Le nombre m dénombre les plans de symétrie verticaux ou le nombre de plans d’anti-symétrie orthogonaux.

En pratique, la solution axisymétrique $m = 0$ est très difficile à observer. La solution quadripolaire $m = 2$ (Fig. 4.15(c)) ou dipolaire $m = 1$ (Fig. 4.15(b)) sont observées (Fig. 4.11(b) et (c)) successivement au cours de la vie d’une goutte, à mesure que le rayon R diminue. Anas El Gallaf *et al.* font des observations semblables sur des cylindres chauffés par le bas [127]. La stabilité des écoulements thermoconvectifs dépend du rapport d’aspect et des nombres de Rayleigh et de Marangoni.

Seuil de déclenchement de l’instabilité

Il existe un seuil à partir duquel le fluide se déstabilise, qui se trouve par analyse de stabilité [125]. Dans la configuration de El Gallaf *et al.*, le seuil de déclenchement de cette instabilité n’est pas le même suivant le mode m considéré et selon la valeur d’autres paramètres du problème. Il définit la la criticalité \mathcal{C} (qui quantifie l’écart du nombre de Rayleigh Ra imposé au Rayleigh critique Ra_c et/ou du nombre de Marangoni Ma au Marangoni critique Ma_c), du nombre de Biot Bi qui compare l’efficacité des transferts thermiques en cœur et en surface, et du rapport d’aspect \mathcal{A} de la cellule, soulignant l’effet du confinement sur la naissance de la convection [127]. Suivant les valeurs des nombres Ma et Ra , il observe des comportements différents :

- ⊙ Pour $\mathcal{C}(m, \mathcal{A}, Bi) > 0$, le seuil de déclenchement n’est pas atteint : le système est stable.
- ⊙ Pour $\mathcal{C}(m, \mathcal{A}, Bi) < 0$, le système, porté au-delà de son point de stabilité, bifurque.

Sur la figure 4.16, adaptée de [127], on voit les seuils de déclenchement Ra_c respectifs

4.2. RÉVÉLATION DE L'EXISTENCE D'UNE DYNAMIQUE INTERNE

aux modes $m = \{0, 1, 2\}$ en fonction du rapport d'aspect de la cavité cylindrique pour les nombres $Ma = 500$ et $Bi = 1$. Par analogie, une goutte de rapport d'aspect \mathcal{A} , soumise au gradient de température constant vertical, mis en évidence sur la figure 4.13 a une stabilité marginale accueillie des mouvements internes dont la morphologie dépend du rapport d'aspect.

Sélection de structure

Les seuils Ra_c évoluent de manière non monotone avec m et avec \mathcal{A} . Autrement dit, à nombre de Rayleigh Ra fixé par l'expérience et pour un rapport d'aspect \mathcal{A} donné, on peut prédire le mode que l'on déclenche.

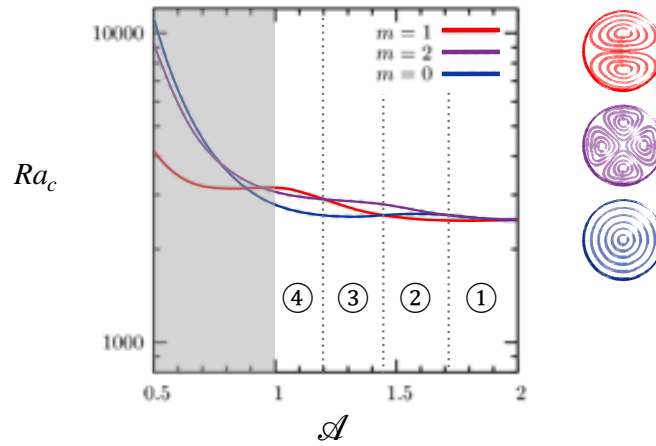


FIGURE 4.16 – Seuils Ra_c des trois principaux modes azimutaux ($m = 0$, $m = 1$ et $m = 2$) en fonction du rapport de forme \mathcal{A} simulé pour une cavité cylindrique avec une surface libre chauffée par en bas pour un nombre de Biot unitaire (transferts thermique d'efficacité comparable en surface au sein de la cavité) et un nombre de Marangoni $Ma = 500$ (et $Pr = 1$) adaptés de [127].

Dans les cas de goutte en Leidenfrost, le nombre de Rayleigh est de l'ordre de $Ra \approx 3000$ et le nombre de Biot, proche de l'unité. On est quasiment toujours au-dessus du seuil $Ra_c(m, \mathcal{A})$. À la lumière de la courbe de la figure 4.16, on peut qualitativement affirmer que :

- ① Pour $\mathcal{A} \in [1.71; 2]$, les modes $m = 0$ et $m = 2$ ont des seuils de déclenchement très proches. Les deux solutions sont a priori observables.
- ② Pour $\mathcal{A} \in [1.45; 1.71]$, le seuil associé au mode $m = 2$ passe au-dessus. On s'attend à voir un écoulement quadripolaire.
- ③ Pour $\mathcal{A} \in [1.20; 1.45]$, le mode $m = 2$ reste au-dessus, mais le mode 1 passe au-dessus du mode axisymétrique $m = 0$.
- ④ Pour $\mathcal{A} \in [1.00; 1.20]$, c'est la solution $m = 1$ qui est attendue.

La limite $\mathcal{A} < 1$ n'est pas accessible car le rapport d'aspect des gouttes ne pouvant pas descendre en deçà de 1.

Influence du confinement

En s'évaporant, le rayon R d'une goutte suit une diminution quasi-statique. Le rapport de force entre capillarité et la gravité est modifié et même inversé, induisant un changement de géométrie dicté par \mathcal{A} . Comme nous l'avons établi au paragraphe 1.2.1, pour $R > \kappa^{-1}$, le liquide s'aplatit sous l'effet de la gravité tandis que pour $R < \kappa^{-1}$ le liquide est maintenu sphérique. La forme évolue donc à mesure que la goutte rétrécit (figure 1.7(a)). La figure 1.7(b), montre l'évolution du rapport d'aspect $\mathcal{A} = 2R/h$ avec le rayon équatorial R , normalisé par la longueur capillaire. Sur cette courbe on voit apparaître très clairement une transition pour $R\kappa \approx 0.5$. Le rapport d'aspect \mathcal{A} croît avec R lorsque h sature soit pour $R\kappa \gtrsim 0.5$, mais devient indépendant de R et égal à 1 pour $R\kappa \lesssim 0.5$. La géométrie du système est modifiée au cours de l'expérience. Les domaines de prépondérance des modes m en fonction du rapport d'aspect (dessinés sur la figure 4.16) définissent différents régimes :

- ① Le régime non organisé pour $\mathcal{A} > 1.7$, correspondant à $R \gtrsim 4$ mm, où les seuils Ra_c sont comparables pour différents m . Plusieurs modes sont a priori observables, coïncidant avec les mouvements désorganisés de la figure 4.11(a).
- ② L'enclenchement du régime quadripolaire $m = 2$ pour $\mathcal{A} \in [1.45; 1.71]$, correspondant à $R \in [2.5; 3.5]$ mm observable sur la figure 4.11(b).
- ③ La persévérance du mode quadripolaire $m = 2$ mais la montée du mode asymétrique $m = 1$ pour $\mathcal{A} \in [1.20; 1.45]$ correspondant à $R \in [1.8; 2.5]$ mm.
- ④ Le régime autopropulsé pour $\mathcal{A} \in [1.00; 1.20]$, soit $R \lesssim 1.8$ mm, conformément aux observations de la figure 4.11(c), où l'on peut voir un champ dipolaire asymétrique.

Les effets thermogravitaire et thermocapillaire se combinent donc pour donner naissance à l'apparition des rouleaux thermoconvectifs, dont la symétrie est prescrite par le rapport d'aspect \mathcal{A} . La goutte, en s'évaporant, franchit la barrière fatidique de $R \approx 1.8$ mm et n'accueille plus qu'une cellule de convection. Elle se met spontanément à rouler à la manière d'une roue liquide comme le suggère la figure 4.2. Reste à comprendre comment cette roue avance sans même pouvoir tirer parti du contact avec son support, comme le ferait une roue classique.

4.3 Mécanisme d'autopropulsion

4.3.1 Une roue liquide ?

Frottement et locomotion Dans le phénomène de Leidenfrost, les gouttes sont portées par leur coussin de vapeur. L'absence de contact permis par l'équilibre de lévitation offre une réduction remarquable de la friction entre le liquide et le substrat. Paradoxalement, si en général le frottement s'oppose au mouvement relatif entre deux systèmes, il est pourtant

4.3. MÉCANISME D'AUTOPROPULSION

très souvent indispensable pour engendrer du mouvement [128]. Pour s'en convaincre, prenons l'exemple d'une roue qui patine dans le vide. Ce mouvement de rotation perpétré dans l'air n'engendre aucun de mouvement. Dans de nombreux exemples de locomotion, le frottement, en s'opposant au glissement, est précisément ce qui nous permet d'avancer. Une roue tire notamment profit des frottements (solides ou lubrifiés) avec le sol sur lequel elle repose pour transformer ce mouvement rotatoire en translation.

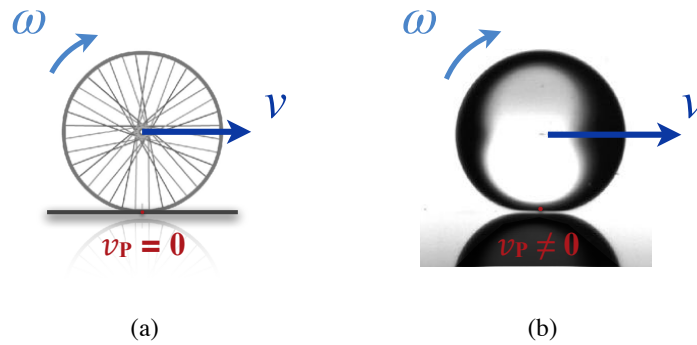


FIGURE 4.17 – Comparaison cinématique entre une roue solide et les roues de Leidenfrost.

Le roulement se définit comme la combinaison d'une rotation et d'une translation. La roue représentée sur la figure 4.17(a) est en contact ponctuel avec le sol, immobile.

Tribologie d'un contact à distance Nous nous intéressons ici aux forces susceptibles d'intervenir entre la goutte et le substrat solide sur lequel elle lévite, animés de mouvement relatif. Dans le phénomène de Leidenfrost, l'absence de contact annihilent les frottements entre la goutte et son substrat mais empêche la conversion cinématique entre la rotation et la translation :

Contact idéal Le mouvement de roulement est souvent examiné en supposant l'absence de glissement. Cette condition limite optimise, à vitesse de rotation donnée, la vitesse de translation. En l'absence de glissement, la vitesse du point localisé au niveau du contact étant nulle, le mouvement de rotation à la vitesse Ω induit une translation à la vitesse $v = R\Omega$. Pour une sphère solide de rayon $R = 1$ mm roulant à la vitesse $\Omega = 30$ rad/s, on trouve dans le meilleur des cas une vitesse de translation de 30 mm/s. En présence de glissement, le contact est entraîné et la vitesse de translation, est modifiée et dépend de la direction du glissement relativement à celle du mouvement.

Contact réel En pratique les frottements dissipent l'énergie et s'opposent au mouvement de la roue. Par ailleurs, les contacts mous ou lubrifiés sont souvent déficitaires sur leurs analogues rigides et secs. Une partie de l'énergie est en effet perdue par élasticité/viscosité.

Sans contact Les gouttes caléfiées ont des vitesses de l'ordre de 20 mm/s. C'est donc très proche de l'ordre de grandeur prédit pour une sphère rigide roulant sur un sol sans glisser et exempt de frottement. Ces aéroglisteurs parviennent donc à atteindre des vitesses assez inattendues sans même être en contact avec leur substrat ! En examinant la figure 4.3(b), on voit même que leur vitesse augmente quasi-linéairement au cours du mouvement et que le mouvement est uniformément accéléré. Ceci suggère donc l'existence d'un mécanisme original de propulsion qui défie les lois de la tribologie.

4.3.2 Caractérisation du film de vapeur

Nous changeons de point de vue et nous immisçons sous les gouttes afin de voir si l'asymétrie des écoulements internes est d'une quelconque manière couplée avec une asymétrie de l'interface liquide-vapeur.

Visualisation par interférométrie

Nous avons donc cherché à visualiser la base des gouttes par interférométrie. Cette technique a été mis en oeuvre dans le passé pour caractériser la morphologie de l'interface liquide-vapeur de gouttes caléfiées, en particulier la bosse creusée par la vapeur [18–20]. Le principe consiste à faire interférer le rayon réfléchi par l'interface liquide-vapeur d'une goutte (immobilisée par un capillaire), et un rayon de référence, comme schématisé sur la figure 4.18(a). Il apparaît alors des franges d'interférence.

On observe la goutte à travers un solide transparent qui conduit bien la chaleur. Pour ce faire, nous utilisons un saphir transparent, encastré dans un socle en laiton perforé par des cartouches chauffantes (Radiospares à 250 Watts). Le saphir atteint des températures d'environ 300°C. La figure d'interférence est imagée par en-dessous à l'aide d'une caméra rapide, capables de prendre de 250 à 1000 images par secondes, montée sur un microscope inversé, équipé d'un objectif grossissant $\times 4$. Le rayon réfléchi par l'interface liquide-vapeur parcourt une distance qui diffère du rayon de référence de $2\delta\varepsilon$ environ. En supposant les amplitudes égales (notées A), l'intensité I résultant de l'interaction de ces deux rayons se réduit à $I = 2A^2(1 - \cos(4\pi\delta\varepsilon/\lambda))$. Il y a une différence de hauteur de $\delta\varepsilon = \lambda/2$ entre deux franges brillantes successives, révélant les lignes de niveau sous la goutte.

Implémentation de la méthode sur un système contrôlé

Afin de valider la technique expérimentale, nous utilisons comme référence une lentille plano-convexe de focale $f = 30.0$ mm et de diamètre $D = 6.0$ mm distribuée par Thorlabs dont les caractéristiques sont présentées sur la figure 4.19. Pour cette surface connue, on obtient un profil d'interférence axisymétrique (figure 4.19(a)), qui après analyse et reconstruction conduit au profil de la lentille (figure 4.19(b)). Le profil expérimental (en rouge) se superpose avec le profil théorique (en bleu). Cette calibration assure que la source

4.3. MÉCANISME D'AUTOPROPULSION

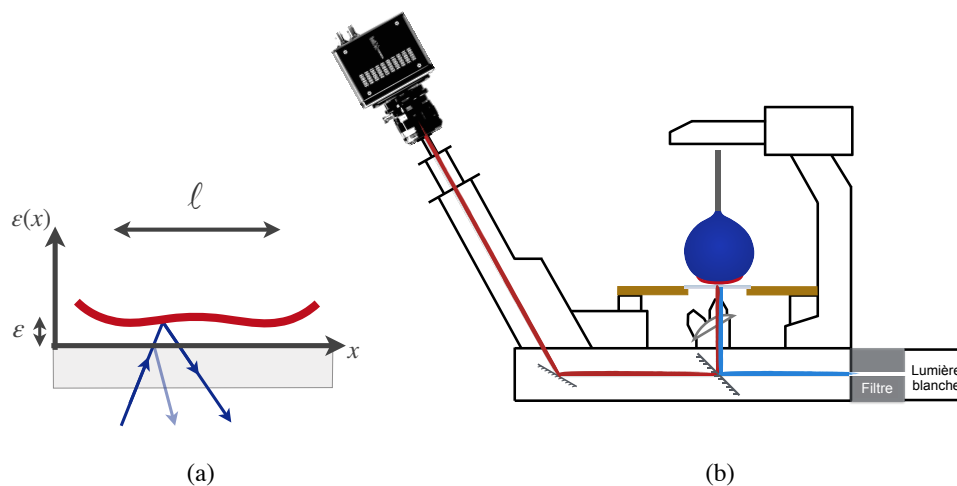


FIGURE 4.18 – Principe de la caractérisation interférométrique de l'interface liquide vapeur sous-jacente. (a) La figure d'interférence est produite par l'interaction entre les rayons incidents et les rayons réfléchis par l'interface vapeur-eau. (b) Montage expérimental utilisé dans l'élucidation du profil du film de vapeur sous-jacent. La goutte, immobilisée à l'aide d'une aiguille, est posée sur un saphir encastré dans une plaque en laiton chauffante. Une lampe Fluorescente blanche filtrée autour de la longueur d'onde $\lambda = 475 \pm 15$ nm est utilisée pour éclairer la base de la goutte afin d'obtenir des interférences. Une caméra rapide montée sur un microscope inversé permet de d'enregistrer dynamiquement la figure d'interférence.

lumineuse est bien centrée sur l'axe normal au substrat. On estime alors l'incertitude de la mesure à environ $0.2 \mu\text{m}$, principalement attribuable à l'extension spectrale de la lampe, occasionnant un élargissement des franges.

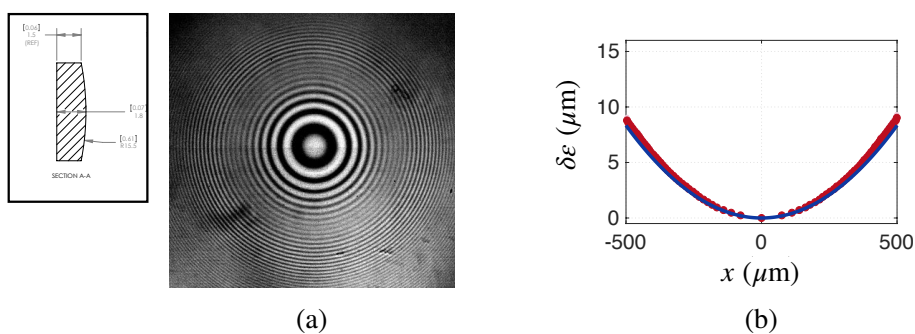


FIGURE 4.19 – (a) Figure d'interférence obtenue à froid pour une lentille optique de diamètre $D = 6.0$ mm et de focale $f = 30$ mm, utilisée comme référence. Le schéma du constructeur (Thorlab) est donné à gauche. Posée ponctuellement sur sa face convexe sur le saphir, elle donne de franges circulaires d'interférence axisymétrique, garantissant la condition d'incidence normale de la lumière. (b) La hauteur de l'interface air-verre (rouge) déduite de (a) suit bien la hauteur théorique (bleu).

Lecture des profils d'interférence

La fonction $\varepsilon(x)$ n'est pas monotone. Les variations de l'interfrange donnent les changements de monotonie de $\varepsilon(x)$. Puisque $\delta\varepsilon$ est minimale aux extrémités $x = 0$ et $x = \ell$, on peut déduire le profil de hauteur relatif. Sur les figures 4.20(a)-(c), on peut observer les lignes de niveaux sous des gouttes caléfiées de rayons $R = 1.0$ mm; 1.15 mm; 1.3 mm. R est varié par la distance H entre la pointe de l'aiguille et le saphir, de 0.8 mm à 1.5 mm.

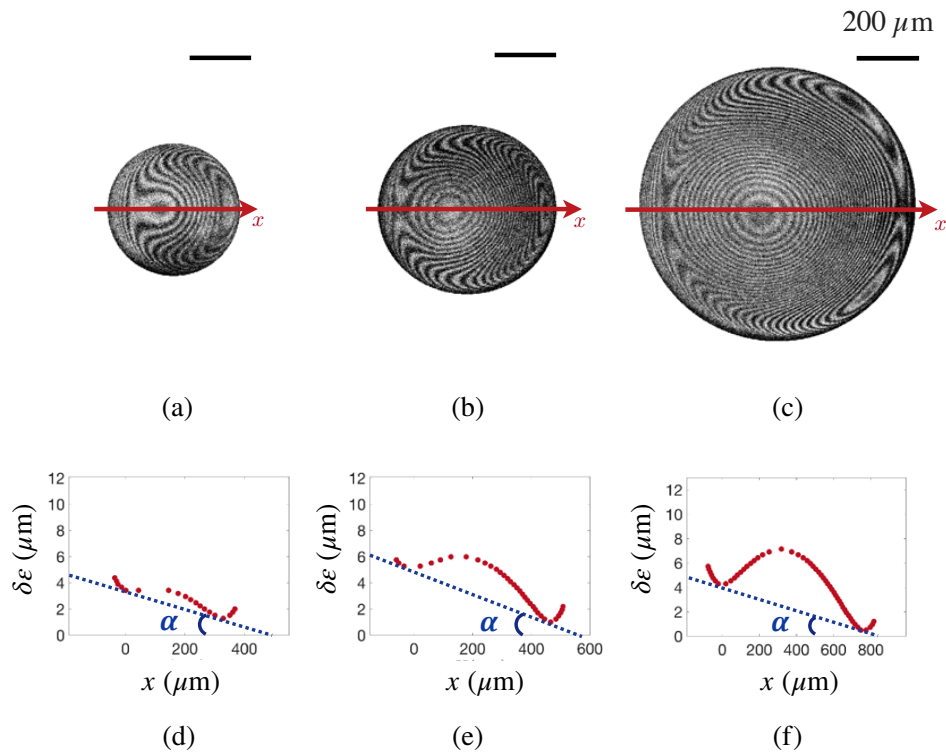


FIGURE 4.20 – Exemples de figures d'interférence et de profils reconstruits obtenus par interférométrie pour des gouttes d'eau en lévitation sur un saphir chauffé à $T = 300$ °C. Les rayons illustrés sont de gauche à droite $R = 1.0$ mm, $R = 1.15$ mm et $R = 1.27$ mm.

On peut alors déduire les profils associés $\delta\varepsilon(x)$ le long de l'axe (Ox) matérialisé en rouge sur les figures 4.20(d)-(f). On y voit très clairement la présence d'une poche de vapeur qui sillonne l'interface. Cette poche est cependant légèrement décalée, et on remarque un écart de quelques microns entre les deux bords de goutte. L'axisymétrie est perdue. Le coussin sur lequel repose la goutte est incliné d'un angle α , représenté sur la figure 4.20, qui varie de manière non monotone avec R . Si on reprend d'ailleurs les profils d'interférence obtenus dans la littérature, on voit très clairement que la base de ces gouttes est asymétriques (voir par exemple le profil 1.16(b) de la page 26).

L'inclinaison de la base, quantifiée par l'angle α est mesurée au cours du temps (Fig. 4.21(a)) et caractérisée en fonction de la taille des gouttes (Fig. 4.21(b)). Il apparaît à l'aune de ces mesures le caractère quasi-statique de α , et sa sensibilisé à l'égard de la taille des gouttes. On constate que l'inclinaison n'apparaît qu'en dessous d'un certain

4.3. MÉCANISME D'AUTOPROPULSION

rayon critique de l'ordre de $R = 1.5$ mm, qu'elle augmente ensuite à mesure que R s'approche de la valeur $R = 1.1$ mm, où elle atteint son maximum, proche de 10 mrad, puis rediminue plus lentement. Pour $R \lesssim 0.6$ mm, l'angle a quasiment disparu.

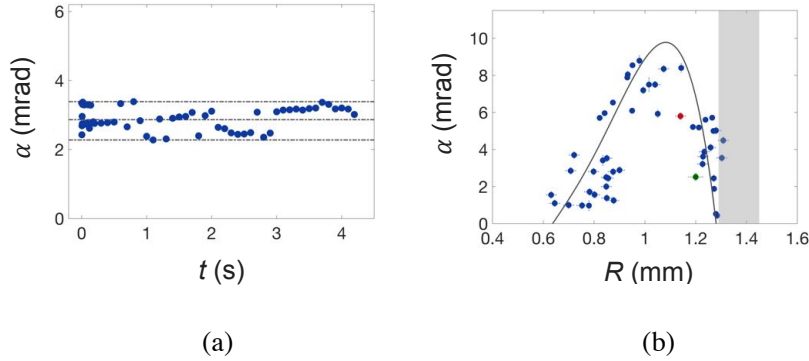


FIGURE 4.21 – (a) Variations temporelles de l'angle d'inclinaison α de la base d'une goutte de rayon $R = 0.90 \pm 0.05$ mm tenue par une aiguille (dont elle finit par se détacher) sur le saphir chauffé à 300°C . La mesure interférométrique, réalisée sur un temps suffisamment court pour pouvoir négliger les variations en R , révèle le caractère quasi-statique de α . (b) L'inclinaison est mesurée pour différents rayons R . Les points rouge et vert représentent respectivement les points extraits de Pomeau *et al.* [12] et Burton *et al.* [18].

Limitations de la techniques

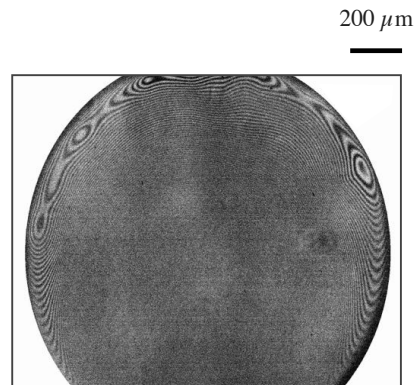
- Cette technique ne permet que de mesurer les variations spatiales relatives de hauteurs. $\delta\varepsilon$ mesuré n'est que relatif;
- La différence de marche $\delta\varepsilon$ doit être inférieure ou de l'ordre de la longueur de cohérence de la lumière : $\lambda_0^2/\Delta\lambda \approx 15 \mu\text{m}$, où $\Delta\lambda$ est l'extension spectrale de la lampe. Les hauteurs relatives maximales accessibles sont de l'ordre de $\delta\varepsilon \approx 8 \mu\text{m}$.
- Des différences de hauteurs relatives trop importantes conduiraient au brouillage entre la n^{ime} frange associée à la longueur d'onde basse λ_{min} et la $(n + 1)^{\text{ime}}$ frange associée à la longueur d'onde λ_{max} , limitant l'analyse de la figure d'interférence.

Des écueils ont été rencontrés lors de ces mesures sont les suivants :

- Les petites gouttes remontent l'aiguille lorsque la force capillaire devient comparable au poids de la goutte. La zone de aplatie est donc perdue.

- La poche de vapeur sous les flaques croît avec R , en hauteur et en largeur. Le dénivelé, trop grand, induit un brouillage entre les franges, et la base de la goutte sort de la fenêtre d'observation. Sur le profil ci-contre, l'asymétrie a disparu.

FIGURE 4.22 – Profil d'interférence obtenu pour une flaque de rayon $R = 2.0 \pm 0.3$ mm. L'asymétrie des profils de la figure 4.20 disparaît. Le brouillage entre les franges ne permet plus une reconstruction du profil d'interférence.



- L'encombrement du montage (illustré par la figure 4.18(b)) qui ne permet pas de caractériser la trajectoire de la goutte une fois libérée.
- La difficulté de chauffer et maintenir la température du saphir transparent.

4.3.3 Conséquence de l'asymétrie de la base des gouttes

Mécanisme de propulsion

Nous avons pu mettre en évidence l'inclinaison moyenne de la base de ces aéroglisteurs, reproduit sur la figure 4.23(a). La présence d'un tel angle α , aussi faible soit il, modifie l'équilibre des forces [129, 130]. Le schéma de la figure 4.23(b) illustre la situation. L'équilibre de lévitation exige une compensation entre le poids de la goutte mg et la pression de lubrification Π . Cette résistance, intégrée sur la base de la goutte, est orthogonale à la face aplatie de la goutte. Dans le régime autopropulsé, la goutte bascule et la force Π se décompose suivant deux composantes : une composante verticale, qui compense le poids afin de maintenir l'équilibre de lévitation, et une composante horizontale qui pousse le liquide et met en mouvement la goutte.

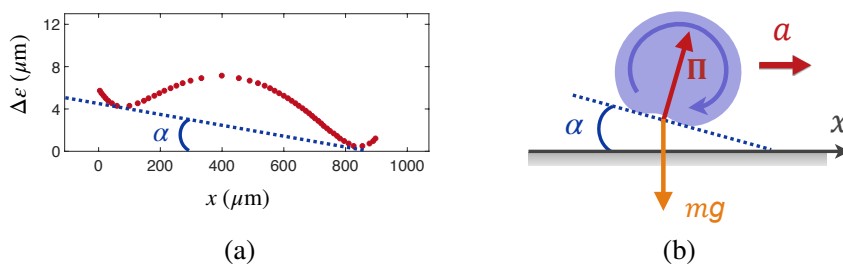


FIGURE 4.23 – (a) Profil d'une goutte d'eau de rayon $R = 1.27$ mm tenue sur un substrat chauffé à 300°C obtenu par interférence. L'angle α sous la goutte est apprécié par la différence de hauteur entre les deux bords. (b) Schéma des forces s'exerçant sur la goutte. L'inclinaison de la base décompose la force de pression suivant deux directions : verticale, pour résister au poids mg de la goutte; et horizontale pour propulser la goutte avec une accélération a dans la direction x .

La projection du principe fondamental de la dynamique, dans la limite des petits angles

4.3. MÉCANISME D'AUTOPROPULSION

et en négligeant la friction visqueuse dans le film de vapeur conduit au système :

$$\begin{cases} 0 &= \Pi - mg \\ ma &= \Pi\alpha \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \Pi &= mg \\ a &= \alpha g \end{cases}$$

L'accélération de ces gouttes est directement proportionnelle à l'inclinaison de leur base : $a \sim \alpha g$, et conduit à une force de propulsion $F \sim m\alpha g$.

Comparaison entre l'accélération a et αg

Afin de confronter ce modèle à la réalité, nous mesurons simultanément l'angle α d'inclinaison de la base par interférométrie et l'accélération a obtenue en suivant la trajectoire de la goutte par une vue de dessus après détachement. Cette expérience est compliquée par l'encombrement du montage. En effet, la présence de l'aiguille qui sert à déposer les gouttes surcharge le dessus du microscope. La caméra rapide, destinée à enregistrer la trajectoire par au-dessus est donc inclinée par rapport à la verticale. La direction empruntée par les gouttes, aléatoire, échappe donc quasi-systématiquement au plan de visualisation. Nous sommes parvenus à observer 3 départs de goutte dans le plan. L'accélération a extraite de ces vues est bien proportionnelle à l'asymétrie de la base, mesurée juste avant que la goutte ne se libère de l'aiguille, le coefficient de proportionnalité étant simplement g comme l'illustre la figure 4.24(a).

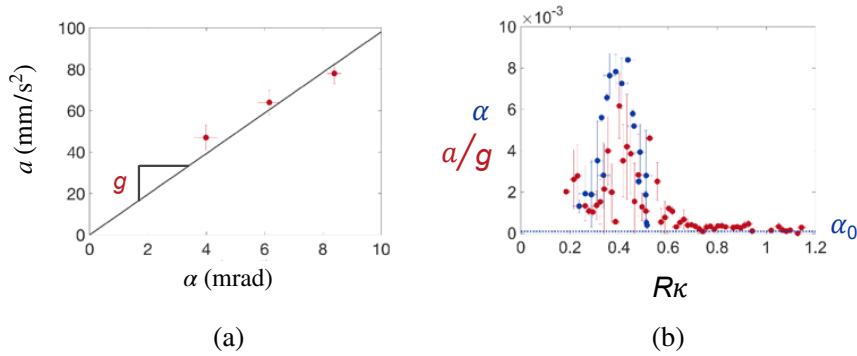


FIGURE 4.24 – (a) Mesure simultanée de l'accélération (obtenue par des vues de dessus) et de l'inclinaison de la base (caractérisée par interférométrie). La goutte est initialement immobilisée par une aiguille sur un saphir chaud à travers lequel sont observées les interférences. Puis, par évaporation, elle se libère et se propulse à l'accélération a , directement proportionnelle à α . (b) Comparaison des dépendances de l'accélération a , (normalisée par g) et de l'inclinaison de la base α vis-à-vis du rayon R , (normalisé par la longueur capillaire κ^{-1}). Les mesures, indépendantes, se superposent remarquablement, montrant une corrélation entre α et a/g .

L'asymétrie de la base, quantifiée par α , est sensible au rayon R comme le suggèrent les profils de la figure 4.20 et la courbe $\alpha(R)$ de la figure 4.21(b). Nous mesurons de manière indépendante l'accélération a et l'asymétrie de la base α en fonction de ce paramètre critique R . Le pic d'accélération (normalisée par g) et de l'asymétrie de la base α , caractérisée par interférométrie en fonction du nombre $R\kappa$ se superposent et sont comparables tant en

largeur qu'en amplitude (figure 4.24(b)), et conforte à nouveau notre modèle.

Vérification des hypothèses

Intégration du profil sous la goutte La définition de l'angle α qui caractérise l'asymétrie peut paraître arbitraire. Une définition plus rigoureuse consisterait à intégrer le profil sous la goutte pour en trouver l'angle moyen $\bar{\alpha} = \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell/2} 2\pi r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} dr$. L'approximation des petits angles, faite lors de la projection des forces, est ici bien vérifiée puisque ces angles sont de l'ordre de 10^{-2} rad soit de l'ordre de 0.5° .

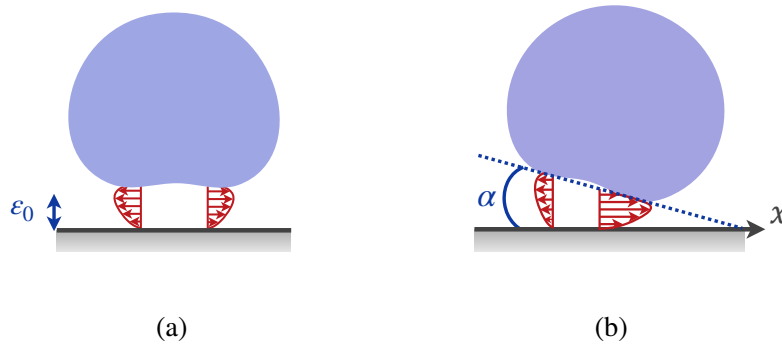


FIGURE 4.25 – (a) Profil de vitesse de l'écoulement de vapeur. Dans le cas d'un coussin de vapeur d'épaisseur constante, l'écoulement de vapeur suit un écoulement de type Poiseuille-Couette. (b) L'inclinaison de la base dissymétrise la situation : la vitesse d'échappement de la vapeur augmente dans la direction d'amincissement du film soit suivant les x croissants.

Friction visqueuses dans le film L'écoulement laminaire de vapeur sous la goutte cisaille l'interface liquide-vapeur et fait naître une force F_η . La direction de cette force n'est pas triviale. Le profil de vitesse $u(z)$ dans un film mince d'épaisseur constante ε_0 a été établi au chapitre 1.1.3. Nous notons U_0 sa valeur moyennée sur la hauteur du film plat. On cherche à savoir comment le champ de vitesse est modifié lorsque le film mince s'incline. Nous réalisons un bilan de masse au niveau d'une interface inclinée d'un angle α et comprise entre x et $x + dx$. La vapeur est injectée à la vitesse $\lambda_v \Delta T / (\rho_v \mathcal{L} \varepsilon)$ à travers cette interface et s'écoule dans une conduite mince d'épaisseur ε évasée dans la direction des x décroissants de telle sorte que $\varepsilon(x) = \varepsilon_0 - \alpha x$. Par conservation de la masse on a :

$$\frac{\partial(\varepsilon U)}{\partial x} \approx \frac{\lambda_v \Delta T}{\rho_v \mathcal{L} \varepsilon}$$

Dans le cas de petites inclinaisons, on perturbe la vitesse U de la vapeur en introduisant $\delta_1 U$ et $\delta_2 U$: $U(x) = U_0 + \delta_1 U x / \ell + \delta_2 U x^2 / (2\ell^2)$. On substitue alors $\varepsilon(x) = \varepsilon_0 - \alpha x$ et

4.3. MÉCANISME D'AUTOPROPULSION

$U(x)$ et en linéarisant, il vient par identification :

$$\begin{cases} U_0 &= \frac{\lambda_v \Delta T \ell}{\rho_v \mathcal{L} \varepsilon_0^2} \\ \delta_1 U &= U_0 \left(1 + \frac{\alpha \ell}{\varepsilon_0}\right) \\ \delta_2 U &= \frac{3\alpha \ell}{\varepsilon_0} U_0 \left(1 + \frac{2\alpha \ell}{3\varepsilon_0}\right) \end{cases}$$

Les variations spatiales d'épaisseur de film de vapeur induisent des variations spatiales de vitesse. La vapeur s'échappe plus vite en s'engorgeant dans la partie amincie du film. La contrainte visqueuse $\eta_v U(x)/\varepsilon(x)$, intégrée sur la base de la goutte a donc une résultante non nulle dans la direction x . En prenant $U \sim 0.1$ m/s, $\varepsilon \sim 10$ μm et $\ell \sim 700$ μm , cette force est de l'ordre de grandeur de 10^{-8} N, soit environ une dizaine de fois inférieure à la force de propulsion *mag* estimée à 4.10^{-8} N. La résultante suivant x est donc d'autant plus négligeable. L'entraînement visqueux par la vapeur engendre une force dans la direction de propulsion d'amplitude très faible devant la force d'autopropulsion.

Mesure implicite dans des cuvettes paraboliques

Nous avons tenté de mesurer implicitement l'inclinaison de la base pour contourner les difficultés expérimentales rencontrées lors des mesures par interférométrie. Une cuvette parabolique a été usinée à la microfraiseuse par Caroline Frot. Ses caractéristiques, illustrées sur la figure 4.26 sont données par l'équation $h(r) = \alpha_m / (2R_p)r^2$ où α_m est l'angle maximal de la surface atteint en bord de coupole et R_p le rayon du puits, fixé à 30 mm. Le roulement interne va de pair avec l'inclinaison de la base. Les gouttes s'autopropulsent et remontent la surface de plus en plus pentue ($\alpha_p(r) = \alpha_m r / R_p$), jusqu'à s'arrêter en $r = r^*$, lorsque la pente de la coupole compense l'inclinaison de la base.

L'écart maximal r^* est mesuré par des vues de dessus et permet une estimation implicite de l'angle sous la base d'une goutte caléfiée de rayon R , et donc idéalement d'explorer de manière quasi-discrète les variations d'inclinaison en fonction de R . On trace sur la figure 4.27 la trajectoire dans le plan horizontal (a) et l'évolution de r en fonction du temps (b). Spontanément, la gouttelette s'écarte du centre du substrat mais s'arrête en r^* pour une inclinaison $\alpha_p \approx 7$ mrad. La mesure est cependant bruitée à cause des oscillations de la goutte dans la cuvette parabolique, de période $T_p = 2\pi/\sqrt{\mathcal{C}g}$ où \mathcal{C} désigne la courbure locale, définie par :

$$\mathcal{C}(r) = \frac{h''(r)}{(1 + h'(r)^2)^{3/2}} = \frac{\alpha_m R_p^2}{(R_p^2 + (\alpha_m r)^2)^{3/2}} \quad (4.3.1)$$

En moyenne, $\mathcal{C} \sim \alpha_m / R_p \approx 0.5$ m^{-1} . Il vient $T_p \approx 2.8$ s, conformément à nos observations.

La courbe $\alpha = f(R)$ n'a pourtant pas pu être obtenue si facilement. La goutte a en effet de l'inertie : une fois le mouvement embrayé, la goutte s'éloigne de la position

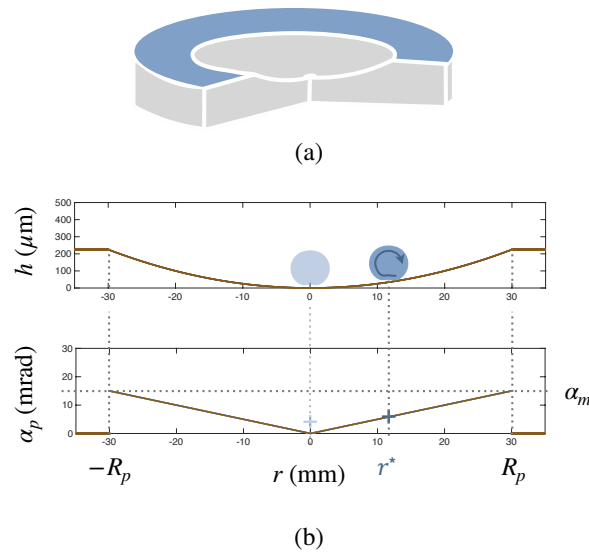


FIGURE 4.26 – (a) Utilisation de puits paraboliques pour estimer la force d’autopropulsion. (b) Profil parabolique h de la surface en laiton usinée. La goutte, initialement stabilisée au centre de la cuvette, s’anime spontanément d’un mouvement et s’écarte de la position d’équilibre.

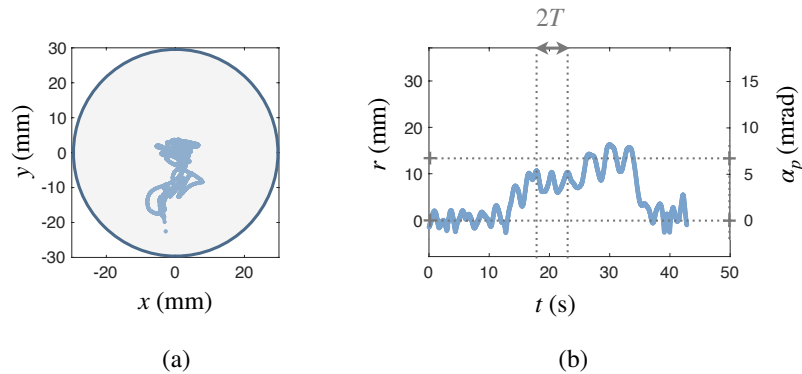


FIGURE 4.27 – (a) Vue de dessus de la trajectoire d’une goutte d’eau millimétrique sur un puits chauffé à 400°C . La goutte explore des positions autour du centre de la coupole puis subitement gagne en mobilité et part explorer des positions plus lointaines. (b) Position r au cours du temps t augmente soudainement et s’arrête à la valeur r^* , quand l’inclinaison de sa base compense l’angle du substrat $\alpha^* = \alpha_m r^* / R_p$, estimé à $\alpha^* = 7.1 \pm 1.5$ mrad, en accord avec la mesure interférométrique. Des oscillations de la goutte dans la cuvette parabolique de période $T \approx 2.6$ s sont mesurables.

d’équilibre de la cuvette. L’angle de sa base n’a pas le temps de s’adapter au changement de pente et l’arrêt n’est pas instantané. Le liquide freine un peu plus loin que la position r pour laquelle l’angle de la base est équilibré par la pente locale. L’angle implicitement obtenu est de l’ordre de quelques milliradians (axe de droite de la figure 4.27(b)), en excellent accord avec les angles obtenus par interférométrie (fig. 4.21). Cette technique est donc particulièrement prometteuse pour caractériser l’asymétrie de différents liquides et à différentes températures, mais nous n’avons pas pu l’explorer davantage.

4.3. MÉCANISME D'AUTOPROPULSION

4.3.4 Sur les origines de l'inclinaison de la base

L'inclinaison de la base s'interprète comme une conséquence du roulement interne asymétrique. On considère une goutte caléfiée, illustrée par la figure 4.28(a), roulant au dessus d'un coussin de vapeur incliné d'un angle α . La présence d'un angle s'interprète comme une conséquence de la rotation. On note V la vitesse en périphérie de goutte. Le liquide entraîne une couche d'air à la vitesse typique V . Ce flux d'air perturbe l'évacuation des vapeurs. Par composition des vitesses, la vitesse de la vapeur, U , est affaiblie à "l'entrée" de la fente, (U_{in} au point D de la figure 4.28(a)) qu'à la "sortie" (U_{out} au point C).

L'introduction de traceurs dans le liquide dans les expériences de caractérisation de l'inclinaison de la base des gouttes par interférométrie, permet de vérifier que les traceurs ont un mouvement aligné avec l'axe de symétrie x de la figure d'interférence, qui est aussi la direction de propulsion, comme le montre l'image de la figure 4.28(b). On visualise simultanément la figure d'interférence de la zone aplatie (entourée en pointillés rouges), et le mouvement des traceurs passant près de l'interface liquide-vapeur. Le mouvement des traceurs, suivi manuellement, donne accès aux vitesses en amont (V_{in} en bleu) et celles mesurées en aval (V_{out} en rouge) de la zone aplatie. On voit qu'en effet, la vitesse est plus élevée en "sortie" de film qu'au niveau de l'entrée. La distribution des vitesses, obtenues sur 120 traceurs, est tracée sur la figure 4.28(c). Elle révèle une différence typique ($V_{\text{out}} - V_{\text{in}} \approx 1 \text{ cm/s}$, comparable à V). La vitesse dans le film de vapeur est réajustée par les écoulements dans l'air induits par le roulement.

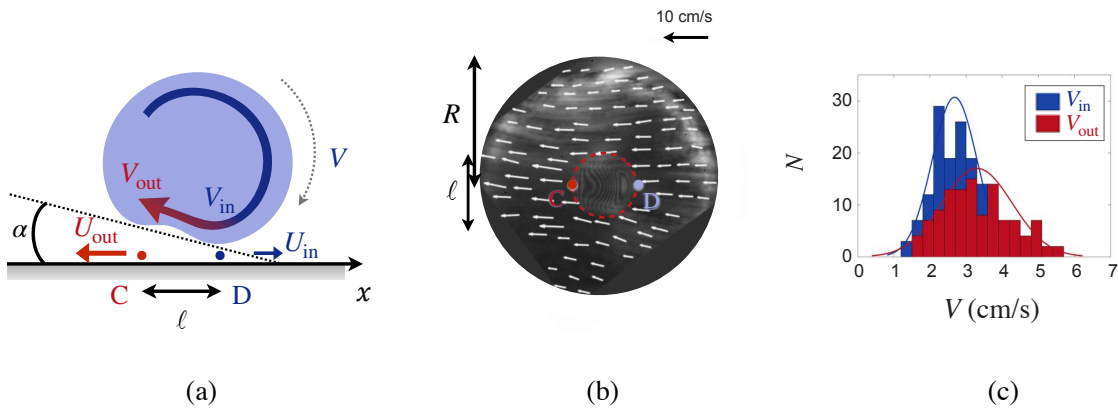


FIGURE 4.28 – (a) Représentation d'une gouttelette dans le régime asymétrique d'autopropulsion. L'écoulement induit par le roulement interne se couple avec l'écoulement de vapeur. (b) Caractérisation simultanée de l'inclinaison de la base par interférométrie et de l'écoulement interne. La goutte d'eau est inséminée avec des particules de verre creuses de $12 \mu\text{m}$ de diamètre qui indiquent un déplacement de l'ordre de 5 cm/s . (c) Distribution de vitesse des traceurs, semés dans le liquide, mesurée en amont V_{in} et en aval V_{out} de la zone aplatie (matérialisée en pointillés rouge) met en évidence une différence de vitesse de l'ordre du cm/s entre l'entrée et la sortie de la base. Les lignes pleines correspondent au pic gaussien qui s'approche le mieux des données.

L'écoulement de vapeur étant visqueux, la différence de vitesse $U_{\text{in}} < U_{\text{out}}$ engendre une différence de pression $\Delta P = p_C - p_D$ qui s'écrit en loi d'échelle $\eta_v V / \varepsilon^2$ et soulève

la zone de sortie. L'amplitude $\Delta\varepsilon$ du soulèvement est obtenue en équilibrant ΔP avec la pression de Laplace (dominante à cette échelle) $\gamma\Delta\varepsilon/\ell^2$. Or l'inclinaison est définie par $\alpha = \Delta\varepsilon/\ell$. On obtient alors en loi d'échelle :

$$\alpha \sim \frac{\eta_v V \ell^2}{\gamma \varepsilon^2} \quad (4.3.2)$$

On trouve une inclinaison stationnaire qui, pour les paramètres de notre expérience, est comprise entre 1 et 10 mrad, en accord avec les données expérimentales de la figure 4.21.

On peut donc conclure, la brisure de symétrie des écoulements internes, induite par confinement évaporatif se couple à l'interface libre liquide-vapeur. Cette dernière est alors sculptée de manière asymétrique et stationnaire. La base s'incline d'un angle moyen de quelques milliradians, qui engendrent le mouvement des gouttelettes dans la direction du roulement.

4.3.5 Robustesse de l'autopropulsion

Influence de la température de la plaque

Nous avons cherché à tester la robustesse de l'autopropulsion vis-à-vis de certains paramètres. On se demande notamment si cet effet résiste à des variations de températures du substrat. L'expérience schématisée sur la figure 4.2 est donc reproduite pour différentes températures du substrat. L'analyse des trajectoires, extraites par des vues de dessus, permet de mesurer l'accélération a en fonction du rayon R des gouttes pour différentes températures de plaque T . Comme l'illustre la figure 4.29(a), le comportement persiste. En dessous d'un certain rayon critique, l'accélération devient soudainement significative, et les gouttes partent dans toutes les directions.

Seuil d'apparition de l'autopropulsion Le rayon R^* en dessous duquel ce comportement singulier apparaît semble ne dépendre que des paramètres géométriques de la goutte et du confinement, régi par la longueur capillaire. Il est donc *a priori* insensible aux variations de température de substrat T . Le rayon R^* d'autopropulsion est mesuré en fonction de ΔT , la différence de température entre le substrat et le point d'ébullition de l'eau. Sur la figure 4.29(b), on constate que R^* augmente très légèrement avec la température du substrat.

Nous interprétons cette modeste variation comme une conséquence de l'épaississement du film de vapeur avec la température du substrat ($\varepsilon \propto \Delta T^{1/4}$) et de l'intensification de l'écoulement de vapeur qui s'échappe à travers le film de vapeur. La transmission du mouvement interne à l'asymétrie du film est améliorée, et la brisure de symétrie est anticipée. Elle a lieu pour des rayons légèrement plus élevés.

4.3. MÉCANISME D'AUTOPROPULSION

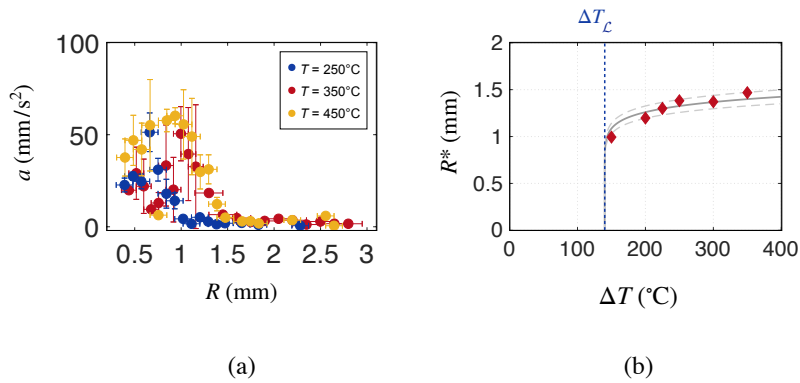


FIGURE 4.29 – (a) Accélération a de gouttes propulsées sur un wafer de silicium porté à la température $T > T_L$ en fonction du rayon R de la goutte. Les gouttes sont initialement tenues captives par l’aiguille avec laquelle elles ont été déposées. Elles sont libérées lorsque par évaporation, leur hauteur devient environ égale à H . (b) Rayon critique R^* en deçà duquel les gouttes s’autopropulsent en fonction de la température T de la plaque. La transition entre le régime biaisé gravitaire et le régime autopropulsé a lieu pour des gouttes de rayon R_c qui augmente sensiblement avec la température de la plaque.

Amplitude des accélérations observées Sur la gamme de température explorées, le comportement des gouttes est très similaire. Les accélérations maximales a mesurées sont du même ordre de grandeur. La force d’autopropulsion semble indépendante de la température de la plaque T , renforçant l’idée que cette force dépend principalement des propriétés du liquide, en particulier de sa propension à se déformer et à accueillir une dynamique interne.

Influence de l’état de surface du substrat

Nous nous sommes également demandés si l’autopropulsion persiste sur des surfaces plus réelles. Dans une annexe, nous mettons à l’épreuve les gouttes sur des surfaces rugueuses. Les propriétés de mouillage d’un substrat (penchant hydrophile ou hydrophobe d’un matériau) sont exacerbées par la présence de rugosité. Nous avons testé des surfaces rugueuses hydrophobes (dites superhydrophobes), des surfaces rugueuses hydrophiles (dites superhydrophiles), ainsi que des substrats striés plus grossièrement, en faisant varier l’orientation des stries. L’autopropulsion persiste donc des substrats rugueux jusqu’à des échelles de l’ordre de $10 \mu\text{m}$, qu’ils soient hydrophiles ou hydrophobes. L’utilisation d’un revêtement superhydrophobe permet d’étendre la gamme de température d’observation de ce phénomène, qui semble observé juste au-dessus de la température de Leidenfrost T_L , pourvu que la force d’autopropulsion soit supérieure, en amplitude, à l’adhésion grandissante à l’approche de T_L .

Conclusion sur l'autopropulsion

Nous avons montré qu'en dessous d'une certaine taille, le liquide se dote d'une mobilité inattendue. En étudiant la dynamique interne au liquide, nous avons montré qu'une goutte caléfiée est animée de mouvements internes très rapides, induits par des effets thermoconvectifs, auxquels viennent s'adjoindre l'entraînement visqueux par la vapeur. Ces écoulements changent de nature à mesure que la goutte s'évapore et deviennent asymétriques. La goutte se met donc à rouler et rectifie les écoulements autour d'elle de manière asymétrique. La base de la goutte se trouve alors inclinée ce qui engendre une force horizontale capable de propulser le liquide dans la direction choisie (arbitrairement) par le roulement.

Ainsi, une goutte en caléfaction ne tire pas seulement sa mobilité légendaire de l'absence de friction ou de la sensibilité aux forces extérieures, mais plus essentiellement de sa capacité à s'autopropulser.

Troisième partie

Dynamiques forcées

État de l'art de la propulsion d'objets caléfiés

Dans le phénomène de Leidenfrost, le coussin de vapeur joue le rôle de lubrifiant : il prévient tout "grippage" entre le liquide et le substrat. La suppression quasiment totale de la friction confère aux gouttes leur extrême mobilité. Ainsi, des gouttes jetées sur nos poêles chaudes partent dans tous les directions et sont insaisissables. Contrôler leur mouvement relève presque de l'impossible. C'est ainsi qu'est née l'idée forcer l'asymétrie afin de contrôler des objets en caléfaction. Dans cette partie, nous envisageons deux voies inédites permettant la mise en mouvement du liquide : l'utilisation d'un chauffage inhomogène (chapitre 5) ainsi que des textures de profondeur croissante (chapitre 6). Avant de présenter ces stratégies en détail, nous passons en revue les différents travaux publiés dans ce domaine.

Substrats asymétriques

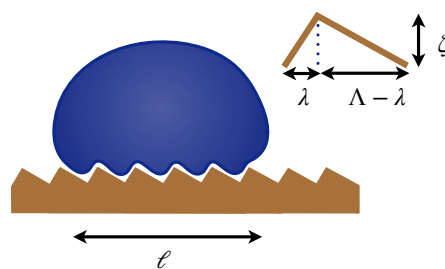


FIGURE 4.30 – Schéma d'une surface en toit d'usine. Les textures ont une profondeur ζ de quelques centaines de micromètres et sont répétées avec un pas $\Lambda = 1.5$ mm. On note λ l'étendue horizontale de la zone la plus pentue.

Linke *et al.* ont été les premiers à exploiter cette stratégie [119]. Les auteurs observent qu'un liquide caléfié, placé sur un substrat chaud couvert de dents asymétriques, représenté sur la figure 4.30, est automatiquement propulsé dans la direction des dents descendantes. Lorsque la surface est assez chaude pour engendrer un état de Leidenfrost, la goutte remonte spontanément le versant raide des marches de l'ordre de 3 cm/s. Ils montrent

même qu'une goutte lancée à contre-sens rebrousse chemin et se propulse dans le sens de la pente.

À flux de chaleur fourni constant, la présence de textures n'entrave pas l'équilibre de lévitation. Cette rugosité modifie toutefois l'écoulement de la vapeur sous-jacent. Si sur une surface lisse la vapeur s'écoule de manière laminaire et isotrope, cet écoulement se trouve modifié par les textures gravées en surface du solide. Comme l'objet est détaché de son substrat, il est extrêmement mobile : de toutes petites forces suffisent pour engendrer un mouvement. L'application de motifs asymétriques rectifie la façon dont la vapeur s'échappe sous l'objet, et le propulse. On voit sur la chronophotographie de la figure 4.31(a), que la goutte progresse vers la droite.

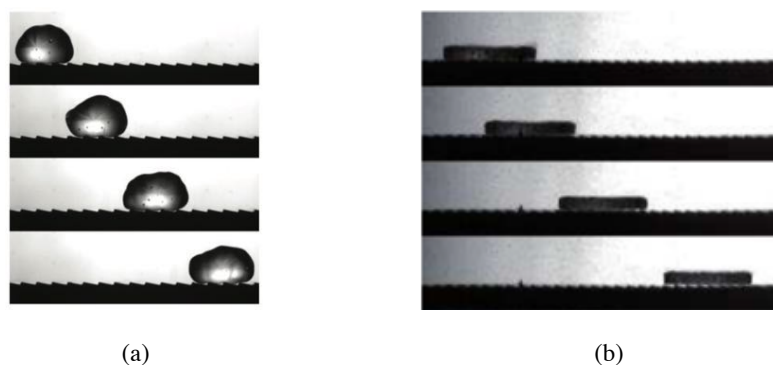


FIGURE 4.31 – (a) Positions successives d'une goutte de rayon $R = 2$ mm, en caléfaction sur un substrat texturé de manière asymétrique, présentant l'expérience de Linke (photos de Marie Le Merrer). Les dents ont une profondeur $\zeta = 200 \mu\text{m}$ et une largeur $\Lambda = 1.5$ mm. L'intervalle entre les photos est de 40 ms. (b) Positions d'un palet de carboglace centimétrique en mouvement spontané sur une surface en toit d'usine portée à $T = 350^\circ\text{C}$. Les images, extraites de [131], sont séparées de 300 ms. La structure crée une force de propulsion qui promeut l'objet caléfié vers la droite.

La perspective d'induire du mouvement n'est pas restreinte au cas des liquides caléfiés. En chauffant le substrat, il est possible d'induire un état de Leidenfrost solide pour un palet de carboglace. Le bloc, qui se sublime à -79°C (à pression atmosphérique) sans passer par une phase liquide, lévite sur un coussin de vapeur de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Lagubeau *et al.* ont montré, que des blocs de carboglace sont, à l'instar des liquides, spontanément mis en mouvement sur ces substrats en forme de toit d'usine. On voit sur la série de photographie de la figure 4.31(b) que ces blocs solides empruntent le même chemin que le liquide.

La géométrie du substrat peut d'ailleurs être adaptée. L'utilisation de dents asymétriques concentriques présentées sur la figure 4.32(a), a été exploitée par Cousins *et al.* dans la conception de pièges liquides [120]. La goutte est rappelée vers le centre du substrat. La trajectoire, reproduite sur la figure 4.32(b), est semblable à celle d'un corps céleste soumis à une force centrale.

Wells *et al.* ont également exploité la rugosité pour mettre en rotation un bloc de carboglace. Les rainures asymétriques (Fig. 4.33(a)) sont réparties de manière orthoradiale sur le solide (b). La vapeur, en s'échappant radialement, engendre un couple moteur [132].

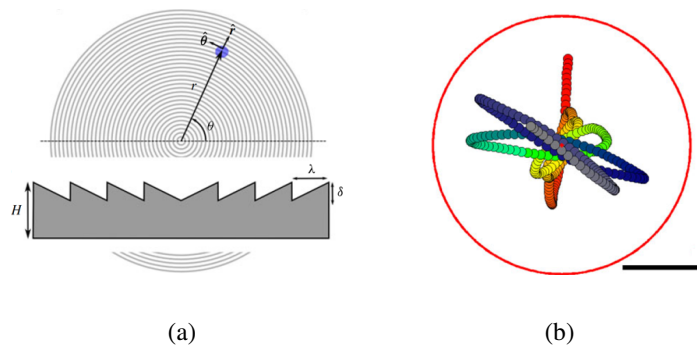


FIGURE 4.32 – (a) Schéma du substrat présentant des textures circulaires concentriques utilisé pour piéger des liquides caléfiés. (b) Positions successives, espacées de 15 ms et de couleur étalée entre le rouge et le gris, d'une goutte placée sur un tel substrat. La barre d'échelle indique 5 cm. Images extraites de [120].

Ainsi, comme l'illustre la figure 4.33(c), le bloc de carboglace posé sur ce solide chaud se met à tourner.

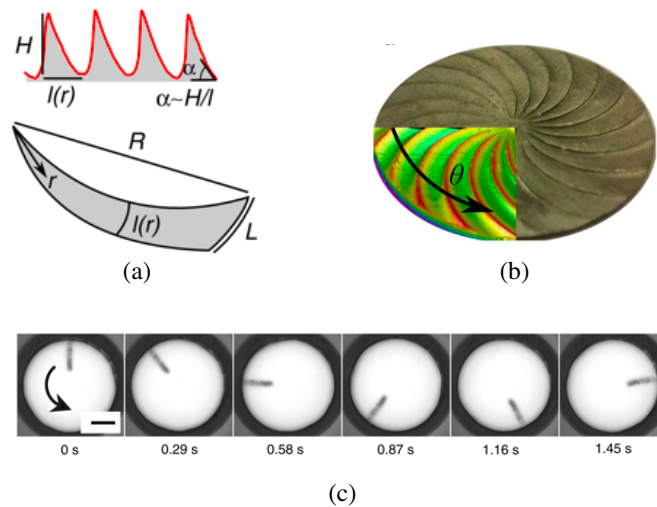


FIGURE 4.33 – Un palet de carboglace déposé sur des sillons orthoradiaux asymétriques est mis en rotation sur lui-même. Image extraite de [132].

La géométrie des texturations à la surface du solide chaud peut être adaptée et permet donc d'imposer toute une gamme de mouvements à un objet caléfié, d'ordinaire difficile à contrôler. Cette stratégie dépasse la portée du phénomène de caléfaction et a inspiré d'autres techniques de propulsion. Souffler sous un objet, liquide ou solide, peut induire un état de lévitation. En soufflant à travers des substrats perforés asymétriques, on modifie l'écoulement d'air ce qui engendre une force horizontale et propulse l'objet lévitant [133].

Mécanismes de propulsion

De nombreuses études se sont consacrées à élucider l'origine de la poussée directionnelle observée. Plusieurs scénarios ont été proposés. Citons par exemple :

- ⊙ Les scénarios **thermiques** qui tiennent le profil asymétrique de température au sein de chaque dent pour responsable de la rectification de l'écoulement de vapeur [134].
- ⊙ Les scénarios mettant en jeu le caractère déformable de l'interface, invoquant des effets Marangoni liés aux différences de température à la surface de la goutte [135].
- ⊙ Les scénarios qui mettent en cause les oscillations spontanées des gouttes en caléfaction [72] et le transport de matière de l'arrière vers l'avant de la goutte par des ondes de surface.
- ⊙ Les scénarios **hydrodynamiques** invoquant la rectification de l'écoulement de vapeur sous la goutte. La contrainte visqueuse, intégrée sur la base de la goutte a alors une résultante horizontale non nulle [120, 131, 136, 137].

Hardt *et al.* ont montré numériquement que l'origine thermique, à savoir la répartition non homogène du flux thermique contribue de manière anecdotique à la propulsion observée [138]. La force de propulsion est donc dominée par les effets hydrodynamiques (écoulements engendrés par pression dans le film) ou par les effets qui reposent sur le caractère "mou" de l'interface. Les expériences conduites par Lagubeau *et al.* sur des blocs de carboglace permettent alors de lever l'indétermination finale [131]. Ces solides, qui se propulsent spontanément, mettent à mal tous les scénarios qui reposent sur la nature liquide de l'interface (sa déformabilité, sa capacité à endurer des contraintes superficielle induites par exemple par effet Marangoni [135], sa propension à osciller [72] ou à accueillir des ondes de surface). Le comportement observé repose donc nécessairement sur l'écoulement lubrifié de vapeur.

Dupeux *et al.* ont montré que cet écoulement sous-jacent est, en effet, modifié par le relief asymétrique du substrat. En disséminant des billes de verre micrométriques sur le substrat, et en adoptant des vues latérale et aérienne simultanées, ces auteurs sont parvenus à dresser la cartographie de l'écoulement de vapeur entre un palet caléfié et un substrat crénelé. Les billes, advectées par la vapeur qui s'échappe sous la goutte, empruntent un chemin suivant la pente descendante des crêtes. Une fois dans les sillons, elles sont déviées par la dent suivante, puis redirigées dans l'axe des rainures, c'est-à-dire dans la direction transverse au mouvement de la goutte. La vapeur s'écoule donc le long de la pente des dents du toit d'usine ; puis fuit par les bords, le long des rainures. La résultante des contraintes visqueuses intégrées sur la base de l'objet lévitant est certes très faible en amplitude, mais la contribution de chaque strie se somme et donne une force suffisante pour mettre en mouvement ces aéroglisseurs dans la direction privilégiée de l'échappement de vapeur. La goutte suit alors la même direction que la vapeur [136].

C'est donc la direction du flux de vapeur, imposée par la topographie de surface, asymétrique, qui est tenu pour responsable de la poussée ressentie par ces objets et engendre leur

mouvement. Ce mécanisme permet aussi de comprendre comment la réduction d'échelle des textures augmente l'efficacité de la propulsion [139].

Remarque : La présence de dents asymétriques périodiques change la géométrie du coussin de vapeur, et induit des variations de pression sous l'objet. On envisage ici un scénario qui repose non plus sur l'entraînement asymétrique de la vapeur mais sur la pente effective $\bar{\alpha}$ vue par l'objet caléfié. On désigne x la direction de propulsion et on repère par z_s la position verticale du substrat. En supposant que la goutte, d'étendue ℓ couvre N motifs ($\ell = N\Lambda$) et en utilisant les notations relatives à une strie de la figure 4.30(a), l'angle moyen du substrat vaut :

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{\ell} \int_0^\ell \frac{dz}{dx} dx = \frac{N}{\ell} \left[\int_0^\lambda \frac{dz}{dx} dx + \int_\lambda^\Lambda \frac{dz}{dx} dx \right] = \frac{N\zeta}{\ell} (\Lambda - 2\lambda)$$

On évalue cet angle pour une goutte recouvrant, comme dans l'expérience de Linke (fig. 4.30), $N = 2$ textures, d'espacement régulier $\Lambda = 1$ mm ($\lambda = 0$ mm) et de profondeur $\zeta = 250$ μ m. L'angle ressenti attendu est de l'ordre de $\bar{\alpha} = \zeta/\Lambda = 0.1$ rad. En présence d'un tel angle $\bar{\alpha}$, la force de pression, dont la composante verticale compense le poids de l'objet, acquiert une composante horizontale qui induit une accélération $\bar{\alpha}g = 1$ m/s². Sans même avoir à parler de rectification de l'écoulement, l'angle apparent d'une telle surface peut expliquer à lui seul la propulsion très efficace des liquides et des solides caléfiés. On trouve des accélérations très grandes. L'angle est en effet sur-estimé puisqu'on a supposé la face montante des créneaux verticale $\lambda = 0$. De plus, le liquide, déformable, lisse cet angle et ressent une pente plus faible. Enfin, dans le cas des liquides, la friction limite ce mouvement et explique que la vitesse ne puisse pas excéder quelques dizaines de cm/s.

Objets asymétriques

La situation peut être inversée en considérant le cas de solides asymétriques en lévitation sur des substrats lisses et horizontaux. Comme on le voit sur la figure 4.34(a), extraite de [130], l'asymétrie de l'objet lui-même permet la redirection de la vapeur et induit sa propulsion. Les auteurs montrent, aussi bien expérimentalement que théoriquement, qu'il est possible d'induire spontanément du mouvement en rendant asymétrique des palets de carboglace à l'aide d'un petit poids excentré. Cette asymétrie se quantifie par l'inclinaison α de la surface inférieure de l'objet. Les forces de pression dues à l'écoulement de vapeur engendrent une force horizontale d'environ $mg\alpha$ qui propulse le palet. Tout se passe comme si le palet transportait son toit d'usine. Cette expérience renforce l'idée selon laquelle la propulsion puise son origine dans le caractère non homogène de la pression dans le film.

Si pour un solide, la forme et l'inclinaison de la base sont des paramètres ajustables, que l'on peut forcer de manière quasi-permanente par la répartition du poids, il paraît plus difficile de forcer l'asymétrie d'un liquide. Sa nature déformable lui permet de s'adapter à la forme du substrat. Le chapitre 4 a toutefois montré que l'interface se déforme spon-

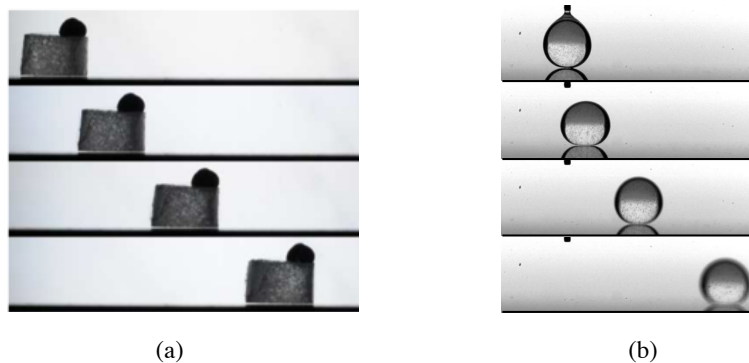


FIGURE 4.34 – Propulsion d’objets asymétriques. (a) Positions successives (séparées de 0.3 s) d’un palet de carboglace centimétrique de masse $m = 2.8$ g, lesté par une petite bille de plomb, se propulsant sur une surface chaude. Cette surmasse incline la base du solide d’un angle 0.3° , donnant naissance à une résultante horizontale non nulle des forces de pression [130]. (b) Positions successives d’une gouttelette millimétrique autopropulsée sur un substrat plan. Les écoulements internes dont elle est le siège, asymétriques, se couplent avec l’interface inférieure. La base des gouttes s’incline alors, ce qui engendre une force horizontale responsable de la mise en mouvement de ces roues liquides.

tanément, lorsque la symétrie des écoulements internes se brise [140]. La base du liquide est alors sculptée de manière asymétrique sans que l’on puisse le contrôler. On observe que la goutte s’autopropulse horizontalement, comme l’illustre la séquence d’image de la figure 4.34(b).

Friction sur des créneaux

Les deux situations que nous avons présenté, à savoir l’objet asymétrique ou le substrat asymétrique, ne sont pas tout à fait équivalentes du point de vue de la friction. On observe sur la figure 4.31 que la goutte atteint sa vitesse terminale. à celle où c’est le substrat qui l’asymétrie. La friction, liée aux impacts mous du liquide sur les créneaux, limite la vitesse de propulsion. En l’absence de créneaux, la friction à laquelle est soumise la goutte est très faible (liée à l’écoulement de l’air environnant). La goutte, glisse le long d’une pente infinie, et progresse alors à accélération quasi-constante (figure 4.34(c)).

Ces gouttes, qui sont d’ordinaire quasiment exemptées de friction sur des surfaces lisses atteignent pourtant une vitesse terminale de l’ordre de 10 cm/s. La présence des créneaux augmente donc la dissipation. Le réseau de stries propulse non seulement la goutte, mais il est également responsable d’une friction spéciale qui dicte la vitesse de propulsion. Le Merrer *et al.* ont étudié la friction sur ces surfaces, en considérant des créneaux symétriques, qui n’induisent donc pas de mouvement spontané. En mesurant la décélération des gouttes en dévalant, les auteurs ont souligné le caractère spécial de la friction sur ces surfaces, puisqu’elle trouve son origine dans les impacts mous du liquide sur les marches.

Application au contrôle de gouttes

Le contrôle de ces objets insaisissables peut être appréciable à plusieurs égards. La caléfaction sert de manière générale de système modèle pour décrire la physique du non-mouillant. Les concepts pourraient être étendus aux surfaces superhydrophobes, où la combinaison de la grande mobilité de gouttes non mouillantes avec une force asymétriques peut engendrer des applications très riches, comme l'évacuation de polluant, liquide comme solide, d'une surface faiblement mouillée.

Une autre perspective est de tirer profit des propriétés thermiques de ces liquides. L'évaporation est un processus endothermique : la goutte pompe de l'énergie au substrat. Sa mise en mouvement, sous réserve qu'on laisse le temps aux échanges thermiques de se faire, permet alors de réaliser un caloduc. Ceci pourrait être mis à profit pour transporter de l'énergie, notamment dans des circuits d'ailettes de refroidissement. Cette application paraît toutefois rêvée pour cet échangeur thermique médiocre.

Cette stratégie de contrôle de liquide non-mouillant a été au cœur de nombreuses études ces quinze dernières années. L'influence de la température du substrat, de la nature du liquide, ainsi que de la géométrie et de l'échelle des textures ont été discutés. Grounds *et al.* ont étudié en particulier l'influence du rapport d'aspect de textures du substrat sur la force de propulsion [141]. Si la trajectoire des gouttes est rectiligne sur les toits d'usine millimétriques, la sur-texturation à l'échelle micrométrique, incurve la trajectoire des gouttes. Le sens et l'amplitude de cette déviation dépendent de la température de la surface. Les auteurs interprètent ce fait comme une conséquence de l'apparition ou non de points locaux et angulaires d'ébullition (mis en évidence en enregistrant le son produit lors de la propulsion). La température apparaît donc être un nouveau paramètre de contrôle du mouvement des gouttes, qu'on se propose d'exploiter dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Propulsion sur gradient thermique

Dans les stratégies présentées précédemment, l'asymétrie dans l'écoulement de vapeur était induite de manière permanente en gravant le substrat ou en se restreignant à des objets asymétriques. On envisage ici d'appliquer un chauffage inhomogène au substrat. Cette stratégie a été envisagée d'un point de vue purement théorique par Sobac *et al.* en parallèle de notre étude expérimentale [142]. Les auteurs discutent la possibilité d'induire de l'asymétrie et du mouvement sur des gradients thermiques. Leur étude prédit une autopropulsion vers le froid. Ils concluent néanmoins en discutant l'influence de la température sur les paramètres physico-chimiques relatifs à la vapeur, qui semblerait s'opposer à la mise en mouvement des gouttes.

Le mouvement spontané de solides caléfiés a été étudié par Baptiste Lafoux au cours de son projet en laboratoire dans le cadre du Master 2 de Mécanique des Fluides (MFFA).

Sommaire

5.1 Présentation de l'expérience	188
5.1.1 Description du dispositif	188
5.1.2 Caractérisation des gradients thermiques imposés	189
5.1.3 Résultats et comportement thermophobe	190
5.2 Mécanisme de propulsion	193
5.2.1 Mécanismes envisageables	193
5.2.2 Expérience modèle	194
5.2.3 Artéfacts éventuels de l'expérience	197
5.3 Force thermophorétique de liquides	199
5.3.1 Différentiation de l'équation de lubrification	200
5.3.2 Prédiction de l'inclinaison de la base	201
5.3.3 Expression de la force	202
5.3.4 Discussions	206
5.4 Piège thermique	208

5.1 Présentation de l'expérience

5.1.1 Description du dispositif

Pour appliquer un gradient de température contrôlé, nous nous sommes inspirés du banc Köfler, traditionnellement utilisé en chimie pour prendre le point de fusion d'un corps pur. Nous avons utilisé un barreau rectangulaire de longueur $L = 40$ cm, de largeur $l = 4$ cm et d'épaisseur $p = 2$ cm en laiton, connu pour être un bon conducteur et qui par ailleurs se dilate peu. Les axes permettant sa description sont spécifiés sur la figure 5.1(a). Pour limiter le déplacement des gouttes dans la direction du gradient, une rigole parabolique a été creusée à la microfraiseuse par Caroline Frot dans la direction transverse (figure 5.1(b)). L'angle maximal de la rigole atteint en bordure ($y = \pm l/2$) vaut ≈ 100 mrad.

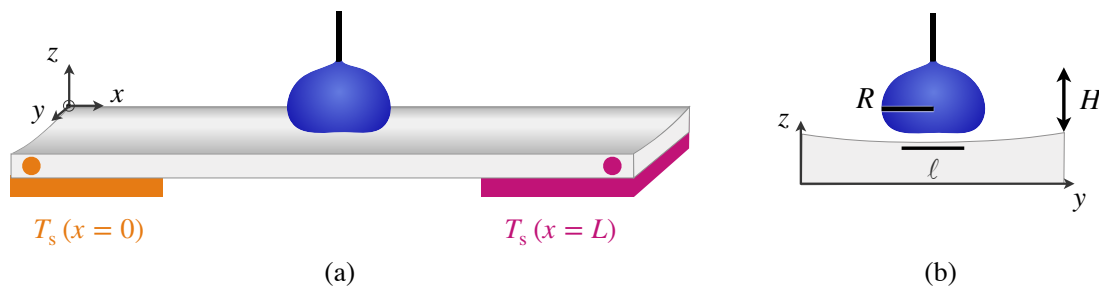


FIGURE 5.1 – Schéma du dispositif expérimental. (a) Une rigole en laiton incurvée dans le plan transverse (yz) est chauffée de manière hétérogène. Ses extrémités en $x = 0$ et $x = L$ sont respectivement portées aux températures $T_s(0)$ et $T_s(L)$ avec $T_s(0) > T_s(L)$. (b) Une goutte de rayon R , initialement immobilisée par une aiguille située à la hauteur H , est déposée sur cette rampe thermique.

Les extrémités du barreau sont posées en $x = 0$ et $x = L$ sur deux plaques chauffantes contrôlées en température, assistées par des cartouches chauffantes encastrées dans le métal. Les échanges thermiques au sein d'un solide sont dominés par la diffusion. L'extrémité chaude diffuse sa chaleur vers l'extrémité froide, établissant un gradient thermique G suivant l'axe x . On introduit ρ_s la masse volumique, λ_s la conductivité thermique et c_s la capacité thermique massique du barreau (supposées uniformes). L'équation qui régit le champ de température le long du solide est l'équation de la diffusion¹ :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\lambda_s}{\rho_s c_s} \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \quad (5.1.1)$$

La solution stationnaire $T_s(x)$ satisfait l'équation de Laplace, qui après intégration, en prenant comme conditions limites les températures imposées aux extrémités $x = 0$ et

1. Elle s'obtient par un bilan énergétique à une dimension et en appliquant la loi de Fourier.

5.1. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE

$x = L$, conduit au champ stationnaire :

$$T_s(x) = \frac{T_s(L) - T_s(0)}{L} x + T_s(0) \quad (5.1.2)$$

L'application d'une différence de température de part et d'autre du barreau établit donc, en principe, un gradient $G = (T_s(L) - T_s(0))/L$.

5.1.2 Caractérisation des gradients thermiques imposés

Nous avons effectué des relevés à la caméra thermique afin de cartographier la température le long du barreau. La caméra sensible aux infrarouges est focalisée sur la tranche latérale de la rampe, enduite au préalable de pâte thermique afin d'en augmenter l'émissivité. Calibrée sur la gamme de température $T \in [150; 350]^\circ\text{C}$, la caméra donne un accès dynamique à $T_s(x, t)$. On représente sur la figure 5.2(a) un exemple des images produites.

Régime établi

Le profil $T_s(x)$ atteint après un long temps de chauffe (typiquement 30 minutes) est alors extrait le long du barreau et présenté sur la figure 5.2(b). La température T_s diminue

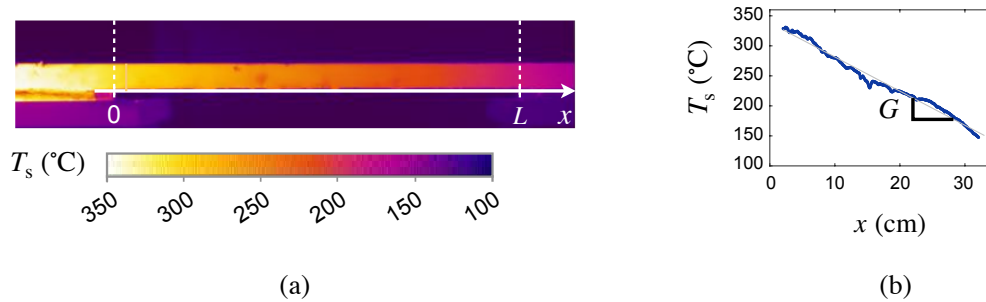


FIGURE 5.2 – Caractérisation du gradient de température appliqué au substrat. (a) Vue de côté de la rampe réalisée à la caméra thermique (FLIR A600 series) une fois le régime permanent atteint. La tranche est enduite de pâte thermique, visible aux infrarouges. L'extrémité en $x = 0$ est portée à une température $T_s(0) = 350^\circ\text{C}$ contre $T_s(L) = 150^\circ\text{C}$ à l'autre extrémité. (b) Le champ de température $T_s(x)$ est alors extrait. Le gradient de température le long de la rampe est constant, égal à $G \approx 0.6^\circ\text{C}/\text{mm}$.

bien quasi-linéairement. En chauffant à 350°C d'une part et 150°C d'autre part, il s'établit sur toute la longueur du barreau un gradient de température, donné par la pente de la droite $T_s(x)$ qui vaut typiquement $G \approx 0.6^\circ\text{C}/\text{mm}$.

Régime transitoire

L'établissement du gradient thermique n'est cependant pas instantané et se fait en un temps $\tau \sim L^2/D_{\text{th}}$ (avec $D_{\text{th}} = \lambda_s/\rho_s c_s$ la diffusivité thermique du matériau). Dans le

cas d'un barreau de longueur $L = 30$ cm et de diffusivité thermique $D_{\text{th}} \approx 10^{-4}$ m²/s, le régime transitoire dure $\tau \approx 10$ minutes. Cet ordre de grandeur est confirmé par nos

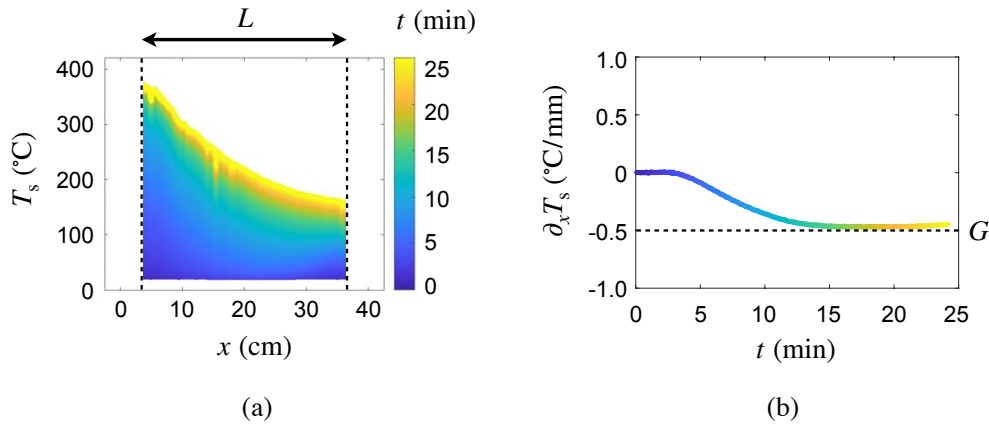


FIGURE 5.3 – Régime transitoire d'établissement du gradient thermique le long de la rampe. L'extrémité en $x = 0$ est portée à une température $T_s(0) = 325^\circ\text{C}$ contre $T_s(L) = 150^\circ\text{C}$ à l'autre extrémité. (a) Température T_s , mesurée à la caméra thermique (FLIR A600 series) le long de l'axe x . (b) Initialement nul, le gradient de température $\partial_x T_s$ s'établit. Son évolution, appréciable par le dégradé du bleu au jaune, montre une saturation à une valeur de l'ordre de $G \approx 0.6^\circ\text{C}/\text{mm}$ au bout d'une dizaine de minutes.

mesures de champ de température $T_s(x)$ et de sa dérivée spatiale $\partial_x T_s$ suivant x , tracés sur la figure 5.3. Un gradient G constant s'établit suivant x . Son intensité est contrôlée en imposant la température aux extrémités du barreau. L'amplitude typique explorée, donnée par la pente moyenne (prise loin des sources), est comprise entre -1 et 1 °C/mm. Il règne alors au niveau de la base de gouttes de diamètre typique 10 mm une différence de température de 1 à 10°C.

5.1.3 Résultats et comportement thermophobe

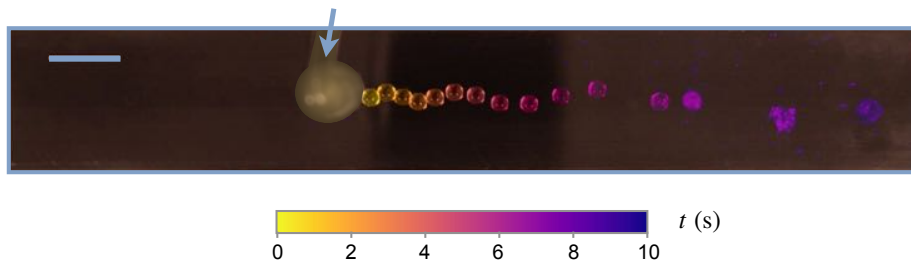


FIGURE 5.4 – Chronophotographie représentant la goutte vue de dessus à différents instants, différenciés par l'utilisation de couleurs distinctes et séparés de 0.4 s. La goutte, qui se détache de l'aiguille (en gris) pour un rayon $R = 2.6$ mm, se met en mouvement vers le froid. Elle accélère suivant x jusqu'à atteindre la position telle que $T_s(x) < T_{\mathcal{L}}$, où elle entre en ébullition et se volatilise en une fraction de seconde. La barre en haut à gauche indique une échelle de 20 mm.

En adoptant des vues de dessus, nous avons suivi la trajectoires de gouttes déposées

5.1. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE

sans vitesse initiale sur cette rampe thermique. La chronophotographie de la figure 5.4 (page 191) montre les positions successives de la goutte, libérée de l'aiguille lorsque sa hauteur h devient comparable à H , la hauteur de l'aiguille. Les différents instants, séparés de 0.4 s, sont repérés grâce à l'utilisation de couleurs distinctes, distribuées du jaune au violet. Le liquide s'anime spontanément d'un mouvement accéléré, en direction de l'extrémité froide. Il parcourt une vingtaine de centimètres en 10 secondes, échelle de temps où l'évaporation est négligeable, avant de subitement disparaître en une fraction de seconde.

Cette tendance suicidaire à préférer le froid est confirmée en reproduisant cette expérience un grand nombre de fois. On superpose sur la figure 5.5(a) vingt trajectoires vues de dessus de gouttes initialement au repos qui se dirigent spontanément vers le bord froid. La température est indiquée en dessous du diagramme par l'image faite à la caméra thermique de la tranche latérale du substrat. En inversant le signe du gradient, on inverse la direction de départ des gouttes (figure 5.5(b)). Cette expérience révèle donc le comportement thermophobe de gouttes caléfiées, fatal puisqu'en passant en dessous de la température de Leidenfrost, elles entrent en ébullition et disparaissent.

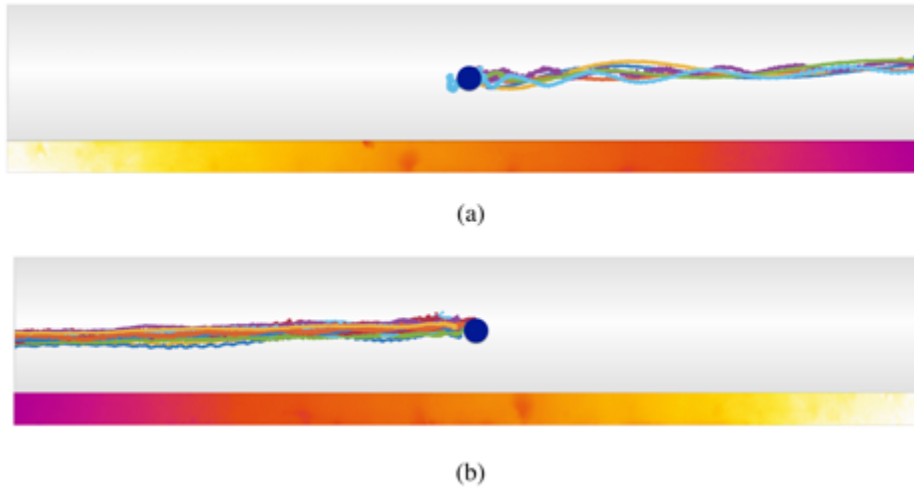


FIGURE 5.5 – Superposition de vingt trajectoires de gouttes de rayons $R = 2.6$ mm, libérées sans vitesse initiale en x_0 (où il règne une température moyenne $T_s(x_0) = 285^\circ\text{C}$) et autopropulsées sur la rampe thermique $T_s(x) = G(x - x_0) + T_s(x_0)$ où $G = -0.6^\circ\text{C}/\text{mm}$ (a) et où $G = +0.6^\circ\text{C}/\text{mm}$ (b). Chaque couleur désigne une expérience indépendante.

L'ajustement de H , la distance entre l'aiguille et le substrat, permet un contrôle sur la taille des gouttes à l'instant où elles se libèrent. Nous avons suivi la position $x(t)$ pour différents rayons de goutte R . La figure 5.6(a) donne quatre exemples pour des rayons qui s'échelonnent entre 2 et 6.5 mm. La mesure pour des gouttelettes de rayon $R\kappa \lesssim 1$, arrondies par la capillarité, est en effet compromise par la mise en place du mouvement de roulement interne (voir chapitre 4), qui induit une force d'autopropulsion horizontale d'orientation aléatoire. Cette limite sera discutée ultérieurement au paragraphe 5.3.3. Le

régime des cheminées ($R\kappa \gtrsim 4$) n'a pas été exploré. Les courbes $x(t)$ obtenues sont des paraboles. Les gouttes sont donc uniformément accélérées, ce qui révèle l'existence d'une force thermophorétique horizontale dirigée du chaud vers le froid. Les données sont approchées par une loi quadratique $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$, où le temps de détachement t_0 de la goutte et l'accélération a sont ajustés. Sur la figure 5.6(b) on porte cette accélération a en fonction de la taille de la goutte R : on observe que a est une fonction croissante de R . La sensibilité de a vis-à-vis de R invalide les causes gravitaires du mouvement et suggère une origine thermique à la force propulsive.

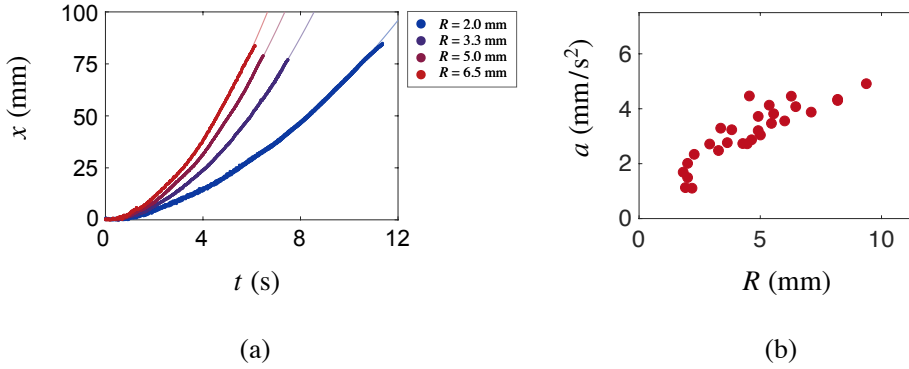


FIGURE 5.6 – Dynamiques de gouttes califiées sur une surface chauffée de manière non homogène. (a) Exemples de trajectoires $x = f(t)$ obtenues pour des gouttes d'eau de rayons R variant de 2 mm à 10 mm. Un ajustement des données à la loi quadratique $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$ permet d'extraire l'accélération a . (b) Évolution de l'accélération a avec le rayon R des gouttes.

Nous avons souligné à plusieurs reprises la sensibilité de l'écoulement de vapeur sous la goutte à l'épaisseur du film ε . Ce film s'épaissit lorsque la température du substrat augmente (faiblement, étant donné que $\varepsilon \propto \Delta T^{1/4}$). On cherche alors à voir l'influence de la température locale du substrat sur l'accélération a . La différence $\Delta T = T_s(x) - T_e$ est explorée en faisant varier la position initiale x à laquelle sont déposées les gouttes et en gardant le gradient thermique G constant. Comme illustré sur la figure 5.7, l'accélération est sensible à ΔT . Pour $\Delta T \lesssim 200^\circ\text{C}$, on remarque que l'accélération a augmente lorsque la température du substrat diminue, une tendance observée sur les ratchet par [139, 141, 143], qui suggère une origine thermique au comportement observé. En diminuant ΔT , on diminue l'épaisseur du film de vapeur ε . La goutte sent alors davantage l'effet du gradient de température qui lui est appliqué. Au-delà d'un certain seuil $\Delta T \gtrsim 200^\circ\text{C}$, le coussin de vapeur s'épaissit et l'accélération devient indépendante de ΔT .

La force thermopropulsive augmente donc avec ℓ (*i.e.* lorsque R augmente, cf figure 5.6(b)) et lorsqu'on diminue la température moyenne $T_s(x_0)$ ressentie sous les gouttes (cf figure 5.7), qui diminue l'épaisseur moyenne ε du film de vapeur. Ces observations privilégient la piste d'effets thermiques.

5.2. MÉCANISME DE PROPULSION

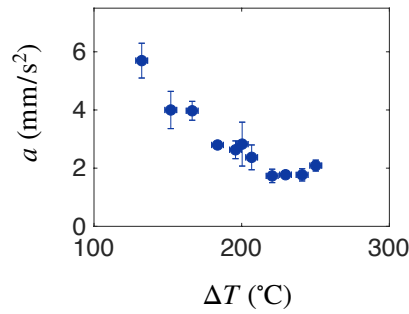


FIGURE 5.7 – Accélérations de gouttes mises en mouvement sur des gradients thermiques obtenue par ajustement des trajectoires à la loi quadratique $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$ pour différentes températures ressenties. La position $x_0 = x(t_0)$ à laquelle sont déposées les gouttes permet de faire varier la température du substrat ressentie en moyenne sous la goutte relativement au point d'ébullition du liquide $\Delta T = T_s(x_0) - T_e$.

5.2 Mécanisme de propulsion

Nous cherchons à comprendre la manière dont le gradient thermique opère pour conduire à de la propulsion. Les origines du mouvement spontané d'une goutte en caléfaction sur une surface graduellement chauffée peuvent être multiples.

5.2.1 Mécanismes envisageables

⊙ Des scénarios **hydrodynamiques** impliquant la déformabilité de l'interface et la dynamique interne au liquide. Nous avons vu au chapitre 4 que des écoulements très vifs de type Marangoni ou Rayleigh-Bénard prennent place au sein du liquide. Ces écoulements, couplés à la géométrie de la goutte, peuvent induire des déformations de l'interface. La goutte ressent une différence de température de l'ordre de $G\ell$ suivant l'axe du gradient. Les écoulements thermo-convectifs ascendants du côté chaud sont intensifiés, favorisant un mouvement de roulement vers le froid. Cette brisure de symétrie peut basculer la base des gouttes.

⊙ Des scénarios **thermiques** reposant sur l'évaporation asymétrique de la base de la goutte et/ou les variations des paramètres de la vapeur avec la température [142]. L'interface liquide-vapeur est alors remodelée de manière asymétrique. Son inclinaison moyenne fait naître une force nette qui induit du mouvement. Les gradients appliqués imposent une différence de température de part et d'autre de la base est de l'ordre de 5°C .

L'efficacité grandissante de la force thermophorétique face aux diminutions de la température moyenne ressentie par la goutte, (Fig. 5.7) souligne l'influence de l'épaisseur du film de vapeur et renforce le scénario thermique. De plus, la faible différence de température au niveau de la base de la goutte laisse penser que c'est le mécanisme d'érosion-inclinaison qui explique le mouvement observé et non pas les variations des paramètres physiques.

Pour élucider rigoureusement l'origine de la force thermophorétique, nous recourrons, à la manière de Lagubeau *et al.* [131], à des solides caléfiés, peu enclins à se déformer et dont la dynamique interne est supprimée.

5.2.2 Expérience modèle

Comportement thermophobe

L'expérience test que nous réalisons consiste donc à mettre en lévitation des blocs de carboglace sur une rampe en laiton graduellement chauffée. Ils sont rendus symétriques au préalable en gommant leurs aspérités et défauts au contact d'un moule à température ambiante. Les blocs sont maintenus sans vitesse à l'aide d'un tube suspendu au-dessus du substrat. Une fois le tube surélevé, le palet est libéré. La figure 5.8(a) montre les positions vues de dessus prises à intervalle régulier (0.8 s entre chaque image, différenciables par leurs couleurs) d'un palet de carboglace déposé sur un barreau en laiton plus chaud à gauche ($\sim 400^\circ\text{C}$) qu'à droite ($\sim 150^\circ\text{C}$). Le bloc, initialement au repos, s'anime d'un mouvement accéléré. Sa position dans le plan (xy) est alors extraite et tracée sur la figure 5.8(b). Le bloc se dirige suivant x , dans le sens opposé à celui du gradient thermique, c'est-à-dire vers le froid. On trace la coordonnée x au cours du temps t (Fig. 5.8(c)). Il faut moins de six secondes au palet pour quitter le substrat.

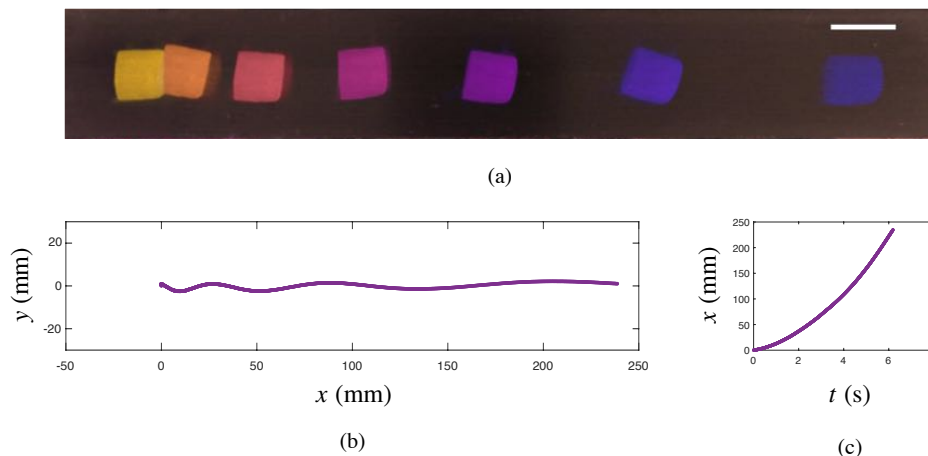


FIGURE 5.8 – (a) Chronophotographie dégradée montrant les positions successives d'un bloc de carboglace de masse $m = 3.6$ g accélérant vers le côté froid. Le gradient de température imposé suivant x est $G = 0.7^\circ\text{C}/\text{mm}$. (b) Position dans le plan xy extraite de la vue de dessus. (c) Le palet, lâché sans vitesse initiale est repéré par la position x , quadratique en temps.

Cette expérience révèle le même comportement thermophobe pour les solides que pour les liquides caléfiés. L'espace croissant des positions successives de l'objet sur la chronophotographie (figure 5.8(a)), souligne l'accélération non nulle du palet de carboglace. La position x , tracée sur la figure 5.8(c) suit en effet des variations quadratiques en temps. L'expérience est répétée en utilisant des blocs de géométrie variable et en inversant le signe

5.2. MÉCANISME DE PROPULSION

du gradient. On porte sur la figure 5.9 une vingtaine de trajectoires, obtenues pour des blocs de taille variables, qui se dirigent tous vers l'extrémité froide du substrat (à droite) (a) et à gauche (b) suivant le signe du gradient).

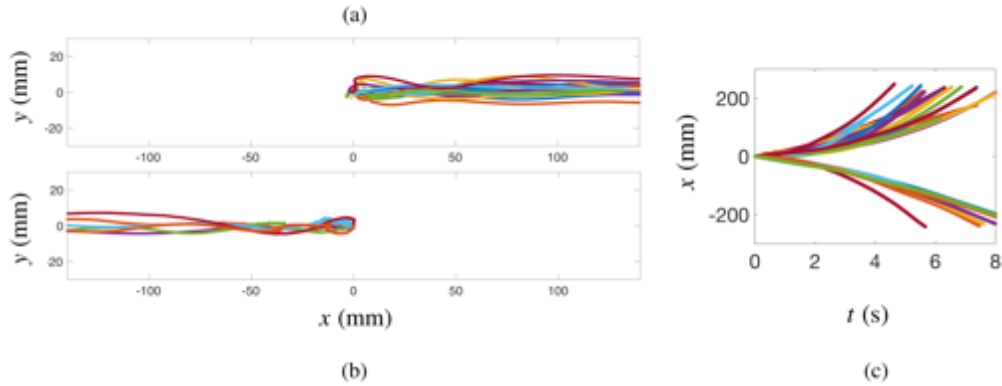


FIGURE 5.9 – Tendances thermophobes de solides de Leidenfrost. (a) Collection d'une vingtaine de trajectoires vues de dessus de palets de $\text{CO}_2(\text{s})$ s'autopropulsant vers le côté froid. Le gradient de température imposé suivant x est $G = -0.7^\circ\text{C}/\text{mm}$. (b) Trajectoires obtenues en imposant $G = +0.7^\circ\text{C}/\text{mm}$. (c) Positions x en fonction du temps pour des palets, libérés sans vitesse initiale, en propulsion vers le froid.

La position x au cours du temps est extraite de ces vues de dessus (figure 5.9(c)). On retrouve l'allure de parabole pour $x(t)$. On ajuste alors les données par $x(t) = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$ afin d'extraire l'accélération a quasi-constante du palet. Cette accélération, de l'ordre de 10 mm/s^2 , est sensible aux conditions initiales, et en particulier, au temps de résidence du palet avant sa libération, puisqu'une fois déposé sur la rampe thermique, son érosion différentielle commence. Dans toutes les expériences, l'acquisition démarre moins de deux secondes après le dépôt.

Nous avons vu au chapitre 4 qu'une accélération uniforme est la signature de l'inclinaison de la base. L'angle induit dans le régime autopropulsé des petites gouttes de l'ordre de $\alpha \sim 5 \text{ mrad}$ accélère le liquide de $\alpha g \sim 50 \text{ mm/s}^2$, du même ordre de grandeur que les accélérations mesurées sur les gradients thermiques.

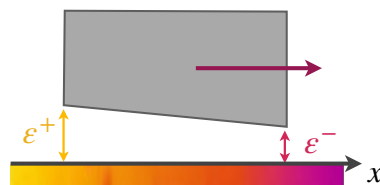


FIGURE 5.10 – Modèle de base basculée. Le film de vapeur est plus épais du côté chaud que du côté froid. Le palet lévite sur un coussin incliné, à l'origine de la force thermophorétique horizontale, dirigée en direction du froid.

Ces solides se propulsent vers le froid à accélération quasi-constante, et ce faisant, invalident les pistes reposant sur le caractère déformable de l'interface inférieure ou sur la

présence d'une dynamique interne. Il semble que la base du bloc soit inclinée d'un angle α_T qui pourrait provenir de l'érosion différentielle de la base du solide, comme illustré par le schéma de la figure 5.10. L'interface s'érode plus du côté chaud (jaune) que du côté froid (rose). Ceci pourrait expliquer la présence d'un angle α_T d'inclinaison de la base et de l'existence d'une force horizontale propulsive.

Force de propulsion d'un solide de Leidenfrost

Pour établir l'origine du mouvement vers le froid, nous nous intéressons au flux de vapeur sous un palet de carboglace immobile. La direction x horizontale (suivant l'axe du gradient) est très étendue devant la direction z verticale. L'autre direction y , suivant laquelle nous n'observons pas de mouvement est négligée pour limiter le problème à deux dimensions. On se trouve à nouveau dans le cadre de l'approximation de la lubrification ($Re = \rho_v \varepsilon^2 U / R \eta_v \ll 1$), détaillée à la page 31. En supposant un écoulement stationnaire, porté suivant x , entre deux parois solides (donc de vitesse nulle, dans le cas du palet) on trouve un profil de vitesse de type Poiseuille, qui, moyenné suivant z , conduit à la pression de lubrification ΔP associée à l'écoulement de la vapeur dans le film :

$$\Delta P \sim \frac{\eta_v \lambda_v \Delta T R^2}{\rho_v \mathcal{L} \varepsilon^4} \quad (5.2.1)$$

La condition de lévitation $\Delta P \sim \rho g H$ fixe alors l'épaisseur d'équilibre ε du bloc à :

$$\varepsilon \sim \left(\frac{\lambda_v \Delta T \eta_v R^2}{\rho_v \mathcal{L} \rho H} \right)^{1/4} \quad (5.2.2)$$

L'épaisseur du film dépend de la température du substrat. Or, l'objet est soumis à des variations de température suivant l'axe x : $T_s(x) = T_0 + Gx$. Pour un gradient constant G de l'ordre de $1^\circ\text{C}/\text{mm}$, le flux d'évaporation est rendu asymétrique. La base de l'objet s'érode ce qui a pour effet de l'incliner d'un angle $\alpha_T = \partial_x \varepsilon = \partial_{\Delta T} \varepsilon G$ où $\Delta T = T_s(x) - T_{\text{CO}_2}$. En différentiant l'expression 5.2.2, il vient alors en adoptant une forme plus compacte : $\alpha_T = G\varepsilon/\Delta T$. Pour un film d'épaisseur de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, et $T_{\text{CO}_2} = -78^\circ\text{C}$, on s'attend à un angle α_T de l'ordre de 0.5 mrad . Comme nous l'avons vu précédemment et dans la limite $\alpha_T \ll 1$, un tel angle engendre une accélération horizontale $\alpha_T g$ de l'ordre de 5 mm/s^2 , et une force thermophorétique qui s'écrit, si m est la masse du palet $F_T \sim mgG\varepsilon/\Delta T$.

Remarque : L'accélération mesurée est cependant souvent supérieure, ce qui vraisemblablement provient du fait que l'angle croît avec le temps de résidence du bloc dans le tube servant à son immobilisation.

D'autre part, le raisonnement suppose que le palet est immobile. Une fois en mouvement, les équations de la lubrification doivent être remplacées par les équations dites de Reynolds en prenant une vitesse de glissement dans l'intégration du profil de Poiseuille. Si le palet progresse à la vitesse V suivant x , la vapeur voit donc un écoulement à la vitesse $-V$. Or,

5.2. MÉCANISME DE PROPULSION

le basculement de la base rectifie l'écoulement de vapeur : le gaz s'échappe préférentiellement par le bord le plus confiné. La vitesse du gaz, corrigée par l'écoulement d'air à la vitesse $-V$ est plus faible du côté où le film est plus mince. On a vu à la page 4.3.4 que de telles différences de vitesses au sein du film soulèvent la base des gouttes. Par le même raisonnement on prédit alors que l'inclinaison donc l'accélération s'amplifient au fur et à mesure de la propulsion.

Nous avons mesuré l'accélération a en considérant des blocs de géométrie variable et en jouant sur la température locale $T_s(x)$. On mesure des accélération de 5 à 50 mm/s², conformément à nos prédictions théoriques. Toutefois, la dépendance aux paramètres expérimentaux est faible et l'influence du temps initial de résidence sur la rampe thermique amplifie l'angle de la base. Un solide de Leidenfrost, placé sur un substrat graduellement chauffé, s'autopropulse donc vers le froid. par un mécanisme thermique d'érosion asymétrique de sa base.

5.2.3 Artéfacts éventuels de l'expérience

Aux ces effets mentionnés au paragraphe 5.2.1, peuvent éventuellement s'adjoindre des artéfacts expérimentaux. On cherche à vérifier que ces derniers n'interfèrent pas dans le comportement observé.

Biais gravitaire

Nous avons vu au chapitre 4, que dans le régime de goutte gravitaire : le liquide glisse suivant la pente α_0 du substrat avec une accélération $\alpha_0 g$. La particularité de cette accélération est qu'elle ne dépend pas de R , ce qui contredit les observations reportées sur la figure 5.6(b). L'écart à l'horizontalité α_0 peut être évalué en mesurant l'accélération moyenne de gouttes de taille donnée sur une rampe thermique et en la comparant avec celle obtenue dans les conditions identiques sur un gradient thermique de signe opposé. La figure 5.11 présente les distributions des accélérations mesurées avant (a) et après (b) inversion du signe du gradient.

Ces distributions sont approchées par des lois statistiques (de type β). L'écart entre les pics correspond à l'accélération gravitaire résiduelle $2\alpha_0 g$. On en déduit que la pente α_0 est donc de l'ordre de 0.05 mrad. La valeur de cette pente résiduelle est supérieure à la pente typique que nous avons estimée dans les expériences du chapitre 4 relatif à l'autopropulsion des gouttelettes. Il est en effet plus difficile de réduire l'inclinaison du substrat sur la distance L et avoir une planéité parfaite à cette échelle sur une surface usinée.

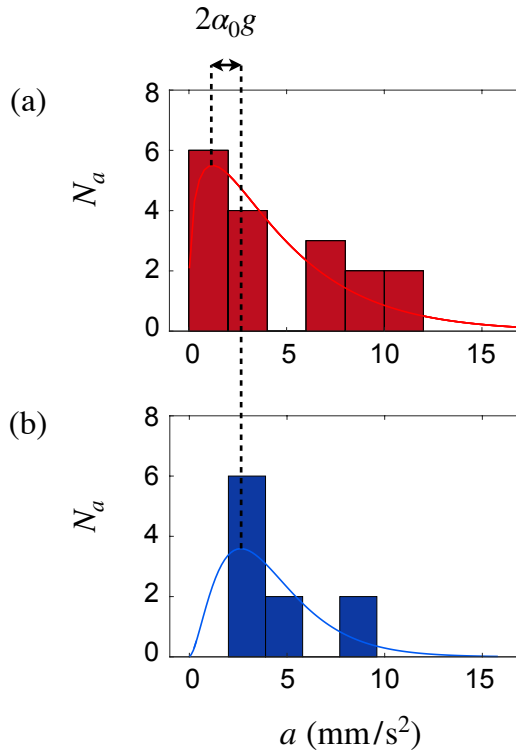


FIGURE 5.11 – Distribution des accélérations a de gouttes thermopropulsées sur un substrat chauffé d'une part à 150°C et de l'autre à 350°C . Le gradient thermique imposé est en (a) $G = -0.56^{\circ}\text{C}/\text{mm}$ induisant une accélération moyenne $a = 4.16 \pm 1.42 \text{ mm/s}^2$; en (b) $G = +0.56^{\circ}\text{C}/\text{mm}$ pour lequel on mesure $a = 4.61 \pm 0.83 \text{ mm/s}^2$. L'écart entre les accélérations correspond à l'accélération gravitaire $2\alpha_0 g$, conduisant à une estimation de α_0 de l'ordre de 0.05 mrad .

Biais induit par dilatation thermique du substrat

Sous l'effet d'une variation de température, un corps de volume initial $V_0 = L \times l \times d$ se déforme. C'est le phénomène de dilatation thermique. Ainsi, un solide, initialement à la température T_0 et échauffé de ΔT voit ses distances s'étendre de manière *a priori* isotrope, ce qui conduit à une expansion du volume de V_0 à $V = V_0(1 + 3\Gamma\Delta T)$. Le gradient de température suivant x peut déformer le barreau et lui communiquer un angle α_d . L'accélération induite $\alpha_d g$ est indépendante de la taille des gouttes, première indication que cet effet n'est pas responsable du comportement observé. Ce biais angulaire dépend de G et de la propension du matériau considéré à se déformer, quantifiée par Γ . Pour du laiton, le coefficient d'expansion thermique est de l'ordre de $\Gamma = 10^{-5} \text{ (K}^{-1}\text{)}$. L'application d'une différence de température de 200°C incline barreau d'un angle $\alpha_d = \Gamma d\Delta T/L$ de l'ordre de 0.05 mrad .

Pour s'en convaincre, on réalise l'expérience suivante : une nappe laser rasante est réfléchiée en $x = L/2$ sur la surface métallique et projetée quelques mètres plus loin sur un écran. On mesure alors la position de la réflexion par le substrat chaud. On décompose artificiellement les déformations subies par le substrat. On considère que le solide est dans un premier temps porté à sa température moyenne $T_s(L/2) = (T_s(0) + T_s(L))/2$; puis, qu'on lui applique, dans un second temps, une différence de température à ses extrémités gauche et droite $(T_s(L/2) - T_s(0))$ et $(T_s(L/2) - T_s(L))$ respectivement. La première étape

5.3. FORCE THERMOPHORÉTIQUE DE LIQUIDES

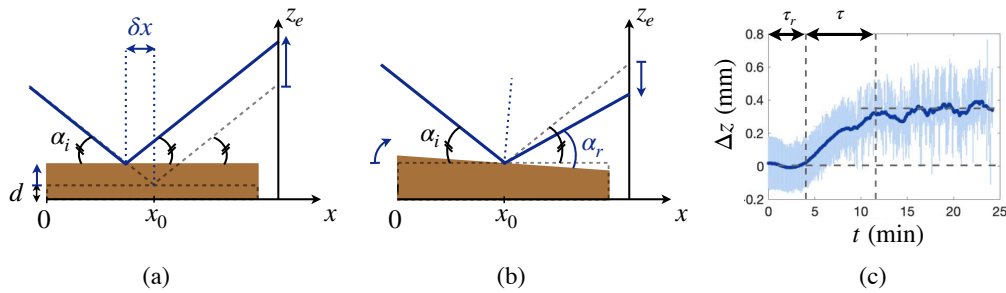


FIGURE 5.12 – (a) Effet d’une augmentation homogène de température. (b) Effet de l’application d’un gradient thermique au barreau métallique. (c) Mesure de la hauteur à laquelle se réfléchit la nappe laser sur un écran situé à environ 3 mètres en fonction du temps. Les fluctuations sont imputables à l’effet mirage au-dessus de la plaque.

correspond à une expansion uniforme : l’image de la nappe se translate (figure 5.12(a))². Sous l’application d’une différence de température autour de la position centrale, le barreau s’incline (figure 5.12(b)). La réflexion de la nappe se décale d’une quantité qu’on note Δz , sur-estimée puisqu’elle somme la contribution du gonflement homogène et celle du gonflement différentiel. Δz est mesuré sur un écran situé à environ 3 mètres plus loin au cours du temps et tracé sur la figure 5.12(c). Il atteint une valeur constante de 0.3 mm, qui correspond à une pente α_d inférieure à 0.1 mrad. On remarque par ailleurs que le barreau met environ 4 minutes à répondre à l’ordre de chauffage et qu’il met 12 minutes à atteindre le régime permanent.

Le biais angulaire à la base des gouttes peut être plus ou moins grand suivant si la pente résiduelle s’ajoute ou compense le biais induit par dilatation du substrat. Un angle inférieur à 0.1 mrad, n’explique pas le comportement observé.

5.3 Force thermophorétique de liquides

L’origine de la force de thermophorèse a donc été révélée pour le cas idéal de blocs indéformables. On cherche à vérifier si le même mécanisme d’érosion de la base est responsable du comportement thermophobe observé pour les gouttes. Le caractère déformable des interfaces modifie l’expression de la force et nous pousse à adopter une vision locale de l’interface liquide-vapeur. Nous reprenons l’équation différentielle qui régit l’épaisseur $\varepsilon(x)$ (équation 1.3.22, p.36).

2. La position obtenue pour différentes températures de substrat (par rapport à la position obtenue à froid) donne une estimation du coefficient linéaire de dilatation du bloc de laiton $\Gamma = 5.10^{-5} \text{ (K}^{-1}\text{)}$, qui coïncide avec la valeur tabulée.

5.3.1 Différentiation de l'équation de lubrification

Nous reprenons les équations de lubrification dans le cas d'une interface molle. Une goutte, de tension de surface γ , est soutenue par sa vapeur, de densité ρ_v , de viscosité η_v et de conductivité thermique λ_v . La vapeur est produite grâce à un apport de chaleur par la plaque, maintenue à la température T_s avec une chaleur latente de vaporisation \mathcal{L} . La base, d'étendue ℓ , est soumise au gradient de température G . L'épaisseur est alors modifiée localement. Nous reprenons alors l'analyse locale de la page 36 afin d'établir l'équation différentielle qui régit les variations spatiales d'épaisseur ε du film de vapeur. Cette équation dénombre plusieurs contributions d'origine **thermique** avec un terme de production conduite par transfert de chaleur diffusif, **capillaire**, lié à la courbure locale κ), **gravitaire** rendant compte de la pression locale exercée par la colonne liquide de hauteur $h - \varepsilon(x)$ sur le film (soit $\rho g(h - \varepsilon(x))$ où h désigne la hauteur de la plaque) et, dans le cas où l'objet est en mouvement à la vitesse U_x suivant x , d'un terme d'**advection** peut être pris en compte dans l'intégration du champ de vitesse relatif à l'écoulement de la vapeur.

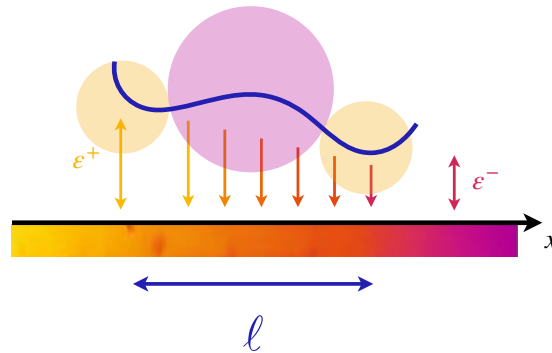


FIGURE 5.13 – Schéma illustrant l'érosion différentielle de la base d'une goutte, causant une différence d'épaisseur moyenne du film de vapeur $\varepsilon^+ - \varepsilon^-$ entre le côté chaud et le côté froid, séparé de la distance ℓ . La base se trouve alors inclinée d'un angle $\alpha_T \sim (\varepsilon^+ - \varepsilon^-)/\ell$.

On suppose que le liquide sus-jacent subit une translation en bloc à la vitesse U_x , les conditions aux limites prises dans l'intégration s'écrivent, dans le référentiel lié à la goutte :

$$\begin{cases} u_x(z=0) = -U_x \\ \partial_z u_x(z=\varepsilon) = 0 \end{cases}$$

On obtient, comme à la page 36 (avec le terme de glissement en plus), le débit volumique q_v par intégration de u_x entre $z=0$ et $z=\varepsilon$ avec les conditions limites ci-dessus. Il nous faut expliciter le gradient $\frac{\partial P}{\partial x}$ de pression dans le film. Le saut de pression à l'interface liquide-vapeur tient compte à la fois de la contribution capillaire, liée à la courbure de l'interface $\kappa(x)$ et la contribution gravitaire, due à la pression hydrostatique de la colonne liquide de hauteur $H = (h - \varepsilon(x))$ au dessus du film. Il s'écrit alors localement $P(x) = P_0 - \gamma\kappa(x) + \rho g(h - \varepsilon(x))$, avec $\kappa(x)$, la courbure locale qui, pour des petits angles(

5.3. FORCE THERMOPHORÉTIQUE DE LIQUIDES

$\partial_x \varepsilon \ll 1$) s'approxime à $\kappa(x) \sim \partial_{xx} \varepsilon$. En substituant q_v et $\frac{\partial P}{\partial x}$ dans l'équation de conservation de la masse, on obtient l'équation locale donnant les variations de $\varepsilon(x)$:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\rho_v \varepsilon^3}{3\eta_v} \left(\gamma \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial x^3} + \rho g \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + U_x \varepsilon \right) + \frac{\lambda_v \Delta T}{\mathcal{L} \varepsilon} = 0 \quad (5.3.1)$$

5.3.2 Prédiction de l'inclinaison de la base

Les modulations d'épaisseur de film induisent un angle moyen α_T :

$$\alpha_T = \frac{1}{S} \int \int_S \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} dS \quad (5.3.2)$$

où $S = \pi \ell^2 / 4$ est l'aire de la base des gouttes. On se restreint aux variations suivant x ,

$$\alpha_T \sim \frac{1}{\ell} \int_0^\ell \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) dx = \frac{1}{\ell} \int_0^\ell \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right) \underbrace{\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)}_{\equiv G} dx \quad (5.3.3)$$

Cette équation est évaluée au niveau de l'encolure périphérique de la base de la goutte. En effet, l'interface liquide-vapeur est bombée au centre. L'approximation de film mince et l'équilibre de force de l'équation 5.3.1 sont mis à mal. Sur les bords, l'épaisseur du film de vapeur est minimale et la déformation est maximale. En comparant les termes dominants de l'équation 5.3.1 à savoir le terme capillaire avec le terme d'origine thermique, on obtient une loi d'échelle pour ε .

$$\varepsilon \sim \left(\frac{3\lambda_v \Delta T \eta_v}{\gamma \rho_v \mathcal{L}} \right)^{1/5} \ell^{4/5} \quad (5.3.4)$$

On différencie cette expression par rapport à la température de la plaque $T_s = \Delta T + T_b$. On obtient alors une loi d'échelle pour l'inclinaison :

$$\alpha_T \sim \frac{G}{5} \left(\frac{\lambda_v \eta_v}{\gamma \rho_v \mathcal{L}} \right)^{1/5} \ell^{4/5} \Delta T^{-4/5} \quad (5.3.5)$$

Cette loi met en exergue la dépendance de l'angle thermo-induit vis-à-vis des différents paramètres du problème. En particulier, α_T diminue lorsque la base de la goutte rétrécit et augmente avec l'intensité du gradient thermique. Le paramètre qui semble gouverner l'inclinaison est donc la différence de température appliquée aux extrémités de la base de la goutte. Par ailleurs, α_T est sensible à $\Delta T = T_s - T_b$ à la puissance $-4/5$. L'efficacité de la propulsion est d'autant plus grande que la température de la plaque T_s est proche du point d'ébullition.

5.3.3 Expression de la force

Nous avons vu au chapitre 4 que l'inclinaison de la base d'un angle α_T engendre une accélération $a \sim \alpha_T g$ (voir 169). La mesure par interférométrie de l'inclinaison de la base n'est pas envisageable. Nous mesurons donc cet angle indirectement en mesurant l'accélération des gouttes a , normalisée par l'accélération de la gravité g . Cette quantité est comparée à l'angle prédit par la loi d'échelle 5.3.5 sur une surface présentant un gradient de température G fixé. On fait varier la température ressentie par la goutte $T_s(x)$ en jouant sur la position initiale de dépôt x (données en bleu de la figure 5.14) ; ainsi que l'étendue de la base ℓ de la goutte, contrôlé en jouant sur la hauteur de l'aiguille (données en rouge de la figure 5.14).

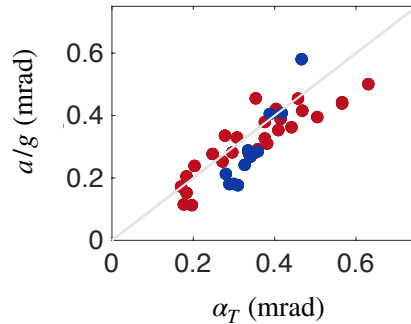


FIGURE 5.14 – Accélération a de goutte autopropulsées sur des gradients thermiques normalisée par g en fonction de l'angle $\alpha_T \sim G/5(\lambda_v \eta_v)/(\gamma \rho_v \mathcal{L})^{1/5} \ell^{4/5} \Delta T^{-4/5}$ attendu pour les paramètres expérimentaux considérés. La position initiale x à laquelle sont déposées les gouttes de rayons identiques permet de faire varier la température du substrat sous la goutte relativement au point d'ébullition du liquide $\Delta T = (T_s(x) - T_e)$ (en bleu) tandis que la position verticale de l'aiguille donne le contrôle sur le rayon R donc l'étendue de la base ℓ de la goutte libérée (en rouge). Les accélérations, normalisées par g sont tracées de manière dimensionnée en fonction de ΔT et de R en utilisant la loi d'échelle 5.3.5.

Dans l'intervalle exploré, les données de la figure 5.14 s'alignent le long de la droite $a = \alpha_T g$ de manière convaincante. En présence d'un gradient thermique G , la base des gouttes semble s'incliner d'un angle α_T , validant ainsi le mécanisme thermique qui repose sur le caractère asymétrique du taux d'évaporation à la base des gouttes. La vérification de cette loi reste néanmoins limitée par les variations lentes de α_T avec les paramètres expérimentaux. Il n'est pas possible de faire varier T_s sur plusieurs ordres de grandeurs, et l'exploration des variations en R est bornée par l'apparition des cheminées, et par le régime autopropulsé des gouttes quasi-sphériques.

L'ajustement affine des données obtenues pour les expériences indépendantes révèle la présence de faibles ordonnées à l'origine. La série en rouge (a/g mesuré en fonction de R) intercepte l'axe des abscisses pour une valeur $\alpha_T^0 = 5.7 \cdot 10^{-5}$ rad. Cette valeur correspond à la pente résiduelle du substrat, à laquelle s'adjoint la pente induite par dilatation thermique (dont l'orientation est prévisible). Les données en bleu, correspondant

5.3. FORCE THERMOPHORÉTIQUE DE LIQUIDES

aux expériences où la température ressentie par la goutte varie, suggèrent l'existence d'un seuil en taille et en température à partir duquel la force thermophorétique est capable de surmonter le pente (inévitabile) de la rampe, pour permettre la propulsion de la goutte ($a/g > 0$). La courbe a/g de la figure 5.14 intercepte l'axe des abscisses pour une valeur négative $\alpha_T^0 = -4.3 \cdot 10^{-4}$ rad. On retrouve pour ces deux expériences indépendantes l'écart à l'horizontalité attendu (auquel s'ajoute l'angle induit par dilatation thermique) : de l'ordre de 0.1 mrad.

Régime des flaques gravitaires

On se concentre maintenant sur le régime de flaques aplaties par la gravité. On néglige la dynamique interne au liquide. On écrit la force thermophorétique dans cette limite de taille et pour une inclinaison induite par érosion différentielle de l'interface. En supposant que $\ell \sim 2R$, on a alors :

$$F_T = \frac{2\pi}{5} \rho g \kappa^{-1} \left(\frac{48 \lambda_v \eta_v}{\gamma \rho_v \mathcal{L}} \right)^{1/5} G R^{14/5} \Delta T^{-4/5} \quad (5.3.6)$$

La différence de température ressentie au niveau de la base peut néanmoins perturber la dynamique interne au liquide. Nous avons observé en introduisant des traceurs au sein du liquide la dynamique interne des gouttes (cf paragraphe 4.2.2). Si on introduit des traceurs dans une flaque en lévitation sur le gradient de température, on observe que la brisure de symétrie, en temps normal induite par le changement de rapport d'aspect de la goutte, est ici prématurée (figure 5.15). Un mouvement de roulement, environ dix fois plus lent que dans le régime autopropulsé, prend place, alors même que son rapport d'aspect est supérieur à 1 (pour $R > R_c \approx 1.5$ mm d'après le chapitre 4).

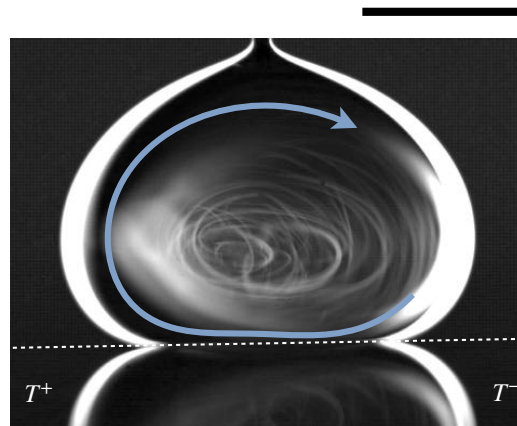


FIGURE 5.15 – Roulement asymétrique et lent pour une goutte aplatie par la gravité. La photographie est obtenue en superposant 1000 images prises avec une cadence de 1000 fps. Les traceurs font alors environ 3 tours par secondes. La barre d'échelle indique 2 mm.

La différence de température qui règne au niveau de la base des gouttes est suffisante pour induire des mouvements thermo-convectifs ascendants plus intense du côté chaud. L'écoulement de base, symétrique, est perturbé expliquant la brisure de symétrie illustrée par l'image de la figure 5.15, prise avec un temps d'exposition d'une seconde. Ce mouvement de roulement interne asymétrique peut alors se coupler aux déformations de l'interface et induire du mouvement en direction du bord froid du substrat.

Régime autopropulsé

Nous avons également exploré la limite des gouttes quasi-sphériques. Nous avons vu au chapitre 4 qu'en deçà d'un rayon de l'ordre de 1.5 mm, les gouttes, lâchées sans vitesses initiales sur un substrat horizontal se mettent spontanément en mouvement dans des directions aléatoires. Le changement de rapport d'aspect instaure un roulement interne autour d'un axe horizontal, isotrope, qui rectifie l'interface inférieure de la goutte et engendre une force d'autopropulsion. En présence d'un gradient de température au niveau du substrat, cette force horizontale, portée dans une direction aléatoire, va donc s'ajouter à la force thermophorétique, portée suivant la direction du gradient de température imposé.

Nous nous sommes intéressés aux directions empruntées par le liquide dans le régime capillaire. Des gouttes de rayon R sont alors lâchées sans vitesse initiale sur la rampe thermique. La gouttière en laiton, représentée sur la figure 5.16(a) est portée à gauche à environ 350°C et à droite, à 150°C. Un gradient quasiment constant s'établit le long de l'axe x . Les trajectoires, assimilables à des droites, obtenues par des vues de dessus sont collectées sur la figure 5.16 en (b), pour des flaques aplaties par la gravité ($R \gtrsim 2$ mm) et en (c) pour des gouttes rendues sphériques par la capillarité ($R \lesssim 2$ mm).

Les gouttes, initialement au repos, se mettent spontanément en mouvement. La direction empruntée dépend comme au chapitre 4 de la taille de la goutte. Les gouttes de rayon supérieur à 2 mm partent toutes suivant x , en direction du bord froid (notons tout de même un faux départ vers le chaud mais la goutte rebrousse finalement chemin). Le contraste est saisissant avec le comportement de gouttelettes. Sur la figure 5.16(c), on voit que ces dernières partent dans toutes les directions, et tentent même de remonter les bords incurvés de la rigole. On repère par ces vues de dessus l'angle β , mesurant l'écart entre la direction prise au moment où la goutte se détache de l'aiguille et l'axe x . L'histogramme de la figure 5.17(a) montre la distribution des directions de propulsion observées β en distinguant les régimes de tailles $R \gtrsim 2$ mm (en rouge) et $R = 1$ mm (en bleu). Les grosses gouttes partent toutes vers le froid ($\beta = 0$) alors que les petites gouttes partent dans des directions isotropes (β dispersé).

Au dessus du rayon $R \gtrsim 2$ mm, la propulsion du liquide est sous contrôle thermophorétique, et donc directionnelle. La différence de comportement observée pour les gouttelettes quasi-sphériques s'interprète par la mise en place d'un roulement interne, qui engendre une force supplémentaire : la force d'autopropulsion. Son caractère isotrope étale les directions

5.3. FORCE THERMOPHORÉTIQUE DE LIQUIDES

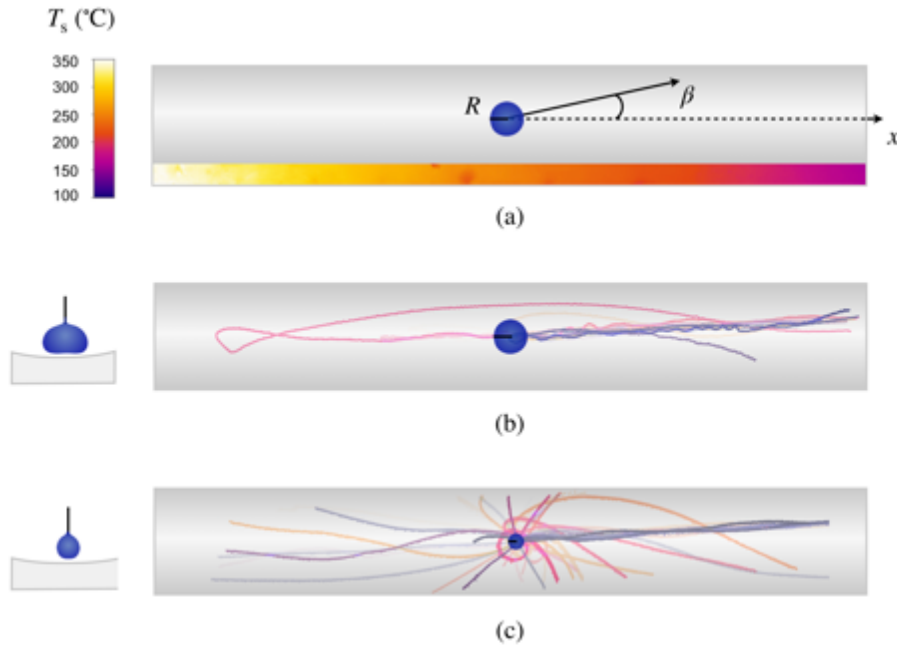


FIGURE 5.16 – (a) Schéma de l’expérience. Une goutte de rayon R est déposée sans vitesse initiale sur une rigole d’axe x . Le substrat présente un gradient de température d’environ $0.8^\circ\text{C}/\text{mm}$. β , qui repère l’écart angulaire entre la direction prise par la goutte et celle du gradient thermique, est accessible par une vue aérienne. (b) Collection des trajectoires obtenues pour des gouttes de rayon $R \gtrsim 2$ mm. (c) Collection des trajectoires obtenues pour des gouttelettes $R = 1$ mm.

de propulsion observées (en bleu). On constate néanmoins un léger biais pour la direction $\beta = 0$ soit le long du gradient de température x . Ceci suggère que la force d’autopropulsion l’emporte en amplitude sur la force de thermophorèse (qui diminue rapidement avec R d’après l’équation 5.3.6), mais que ces deux forces soient du même ordre de grandeur.

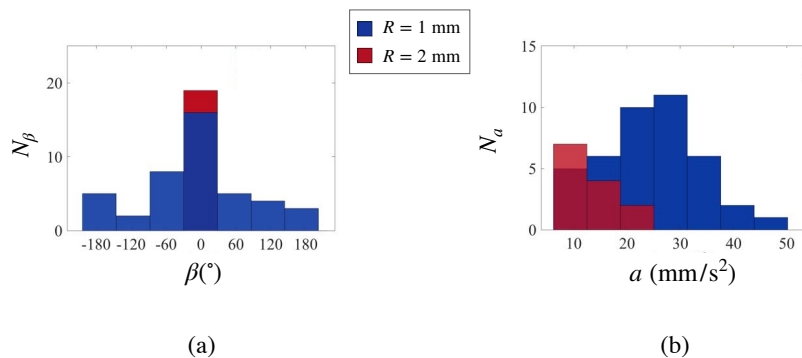


FIGURE 5.17 – (a) Histogramme des directions prises par des gouttes de rayon $R \gtrsim 2$ mm (en rouge) et $R = 1$ mm (en bleu) repérées par l’angle β . (b) Histogramme des accélérations correspondantes.

Sur la figure 5.17(b) on représente la répartition des accélérations mesurées en rouge pour des flaques ($R \gtrsim 2$ mm) et en bleu pour des gouttelettes ($R = 1$ mm). Les accéléra-

tions sont plus élevées dans le régime contrôlé par l'autopropulsion, ce qui confirme bien que la force induite par le roulement interne est supérieure en amplitude à la force induite par le gradient de température. Les accélérations mesurées pour les petites goutte sont encore plus dispersées que celles mesurées sur un substrat plat (chapitre 4), sans doute à cause de la courbure parabolique du substrat et de la force thermophorétique dirigée suivant x .

5.3.4 Discussions

Influence des termes oubliés des équations de lubrification

Le terme de pression hydrostatique renforce l'effet discuté. En effet, ce dernier se rajoute au terme capillaire. Dans la limite $\ell \approx \kappa^{-1}$, le préfacteur $(1 + (\kappa\ell)^2)^{-1/5}$ modifie sensiblement la loi d'échelle obtenue pour α_T . La correction à apporter à l'angle reste très modeste. Pour une goutte de rayon $R = 6$ mm, dont la base est étendue sur une distance $\ell \approx 10$ mm, ce préfacteur vaut $17^{-1/5} \approx 0.5$.

Dans ce qui précède, nous avons considéré un mouvement uniformément accéléré. Le liquide s'anime donc d'une vitesse U_x qui croît linéairement avec le temps t . Or, les équations de la lubrification sont modifiées par la mise en mouvement d'une des interfaces qui délimitent l'écoulement. Nous discutons ici l'effet auto-induit de la mise en mouvement de l'objet qui progresse suivant l'axe x . Pour un mouvement rectiligne uniformément accéléré (a constant), la vitesse augmente avec x : $U_x = \sqrt{2ax}$ avec $a = \alpha_T g$. Le terme $\partial_x(U_x \varepsilon)$ de l'équation 5.3.1 prend de l'importance au fur et à mesure de la propulsion. Il s'écrit pour $x > 0$, $\partial_x(U_x \varepsilon) = \sqrt{\alpha_T g / 2x} (\varepsilon + 2x\alpha_T)$. Ce terme est positif ce qui a tendance à augmenter l'asymétrie du film au fur et à mesure que U_x augmente. À cet effet hydrodynamique, vient s'adjoindre des effets thermiques. Les variations de température ressenties au cours du mouvement ont été passées sous silence. Nous avons pourtant vu que l'efficacité de la propulsion augmente en diminuant la température du substrat (voir Fig. 5.7). Une propulsion vers le froid aurait *a priori* tendance à augmenter l'accélération, d'autant que tout près des bords, l'intensité en valeur absolue du gradient G augmente. Si on regarde de manière plus attentive la trajectoire de gouttes détaillée sur la figure 5.18, on remarque qu'en effet l'accélération (c) augmente légèrement avec x .

Pour réduire l'erreur commise sur l'accélération, nous nous sommes concentrés sur les premiers instants de la propulsion. On ne laisse ainsi pas le temps au film lubrifié de s'adapter à la mise en mouvement vers le froid. L'accélération mesurée en restreignant l'ajustement des données à une loi quadratique sur cet intervalle peut être considérée constante.

5.3. FORCE THERMOPHORÉTIQUE DE LIQUIDES

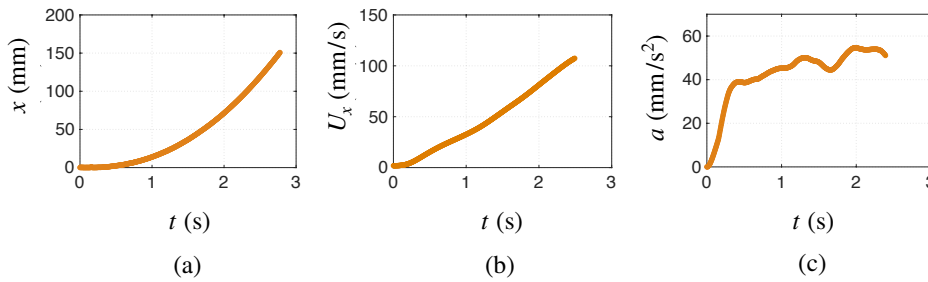


FIGURE 5.18 – Trajectoire d’une goutte millimétrique thermopropulsée vers le froid sur une rampe thermique $G = -0.7^\circ\text{C}/\text{mm}$. (a) La position x de la goutte suit une loi quadratique en temps $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$, où t_0 correspond au moment où la goutte, initialement au repos, se détache de l’aiguille. La dérivation de $x(t)$ conduit à la vitesse instantanée $U_x(t)$ de la goutte (b), puis à son accélération $a(t)$ (c). Après une phase transitoire où l’accélération augmente de 0 mm/s^2 à environ $45 \pm 2.5 \text{ mm/s}^2$ la goutte se dote d’une accélération qui augmente légèrement à mesure qu’elle progresse vers le froid.

Influence de la température sur les propriétés de la vapeur

On cherche à s’assurer que les variations de température le long du coussin de vapeur n’affectent que le taux d’évaporation et pas les constantes thermodynamiques. Les propriétés physico-chimiques de la vapeur, considérées jusqu’à présent comme constantes, sont des fonctions de la température. Leur valeur est prise à la température moyenne du film $(T_s + T_b)/2$, une hypothèse assez forte, puisque le film encaisse des variations de température de l’ordre de 250°C sur moins de $100 \mu\text{m}$. L’effet du gradient de température horizontal est *a priori* dominé par l’effet du gradient vertical sur les paramètres thermodynamiques relatifs à la vapeur. La force responsable de la migration des gouttes vers le froid met en particulier en jeu la densité de la vapeur ρ_v , sa viscosité dynamique η_v , et sa conductivité thermique λ_v . Nous discutons ici leur sensibilité vis-à-vis d’une variation de température $\delta T = G\ell$ le long du film.

© Dans l’approximation des gaz parfaits, la **densité d’un gaz** s’écrit $\rho_v = \frac{PM_{\text{H}_2\text{O}}}{R_{\text{GP}}T}$, où P , $M_{\text{H}_2\text{O}}$, R_{GP} et T représentent la pression, la masse molaire atomique, la constante des gaz parfait et la température. Une différence de température de δT à la base d’une goutte induit alors une différence de densité :

$$\frac{\Delta\rho_v}{\rho_v} = \frac{-G\ell}{T} \quad (5.3.7)$$

© La **viscosité dynamique** η_v quant à elle suit des variations en température données par l’équation semi-empirique dite de Sutherland. En prenant l’état à la température T comme référence, et en introduisant la constant de Sutherland $S = 357^\circ\text{C}$, les variations

relatives s'écrivent sous la forme :

$$\eta_v(T + G\ell) = \eta_v(T) \left(\frac{T + S}{T + G\ell + S} \right) \left(\frac{T + G\ell}{T} \right)^{3/2} \quad \text{soit} \quad \frac{\Delta\eta_v}{\eta_v} \underset{\substack{G\ell \ll T \\ G\ell \ll T+S}}{\sim} \frac{G\ell}{T} \frac{T + 3S}{2T + 2S} \quad (5.3.8)$$

© La **conductivité thermique** d'un gaz λ_v est aussi fonction croissante de la température qui, en supposant la capacité thermique massique de la vapeur c_{p_v} constante et d'après la formule semi-empirique d'Eucken, suit les variations de la viscosité η_v :

$$\lambda_v = \eta_v \left(c_{p_v} + \frac{5}{4} \frac{R_{GP}}{M_{H_2O}} \right) \quad \text{soit} \quad \frac{\Delta\lambda_v}{\lambda_v} \underset{\substack{G\ell \ll T \\ G\ell \ll T+S}}{\sim} \frac{G\ell}{T} \frac{T + 3S}{2T + 2S} \quad (5.3.9)$$

L'influence de la température sur la force de propulsion s'estime en grâce à la différentielle logarithmique obtenue pour ε (équation 5.3.4). Le dénivelé $\Delta\varepsilon$ de la base s'écrit :

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{1}{5} \left[\frac{\Delta\lambda_v}{\lambda_v} + \frac{\Delta\eta_v}{\eta_v} - 4 \frac{G\ell}{\Delta T} - \frac{\Delta\rho_v}{\rho_v} \right] \quad (5.3.10)$$

On substitue alors les contributions de chacun des termes :

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{G\ell}{5} \left[\frac{2S}{T(T + S)} - \frac{4}{\Delta T} \right] \quad (5.3.11)$$

Ce qui conduit par définition de α_T à :

$$\alpha_T = \frac{G\varepsilon}{5} \left[\underbrace{\frac{2S}{T(T + S)}}_{\text{propriétés vap.}} - \underbrace{\frac{4}{\Delta T}}_{\text{taux évap.}} \right] \quad (5.3.12)$$

En analysant les signes des termes de l'équation 5.3.12, on constate que les variations des paramètres thermodynamiques de la vapeur avec la température (1^{er} terme, qui a le signe de G) engendreraient une propulsion vers le chaud, soit dans la direction opposée de celle observée expérimentalement et de celle prédite par le terme induit par le taux d'évaporation asymétrique (2^{ème} terme). On peut évaluer un ordre de grandeur : premier terme est environ cinq fois inférieur au terme d'érosion asymétrique de la base. Ceci invalide la piste évoquée par Sobac *et al.* [142] et fortifie notre mécanisme reposant sur l'érosion de la base.

5.4 Piège thermique

Connaissant désormais le penchant naturel de ces gouttes pour le froid et ses limites (de taille), on peut alors réaliser un piège thermique en imposant un gradient thermique symétrique. On porte les deux extrémités du barreau à la température $T^+ = 350^\circ\text{C}$ tout en laissant le centre froid, à environ 250°C . Il s'établit alors après une trentaine de minutes

5.4. PIÈGE THERMIQUE

une différence de température de l'ordre de 100°C entre le centre et les extrémités, distants de 15 cm. Lorsqu'on dépose des gouttes sans vitesse initiale dans une telle configuration, on réalise un piège thermique. Sur la figure 5.19(a), on superpose les trajectoires vues de dessus et l'évolution temporelle de la position x de la goutte associée (c) dans la configuration symétrique de piège. Les résultats sont comparés à l'expérience témoin où le gradient est asymétrique et orienté suivant les x décroissants. Les trajectoires collectées et vues de dessus sont présentées sur la figure 5.19(b), auxquelles on fait correspondre les courbes $x(t)$ (d).

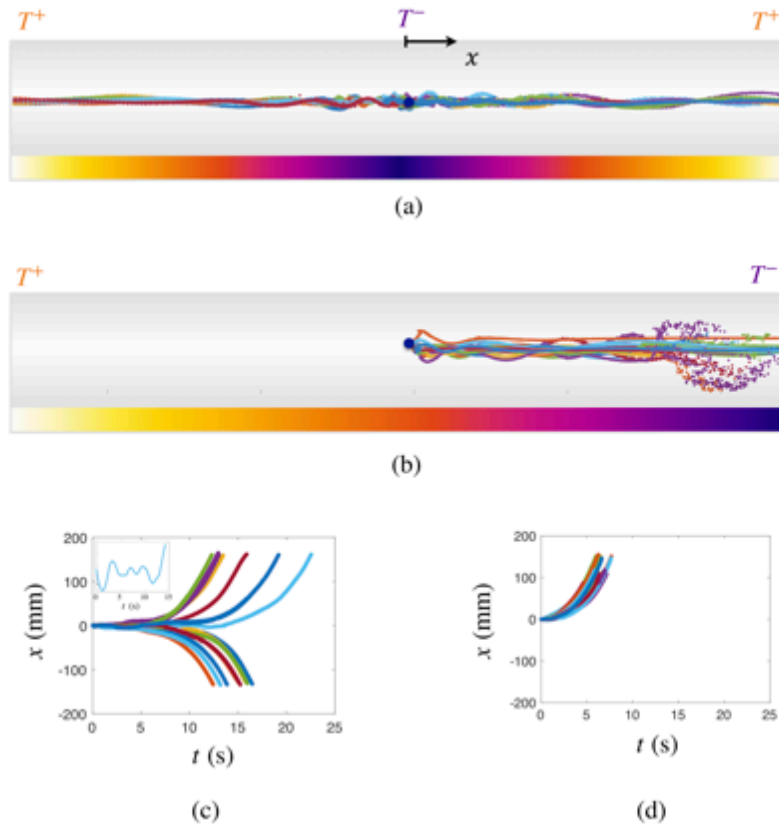


FIGURE 5.19 – (a) Collection des trajectoires vues de dessus de gouttes libérées sans vitesses initiales au point froid d'un piège thermique (rampe chauffée de manière symétrique). Les gouttes partent au bout d'une dizaine de secondes équiprobablement à gauche ou à droite de la position initiale. (b) Collection des trajectoires témoins sur une rampe chauffée de manière asymétrique. Aussitôt libérées, les gouttes quittent leur position initiale en se dirigeant toutes vers le bord froid (à droite) risquant l'ébullition lorsque $T_s < T_L$. (c) Tracés de la position x en fonction du temps correspondants aux trajectoires du (a). L'insert met en évidence les oscillations de x autour du point froid. (d) Courbes x en fonction du temps sur l'expérience témoin du (b).

On constate sur la figure 5.19 que les gouttes, une fois libérées au centre relativement froid du substrat à l'aide d'une aiguille, gardent leur position une dizaine de secondes mais finissent par y échapper en se dirigeant de manière équiprobable à gauche ou à droite du substrat. Comme le met en évidence l'encart de la figure 5.19(c), les gouttes oscillent autour du point relativement froid avec une période de l'ordre de la seconde, qui correspond à la période $1/(2\pi)(Cg)^{-1/2}$, où $C = \alpha_T/\ell$ est la courbure thermo-induite, avec $\alpha_T \approx 0.1$ mrad.

On trouve bien un ordre de grandeur cohérent avec les angles mesurés sur la figure 5.14, sachant que dans cette configuration symétrique, G est plus faible. L'amplitude de ces oscillations n'est pas amortie, mais s'amplifie. Une goutte est lâchée sans vitesse initiale au niveau du point froid du substrat (légèrement décalée). Elle est rappelée vers ce point froid. Comme il y a très peu d'inertie pour freiner son mouvement, l'objet dépasse son état d'équilibre et les oscillations perdurent. Au bout d'un certain temps, la goutte parvient à franchir la barrière de potentiel et échappe au piège thermique qui lui a été tendu, aussi bien par la gauche $x < 0$ que par la droite $x > 0$ (figure 5.19(a)). L'énergie apportée pour faire sortir la goutte de ce puits de potentiel peut d'ailleurs provenir de l'amplification de l'angle lors de la mise en mouvement de l'objet à la vitesse U_x (discuté page 206). Ce comportement contraste particulièrement avec celui obtenu pour l'expérience témoin de la figure 5.19(b). L'expérience sur un substrat porté à la température T^+ à gauche et laissé à la température T^- à droite montre que les gouttes, une fois libérées, se dirigent sans délai vers le bord froid du substrat.

Nous avons cherché à réaliser un piège thermique en attirant le liquide vers un point froid du substrat. L'inertie très faible et l'amplification de l'angle d'inclinaison de la base à mesure que la vitesse de propulsion augmente entretiennent et amplifient les oscillations de la goutte caléfiées autour du point froid du substrat. La goutte parvient finalement à franchir la barrière énergétique et à échapper au piège qui lui est tendu.

Conclusion sur la propulsion sur gradients thermiques

Nous avons mis en évidence le comportement thermophobe dans le phénomène de Leidenfrost. En utilisant des solides indéformables, nous avons démontré l'origine thermique de ce comportement : la base de l'objet en lévitation s'érode de manière différentielle et asymétrique, inclinant le coussin de vapeur d'un angle α_T suivant l'axe du gradient de température imposé. Il en résulte une force propulsive horizontale. Cette tendance à préférer le froid paraît toutefois paradoxale et suicidaire : En cherchant les zones froides, une goutte risque son ébullition et de réduire de manière dramatique son temps de vie.

La découverte de ce comportement thermophobe et la compréhension des mécanismes sur lequel il repose ouvre la voie à de nouveaux systèmes. On peut en particulier imaginer piéger des gouttes en pavant le substrat de zones relativement froides (patches ou bandes) sur lesquelles le liquide s'évapore plus rapidement, ou même concevoir un circuit froid afin de contrôler la trajectoire de gouttes.

Chapitre 6

Propulsion sur gradients de texture

Dans cette partie, on envisage une nouvelle stratégie permettant de propulser les liquides de manière contrôlée. On remplace les gradients de température du chapitre précédent par des gradients de textures et on examine le comportement de gouttes posées sur des substrats dont les textures sont de plus en plus profondes est examiné. La question que l'on se pose est de savoir s'il est possible d'engendrer du mouvement sur de telles surfaces.

Cette idée est née d'une discussion avec Cunjing Lv, de l'université de Dalian en Chine. Les surfaces utilisées ont été fabriquées par Caroline Frot. L'autopropulsion de gouttes sur ces surfaces a été étudiée par Amaury Barral au cours de son projet de recherche de 3^{ème} année à l'Ecole polytechnique.

Sommaire

6.1 Présentation de l'expérience	212
6.1.1 Stratégie de mise en mouvement	212
6.1.2 Description du dispositif expérimental	212
6.1.3 Résultats	214
6.2 Moteur du mouvement	217
6.2.1 Causes envisageables	217
6.2.2 Scénario de propulsion thermique	218
6.2.3 Expérience modèle avec un solide	219
6.3 Propulsion de liquide sur un gradient de textures	222
6.3.1 Déformation à l'échelle d'une strie	222
6.3.2 Friction sur les surfaces à gradient de texture	224
6.3.3 Retour sur les formes allongées	225

6.1 Présentation de l'expérience

6.1.1 Stratégie de mise en mouvement

Dans la quête de contrôle de la dynamique des aéroglisteurs, au centre de cette partie, on se tourne à nouveau vers la littérature. L'utilisation de surfaces chaudes (de température supérieures au seuil de Leidenfrost $T_{\mathcal{L}}$) présentant des textures non uniformément réparties a déjà montré son efficacité pour l'évacuation de gouttes [144]. Dans cette étude récente, les auteurs montrent que des gouttes caléfiées, impactant sur des substrats qui présentent des textures d'espacement croissant, sont déviées par rapport à l'axe vertical. Chen *et al.* exploitent des gradients de "mouillage" pour mettre en mouvement des gouttelettes caléfiées [145] : les gouttes sont déposées sur des surfaces présentant des micropiliers d'aire supérieure croissante. Ces piliers ont un pas et une hauteur constantes et sont organisés suivant un réseau carré. La largeur des piliers augmente de $30 \mu\text{m}$ à $600 \mu\text{m}$ suivant l'axe x , afin de paver de plus en plus densément la surface. Posée sur une telle surface, une goutte s'autopropulse suivant x , dans la direction qui maximise l'aire couverte par les piliers. Si on tente d'analyser ce résultat expérimental d'un point de vue thermique, le liquide se propulse des zones où il reçoit moins de chaleur aux zones où reçoit un flux maximal. Ce comportement, thermophile, contredit les résultats du chapitre précédent et suggère l'intervention d'un autre mécanisme, possiblement lié à la nature déformable du liquide. Soto *et al.* ont en effet montré, qu'une goutte, posée sur un substrat crénelé, s'empale partiellement dans chaque compartiment. Les déformations sous une goutte sont visibles sur la vue d'ensemble de la figure 6.1(a) et agrandies en (b). Le bourrelet s'enfonce d'une quantité δ , sensible au pas des textures λ , mais qui ne dépend pas de leur hauteur H des textures [146].

On se propose donc de concevoir des surfaces présentant des textures anisotropes, qui conservent le pas λ (donc δ) mais de profondeur H croissante.

6.1.2 Description du dispositif expérimental

Les substrats utilisés sont représentés sur le schéma 6.2. Ils présentent des textures régulières, invariantes suivant la direction y . La largeur des stries, notée λ , est maintenue constante mais la profondeur varie suivant l'axe x . Les stries ont été creusées à la microfraiseuse par Caroline Frot sur une plaque en laiton de longueur $L = 50 \text{ mm}$ et largeur $l = 20 \text{ mm}$. On prend, par convention, $x = 0$ au niveau de la première strie c'est-à-dire la moins profonde. La profondeur fraisée est incrémentée par pas constant, de l'ordre de $20 \mu\text{m}$, jusqu'à atteindre la profondeur maximale H_{max} en bout de rampe ($x = L$). On définit le gradient de profondeur $\alpha_{\text{app}} = H_{\text{max}}/L$ qui correspond à l'angle fait par le fond des textures. Il est de l'ordre de 10 à 50 mrad.

6.1. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE

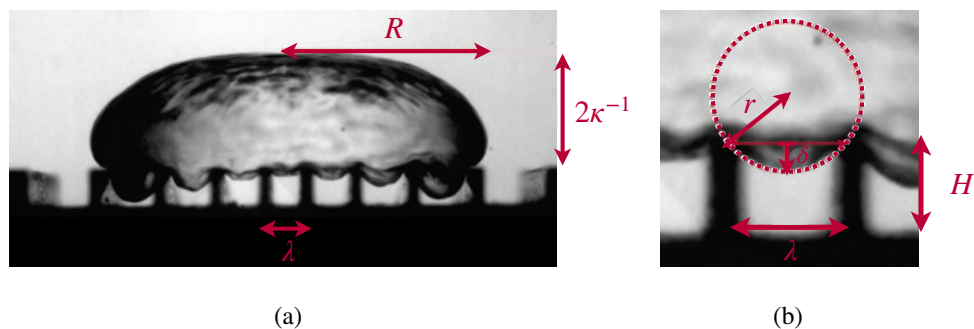


FIGURE 6.1 – (a) Goutte d'acétone vue de côté en lévitation sur un substrat crénelé chaud (350°C). Visualisation des déformations de goutte empalée dans des stries d'espacement λ variable, plus resserré au milieu qu'aux bords de la goutte, ce qui explique que la profondeur d'empalement varie. Les créneaux utilisés sont droits. (b) Déformation locale sur un créneau de largeur $\lambda = 1\text{ mm}$. Les distances caractérisant le bourrelet liquide empalé de δ et de rayon de courbure r sont définies. Images adaptés avec les notations utilisées dans ce manuscrit [146]

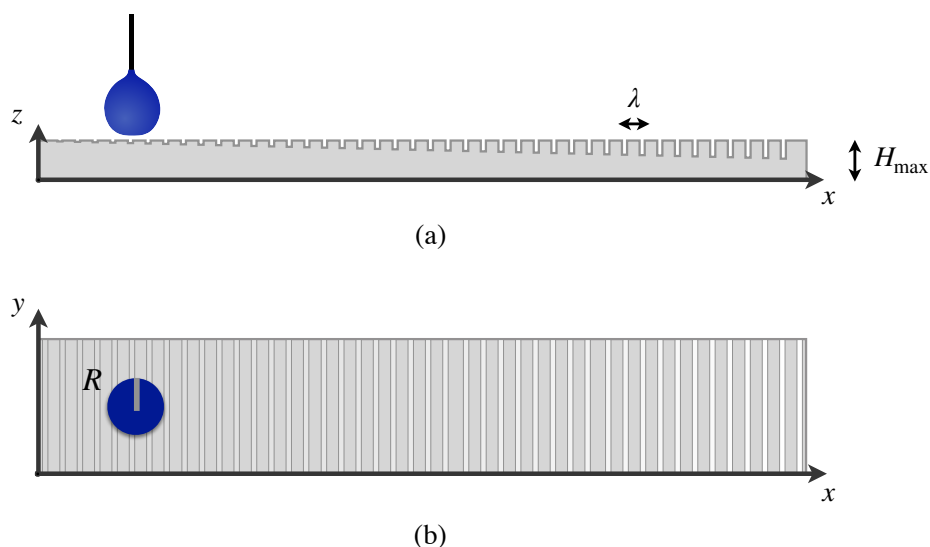


FIGURE 6.2 – Schéma expérimental de la plaque présentant des stries de profondeur croissante. (a) Vue latérale dans le plan (xz) . La plaque, chauffée à 350°C , est striée régulièrement ($\lambda = 600\ \mu\text{m}$) avec une profondeur incrémentée de δH entre chaque strie ($\delta H \approx 20\ \mu\text{m}$) dans le sens des x croissants. Une goutte est déposée à l'aide d'une aiguille au dessus de ce substrat. (b) Vue de dessus de l'expérience (dans le plan xy). Une fois libérée par l'aiguille, la goutte s'anime spontanément d'un mouvement que l'on repère par les coordonnées x et y . La largeur L_y du substrat vérifie $L_y \gg R \gg \lambda$.

On représente sur la figure 6.2 une vue latérale de l'expérience (a), et une vue zénithale (b). La surface est chauffée à une température $T \gg T_{\mathcal{L}}$ afin d'éviter l'ébullition. Une goutte d'eau de rayon R est déposée à l'aide d'une aiguille à la position initiale x_0 . En s'évaporant, la goutte se libère. On suit alors les coordonnées x et y au cours du temps.

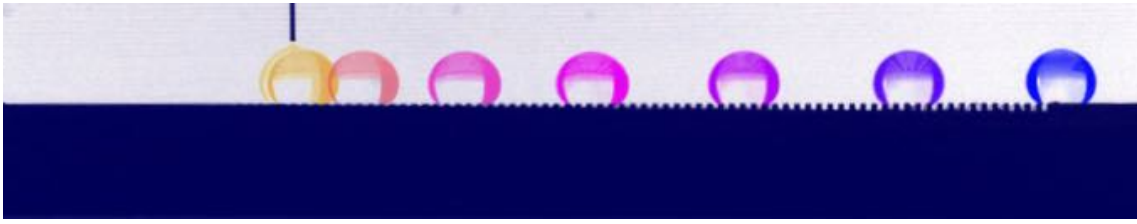


FIGURE 6.3 – Chronophotographie colorée, montrant les positions successives d'une goutte sur une surface graduellement texturée.

6.1.3 Résultats

Mouvement directionnel

On examine le comportement d'une goutte, déposée sur une substrat chauffé à 350°C et dont le fond des textures présente un angle apparent $\alpha_{\text{app}} = 10$ mrad. Le liquide caléfié, lâché sur une telle surface se met spontanément en mouvement. On voit sur la chronophotographie de la figure 6.3 qu'il quitte sa position initiale en direction des stries plus profondes. Une vue de dessus confirme que le mouvement est porté suivant l'axe x , perpendiculaire à l'axe des stries. On présente sur la figure 6.4(a), les trajectoires $x(t)$ obtenues pour une trentaine de goutte de rayon $R = 1.2 \pm 0.3$ mm, lâchées sans vitesse initiale à la position initiale $x_0 \approx R$.

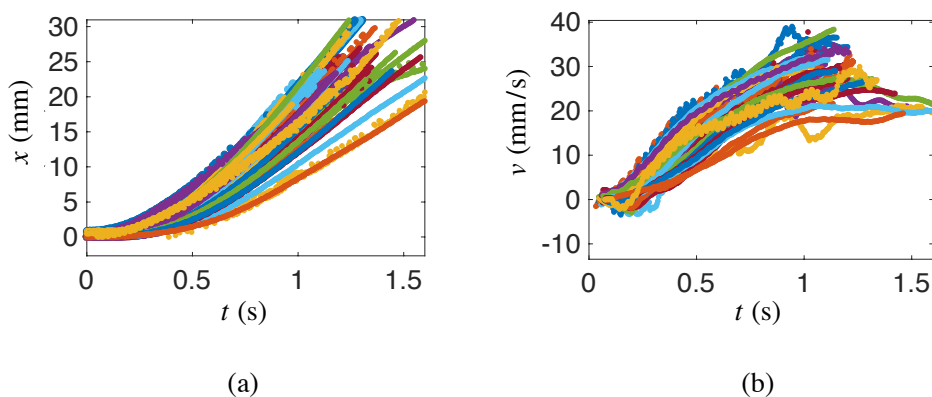


FIGURE 6.4 – Superposition des trajectoires obtenues pour des gouttes de rayon $R = 1.2 \pm 0.3$ mm, lâchées sans vitesse initiale à la position $x_0 \approx 0$, sur un substrat graduellement texturé $\alpha_{\text{app}} = 10$ mrad, chauffé à 350°C . (a) Positions x de gouttes au cours du temps. (b) Vitesses instantanées, obtenues en dérivant la position x . Les couleurs désignent des expériences indépendantes.

Caractérisation des trajectoires

Les trajectoires de la figure 6.4(a) sont des paraboles aux temps courts. En dérivant le signal de position en fonction du temps, on obtient la vitesse v instantanée, tracée sur la figure 6.4(b). On remarque deux comportements. Dans un premier temps, la vitesse augmente linéairement avec t , puis à partir d'un certain rang, la goutte décélère. La vitesse

6.1. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE

croit plus lentement et semble limitée à quelques centimètres par seconde.

On reproduit la même expérience, en fixant plus finement le rayon de la goutte $R = 1.3 \pm 0.1$ mm, et en faisant varier sa position initiale x_0 . On observe que la propulsion vers les x croissants persiste lorsque le dépôt a lieu dans l'intervalle : $0 \lesssim x_0 \lesssim 15$ mm (en toute rigueur la borne inférieure est égale au rayon de la goutte). Sur la figure 6.5, on peut voir que dans cette limite, les trajectoires obtenues sont également des paraboles (aux temps courts).

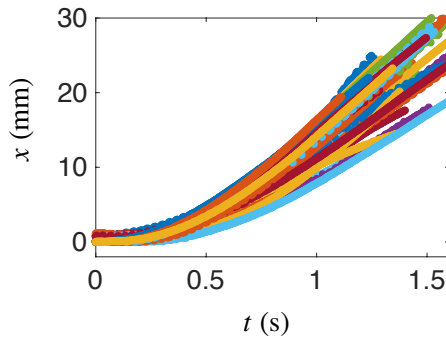


FIGURE 6.5 – Superposition des trajectoires obtenues pour des gouttes de rayon $R = 1.3 \pm 0.1$ mm, déposées à une position x_0 variable sur un substrat présentant un gradient de textures $\alpha_{\text{app}} = 10$ mrad, chauffé à 350°C . La position $x(t)$ décrit une parabole.

Les gouttes sont donc, dans un premier temps, accélérées uniformément. La position x est ajustée à la loi quadratique $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$, afin d'en extraire l'accélération a (t_0 représente l'origine des temps où la goutte est libérée de l'aiguille). On porte sur la courbe de la figure 6.6(a), l'accélération a , à x_0 constant, mesurée pour différents rayons R . L'ac-

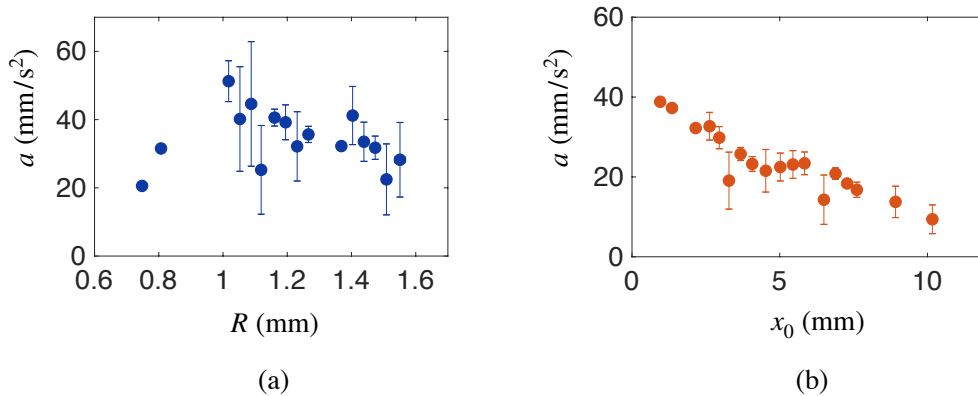


FIGURE 6.6 – Accélération a , obtenue par ajustement des données $x(t)$ à la loi quadratique $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$ pour différentes tailles de gouttes R (a) ou différentes positions initiales x_0 (b). Le substrat est chauffé à 350° et présente un gradient de textures $\alpha_{\text{app}} = 10$ mrad.

célération a des gouttes dépend de leur rayon R . Lorsqu'il diminue et devient comparable à la largeur des textures (λ), l'accélération décroît puis s'annule. Les gouttes s'enfoncent dans les textures et ne s'autopropulsent plus. En revanche, lorsque les gouttes recouvrent plusieurs stries, on observe que l'accélération a prend des valeurs de l'ordre de 40 mm/s².

Une telle accélération révèle l'existence d'une force propulsive de 0.1 à 1 μN (du même ordre que la force d'autopropulsion, voir chapitre 4). On constate néanmoins que cette force a tendance à diminuer avec le rayon R . Au delà d'un certain rayon, la goutte entre en ébullition avec le substrat.

Distance d'arrêt et perte de propulsion

Cette accélération a est par ailleurs sensible à la position x_0 à laquelle les gouttes sont déposées. La figure 6.6(b), met en évidence la diminution de a avec la position initiale x_0 , obtenue en gardant le rayon des gouttes constant, égal à $R = 1.3 \pm 0.1$ mm. L'accélération a diminue de 40 mm/s^2 à 10 mm/s^2 en décalant la position initiale x_0 en direction des stries plus profondes. La diminution suit celle de la droite d'équation $a = a_0 - b_0 x_0$, où $a_0 = 30.8 \text{ mm/s}^2$ et $b_0 = 2.3 \text{ s}^{-2}$. Les effets de propulsion s'estompent : à partir d'un certain rang (au-delà d'une certaine position x_0), la force de propulsion s'annule et les gouttes ne s'autopropulsent pas dans la direction x . L'extrapolation des données de la figure 6.6(b) prédit que les effets cessent à partir de la position critique $x_0^\dagger = a_0/b_0 \approx 15$ mm. Si on dépose la goutte au-delà de la position x_0^\dagger , on s'attend à ne plus voir de mouvement suivant x . La figure 6.7 compare les trajectoires obtenues expérimentalement pour un dépôt en amont ou en aval de la position critique x_0^\dagger .

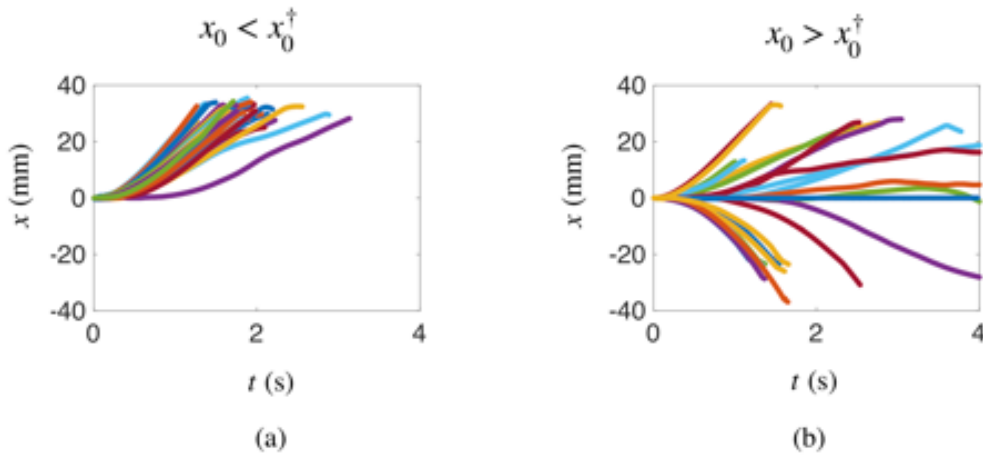


FIGURE 6.7 – Trajectoires obtenues $x(t)$ pour un dépôt réalisé en amont (a) ou en aval (b) de la limite x_0^\dagger . Le substrat en laiton, chauffé à 350°C , présente un gradient de textures $\alpha_{\text{app}} = 10$ mrad.

Lorsque $x_0 < x_0^\dagger$, les trajectoires, collectées sur la figure 6.7(a), sont toutes dirigées dans la direction des stries croissantes ($x > 0$). Les courbes $x(t)$ montrent une première phase à accélération uniforme ($x(t)$ dessine une parabole) puis une phase à vitesse constante. Le comportement de ces gouttes diffère lorsqu'elles sont déposées au-delà d'un certain rang $x_0 > x_0^\dagger$. Sur la figure 6.7(b), on voit que les gouttes partent toujours suivant l'axe x mais cette fois-ci, aussi bien dans la direction des profondeurs de stries croissantes que décroissantes.

6.2. MOTEUR DU MOUVEMENT

Influence du gradient

Nous avons fait varier les caractéristiques des substrats, notamment l'angle apparent α_{app} des stries en changeant la hauteur maximale H_{max} atteinte par la dernière strie pour une même longueur de plaque. Les caractéristiques des différents substrats considérés dans cette étude sont présentés dans le tableau 6.1.3 ($H_{\text{max}}, \alpha_{\text{app}}$).

H_{max} (mm)	α_{app} (mrad)	x_0^\dagger (mm)
0.5	10	15 ± 3
1.0	20	6.5 ± 2.3
2.5	50	2.6 ± 2.2
5	100	\emptyset

La distance x_0^\dagger , au-delà de laquelle la propulsion nette suivant x n'est plus observée, est mesurée sur chacune de ces surfaces et reportée sur le tableau 6.1.3 : on observe que x_0^\dagger diminue quand α_{app} augmente. L'incertitude sur cette mesure est grande, et attribuable à l'inertie de la goutte : une fois la position x_0^\dagger franchie, la goutte ne s'arrête pas spontanément. De plus, x_0^\dagger est définie à R près. En augmentant l'angle apparent α_{app} de 10 et 100 mrad, on diminue x_0^\dagger de 15 mm à une valeur inférieure au diamètre de la goutte (voir tableau 6.1.3). Pour la surface d'angle apparent $\alpha_{\text{app}} = 100$ mrad, le gradient de textures n'a plus aucun effet sur la goutte. On ne peut alors plus définir de distance x_0^\dagger .

L'évolution de x_0^\dagger avec α_{app} suggère que c'est en fait à partir d'une profondeur critique que les effets cessent. La profondeur des rainures étant incrémentée à chaque strie, H est une fonction croissante de x . Au delà d'un certain rang, x_0^\dagger , les gradients de textures semblent ne plus être ressentis par la goutte. On note $H^\dagger = H(x_0^\dagger)$ cette hauteur critique.

Allongement des gouttes

On remarque par ailleurs que les gouttes s'allongent dans la direction de leur mouvement (perpendiculaire aux stries,) comme si elle cherchaient à maximiser le nombre de stries recouvertes. La chronophotographie de la figure 6.8 illustre ces déformations. La goutte, observée par au dessus, est lâchée sans vitesse initiale sur la surface striée. En progressant suivant l'axe x , elle s'étire dans cette même direction. Cette déformation n'est pas transitoire. Elle persiste de durant toute le mouvement.

Des observations similaires ont été reportées par Le Merrer *et al.*, qui considéraient le cas de gouttes lancées sur des surfaces crénelées régulièrement [147].

6.2 Moteur du mouvement

6.2.1 Causes envisageables

Les causes de la propulsion observée sont classifiées en trois groupes :

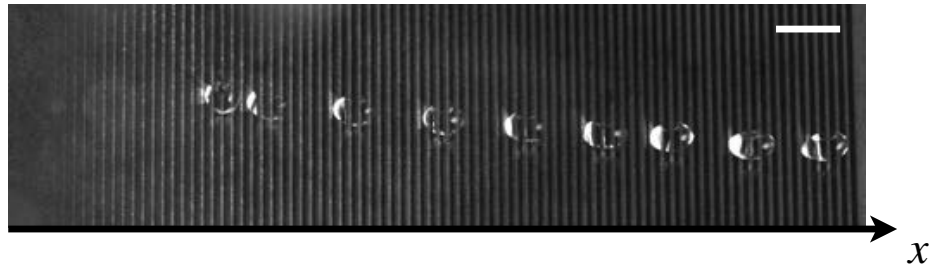


FIGURE 6.8 – Chronophotographie d’une goutte millimétrique ($R = 1.4$ mm) s’allongeant peu à peu en progressant vers les stries de plus en plus profondes (de gauche à droite). L’intervalle de temps entre chaque image est 50 ms. La barre d’échelle indique 5 mm.

- ⊙ Les effets **thermiques** : la chaleur effective fournie au liquide est inversement proportionnelle à la distance entre le substrat (le fond des stries) et le liquide. Le taux d’évaporation est rendu asymétrique sur ces surfaces, puisque le fond des stries s’éloigne quand x augmente. Ceci pourrait induire, par un mécanisme similaire à celui proposé au chapitre précédent, du mouvement dans la direction des stries les plus profondes.
- ⊙ Les effets **capillaires** : la goutte, déformée par les stries, pourrait elle-même devenir asymétrique en inclinant en moyenne sa base. Cet angle donnerait alors naissance à une résultante non nulle des forces suivant x , un mécanisme qui implique que le liquide sente le sous-sol asymétrique du substrat.
- ⊙ Les effets **hydrodynamiques** : l’écoulement sous la goutte est rectifié par la présence de textures asymétriques, ce qui modifie la force d’entraînement visqueux par la vapeur. Or, la vapeur produite emprunte principalement l’axe des canaux, ce qui entraîne, en principe, l’objet dans cette même direction, orthogonale à la direction du mouvement observé. Cet effet prédit donc un mouvement suivant l’axe y , aussi bien par la gauche $y > 0$ que par la droite $y < 0$ du couloir. Cette force stabilise certainement le mouvement suivant x mais ne contribue pas à la propulsion suivant x . On exclut donc tout de suite cette hypothèse.

Pour comprendre l’origine de l’autopropulsion sur ces surfaces, on s’intéresse dans un premier temps aux effets induits par la présence d’une strie simple.

6.2.2 Scénario de propulsion thermique

L’état de lévitation est permis par l’équilibre entre la pression de lubrification de la vapeur produite par évaporation sous la goutte et la pression hydrostatique. Sur une surface plane, l’égalité de ces pressions sélectionne une épaisseur moyenne du film, que l’on note ε_0 . En reprenant les notations introduites au paragraphe 1.3.3 (p.31) et en notant h la hauteur de l’objet caléfié, on a :

$$\frac{\eta_v \lambda_v \Delta T S}{\rho_v \mathcal{L} \varepsilon_0^4} \sim \rho g h \quad (6.2.1)$$

6.2. MOTEUR DU MOUVEMENT

On considère désormais un substrat rugueux. Le flux thermique est très sensible aux variations locales d'épaisseur ε du coussin de vapeur le long de l'axe x . L'équilibre de l'équation [6.2.1](#) est modifié. On suppose que la fonction $x \mapsto \varepsilon(x)$ est uniforme au sein de chaque strie, et qu'elle subit des sauts par pas λ réguliers. On note ε_{sup} l'épaisseur attendue au-dessus des textures et ε_{inf} celle au fond des sillons. La présence d'une strie décompose le flux d'évaporation en deux contributions : celle au sommet des stries, et celle au fond des stries. On note ϕ la densité superficielle des stries, l'équilibre de lévitation est maintenu si et seulement si :

$$\frac{\eta_v \lambda_v \Delta T S}{\rho_v \mathcal{L}} \left[\frac{(1-\phi)}{\varepsilon_{\text{sup}}^4} + \frac{\phi}{\varepsilon_{\text{inf}}^4} \right] \sim \rho g h \quad (6.2.2)$$

À objet caléfié identique, pour que l'objet lévite, l'énergie fournie (sous forme de chaleur, à travers un coussin de vapeur) sur la surface rugueuse doit être égale à l'énergie fournie sur une surface plate. Cette condition implique l'égalité entre les équations [6.2.1](#) et [6.2.2](#). Les épaisseurs ε_{sup} et ε_{inf} attendues respectivement au dessus ou au fond des sillons doivent vérifier l'équation :

$$\left[\frac{(1-\phi)}{\varepsilon_{\text{sup}}^4} + \frac{\phi}{\varepsilon_{\text{inf}}^4} \right] = \frac{1}{\varepsilon_0^4} \quad (6.2.3)$$

avec ε_0 , l'épaisseur hypothétique que le film aurait si la surface était lisse. Cette formule suggère que plus les stries sont profondes, plus le liquide doit s'enfoncer dans les textures pour maintenir le flux chaleur requis par l'état de lévitation. La présence de rugosité implique donc une diminution locale de l'épaisseur du film. Dans notre cas, la largeur au fond des stries est égale à la largeur en surface : $\phi = 1/2$. Il vient alors l'équation de conservation :

$$\varepsilon_{\text{sup}}^{-4} + \varepsilon_{\text{inf}}^{-4} = 2\varepsilon_0^{-4} \quad (6.2.4)$$

Ce mécanisme prédit donc que si la distance entre le liquide et le substrat est plus grande au niveau des stries plus profondes, à savoir si ε_{inf} est supérieur à la valeur de référence sur un substrat lisse ($\varepsilon_{\text{inf}} > \varepsilon_0$), alors le film de vapeur est plus mince que la valeur de référence au dessus des textures ($\varepsilon_{\text{sup}} < \varepsilon_0$).

6.2.3 Expérience modèle avec un solide

Dans ce scénario, les déformations liquides ne sont pas requises. Pour se convaincre, on peut réaliser l'expérience avec un solide caléfié. Comme nous l'avons vu à plusieurs reprises dans ce manuscrit, un bloc de carboglace est capable de léviter sur sa propre vapeur. Son caractère indéformable élimine les effets capillaires (déformations, écoulements) et nous permet de tester l'origine purement thermique du phénomène étudié. Des blocs sont donc déposés sur le bord le moins rugueux de ces surfaces ($x_0 \approx 0$). Initialement retenus oas des murs, ils sont libérés sans vitesse initiale sur ces surfaces. On observe sur la chronophotographie de la figure [6.9](#)(a) les positions successives empruntées par la pastille,

représentées du jaune au bleu. Comme pour les gouttes, l'objet se met en mouvement en direction des stries profondes. L'écart entre les positions augmente, ce qui suggère une accélération $a > 0$. On repère alors la position x de cet objet.

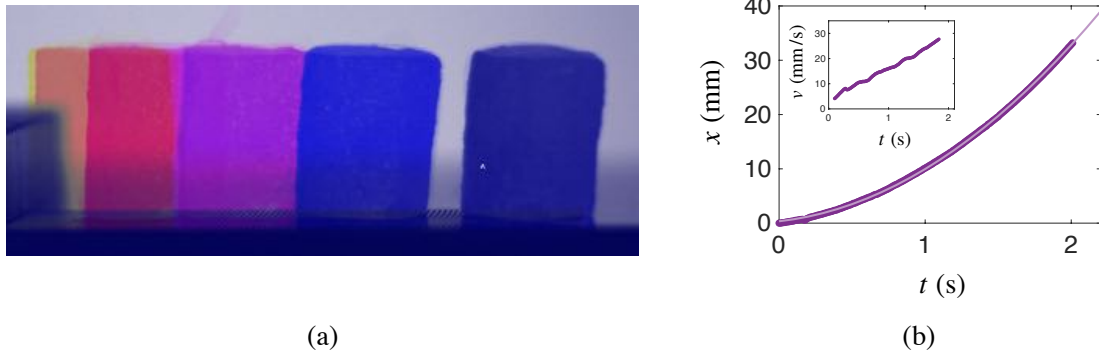


FIGURE 6.9 – (a) Chronophotographie colorée, montrant les positions successives d'un bloc de carboglace sur une surface graduellement texturée, portée à 350°C . Le palet mesure $R_p = 9$ mm de rayon et $H_p = 13$ mm de haut, et pèse 1.6 g. L'intervalle de temps entre chaque image correspond à 500 ms. (b) Position x en fonction du temps t . Le palet, qui s'incline à vue d'œil, se met en mouvement vers les stries plus profondes avec une accélération $a = 14 \pm 1$ mm/s², extraite en approchant les données par la loi $x = \frac{a}{2}(t - t_0)^2$.

L'évolution de x , extraite de la vue de côté, est représentée sur la figure 6.9(b). La trajectoire est parabolique (tout au long du mouvement). En ajustant les données expérimentales à une loi quadratique, on accède à l'accélération a , uniforme. L'encart de cette figure monte la dépendance linéaire de la vitesse v avec le temps. L'expérience, vue par dessus, est reproduite pour des palets de carboglace de géométries variables. Sur la courbe de la figure 6.10, on observe que les blocs sont systématiquement propulsés vers le fond des textures. La position x suit une loi quadratique en temps. L'accélération correspondante, extraite de l'ajustement aux données expérimentales de la figure 6.10, est d'environ 15 mm/s².

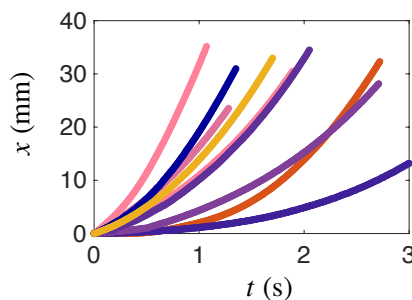


FIGURE 6.10 – Positions $x(t)$ de blocs de carboglace de géométries variables ($R_p = 8$ à 12 mm et $H_p = 20$ à 30 mm) posés sur une surface graduellement texturée, portée à 350°C . L'angle apparent du sous plancher est de 10 mrad. Les trajectoires sont des paraboles.

On cherche alors à prédire la contribution thermique du gradient de profondeur des stries. L'accélération uniforme suggère la présence d'une inclinaison de la base, inclinaison

6.2. MOTEUR DU MOUVEMENT

qu'on perçoit sur la chronophotographie de la figure 6.9(a). On cherche donc à estimer les variations de hauteur du film suivant x . En différentiant la conservation de la quantité $\varepsilon_{\text{sup}}^{-4} + \varepsilon_{\text{inf}}^{-4}$ (équation 6.2.4), par rapport à x , il vient :

$$\frac{\partial \varepsilon_{\text{sup}}}{\partial x} = -\frac{\partial \varepsilon_{\text{inf}}}{\partial x} \left(\frac{\varepsilon_{\text{sup}}}{\varepsilon_{\text{inf}}} \right)^5 \quad (6.2.5)$$

L'épaisseur du film au sommet donnée par l'équation 6.2.3 peut être réécrite :

$$\frac{\varepsilon_{\text{sup}}}{\varepsilon_{\text{inf}}} = \left(2 \left(\frac{\varepsilon_{\text{inf}}}{\varepsilon_0} \right)^{-4} - 1 \right)^{-1/4} \quad (6.2.6)$$

Dans le cas d'un objet indéformable, l'épaisseur au fond des textures est imposée par la distance des marches à l'interface inférieure de l'objet caléfié. On écrit $\varepsilon_{\text{inf}} = \varepsilon_0 + \alpha_{\text{app}}x$, avec α_{app} l'angle du sous plancher. Avec cette définition, on retrouve bien que $\varepsilon_{\text{inf}} = \varepsilon_0$ lorsque $x = 0$ ou sur un substrat lisse $\alpha_{\text{app}} = 0$. On substitue alors ε_{inf} dans l'équation 6.2.5. L'épaisseur ε_{sup} devient alors à son tour une fonction de x .

$$\frac{\partial \varepsilon_{\text{sup}}}{\partial x} = -\alpha_{\text{app}} \left(2 \left(1 + \frac{\alpha_{\text{app}}x}{\varepsilon_0} \right)^4 - 1 \right)^{-5/4} \quad (6.2.7)$$

Deux cas limites sont alors examinés. Dans la limite où $\alpha_{\text{app}}x \ll \varepsilon_0$, on peut linéariser l'équation 6.2.7, donnant alors :

$$\frac{\partial \varepsilon_{\text{sup}}}{\partial x} = -\alpha_{\text{app}} \left(1 - 10 \frac{\alpha_{\text{app}}x}{\varepsilon_0} \right) \quad (6.2.8)$$

Dans cette limite, l'angle d'inclinaison moyen au dessus des textures change de signe lorsque $\alpha_{\text{app}}x = \varepsilon_0/10$, mais l'intervalle des x qui rend valide cette limite est compris entre 0 et $\varepsilon_0/\alpha_{\text{app}} \approx 1$ mm (pour $\alpha_{\text{app}} = 10$ mrad et $\varepsilon_0 \approx 10$ μm). Pour des blocs de taille centimétrique, cette limite n'est pas observée. On suppose donc que $\alpha_{\text{app}}x \gg \varepsilon_0$. L'expression du gradient horizontal d'épaisseur de film en haut des textures vaut donc :

$$\frac{\partial \varepsilon_{\text{sup}}}{\partial x} = -\frac{1}{2^{5/4}} \frac{\varepsilon_0^5}{\alpha_{\text{app}}^4 x^5} \quad (6.2.9)$$

L'angle moyen noté α_{sup} de la base de l'objet de rayon R et placé en $x_0 \gg R$ vaut :

$$\alpha_{\text{sup}} = \frac{1}{2R} \int_{x_0-R}^{x_0+R} \frac{\partial \varepsilon_{\text{sup}}}{\partial x} dx \underset{x_0 \gg R}{\sim} -\frac{2^{3/4} \varepsilon_0^5}{\alpha_{\text{app}}^4 x_0^5} \quad (6.2.10)$$

Dans le cas des solides caléfiés, l'augmentation de la profondeur des stries suivant x induit donc une diminution graduelle de l'épaisseur du film, inclinant la base d'un angle moyen α_{sup} . Cet angle est mesuré indirectement en mesurant l'accélération du bloc, puisque $\alpha_{\text{sup}} \equiv a/g$. Le rapport a/g est alors tracé (points bleus) sur la figure 6.11 en fonction de la

position initiale x_0 du palet. Cet angle d'inclinaison α_{sup} est très sensible aux variations de x_0 . Il vaut 5 mrad pour $x_0 \approx 10$ cm mais diminue rapidement à 0.2 mrad pour $x_0 = 20$ mm. On mesure des accélérations d'environ 20 mm/s^2 , qui suivent les variations relatives à x_0 prédites par l'équation 6.2.10 et tracées en bleu sur la figure 6.11.

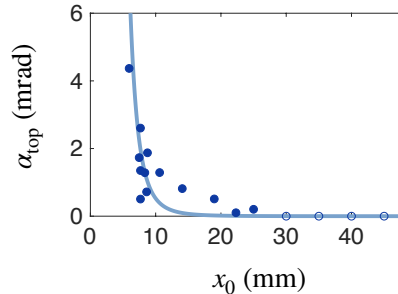


FIGURE 6.11 – Inclinaison de la base d'un bloc de carboglace. Le palet cherche à se rapprocher du substrat du côté où les stries sont les plus profondes, afin de recevoir le flux d'énergie nécessaire à sa lévitation. L'angle est mesuré par l'expérience de manière indirecte en mesurant l'accélération du palet, normalisée par g . La courbe en traits pleins donne la prédiction théorique exprimée par l'équation 6.2.10.

Pour un objet de masse $m \approx 10$ mg, on estime la forme propulsive $F \sim m\alpha_{\text{sup}}g$ à environ $5 \mu\text{N}$. Cette expérience prouve que la force qui autopropulse les objets sur une surface à gradient de textures ne repose pas sur le caractère déformable de la base des objets caléfiés mais plutôt sur un mécanisme thermique. L'équilibre de lévitation doit être satisfait localement. L'augmentation de la profondeur des textures diminue le flux de chaleur échangé entre le substrat et l'objet caléfié à travers le coussin de vapeur. L'épaisseur du film diminue alors pour assurer l'équilibre. Sur des textures graduellement texturées, la base de l'objet s'incline suivant l'axe x , dans la direction des stries de profondeur croissante.

6.3 Propulsion de liquide sur un gradient de textures

Le cas liquide est néanmoins plus complexe. La distance entre l'interface liquide-vapeur et le fond des stries n'est pas imposée par la topographie du substrat. Son caractère déformable peut intervenir dans le mécanisme de propulsion.

6.3.1 Déformation à l'échelle d'une strie

On cherche à prévoir la distance entre l'interface liquide et le fond des stries et à comprendre comment le liquide s'adapte localement au sein d'une strie. La figure 6.12 illustre les déformations locales et les notations permettant leur description. La strie, de profondeur H et de largeur λ , est délimitée par des parois verticales de largeur w . Les stries plafonnent toutes à la même hauteur. Le motif est gravé périodiquement suivant l'axe x , sur toute sa largeur L_y (suivant y , orthogonale à x). L_y étant très grande devant w et λ ,

6.3. PROPULSION DE LIQUIDE SUR UN GRADIENT DE TEXTURES

on néglige les variations de courbures suivant cette direction. La goutte, assise sur cette texture, s'enfonce d'une distance δ dans les sillons (figure 6.1) qui dépend de la géométrie de la rainure : δ sera petite sur des stries resserrées et comparable à la profondeur H lorsque l'espacement λ est de l'ordre du rayon de la goutte (le cas limite étant celui où la goutte s'empale complètement lorsque $\lambda > 2R$).

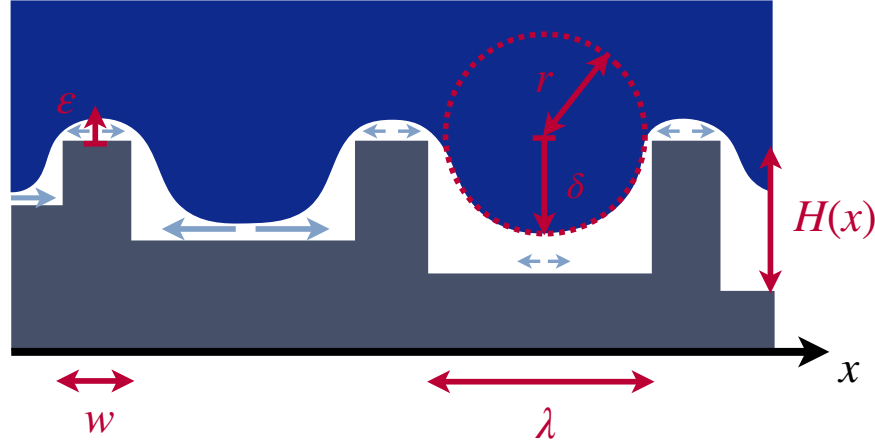


FIGURE 6.12 – Zoom sur la base d'une goutte mise au contact d'une surface à gradient de profondeur. Les caractéristiques géométriques de la surface sont définies en rouge.

Il existe donc une déformation maximale δ à partir de laquelle le liquide ne peut plus s'enfoncer davantage dans la strie. Dans le cas où l'enfoncement $\delta \approx H$, (modulo l'épaisseur typique du film de vapeur), le liquide sent le fond des textures : ε_{inf} est affecté par les échanges thermiques. Dans le cas contraire où $H \gg \delta$, la distance entre le fond des textures et l'interface liquide-vapeur ε_{inf} n'est plus imposée par l'équilibre de lévitation mais plutôt pas par la topographie du sous-sol (à δ près). L'analyse conduite pour le palet de carboglace est à première vue, valide. ε_{inf} devient très grand devant ε_{sup} . La goutte ne peut plus compter sur la contribution thermique du fond des stries pour maintenir l'équilibre de lévitation.

On cherche à estimer cette distance d'empalement δ . Les déformations liquides au sein d'une texture reflètent un équilibre entre capillarité et gravité. L'interface liquide, courbée localement entre les deux murs, distants de λ (fig. 6.12), est soumise à la pression de Laplace. On note r est le rayon de courbure de la déformation suivant l'axe x , γ la tension de surface et $\kappa^{-1} : \sqrt{\gamma/\rho g}$ la longueur capillaire. Puisque $\lambda \ll 2R < L_y$, la pression à l'interface γ/r , est équilibrée par la pression hydrostatique de la colonne liquide qui la surmonte, $\rho g(2\kappa^{-1} + \delta)$. On obtient alors une première relation :

$$r = \frac{\kappa^{-2}}{2\kappa^{-1} + \delta} \quad (6.3.1)$$

Les distances sont par ailleurs liées géométriquement par la relation :

$$2r\delta = \delta^2 + \lambda^2/4 \quad (6.3.2)$$

Dans la limite où $\delta \ll \lambda$ et $\delta \ll \kappa^{-1}$, on trouve alors que la déformation maximale du liquide dans les textures est $\delta \approx \lambda^2/(4\kappa^{-1})$. Pour des surfaces telles que $\lambda = 300 \mu\text{m}$, on trouve $\delta \approx 10 \mu\text{m}$, une valeur inférieure aux profondeurs des stries mais comparable aux épaisseurs de film de vapeur. À partir d'un certain rang x , la hauteur $H(x)$ du sous-plancher devient très supérieure à δ . Comme nous l'avons montré dans le cas du solide indéformable, le bourrelet liquide, ne sent plus de fond des textures. La propulsion suivant x est perdue. La position x_0^\dagger , mise en évidence sur la figure 6.7 s'interprète qualitativement comme l'abscisse x pour laquelle la profondeur H devient très supérieure à la distance entre le fond des textures et le liquide : $H(x_0^\dagger) \gg \delta$.

Si on regarde d'ailleurs la base de ces gouttes de plus près avec un objectif de microscope (monté sur la caméra rapide et traversé par une fibre optique pour acheminer la lumière), on s'aperçoit que le liquide se déforme peu dans les stries. La figure 6.13 montre que le liquide s'enlise d'environ $10 \mu\text{m}$ dans les sillons. L'interface apparaît inclinée d'un angle moyen d'environ 1° soit $\approx 15 \text{ mrad}$.

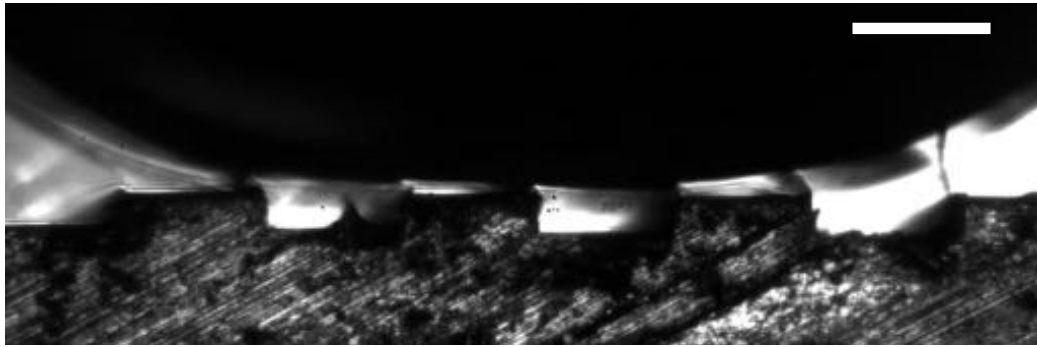


FIGURE 6.13 – Asymétrie de la base des gouttes sur des surfaces à gradient de textures. Les déformations liquides dans les textures saturent à une hauteur d'environ $10 \mu\text{m}$. L'épaisseur du film de vapeur, amoindrie par rapport au cas d'une surface lisse, est modulée sur ce relief asymétrique. La barre d'échelle indique $300 \mu\text{m}$.

La base du liquide est donc rendue asymétrique à l'approche de ces substrats. Les déformations, très modestes, de l'interface liquide-vapeur, fortifient notre scénario thermique : à l'instar des solides caléfiés, la base des goutte s'incline pour maintenir l'équilibre de lévitation du côté où le flux de chaleur est diminué.

6.3.2 Friction sur les surfaces à gradient de texture

Aussi bien le solide que le liquide caléfié se trouvent propulsés sur ces surfaces. Si on considère les trajectoires obtenues pour des dépôts tels que la position $x_0 < x_0^\dagger$, par exemple celles de la figure 6.4, on observe que le liquide décélère à partir d'un certain rang $x \approx 15 \text{ mm}$. Ce comportement diffère de celui observé pour les blocs de carboglace comme le montre l'encart de la courbe 6.9(b), ce qui suggère l'intervention d'une friction spéciale dans le cas liquide.

6.3. PROPULSION DE LIQUIDE SUR UN GRADIENT DE TEXTURES

La saturation de la vitesse est la signature de phénomènes dissipatifs. Pour comprendre ces phénomènes, on s'intéresse à l'écoulement de liquide dans la goutte entre les marches. Le nombre de Reynolds associé à cet écoulement est $Re = \rho v \delta / \eta$, où ρ est la masse volumique du liquide, η , sa viscosité, δ la profondeur de pénétration du liquide et v la vitesse de propulsion du liquide. Les vitesses atteintes sur la figure 6.5(b) sont de l'ordre de 30 cm/s, δ de l'ordre de 10 μm , on a donc $Re \approx 10 - 100$. L'inertie domine les effets visqueux. On peut donc imaginer un mécanisme similaire à celui proposé par Dupeux *et al.* [148]. Lors de son mouvement, la goutte frappe le côté des marches, ce qui engendre de la friction. En progressant à la vitesse v , le bourrelet liquide, enfoncé de δ , exerce sur les marches une pression dynamique ρv^2 . La section latérale sur laquelle s'applique cette force est proportionnelle à $R\delta$. La force exercée par une strie sur la goutte s'écrit donc $\rho v^2 R \delta$. Ainsi, la force exercée par l'ensemble des stries recouvertes par le liquide est à multiplier par le nombre de marches R/λ sous une goutte. La force de friction F_F totale s'écrit alors :

$$F_F \sim \rho v^2 R^2 \frac{\delta}{\lambda} \quad (6.3.3)$$

Cette force de friction augmente quadratiquement avec la vitesse v . En prenant un rayon $R = 1$ mm, les frottements s'amplifient pour atteindre une valeur typique $F_F \approx 10^{-7}$ N, comparable à la force de propulsion. On peut d'ailleurs estimer la vitesse terminale en équilibrant la friction à la force de propulsion, $\alpha g \rho R^3$, qui conduit à :

$$v \sim \sqrt{\frac{\alpha g R \lambda}{\delta}} \quad (6.3.4)$$

En prenant $R = 1.5$ mm, $a = \alpha g = 30$ mm/s², $\lambda = 600$ μm et $\delta \approx 10$ μm , on trouve une vitesse terminale $V \approx 4$ cm/s, qui semble être en très bon accord avec la saturation imminente qu'on devine sur la figure 6.5(b).

6.3.3 Retour sur les formes allongées

Nous avons remarqué que les gouttes s'allongent peu à peu à mesure de leur progression sur ces surfaces striées (fig. 6.8). Ce comportement s'interprète par l'action conjointe de l'inertie et de l'entraînement visqueux par la vapeur. En effet, sous l'action pressante de leur poids, ces gouttes s'enfoncent dans les stries. Une fois enlisé dans les textures, le liquide a du mal à en sortir. Il y a donc une certaine inertie au mouvement de sa base. À cet effet, peut s'adjoindre la perte de l'entraînement visqueux par la vapeur au fond des stries. La vapeur, qui s'échappe principalement suivant l'axe y , cisaille le liquide qu'elle supporte, et ce, d'autant plus efficacement que le film est mince. Puisque l'épaisseur du film de vapeur est plus large au fond des stries qu'au niveau de leur sommet, la contribution de l'entraînement visqueux est affaiblie au fond des stries, donc suivant y : le liquide s'allonge suivant x .

Conclusion

Nous venons de voir qu'une goutte caléfiée, déposée sans vitesse initiale, accélère uniformément dans la direction des stries les plus profondes, en suivant la pente faite par le sous-plancher. Plusieurs origines ont été envisagées. Les expériences conduites avec des blocs de carboglace caléfiés indéformables, invalident les causes hydrodynamiques (mouvements internes) et capillaires. Le mécanisme d'entraînement par viscosité prédit quant à lui du mouvement le long des stries, chemin préférentiel emprunté par les vapeurs, soit dans la direction perpendiculaire de celle observée. Un mécanisme reposant sur l'asymétrie dans le flux de chaleur reçu par la goutte a finalement été proposé. L'objet caléfié, solide ou liquide, doit, pour maintenir son état d'équilibre se rapprocher du substrat du côté où le substrat s'éloigne de lui. Cet effet engendre donc une inclinaison moyenne de la base et donc, du mouvement, dont l'efficacité diminue en augmentant la profondeur des stries, puisque la sensibilité du flux thermique diminue avec la profondeur de la strie. On observe une friction spéciale dans le cas d'un liquide qui limite la vitesse de propulsion à quelques centimètres par secondes.

Conclusions et perspectives

Nous nous sommes intéressés, dans cette thèse, à la caléfaction. De l'eau, mise au contact d'un substrat chaud lévite paisiblement sur un film mince de vapeur, continûment renouvelé. Cette couche de vapeur joue le rôle d'isolant thermique et permet au liquide de survivre un temps remarquablement long. L'état de lévitation a d'autres conséquences. Il empêche le contact entre le liquide et son substrat, donnant à l'eau une forme de perle non-mouillante, dont l'étalement est fixé par la compétition entre capillarité et pesanteur, ce qui produit aussi une situation exempte de friction. En outre l'ébullition, qui naît en général au niveau des hétérogénéités du solide, est empêchée, une autre raison pour comprendre le temps de vie long d'une liquide caléfié. Si la découverte de Leidenfrost de cet effet, devenu éponyme, date de 1756, il nous réserve pourtant encore bien des surprises. Cela tient sans doute à la nature pluridisciplinaire du phénomène. En effet, l'effet Leidenfrost peut être approché du point de vue de la thermique, dans le formalisme des problèmes relatifs aux changements de phase, par l'hydrodynamique dans le liquide, par l'aérodynamique dans le film de vapeur, et par une approche touchant la physique des interfaces et du mouillage. Ces différentes facettes ont trouvé illustration dans ce manuscrit. Nous dégageons de ce travail les résultats que nous pensons principaux, leurs perspectives et les questions qu'ils soulèvent.

Influence des propriétés de conduction thermique du substrat sur $T_{\mathcal{L}}$

Nous avons observé que la température de Leidenfrost augmentait en diminuant l'épaisseur du substrat. Ce résultat souligne les limites de l'hypothèse d'un solide conducteur parfait. Le flux d'énergie critique au liquide pour permettre sa lévitation, sensible aux épaisseurs de matériaux traversés, peut être pris en compte et pourrait expliquer les influences de la rugosité, de la nature et de la porosité du substrat sur $T_{\mathcal{L}}$. Les échanges de chaleur au sein du liquide méritent donc une plus grande attention.

Formation et stabilité du film liquide des cheminées caléfiées

Au delà d'une certaine taille, les vapeurs s'accumulent et sculptent une voûte plafonnant à la hauteur de la nappe $2\kappa^{-1}$. Un dôme de liquide de quelques dizaines de microns d'épaisseur se forme. Il est doué d'une stabilité inattendue. Des écoulements de Marangoni, induits par des différences de température sur la bulle, s'opposent à son amincissement et

sélectionnent une épaisseur stationnaire par un mécanisme de Landau-Levich-Derjarguin. Le film liquide finit par céder au bout de quelques secondes, sans doute à cause d'une homogénéisation de la température moteur ou par l'amincissement induit par évaporation, un scénario qui reste à démontrer. Plus généralement, un film de liquide pur devrait être stabilisé par l'application d'un gradient de température en jouant le rôle de tensioactifs.

Morphogénèse spontanée d'étoiles liquides

L'apparition spontanée de formes étoilées oscillantes caléfiées, malgré l'absence apparente forçage périodique, pose la question de leur origine. Notre travail jette une lumière nouvelle sur le mécanisme d'excitation des étoiles de Leidenfrost. La base d'un objet caléfié a une fréquence propre qui peut exciter le liquide suivant un mécanisme d'instabilité de type Faraday. Des ondes stationnaires de Faraday entrent en résonance lorsque la goutte peut s'accommoder d'un nombre entier de longueurs d'onde, expliquant la quantification des rayons pour lesquels ces formes sont observées. Une fois cette condition de résonance satisfaite, la cavité, libre en surface mais contrainte en volume est excitée radialement. Les déformations azimutales prennent le relais et une seconde condition de résonance apparaît, cette fois sur le périmètre équatorial de la goutte. Elle sélectionne l'indice du mode azimutal et l'amplifie. Certaines questions que nous nous sommes posées restent néanmoins en suspens, comme par exemple le mécanisme de couplage entre les modes axisymétriques azimutaux de la goutte. D'autres ne sont que partiellement comprises : certains modes, notamment les modes n impairs, sont très rarement observés ; et les étoiles qui se succèdent oscillent à une fréquence qui suit une cascade décroissante de la fréquence de forçage.

Autopropulsion

Nous avons cherché à mieux comprendre la mobilité légendaire des gouttes en caléfaction, qui ne tient pas simplement à l'absence de friction et à leur sensibilité aux forces extérieures. Déposées sans inertie, immobiles, sur une surface parfaitement horizontale, ces gouttes sont autopropulsées comme si elles cachaient en elles un moteur interne. Nous avons montré que des écoulements internes rapides prennent place au sein du liquide, écoulements dont la symétrie est dictée par le confinement : en dessous d'une certaine taille, la goutte se met à rouler de manière asymétrique. Ce roulement incline leur base et engendre une force d'autopropulsion dans la direction (arbitraire) du roulement. Ce travail pose la question de la symétrie et la stabilité des écoulements internes. De plus, l'argument en loi d'échelle proposée pour expliquer l'inclinaison de la base mériterait d'être testé.

Propulsion forcée sur des gradients de température

Le caractère thermophobe du phénomène de Leidenfrost a été mis en évidence. Des gouttes, placées sur un substrat chauffé de manière inhomogène, se dirigent vers le froid. Cet effet trouve son origine dans l'érosion asymétrique de la base des gouttes (ou d'un palet de carboglace). Il en résulte une force propulsive horizontale vers le froid. La découverte de

6.3. PROPULSION DE LIQUIDE SUR UN GRADIENT DE TEXTURES

ce comportement thermophobe et la compréhension des mécanismes sur lequel il repose ouvre la voie à de nouveaux systèmes. On peut en particulier imaginer piéger des gouttes en pavant le substrat de patches ou bandes refroidies et concevoir un circuit froid pour contrôler ces gouttes. Contrairement aux surfaces texturées de manière asymétrique, cette stratégie de contrôle n'impose pas des déformations permanentes au substrat.

Ainsi, cette thèse étudie les dynamiques spontanées qui rythment la vie d'une goutte caléfiée. Ces dynamiques, orchestrées par le confinement, illustrent la richesse de ce système où effets thermiques, aérodynamiques et hydrodynamiques conspirent pour engendrer des propriétés inédites et exploitables, rénovant ainsi les observations de Leidenfrost.

Bibliographie

- [1] Bourrienne P., **2016**. *Non-mouillant et température application aux revêtements culinaires*. Ph.D. thesis. Cité pages 12, 25, 26, 143, 154, et 155.
- [2] Cazabat A.M. and Guéna G., **2010**. Evaporation of macroscopic sessile droplets. *Soft Matter*, volume 6, pages 2591–2612. Cité page 12.
- [3] Vakarelski I.U., Patankar N.A., Marston J.O., Chan D.Y.C., and Thoroddsen S.T., **2012**. Stabilization of Leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces. *Nature*, volume 489. Cité page 13.
- [4] Leidenfrost J.G., **1756**. *De Aquae Communis Nonnullis Qualitatibus Tractatus*. Ovenius, Duisburg (1756); transl. Wares, C. On the fixation of water in diverse fire. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, volume 9, pages 1153–1166 (1966). Cité pages 14 et 143.
- [5] Tyndall J., **1868**. *Heat Considered as a Mode of Motion*. Cité page 14.
- [6] Poggendorff C., **1841**. *Annalen der Physik und Chemie. Ann. Phys.*, volume 52, no. 497. Cité page 14.
- [7] Boutigny P.H., **1847**. *Nouvelle branche de physique : Études sur les corps à l'état sphéroïdal*. Cité pages 14 et 16.
- [8] Snoeijer J.H., Brunet P., and Eggers J., **2009**. Maximum size of drops levitated by an air cushion. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, volume 79, no. 3, pages 1–13. Cité pages 19, 20, et 55.
- [9] Quéré D., **2013**. Leidenfrost Dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, volume 45, no. 1, pages 197–215. Cité pages 20, 30, 111, et 142.
- [10] Biance A.L., Clanet C., and Quéré D., **2003**. Leidenfrost drops. *Physics of Fluids*, volume 15, no. 6, pages 1632–1637. Cité pages 20, 25, 30, 32, 41, 44, 55, 56, 143, et 156.
- [11] Maquet L., Brandenbourger M., Sobac B., Biance A.L., Colinet P., and Dorbolo S., **2015**. Leidenfrost drops : Effect of gravity. *Europhysics Letters*, volume 110, no. 2. Cité page 20.
- [12] Pomeau Y., Le Berre M., Celestini F., and Frisch T., **2012**. The Leidenfrost effect : From quasi-spherical droplets to puddles. *Comptes Rendus - Mécanique*, volume 340, no. 11-12, pages 867–881. Cité pages 20 et 167.
- [13] Tsoumpas Y., Dehaeck S., Rednikov A., and Colinet P., **2015**. Effect of Marangoni Flows on the Shape of Thin Sessile Droplets Evaporating into Air. *Langmuir*, volume 31, no. 49, pages 13334–13340. Cité page 21.
- [14] Portuguez E., Alzina A., Michaud P., Oudjedi M., and Smith A., **2017**. Evolution of a Water Pendant Droplet : Effect of Temperature and Relative Humidity. *Natural Science*, volume 09, no. 01, pages 1–20. Cité page 21.

BIBLIOGRAPHIE

- [15] Pérez-Díaz J.L., Álvarez-Valenzuela M.A., and García-Prada J.C., **2012**. The effect of the partial pressure of water vapor on the surface tension of the liquid water-air interface. *Journal of Colloid and Interface Science*, volume 381, no. 1, pages 180–182. Cité page [21](#).
- [16] Roman B., Gay C., and Clanet C., **2001**. Pendulum , Drops and Rods : a physical analogy. *Under consideration for J. Fluid Mech.* Cité page [22](#).
- [17] Mahadevan L. and Pomeau Y., **1999**. Rolling droplets. *Physics of Fluids*, volume 11, no. 9, pages 2449–2453. Cité page [23](#).
- [18] Burton J.C., Sharpe A.L., Van Der Veen R.C.A., Franco A., and Nagel S.R., **2012**. Geometry of the vapor layer under a Leidenfrost drop. *Physical Review Letters*, volume 109, no. 7, pages 1–4. Cité pages [26](#), [164](#), et [167](#).
- [19] Celestini F. and Kirstetter G., **2012**. Effect of an electric field on a Leidenfrost droplet. Cité pages [26](#) et [144](#).
- [20] Tran T., Staat H.J.J., Prosperetti A., Sun C., and Lohse D., **2012**. Drop impact on superheated surfaces. *Physical Review Letters*, volume 108, no. 3, pages 1–5. Cité pages [26](#) et [164](#).
- [21] Lagrée P., **2017**. *Transferts thermiques dans les fluides*. Cité page [28](#).
- [22] Reyssat É., **2007**. *Gouttes, films et jets : quand les écoulements modèlent les interfaces*. Ph.D. thesis, Université Paris-Diderot - Paris VII. Cité page [30](#).
- [23] Guyon E., Hulin J.P., and Petit L., **2001**. *Hydrodynamique physique*. Broché edition. Cité page [38](#).
- [24] Adham-Khodaparast K., Kawaji M., and Antar B.N., **1995**. The Rayleigh-Taylor and Kelvin-Helmholtz stability of a viscous liquid-vapor interface with heat and mass transfer. *Physics of Fluids*, volume 7, no. 2, pages 359–364. Cité page [39](#).
- [25] Bernardin J.D. and Mudawar I., **1999**. The Leidenfrost Point : Experimental Study and Assessment of Existing Models. *Journal of Heat Transfer*, volume 121, no. 4, page 894. Cité pages [42](#), [44](#), et [45](#).
- [26] Nukiyama S., **1934**. The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *Journal of the Japan Society of Mechanical Engineers*, volume 37, no. 206, pages 367–374. Cité page [43](#).
- [27] Van Limbeek M.A., Klein Schaarsberg M.H., Sobac B., Rednikov A., Sun C., Colinet P., and Lohse D., **2017**. Leidenfrost drops cooling surfaces : Theory and interferometric measurement. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 827, pages 614–639. Cité pages [44](#) et [45](#).
- [28] Van Limbeek M.A., Shirota M., Sleutel P., Sun C., Prosperetti A., and Lohse D., **2016**. Vapour cooling of poorly conducting hot substrates increases the dynamic Leidenfrost temperature. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, volume 97, pages 101–109. Cité pages [44](#), [50](#), et [51](#).
- [29] Kunihide M. and Itaru M., **1984**. The behavior of a water droplet on heated surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, volume 27, no. 5, pages 781–791. Cité page [45](#).
- [30] Baumeister K.J. and Simon F.F., **1973**. Leidenfrost Temperature—Its Correlation for Liquid Metals, Cryogenes, Hydrocarbons, and Water. *Journal of Heat Transfer*, volume 95, no. 2, page 166. Cité page [45](#).
- [31] Kruse C., Anderson T., Wilson C., Zuhlke C., Alexander D., Gogos G., and Ndao S., **2013**. Extraordinary shifts of the leidenfrost temperature from multiscale micro/nanostructured surfaces. *Langmuir*, volume 29, no. 31, pages 9798–9806. Cité page [45](#).

BIBLIOGRAPHIE

- [32] Maquet L., Sobac B., Darbois-Texier B., Duchesne A., Brandenbourger M., Rednikov A., Colinet P., and Dorbolo S., **2016**. Leidenfrost drops on a heated liquid pool. *Phys. Rev. Fluids*, volume 1, page 053902. Cité pages 45 et 48.
- [33] Bourrienne P., Lv C., and Quéré D., **2019**. The cold Leidenfrost regime. *Science Advances*, volume 5, no. 6, pages 1–6. Cité page 46.
- [34] Avedisian C. and Koplik J., **1987**. Leidenfrost boiling of methanol droplets on hot porous/ceramic surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, volume 30, no. 2, pages 379–393. Cité page 46.
- [35] Lewin G., **1996**. The effect of surface on pressure. *Vacuum*, volume 47, no. 10, page 1243. Cité page 46.
- [36] Buchmüller I., **2014**. *Influence of pressure on Leidenfrost effect*. Ph.D. thesis. Cité page 46.
- [37] Hidalgo-Caballero S., Escobar-Ortega Y., and Pacheco-Vázquez F., **2016**. Leidenfrost phenomenon on conical surfaces. *Physical Review Fluids*, volume 1, no. 5, page 051902. Cité pages 57, 91, et 137.
- [38] Ma X. and Burton J.C., **2018**. Self-organized oscillations of Leidenfrost drops. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 846, no. February, pages 263–291. Cité page 56.
- [39] Perrard S., Couder Y., Fort E., and Limat L., **2012**. Leidenfrost levitated liquid tori. *Europhysics Letters*, volume 100, no. 5, pages 1–5. Cité pages 57 et 137.
- [40] Celestini F., Frisch T., Cohen A., Raufaste C., Duchemin L., and Pomeau Y., **2014**. Two dimensional leidenfrost droplets in a Hele-Shaw cell. *Physics of Fluids*, volume 26, no. 3, pages 32103–1632. Cité pages 57, 58, et 91.
- [41] Raux P.S., Dupeux G., Clanet C., and Quéré D., **2015**. Successive instabilities of confined Leidenfrost puddles. *Europhysics Letters*, volume 112, no. 2, page 26002. Cité page 58.
- [42] Raufaste C., Celestini F., Barzyk A., and Frisch T., **2015**. Hole growth dynamics in a two dimensional Leidenfrost droplet. *Physics of Fluids*, volume 27, no. 3. Cité page 57.
- [43] Prabhakaran P., Krekhov A., Bodenschatz E., and Weiss S., **2019**. Leidenfrost Pattern Formation and Boiling. *Journal of Statistical Physics*, volume 175, no. 3-4, pages 598–616. Cité pages 59 et 91.
- [44] Brunet P. and Snoeijer J.H., **2011**. Star-drops formed by periodic excitation and on an air cushion - A short review. *European Physical Journal : Special Topics*, volume 192, no. 1, pages 207–226. Cité pages 59, 92, et 95.
- [45] Bouwhuis W., Winkels K.G., Peters I.R., Brunet P., Van Der Meer D., and Snoeijer J.H., **2013**. Oscillating and star-shaped drops levitated by an airflow. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, volume 88, no. 2, pages 1–11. Cité pages 59, 91, 95, et 97.
- [46] DUCHEMIN L., LISTER J.R., and LANGE U., **2005**. Static shapes of levitated viscous drops. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 533, pages 161–170. Cité page 59.
- [47] Lister J.R., Thompson A.B., Perriot A., Duchemin L., and JOHN R. LISTER, ALICE B. THOMPSON, ANTOINE PERRIOT L.D., **2008**. Shape and stability of axisymmetric levitated viscous drops. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 617, pages 167–185. Cité page 59.
- [48] Villermaux E. and Bossa B., **2009**. Single-drop fragmentation determines size distribution of raindrops. *Nature Physics*, volume 5, no. 9, pages 697–702. Cité pages 59 et 142.

BIBLIOGRAPHIE

- [49] Debrégeas G., de Gennes P.G., and Brochard-Wyart F., **1998**. The Life and Death of "Bare" Viscous Bubbles. *Science*, volume 279, no. March, pages 1704–1707. Cité pages 59 et 60.
- [50] Kočárková H., Rouyer F., and Pigeonneau F., **2013**. Film drainage of viscous liquid on top of bare bubble : Influence of the Bond number. *Physics of Fluids*, volume 25, no. 2. Not cited.
- [51] Nguyen C.T., Gonnermann H.M., Chen Y., Huber C., Maiorano A.A., Gouldstone A., and Dufek J., **2013**. Film drainage and the lifetime of bubbles. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, volume 14, no. 9, pages 3616–3631. Cité pages 59 et 60.
- [52] Champougny L., Roché M., Drenckhan W., and Rio E., **2016**. Life and death of not so "bare" bubbles. *Soft Matter*, volume 12, no. 24, pages 5276–5284. Cité page 59.
- [53] Lhuissier H. and Villermaux E., **2012**. Bursting bubble aerosols. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 696, pages 5–44. Cité pages 60 et 61.
- [54] Mysels K.J., **1968**. Dynamic processes in soap films. *The Journal of general physiology*, volume 52, no. 1. Cité pages 61 et 72.
- [55] Geoffrey Ingram Taylor, **1959**. The dynamics of thin sheets of fluid. III. Disintegration of fluid sheets. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, volume 253, no. 1274, pages 313–321. Cité page 70.
- [56] Culick F.E.C., **1960**. Comments on a Ruptured Soap Film. *Journal of Applied Physics*, volume 31, no. 6, pages 1128–1129. Cité page 70.
- [57] Landau L. and Levich B., **1942**. Dragging of a liquid by a moving plate. *Acta Physicochimica U.R.S.S.*, volume 17, no. 1-2, pages 42–54. Cité page 72.
- [58] Derjaguin B., **1993**. On the thickness of the liquid film adhering to the walls of a vessel after emptying. *Progress in Surface Science*, volume 43, no. 1-4, pages 134–137. Cité pages 72 et 73.
- [59] Fanton X., Cazabat A.M., and Quéré D., **1996**. Thickness and shape of films driven by a marangoni flow. *Langmuir*, volume 12, no. 24, pages 5875–5880. Cité page 74.
- [60] Scheid B., Nierop E.A.V., and Stone H.A., **2010**. Thermocapillary-assisted pulling of thin films : Application to molten metals. , no. July 2014, pages 1–4. Cité page 74.
- [61] Scheid B., van Nierop E.A., and Stone H.A., **2012**. Thermocapillary-assisted pulling of contact-free liquid films. *Physics of Fluids*, volume 24, no. 3. Cité page 74.
- [62] Ou Ramdane O. and Quéré D., **1997**. Thickening factor in Marangoni coating. *Langmuir*, volume 13, no. 11, pages 2911–2916. Cité page 74.
- [63] Noblin X., Buguin A., and Brochard-Wyart F., **2006**. Cascade of shocks in inertial liquid-liquid dewetting. *Physical Review Letters*, volume 96, no. 15, pages 1–4. Cité page 80.
- [64] Lamb H. and Caflisch R., **1993**. *Hydrodynamics*. Cambridge Mathematical Library. Cambridge University Press. Cité pages 83 et 91.
- [65] Rayleigh L., **1879**. On the capillary phenomena of jets. *Proceedings of the Royal Society of London*, volume 29, pages 71–97. Cité page 91.
- [66] Perez M., Brechet Y., Salvo L., Papoular M., and Suery M., **1999**. Oscillation of liquid drops under gravity : Influence of shape on the resonance frequency. *Europhysics Letters*, volume 47, no. 2, pages 189–195. Cité page 91.
- [67] Holter N.J. and Glasscock W.R., **1952**. Vibrations of Evaporating Liquid Drops. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 24, no. 6, pages 682–686. Cité page 91.

BIBLIOGRAPHIE

- [68] Adachi K. and TAKAKI R., **1984**. Vibration of Flattened Drop. 1. Observation. *Journal of Physical Society Japan*, volume 53, no. 12, pages 4184–4191. Not cited.
- [69] Adachi K., **1985**. Vibration of a Flattened Drop. II. Normal Mode Analysis. *Journal of the Physical Society of Japan*, volume 54, no. 7, pages 2462–2469. Not cited.
- [70] Tokugawa N. and Takaki R., **1994**. Mechanism of Self-Induced Vibration of a Liquid Drop Based on the Surface Tension Fluctuation. Cité page [154](#).
- [71] Strier D.E., Duarte A.A., Ferrari H., and Mindlin G.B., **2000**. Nitrogen stars : Morphogenesis of a liquid drop. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, volume 283, no. 1, pages 261–266. Not cited.
- [72] Snezhko A., Ben Jacob E., Aranson I.S., Jacob B., and Aranson I.S., **2008**. Pulsating–gliding transition in the dynamics of levitating liquid nitrogen droplets. *New Journal of Physics*, volume 10, no. 043034, page 043034. Cité page [182](#).
- [73] Casal P. and Gouin H., **2008**. Vibrations of liquid drops in film boiling phenomena : the mathematical model. volume 32, no. 1994, page 11. Not cited.
- [74] Ma X., Liétor-Santos J.J., and Burton J.C., **2015**. The many faces of a Leidenfrost drop. *Physics of Fluids*, volume 27, no. 9, pages 2013–2015. Cité pages [91](#) et [92](#).
- [75] Paul G., Das P.K., and Manna I., **2015**. Droplet oscillation and pattern formation during Leidenfrost phenomenon. *Experimental Thermal and Fluid Science*, volume 60, no. June, pages 346–353. Not cited.
- [76] Takaki R., **2015**. Self-induced Vibration of a Drop. *Forma*, pages 81–85. Not cited.
- [77] Ma X., Liétor-Santos J.J., and Burton J.C., **2017**. Star-shaped oscillations of Leidenfrost drops. *Physical Review Fluids*, volume 2, no. 3, page 031602. Not cited.
- [78] Brunet P., **2018**. The crackling sound of Leidenfrost stars. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 850, no. Quéré 2013, pages 1–4. Not cited.
- [79] Ma X. and Burton J.C., **2018**. Self-organized oscillations of Leidenfrost drops. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 846, no. February, pages 263–291. Not cited.
- [80] Bergen J.E., **2018**. Intrinsic Geometrical Constraints of Spontaneously Excited Leidenfrost Drops. Cité page [91](#).
- [81] Noblin X., Buguin A., and Brochard-Wyart F., **2005**. Triplon modes of puddles. *Physical Review Letters*, volume 94, no. 16, page 166102. Cité pages [92](#), [93](#), [96](#), [115](#), et [120](#).
- [82] Yoshiyasu N., Matsuda K., and Takaki R., **1996**. Self-Induced Vibration of a Water Drop Placed on an Oscillating Plate. *Journal of the Physical Society of Japan*, volume 65, no. 7, pages 2068–2071. Cité page [92](#).
- [83] Mugele F. and Baret J.C., **2005**. Electrowetting : From basics to applications. *Journal of Physics Condensed Matter*, volume 17, no. 28. Cité page [93](#).
- [84] Oh J.M., Ko S.H., and Kang K.H., **2008**. Shape oscillation of a drop in ac electro-wetting. *Langmuir*, volume 24, no. 15, pages 8379–8386. Cité page [93](#).
- [85] Fautrelle Y., Etay J., and Daugan S., **2005**. Free-surface horizontal waves generated by low-frequency alternating magnetic fields. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 527, pages 285–301. Cité pages [93](#) et [94](#).
- [86] Jamin T., Djama Y., Bacri J.C., and Falcon E., **2016**. Tuning the resonant frequencies of a drop by a magnetic field. *Physical Review Fluids*, volume 1, no. 2, page 21901. Cité pages [94](#) et [120](#).

BIBLIOGRAPHIE

- [87] Shen C.L., Xie W.J., and Wei B., **2010**. Parametric resonance in acoustically levitated water drops. *Physics Letters, Section A : General, Atomic and Solid State Physics*, volume 374, no. 23, pages 2301–2304. Cité pages 94, 95, et 115.
- [88] Shen C.L., Xie W.J., and Wei B., **2010**. Parametrically excited sectorial oscillation of liquid drops floating in ultrasound. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, volume 81, no. 4, pages 1–6. Cité page 95.
- [89] Lin P.C. and I L., **2016**. Acoustically levitated dancing drops : Self-excited oscillation to chaotic shedding. *Phys. Rev. E*, volume 93, no. 2, page 21101. Cité page 94.
- [90] Hervieu E., Coutris N., and Boichon C., **2001**. Oscillations of a drop in aerodynamic levitation. *Nuclear Engineering and Design*, volume 204, no. 1, pages 167–175. Cité page 95.
- [91] Papoular M. and Parayre C., **1997**. Gas-Film Levitated Liquids : Shape Fluctuations of Viscous Drops. *Phys. Rev. Lett.*, volume 78, no. 11, pages 2120–2123. Cité pages 95, 96, et 136.
- [92] Shen C., Xie W., and Wei B., **2010**. Digital image processing of sectorial oscillations for acoustically levitated drops and surface tension measurement. *Science China : Physics, Mechanics and Astronomy*, volume 53, no. 12, pages 2260–2265. Cité page 96.
- [93] Fraser M.E., Lu W.K., Hamielec A.E., and Murarka R., **1971**. Surface tension measurements on pure liquid iron and nickel by an oscillating drop technique. *Metallurgical Transactions*, volume 2, no. 3, pages 817–823. Cité page 96.
- [94] Przyborowski M., Hibiya T., Eguchi M., and Egry I., **1995**. Surface tension measurement of molten silicon by the oscillating drop method using electromagnetic levitation. *Journal of Crystal Growth*, volume 151, no. 1-2, pages 60–65. Cité page 96.
- [95] Mugele F., Baret J.C., and Steinhauser D., **2006**. Microfluidic mixing through electrowetting-induced droplet oscillations. *Applied Physics Letters*, volume 88, no. 20. Cité page 96.
- [96] Malk R., Fouillet Y., and Davoust L., **2011**. Rotating flow within a droplet actuated with AC EWOD. *Sensors and Actuators, B : Chemical*, volume 154, no. 2, pages 191–198. Cité page 96.
- [97] Brunet P., Eggers J., and Deegan R.D., **2009**. Motion of a drop driven by substrate vibrations. *European Physical Journal : Special Topics*, volume 166, no. 1, pages 11–14. Cité page 96.
- [98] Brunet P., Baudoin M., Matar O.B., and Zoueshtiagh F., **2010**. Déplacement de gouttes par ondes de surfaces acoustiques. pages 12–16. Cité page 96.
- [99] Josserand C. and Thoroddsen S., **2016**. Drop Impact on a Solid Surface. *Annual Review of Fluid Mechanics*, volume 48, no. 1, pages 365–391. Cité page 110.
- [100] Biance A.L., **2003**. *Interfaces en grande déformation : oscillations, impacts, singularités*. Ph.D. thesis. Cité page 111.
- [101] Waitukaitis S.R., Zuiderwijk A., Souslov A., Coulais C., and Van Hecke M., **2017**. Coupling the Leidenfrost effect and elastic deformations to power sustained bouncing. *Nature Physics*, volume 13, no. 11, pages 1095–1099. Cité page 113.
- [102] Pham J.T., Paven M., Wooh S., Kajiya T., Butt H.J., and Vollmer D., **2017**. Spontaneous jumping, bouncing and trampolining of hydrogel drops on a heated plate. *Nature Communications*, volume 8, no. 1, pages 1–9. Not cited.
- [103] Waitukaitis S., Harth K., and Van Hecke M., **2018**. From Bouncing to Floating : The Leidenfrost Effect with Hydrogel Spheres. *Physical Review Letters*, volume 121, no. 4, page 48001. Cité page 113.

BIBLIOGRAPHIE

- [104] D’Angelo C., Raufaste C., Kuzhir P., and Celestini F., **2019**. Ferrofluid Leidenfrost droplets. *Soft Matter*. Cité pages 114 et 144.
- [105] Fautrelle Y., Etay J., and Daugan S., **2005**. Free-surface horizontal waves generated by low-frequency alternating magnetic fields. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 527, pages 285–301. Cité page 115.
- [106] Jamin T., **2016**. *Interactions entre ondes de surface et écoulements hydrodynamiques*. Ph.D. thesis. Cité pages 115 et 120.
- [107] Noblin X., **2005**. *Mouillage et dé mouillage inertiel : triplons, flaques vibrées , ondes de chocs*. Ph.D. thesis. Cité page 120.
- [108] Faraday M., **1831**. On a Peculiar Class of Acoustical Figures ; and on Certain Forms Assumed by Groups of Particles upon Vibrating Elastic Surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London*, volume 3, no. January, pages 49–51. Cité page 123.
- [109] Benjamin T.B. and Ursel F., **1954**. The stability of the plane free surface of a liquid in vertical periodic motion. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, volume 225, no. 1163, pages 505–515. Cité pages 123 et 124.
- [110] Douady S., **1990**. Experimental study of the Faraday instability. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 221, no. -1, page 383. Cité pages 123 et 124.
- [111] Kumar K. and Tuckermant L.S., **1994**. Parametric Instability of the Interface Between two Fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 279, pages 49–68. Cité page 124.
- [112] Perez M., Salvo L., Suéry M., Bréchet Y., and Papoular M., **2000**. Contactless viscosity measurement by oscillations of gas-levitated drops. *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, volume 61, no. 3, pages 2669–2675. Cité page 130.
- [113] Marmottant P., **2003**. *Atomisation d’un jet liquide par un courant gazeux*. Ph.D. thesis. Cité page 132.
- [114] Prosperetti A., **1980**. Free oscillations of drops and bubbles : the initial-value problem. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 100, no. 2, pages 333–347. Cité page 136.
- [115] Bergen J.E., Basso B.C., and Bostwick J.B., **2019**. Leidenfrost drop dynamics : Exciting dormant modes. *Phys. Rev. Fluids*, volume 4, page 083603. Cité page 136.
- [116] Rajchenbach J., Leroux A., and Clamond D., **2011**. New standing solitary waves in water. *Physical Review Letters*, volume 107, no. 2, pages 1–4. Cité page 137.
- [117] Ludu A. and Raghavendra A., **2018**. Rotating hollow patterns in fluids. *Applied Numerical Mathematics*, volume 1, pages 1–18. Cité page 137.
- [118] Marshall, J. S. and Palmer M., **1948**. The size distribution of raindrops. *Journal of Meteorology*, volume 5, pages 165–166. Cité page 142.
- [119] Linke H., Aleman B.J., Melling L.D., Taormina M.J., Francis M.J., Dow-Hygelund C.C., Narayanan V., Taylor R.P., and Stout A., **2006**. Self-propelled leidenfrost droplets. *Physical Review Letters*, volume 96, no. 15, pages 2–5. Cité pages 143 et 179.
- [120] Cousins T.R., Goldstein R.E., Jaworski J.W., and Pesci A.I., **2012**. A ratchet trap for Leidenfrost drops. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 696, pages 215–227. Cité pages 144, 180, 181, et 182.
- [121] Kirstetter G., **2014**. *Contrôle et dynamique d’objets capillaires : impact d’un jet sur un film liquide et effet d’un champ électrique sur une goutte en caléfaction*. Ph.D. thesis. Cité page 144.

BIBLIOGRAPHIE

- [122] Wildeman S. and Sun C., **2016**. Electric field makes Leidenfrost droplets take a leap. *Soft Matter*, volume 12, no. 48, pages 9622–9632. Cité page 144.
- [123] Piroird K., Clanet C., and Quéré D., **2012**. Magnetic control of Leidenfrost drops. *Physical Review E*, volume 85, no. 5, pages 10–13. Cité page 144.
- [124] Kang K.H., Lee S.J., Lee C.M., and Kang I.S., **2004**. Quantitative visualization of flow inside an evaporating droplet using the ray tracing method. *Measurement Science and Technology*, volume 15, no. 6, pages 1104–1112. Cité page 151.
- [125] Chandrasekhar S., **1961**. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Courier Corporation. Cité pages 157 et 160.
- [126] Dash S., Chandramohan A., Weibel J.A., and Garimella S.V., **2014**. Buoyancy-induced on-the-spot mixing in droplets evaporating on nonwetting surfaces. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, volume 90, no. 6, pages 1–8. Cité page 159.
- [127] El Gallaf A., Touihri R., Henry D., and Ben Hadid H., **2009**. Instabilities and bifurcations due to buoyancy in a cylindrical container heated from below with and without a free surface. *Comptes Rendus - Mécanique*, volume 337, no. 11-12, pages 716–721. Cité pages 160 et 161.
- [128] Radhakrishnan V., **1998**. Locomotion : Dealing with friction. *Current Science*, volume 74, no. 10, pages 826–840. Cité page 163.
- [129] Gauthier A., Bird J.C., Clanet C., and Quéré D., **2016**. Aerodynamic Leidenfrost effect. *Physical Review Fluids*, volume 1, no. 8. Cité page 168.
- [130] Dupeux G., Baier T., Bacot V., Hardt S., Clanet C., and Quéré D., **2013**. Self-propelling uneven Leidenfrost solids. *Physics of Fluids*, volume 25, no. 5, pages 1–7. Cité pages 168, 183, et 184.
- [131] Lagubeau G., Le Merrer M., Clanet C., and Quéré D., **2011**. Leidenfrost on a ratchet. *Nature Physics*, volume 7, no. 5, pages 395–398. Cité pages 180, 182, et 194.
- [132] Wells G.G., Ledesma-Aguilar R., McHale G., and Sefiane K., **2015**. A sublimation heat engine. *Nature Communications*, volume 6, pages 1–7. Cité pages 180 et 181.
- [133] Soto D., de Maleprade H., Clanet C., and Quéré D., **2017**. Air-levitated platelets : from take off to motion. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 814, pages 535–546. Cité page 181.
- [134] Würger A., **2011**. Leidenfrost gas ratchets driven by thermal creep. *Physical Review Letters*, volume 107, no. 16. Cité page 182.
- [135] Nagy P.T. and Neitzel G.P., **2008**. Optical levitation and transport of microdroplets : Proof of concept. *Physics of Fluids*, volume 20, no. 10, pages 1–5. Cité page 182.
- [136] Dupeux G., Le Merrer M., Lagubeau G., Clanet C., Hardt S., and Quéré D., **2011**. Viscous mechanism for Leidenfrost propulsion on a ratchet. *Europhysics Letters*, volume 96, no. 5, page 58001. Cité page 182.
- [137] Baier T., Dupeux G., Herbert S., Hardt S., and Quéré D., **2013**. Propulsion mechanisms for Leidenfrost solids on ratchets. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, volume 87, no. 2. Cité page 182.
- [138] Hardt S., Tiwari S., and Baier T., **2013**. Thermally driven flows between a Leidenfrost solid and a ratchet surface. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, volume 87, no. 6, pages 1–5. Cité page 182.

BIBLIOGRAPHIE

- [139] Ok J.T., Lopez-Oña E., Nikitopoulos D.E., Wong H., and Park S., **2011**. Propulsion of droplets on micro- and sub-micron ratchet surfaces in the Leidenfrost temperature regime. *Microfluidics and Nanofluidics*, volume 10, no. 5, pages 1045–1054. Cité pages 183 et 192.
- [140] Bouillant A., Mousterde T., Bourrienne P., Lagarde A., Clanet C., and Quéré D., **2018**. Leidenfrost wheels. *Nature Physics*, , no. September, pages 1–2. Cité page 184.
- [141] Grounds A., Still R., and Takashina K., **2012**. Enhanced droplet control by transition boiling. *Scientific Reports*, volume 2, no. c, pages 1–5. Cité pages 185 et 192.
- [142] Sobac B., Rednikov A., Dorbolo S., and Colinet P., **2017**. Self-propelled Leidenfrost drops on a thermal gradient : A theoretical study. *Physics of Fluids*, volume 29. Cité pages 187, 193, et 208.
- [143] Marín Á.G., Arnaldo del Cerro D., Römer G.R.B.E., Pathiraj B., Huis In't Veld A., and Lohse D., **2012**. Capillary droplets on Leidenfrost micro-ratchets. *Physics of Fluids*, volume 24, no. 12, pages 1–9. Cité page 192.
- [144] Zhao D., Sun Y., Liu C., Zhan H., Wang M., Liu J., and Liu Y., **2018**. Temperature-regulated directional bounce of impacting droplets on gradient grooves. *Surface and Coatings Technology*, volume 356, no. September, pages 132–137. Cité page 212.
- [145] yao Chen M., hai Jia Z., Zhang T., yuan Fei Y., yao Chen M., hai Jia Z., Zhang T., and yuan Fei Y., **2018**. Self-propulsion of Leidenfrost droplets on micropillared hot surfaces with gradient wettability. *Applied Surface Science*, volume 433, pages 336–340. Cité page 212.
- [146] Soto D., Lagubeau G., Clanet C., and Quéré D., **2016**. Surfing on a herringbone. *Physical Review Fluids*, volume 1, no. 1, page 013902. Cité pages 212 et 213.
- [147] Le Merrer M., **2010**. *Dissipation aux interfaces : caléfaction, sillages, filaments visqueux*. Ph.D. thesis. Cité page 217.
- [148] Dupeux G., Le Merrer M., Clanet C., and Quéré D., **2011**. Trapping Leidenfrost drops with crenulations. *Physical Review Letters*, volume 107, no. 11, pages 1–4. Cité page 225.

Titre : Dynamiques spontanées en caléfaction

Mots clés : Gouttes, Caléfaction, Effet Leidenfrost, Propulsion, Films minces, Oscillations

Résumé : Cette thèse s'intéresse à la caléfaction, ou l'effet Leidenfrost. Une goutte d'eau placée sur un substrat chaud lévite sur un film mince de vapeur. Cette couche intercalaire de gaz, continûment renouvelée, isole mécaniquement et thermiquement la goutte, limitant ainsi son évaporation et supprimant l'ébullition. L'état de lévitation a d'autres conséquences sur le liquide, comme de lui empêcher de mouiller son substrat, donnant à la goutte une forme de perle, et de produire une situation exempte de friction, lui conférant sa grande mobilité.

Nous discutons dans premier temps les conditions qui permettent à une goutte de léviter sur sa propre vapeur et la température seuil au delà de laquelle ce phénomène apparaît. Dans un deuxième temps, nous envisageons cette situation d'un point de vue dynamique en détaillant trois phases de la vie d'une goutte. Au-dessus d'une certaine taille, la vapeur s'accumule et érige un dôme liquide. Un film de liquide pur très mince se forme, doté d'une stabilité remarquable. Des différences de température induisent des écoulements superficiels ascensionnels qui sélectionnent son épaisseur et s'opposent à son amincissement, expliquant qu'il subsiste quelques secondes. Pour des rayons plus rai-

sonnables de flaque, des oscillations intermittentes apparaissent, donnant au liquide la forme d'étoile. L'origine de ce phénomène est élucidée : le coussin de vapeur possède une fréquence propre. Ses oscillations excitent le liquide qu'il supporte. La goutte, qui agit comme une cavité résonante, répond pour certains rayons quantifiés en oscillant spontanément suivant le mode accroché par le forçage intrinsèque. En réduisant encore de taille, le liquide acquiert une mobilité spectaculaire. Une goutte caléfiée est le siège d'écoulements internes très rapides, dont la symétrie est dictée par le confinement. En s'évaporant, on assiste à un changement de morphologie et une brisure de symétrie. La gouttelette se met à rouler de manière asymétrique, rectifie et incline sa base, ce qui la propulse. Deux stratégies de contrôle de ces globules fugaces et insaisissables sont finalement proposées, inspirées des expériences d'auto-propulsion sur des surfaces couvertes de dents asymétriques. Le mouvement directionnel est forcé par l'application d'un gradient de température et par la texturation graduelle de la surface. Ces dynamiques, orchestrées par le confinement, illustrent la richesse de ce système où changements de phase, effets thermiques, aérodynamiques et hydrodynamiques coopèrent.

Title : Leidenfrost spontaneous dynamics

Keywords : Drops, Leidenfrost effect, Propulsion, Thin films, Oscillations, Non-wetting

Abstract : This work focuses on the Leidenfrost effect. A water drop placed on a hot substrate levitates on a cushion of its own vapor. This vapor layer, continuously renewed, insulates the liquid both mechanically and thermally : it limits evaporation and suppresses boiling. Levitation has other consequences on the liquid. It prevents the liquid from wetting its substrate, giving it the appearance of a liquid pearl, while producing a frictionless situation and giving it a high mobility. We first discuss the conditions that allow a drop to levitate above a hot substrate, in particular the threshold in temperature. Then, we adopt a dynamic point of view by detailing the three phases of the life of a Leidenfrost drop. Above a certain size, vapor accumulates and forms a thin liquid dome with remarkable stability. Temperature differences on that pure liquid film induce upward surface flows that select the thickness and oppose the film thinning. For smaller volume, liquid oscillations spontaneously and sporadically appear. The mechanism leading to the liquid stars is elucidated : the vapor film has its natural frequency. The

vapor cushion oscillations excite the overlying liquid. The drop acts as a resonant cavity and thus responds for some quantified radius by oscillating according to the mode locked by the intrinsic forcing. By further reducing the radius, the liquid acquires spectacular mobility. A Leidenfrost drop hosts strong internal flows, whose symmetry is selected by confinement. Evaporation induces morphological changes and triggers a symmetry breaking. A droplet rolls asymmetrically, which rectifies and tilts its base. This leads to motion and contributes to the spectacular mobility of Leidenfrost droplets. Two strategies to control these elusive globules are eventually proposed, inspired by the work on self-propulsion on surfaces covered with asymmetric teeth. Directional movement is forced by applying a temperature gradient and by gradually texturing the substrate. The evaporation-driven confinement induces various dynamics that illustrate the richness of this system, where phase changes as well as thermal, aerodynamic and hydrodynamic effects conspire to generate new and exploitable properties.