

Université de Lille



Université de Lille

École doctorale **ED régionale ENGSYS-632** Unité de recherche **IEMN**

Thèse présentée par Aurélien GOERLINGER Soutenue le 03 octobre 2024

En vue de l'obtention du grade de docteur de l'Université de Lille

Discipline **Physique** Spécialité **Acoustique**

Impact de jets : du ressaut hydraulique oscillant à la formation de spray sur surface chaude

Thèse dirigée	par Farzam Zoueshtl. Alexis Duchesne Michaël Baudoin	AGH directeur co-encadrant co-encadrant	
Composition of	lu jury		
Rapporteurs	Médéric Argentina	Professeur des Universités Institut de Physique de Nice	
	Anne-Laure BIANCE	Directrice de recherche Institut Lumière Matière	
Examinateurs	Laurent LIMAT	Directeur de recherche Université Paris-Cité	Président du jury
	Ambre BOUILLANT	Chargée de recherche Université Paris-Cité	
	Stéphane DORBOLO	Professeur des Universités Université de Liège	
Directeur de thèse	Farzam Zoueshtiagh	Professeur des Universités Université de Lille	
Co- $encadrants$	Alexis Duchesne	Maître de Conférence Université de Lille	
	Michaël Baudoin	Professeur des Universités Université de Lille	

Résumé

L'impact de jets sur diverses surfaces est au coeur de nombreuses problématiques, notamment en terme de refroidissement et de nettoyage de surface. Dans cette thèse, nous nous intéressons à deux aspects de ce sujet pour des jets sub-millimétriques. Dans un premier temps, nous étudions le ressaut hydraulique circulaire observé lorsqu'un jet d'eau vertical impacte une surface horizontale à température ambiante. En particulier, nous rapportons l'observation d'un comportement jusqu'ici jamais décrit dans la littérature sur le ressaut hydraulique circulaire : ce dernier peut se fermer et se réouvrir de manière spontanée et périodique. Nous avons observé que ce comportement n'avait lieu que pour une gamme de débit très faible et très étroite, tandis que la période des oscillations ne dépend pas du tout du débit mais du rayon du disque impacté par le jet. Nous montrons que ces oscillations peuvent être comprises à travers le couplage avec une cavité de résonance formée par la couche d'eau liquide sur la disque, et nous obtenons un excellent accord entre nos prédictions et l'expérience. Enfin, nous utilisons la méthode Schlieren afin de visualiser directement les modes de cavité et nous proposons une explication des oscillations du ressaut.

Dans un second temps, nous nous intéressons à l'aspect hydrodynamique de l'impact d'un jet d'eau sur une surface chauffée à plus de 300°C. Nous observons deux régimes différents en fonction du nombre de Weber We du jet : pour We ≤ 30 , une unique goutte se forme sous le jet, grandit puis se détache pour laisser place à une nouvelle goutte, tandis que pour We ≥ 40 une nappe liquide se forme sous le jet et se fragmente en une multitude de gouttelettes éjectées de manière axisymétrique avec un angle bien défini par rapport à l'horizontale. Nous caractérisons expérimentalement le second régime à travers l'angle d'éjection des gouttelettes et le rayon de la zone de contact de la nappe liquide avec la surface chaude, et nous proposons des loi d'échelles permettant de décrire nos résultats ainsi que la transition entre les deux régimes observés. Enfin, nous caractérisons la vitesse et le rayon des gouttelettes éjectées. Nous comparons nos résultats aux travaux sur les nappes de Savart existant dans la littérature, et nous discutons de l'énergie des gouttelettes éjectées, notamment par rapport à l'énergie injectée par le jet.

Mots-clés : écoulement à surface libre, impact, jets, ressaut hydraulique circulaire, modes de cavité, instabilité oscillatoire, effet Leidenfrost, nappe de Savart, éjection de gouttelettes.

Remerciements

Avant de débuter les choses sérieuses, j'aimerais commencer par mentionner la très longue liste de personnes qui ont, à leur façon, contribué à cette thèse, que ce soit de manière mineure ou majeure, et qui méritent donc d'être remerciées pour le travail que je vais vous présenter.

En premier lieu, je tiens à remercier les membres de mon jury qui ont accepté d'examiner cette thèse, à savoir Anne-Laure Biance et Médéric Argentina en tant que rapporteurs, ainsi que Laurent Limat, Ambre Bouillant et Stéphane Dorbolo en tant qu'examinateurs.

Ensuite, je veux remercier les 3 encadrants de cette thèse dont la bienveillance et le soutien indéfectible ont joué un rôle majeur dans l'élaboration de ce travail et sa publication dans la littérature. Merci, Alexis, d'avoir été le principal pilier lors de mon séjour à Lille. Tu m'as permis de m'épanouir de manière autonome tout en restant disponible pour discuter de problèmes scientifiques, mais également de la vie de chercheur, d'enseignant ou en général. En effet, au-delà de la recherche, j'ai pu en grande partie grâce à toi découvrir ce qu'était vraiment l'enseignement. Je tiens également à te féliciter pour avoir supporté (et parfois motivé) pendant aussi longtemps les espiègleries de mon camarade de bureau (que je mentionnerai un peu plus tard) et moi-même. J'aurais difficilement pu demander mieux comme encadrant principal de thèse. Merci, Farzam, pour tout le temps que tu m'as accordé malgré ton long séjour à l'étranger. Tu as constamment apporté un point de vue extérieur qui nous a permis de ne pas garder la tête dans le guidon, apportant au passage beaucoup de réponses et d'améliorations dans les études menées pendant la thèse. Enfin, merci, Michael, pour les discussions plus théoriques (et numériques) que nous avons pu avoir, notamment pour la modélisation du ressaut oscillant via des modes de cavités¹. Comme Alexis, tu m'as également permis d'éviter l'hypoglycémie (par exemple avec un paquet d'1 kg d'Arlequins), même si pour être honnête tu as pas mal profité des bonbons également...

Passons maintenant aux copains de bureau (ou inter-bureaux, voir inter-bâtiments). J'ai passé plus de 3 ans à vos côtés, que ce soit pour nos repas de midi ensemble au Sully, pour les jeux de l'entre-midi², pour les nombreuses discussions plus ou moins constructives que nous avons pu avoir ou encore pour les Samedis jeux de société. Merci, Jean-Paul, dont l'énergie est (un peu trop) souvent entrée en résonance avec la mienne jour après jour, donnant lieu à des moments mémorables mais pas toujours productifs. Merci, Baptiste, pour tous les moments de jeux et de discussion vidéoludique ou scientifique³. Merci également pour toutes les tartes que tu as pu faire les Samedis. Grâce à toi et Jean-Paul, j'ai pu découvrir tellement de jeux de société différents, avec plus ou moins de plaisir⁴. Merci, Salah, pour m'avoir accompagné pendant les séances de jeux compliqués proposées par Baptiste et Jean-Paul. Je veux aussi te remercier pour avoir gardé Talitha quand j'étais parti, même quand j'avais oublié de couper ses griffes avant mon départ. Merci également

^{1.} Spoiler!

^{2.} En mosellan dans le texte.

^{3.} Je reste persuadé que les plasmons sont le résultat d'une obscure magie vaudou.

^{4.} Le Terraforming Mars et ses extensions suffisent déjà à rendre l'expérience très positive !

Anna, à qui nous n'aurions peut être pas dû apprendre le tarot, pour les premières années que j'ai pu passer en ta présence. Enfin, merci Jules pour ton expertise expérimentale et les fous rires créés par certains de choix surprenants pendant nos jeux.

Ensuite, je voudrais mentionner les autres membres de l'équipe que j'ai moins cotoyés mais qui ont, à leur manière, également façonné ma thèse. Merci Amandine et Benjamin, qui m'ont accompagné pendant certains de mes déplacements et qui les ont rendu plus agréables. Merci Sarah et Guillaume, avec qui j'ai pu avoir des discussions très intéressantes. Merci Giclenio, Rau, Ravinder, Roudy pour avoir partagé, pendant un certain temps, un bureau avec moi (et pour avoir supporté Jean-Paul et moi). Merci également Iliès, Gustav et Yves qui ont apporté tout comme Jules du sang neuf à l'équipe. Enfin, merci au reste de l'équipe Aiman-Films, notamment Nicolas et Yannick.

Merci aux autres copains que j'ai pu rencontré à l'IEMN pendant ma thèse, notamment au baby-foot dans la salle de convivialité du troisième étage ⁵. Merci en particulier Esther, Cédric, Florent, Kévin, Maxime, Nano, Paul, Seif. Je souhaite aussi remercier tout le personnel administratif de l'IEMN. Je pense notamment à Hélène, avec qui j'ai bravé les eaux tumultueuses de Notilus pour obtenir mes ordres de mission. Merci également à Andy et Nora pour leur aide et leur efficacité lors des différentes démarches administratives que j'ai dû effectuer. Merci Clément pour ton aide précieuse concernant l'impression et la reliure de mes manuscrits de thèse, et merci Claire pour la quantité indénombrable de piles que tu m'as fournies ainsi que pour tous les colis que tu as réceptionnés pour moi.

En ce qui concerne le personnel de l'Université de Lille, je souhaite remercier en particulier Emmanuel Leriche et Herinirina Andrianarahinjaka pour m'avoir permis, avec Alexis, de découvrir l'enseignement en toute sérénité au sein du département de Mécanique. Merci Frédérique pour ton efficacité éclaire au service reproduction du M2. Enfin, merci Loïc pour ton expertise en conception de dispositif expérimental qui a permis d'obtenir les résultats qui seront discutés plus tard. Il y a également certains étudiants en particulier que je voudrais remercier. Merci Alice et Farès pour le travail conséquent que vous avez su fournir pendant votre stage sur l'impact d'un jet sur une surface chaude. Merci Élian, Mélanie et Yédou pour les quelques mois passés en votre compagnie et les innombrables confiseries que vous avez apportées.

Merci également à tous ceux que j'ai pu rencontrer lors de mes voyages en dehors de Lille. En plus de Médéric Argentina et Stéphane Dorbolo qui ont déjà été mentionnés, je souhaite aussi remercier en particulier Christophe Raufaste et Harunori Yoshikawa pour leur accueil à Nice ainsi que Cyril André que j'ai eu le plaisir de rencontrer à Liège. Un énorme merci à Roger Khayat de London, au Canada, pour son accueil à London et les travaux théoriques que j'ai pu mener avec lui.

Enfin, je veux bien évidemment remercier ma famille qui, depuis la Lorraine ou l'Alsace, ont été une source de réconfort et de soutien sans faille. Merci Maman, Papa, Thiébaud, Élodie, Mamie, Papy et Marraine pour avoir été présents à ma soutenance et tout au long de ma thèse. J'ai également une petite pensée pour Talitha qui, même si elle n'est qu'un chat⁶, est devenue à sa façon un pilier émotionnel malgré toutes les bêtises qu'elle semble capable d'inventer et de mettre en oeuvre.

C'est ainsi que se termine cette longue liste de remerciements qui, malgré sa taille, n'est pas exhaustive. Je souhaite donc remercier tous ceux que j'ai pu côtoyer pendant ma thèse et dont le nom n'a pas été cité précédemment. Cela étant dit, rentrons maintenant dans le vif du sujet et intéressons-nous à ce qu'il se passe lorsqu'un jet vertical de liquide rencontre une surface solide horizontale...

^{5.} Et qui, malheureusement, n'existe plus au jour où j'écris ces mots.

^{6.} Certains me corrigeront en me disant qu'elle est un pôtit chat...

Sommaire

A

Ι

	Résumé	3
	Remerciements	5
	Sommaire	7
	Introduction générale	11
(Oscillations spontanées du ressaut hydraulique circulaire	13
	Le ressaut hydraulique, un objet stationnaire ou presque.	15
1	Qu'est-ce qu'un ressaut hydraulique?	15
2	Premières études du ressaut hydraulique circulaire	19
3	Modélisation du ressaut hydraulique circulaire	20

I.1	Qu'e	st-ce qu'un ressaut hydraulique?	15
I.2	Pren	ières études du ressaut hydraulique circulaire	19
I.3	Mode	élisation du ressaut hydraulique circulaire	20
Ι	.3.1	Le modèle du fluide parfait	20
Ι	.3.2	Le ressaut hydraulique circulaire visqueux – le modèle de Watson .	22
Ι	.3.3	La question de la tension de surface	27
Ι	.3.4	Un sujet encore ouvert	29
I.4	Struc	eture du ressaut hydraulique circulaire	31
Ι	.4.1	Les différents types de ressaut	31
Ι	.4.2	Brisure spontanée de symétrie	32
Ι	.4.3	Ressauts hydrauliques non-stationnaires	34
Ι	.4.4	Brisure forcée de symétrie	36
I.5	Prob	lèmes abordés dans cette partie	37
	1 100		•••
ПО		ong du noggout hudnoulique cinculaire	20
II C)scillati	ons du ressaut hydraulique circulaire	39
II C II.1)scillati Disp	ons du ressaut hydraulique circulaire	39 39
II C II.1 I	Disp Jisp	ons du ressaut hydraulique circulaire ositif expérimental	39 39 39
II C II.1 I I	Discillati Disp I.1.1 I.1.2	ons du ressaut hydraulique circulaire ositif expérimental	39 39 39 39
II C II.1 I I	Dscillati Disp I.1.1 I.1.2 I.1.3	ons du ressaut hydraulique circulaire ositif expérimental	 39 39 39 39 39 41
II C II.1 I I II.2	Dscillati Disp I.1.1 I.1.2 I.1.3 Pren	ons du ressaut hydraulique circulaire ositif expérimental	 39 39 39 39 41 42
II C II.1 I I II.2 I	Dscillati Disp I.1.1 I.1.2 I.1.3 Prem I.2.1	ons du ressaut hydraulique circulaire ositif expérimental	 39 39 39 39 41 42 42
II C II.1 I I II.2 I I	Dscillati Disp I.1.1 I.1.2 I.1.3 Pren I.2.1 I.2.2	ons du ressaut hydraulique circulaire ositif expérimental	 39 39 39 39 41 42 42 43
II C II.1 I I II.2 I II.3	Discillati Dispo I.1.1 I.1.2 I.1.3 Prem I.2.1 I.2.2 Mode	ons du ressaut hydraulique circulaire ositif expérimental	 39 39 39 39 41 42 42 43 46
II C II.1 I II.2 I II.3 I	Dscillati Disp I.1.1 I.1.2 I.1.3 Prem I.2.1 I.2.2 Mode I.3.1	ons du ressaut hydraulique circulaire ositif expérimental	 39 39 39 41 42 42 43 46 46
II C II.1 I II.2 I II.3 I I	Dscillati Dispo I.1.1 I.1.2 I.1.3 Prem I.2.1 I.2.2 Mode I.3.1 I.3.2	ons du ressaut hydraulique circulaire ositif expérimental Écoulement du liquide en circuit fermé Paramètres expérimentaux Acquisition des données niers résultats Oscillations du ressaut hydraulique circulaire Influence du débit et du rayon du disque de Plexiglas Hypothèse de la cavité de résonance Nature des ondes de surface	 39 39 39 39 41 42 42 43 46 46 46

	II.3.4	Attribution des modes de cavité	1
	II.3.5	Prédictions du modèle	
]	II.4 Va	lidation expérimentale	
	II.4.1	Hauteur de la couche d'eau	
	II.4.2	Jet centré – Mode d'ordre 0 54	-
	II.4.3	Modes d'ordres supérieurs	,
	II.4.4	Influence du ressaut sur les modes et nature des ondes de surface . 58	,
	II.4.5	Deux ressauts oscillants?)
\mathbf{III}	Origin	e des oscillations 61	
]	III.1 Dis	spositif expérimental	
]	III.2 Ob	servation directe des modes	
]	III.3 Lie	n entre mode de cavité et oscillation du ressaut	,
]	III.4 À Ì	a recherche d'un critère d'ouverture du ressaut	
\mathbf{IV}	Perspe	ectives et conclusion 75	,
]	IV.1 Un	e multitude de paramètres à faire varier	1
	IV.1.1	Paramètres du fluide et de son écoulement	1
	IV.1.2	Géométrie du système)
	IV.1.3	Propriétés du substrat	j
1	IV.2 Un	jet c'est bien, plusieurs jets c'est mieux!	,
-			
]	IV.3 Un	e controverse close? \ldots $.$ $.$ $.$ $.$ $.$ $.$ $.$ $.$ $.$ $.$	
]	IV.3 Un IV.4 Co	e controverse close?	,
]	IV.3 Un IV.4 Co	e controverse close?	
]	IV.3 Un IV.4 Co	e controverse close?	
B	IV.3 Un IV.4 Co Impact	e controverse close?	
B	IV.3 Un IV.4 Co Impact	e controverse close?	
B V	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand	e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83	
B V	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand V.1 De	e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 c d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 c de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 fot Leidenfrost statique 84	
B V	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand V.1 De V.2 L'e V.2 1	e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 c d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 c de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 iffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84	
B V	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand V.1 De V.2 L'é V.2.1	e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 c d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84	
B V	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand V.1 De V.2 L' e V.2.1 V.2.2	e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 c d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 c de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dunamicue 87	
B	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand V.1 De V.2 L'e V.2.1 V.2.2 V.3 L'e V.2.1	e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87	
B	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand V.1 De V.2 L' ϵ V.2.1 V.2.2 V.3 L' ϵ V.3.1	e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 c d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 c d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique 87 Ourmenter entre de la partie 87	
B	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand V.1 De V.2 L'e V.2.1 V.2.2 V.3 L'e V.3.1 V.3.2 V.3.2	e controverse close ? 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique 87 Comportements de la goutte après l'impact 88	
B	$ IV.3 Un \\ IV.4 Co \\ Impact \\ Quand \\ V.1 De \\ V.2 L'e \\ V.2.1 \\ V.2.2 \\ V.3 L'e \\ V.3.1 \\ V.3.2 \\ V.3.3 \\ V.3.3 \\ V.4 Le \\ In \\ V.5 \\ V.$	e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 87 Point de Leidenfrost dynamique 87 Comportements de la goutte après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 rest de jeta 92	
B	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand V.1 De V.2 L'e V.2.1 V.2.2 V.3 L'e V.3.1 V.3.2 V.3.1 V.3.2 V.3.3 V.4 Im	e controverse close ? 78 nclusion de la partie 78 c d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique surface après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 pact de jets 93	
B		e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 c d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 point de Leidenfrost dynamique 93 Régimes d'ébullition 93 Régimes d'ébullition 94	
B		e controverse close ? 78 nclusion de la partie 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique 87 Point de Leidenfrost dynamique 87 Comportements de la goutte après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 pact de jets 93 Régimes d'ébullition 94 Température de remouillage 94	
B		e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique 87 Comportements de la goutte après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 pact de jets 93 Régimes d'ébullition 94 Température de remouillage 96 pact sur une surface hydrophobe – Nappes de Savart 97	
B	$ IV.3 Un \\ IV.4 Co \\ Impact \\ Quand \\ V.1 De \\ V.2 L'e \\ V.2.1 \\ V.2.2 \\ V.3 L'e \\ V.3.1 \\ V.3.2 \\ V.3.1 \\ V.3.2 \\ V.3.3 \\ V.4 Im \\ V.4.1 \\ V.4.2 \\ V.5 Im \\ V.6 Pre \\ V.6 Pr$	e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique 87 Comportements de la goutte après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 pact de jets 93 Régimes d'ébullition 94 Température de remouillage 96 pact sur une surface hydrophobe – Nappes de Savart 97 oblème abordé dans cette partie 99	
		e controverse close ? 78 nclusion de la partie 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique 87 Comportements de la goutte après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 pact de jets 93 Régimes d'ébullition 94 Température de remouillage 96 pact sur une surface hydrophobe – Nappes de Savart 97 oblème abordé dans cette partie 99 es hydrodynamiques observés après l'impact 91	
	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand V.1 De V.2 L'e V.2.1 V.2.2 V.3 L'e V.3.1 V.3.2 V.3.1 V.3.2 V.3.3 V.4 Im V.4.1 V.4.2 V.5 Im V.6 Pro Régim	e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 c d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique – S7 88 Influence des paramètres expérimentaux 87 Point de Leidenfrost dynamique 87 Comportements de la goutte après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 pact de jets 93 Régimes d'ébullition 94 Température de remouillage 96 pact sur une surface hydrophobe – Nappes de Savart 97 oblème abordé dans cette partie 99 es hydrodynamiques observés après l'impact 101 mositif expérimental 101	
B V V		e controverse close? 78 nclusion de la partie 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique – S7 87 Comportements de la goutte après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 pact de jets 93 Régimes d'ébullition 94 Température de remouillage 96 pact sur une surface hydrophobe – Nappes de Savart 97 oblème abordé dans cette partie 99 es hydrodynamiques observés après l'impact 101 production du iet et acquisition des impaces 101	
	IV.3 Un IV.4 Co Impact Quand V.1 De V.2 L'e V.2.1 V.2.2 V.3 L'e V.3.1 V.3.2 V.3.1 V.3.2 V.3.3 V.4 Im V.4.1 V.4.2 V.5 Im V.6 Pro Régim VI.1 Dis VI.1.1	e controverse close ? 78 nclusion de la partie 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique . 87 Comportements de la goutte après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 pact de jets 93 Régimes d'ébullition 94 Température de remouillage 96 pact sur une surface hydrophobe – Nappes de Savart 97 oblème abordé dans cette partie 99 es hydrodynamiques observés après l'impact 101 Production du jet et acquisition des images 101 Production du jet et acquisition des images 101	
		e controverse close ? 78 nclusion de la partie 78 nclusion de la partie 78 d'un jet d'eau sur une surface chaude 81 de l'eau rencontre une surface chaude 83 scription de l'effet Leidenfrost 83 ffet Leidenfrost statique 84 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost 84 Influence des paramètres expérimentaux 86 ffet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes 87 Point de Leidenfrost dynamique . 87 Comportements de la goutte après l'impact 88 Influence des paramètres expérimentaux 92 pact de jets 93 Régimes d'ébullition 94 Température de remouillage 96 pact sur une surface hydrophobe – Nappes de Savart 97 oblème abordé dans cette partie 99 es hydrodynamiques observés après l'impact 101 Production du jet et acquisition des images 101 Paramètres expérimentaux 101 Paramètres expérimentaux 101	

VI.2	Résul	tats expérimentaux
V	VI.2.1	Observation de deux régimes hydrodynamiques
I	VI.2.2	Influence des paramètres expérimentaux 105
VII N	Aodélisa	ation 109
VII.1	l Strat	égie d'étude
VII.2	2 Zone	I : zone mouillée
VII.3	3 Zone	II : zone de décollage
VII.4	4 Zone	III : zone de fragmentation
VIII C	Caractér	isation des gouttelettes 119
VIII.	.1 Dispo	sitif expérimental
VIII.	.2 Prop	iétés des gouttelettes
I	VIII.2.1	Vitesse des gouttelettes
Ţ	VIII.2.2	Rayon des gouttelettes
I	VIII.2.3	Énergie des gouttelettes
IX P	Perspect	ives et conclusion 127
IX.1	Aller	plus loin dans l'exploration
IX.2	Carao	ctériser le régime de goutte grossissante
IX.3	Conc	lusion de la partie
C	Conclusi	on 131
A	Innexes	133
А	Méth	ode Schlieren
В	Loi e	mpirique optimale sur le rayon de contact
\mathbf{C}	Algor	ithme de détection et de suivi

SOMMAIRE

Introduction générale

Que se passe-t-il lorsqu'un jet d'eau impacte une surface horizontale? Cette question peut sembler anodine au premier abord, d'autant plus que nous voyons très souvent dans notre vie courante des jets impacter diverses surfaces, mais elle cache en réalité une physique riche et complexe de par la multitude de situations différentes dans lesquelles nous rencontrons ce phénomène.

Une des situations les plus courantes où l'on observe un impact de jet est lorsque l'on fait la vaisselle dans l'évier de la cuisine. Si, entre deux assiettes, on s'attarde à voir ce qu'il se passe au fond de l'évier, on observe un phénomène si banal et en même temps si étonnant : un mur liquide, plus ou moins circulaire, se dresse de lui même et sépare une zone d'écoulement rapide près du point d'impact du jet mais peu épaisse d'une zone d'écoulement extérieure bien moins rapide mais également bien plus épaisse (voir figure 1). Ce mur liquide, appelé "ressaut hydraulique circulaire", a fasciné bien des scientifiques depuis plusieurs siècles puisqu'il semble rentrer directement en contradiction avec le principe énoncé par Leibniz selon lequel Natura non facit saltus ("La Nature ne fait pas de saut") [60]. L'étude de ce phénomène a son importance dans de nombreuses applications dont notamment le refroidissement et le nettoyage de surface et fait partie des problèmes les plus présents dans les cursus universitaires d'hydrodynamique. Malgré cela, il reste aujourd'hui mal compris et aucune modélisation complète du ressaut hydraulique circulaire n'existe à ce jour. En particulier, le consensus sur l'origine de ce phénomène et notamment le rôle de la tension de surface a été récemment remis en cause et cette controverse dans la communauté scientifique n'a pas encore été close.



FIGURE 1 – Photographie d'un ressaut hydraulique circulaire dans un évier. Un mur liquide sépare clairement deux zones d'écoulement distinctes.

Ainsi, nous avions initialement prévu de répondre à cette controverse et essayer de la clore. Cependant, l'expérience en a décidé autrement et a mis en évidence l'existence d'un aspect jusque là complètement inconnu de la littérature du ressaut hydraulique circulaire : le ressaut hydraulique circulaire oscillant, c'est-à-dire qui se ferme complètement puis se réouvre périodiquement. Nous avons alors étudié sur ces oscillations l'influence du débit du jet et du rayon de la plaque que ce dernier impacte. Nous avons également voulu construire

un modèle permettant de prédire la période des oscillations. Enfin, nous proposons une explication permettant de comprendre pourquoi le ressaut oscille.

Puisque l'étude de l'impact de jets sur une surface est au coeur des problématiques de refroidissement, il est également logique de se demander ce qu'il se passe quand un jet de liquide impacte une surface très chaude, et en particulier bien plus chaude que la température d'ébullition du liquide. En effet, il suffit d'avoir par maladresse déjà renversé un peu d'eau sur une plaque chaude après avoir fait cuire par exemple des pâtes pour se rendre compte du comportement très étonnant de l'eau dans cette situation : au lieu de s'étaler et de bouillir instantanément, les gouttes d'eau semblent léviter au dessus de la surface chaude et peuvent survivre plusieurs dizaines de secondes voire plusieurs minutes (voir figure 2). Cet effet, nommé effet Leidenfrost, représente un problème majeur lorsqu'on veut refroidir une surface : si l'eau ne bout pas, c'est parce qu'une couche de vapeur s'est formée entre elle et la plaque chaude. Or, comme la vapeur est un gaz, elle est une excellent isolant thermique et sa présence diminue drastiquement la capacité de l'eau à refroidir la surface chaude. Cependant, malgré l'évidente importance applicative du phénomène pour l'industrie, ce dernier reste encore assez mal compris, et en particulier le mécanisme exact derrière l'effet Leidenfrost n'a pas encore été expliqué. Pire encore, l'effet Leidenfrost n'a pas lieu que pour une goutte posée sur une surface chaude. Par exemple, cet effet se produit dès que du liquide est projeté sur une surface suffisamment chaude par rapport à la température d'ébullition du liquide, et cela comprend l'impact de gouttes mais également l'impact de jets. Pourtant, les travaux concernant l'impact de jets sur une surface chaude sont relativement peu présents dans la littérature, et en particulier, bien qu'on puisse trouver des informations sur les transferts thermiques ayant lieu lors du phénomène, l'aspect hydrodynamique de celui-ci n'est pas traité.



FIGURE 2 – Photographie d'un goutte d'eau posée sur du Duralumine chauffé à 200° C.

C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à l'hydrodynamique de l'impact d'un jet d'eau sur une surface chauffée à plus de 300°C. Nous avons notamment observé deux régimes différents, un régime où une goutte unique grossissait sous le jet et un autre où des gouttelettes étaient éjectées de manière isotrope. Nous nous sommes en particulier concentrés sur le second régime que nous avons caractérisé en fonction de différents paramètres expérimentaux. Des modèles sont également proposés pour expliquer nos observations. Enfin, nous nous sommes intéressés à l'énergie des gouttelettes éjectées par rapport à l'énergie que nous injectons dans le système via le jet, ce qui nous permet également de comparer nos résultats à la littérature.

Ce manuscrit sera donc divisé en deux parties indépendantes. La première partie traitera du ressaut hydraulique oscillant, et notamment de sa caractérisation expérimentale et de sa modélisation. La seconde partie de ce manuscrit sera quant à elle consacrée à l'étude des régimes hydrodynamiques observés sur de l'atomisation d'un jet sur une surface chaude, et en particulier sur l'éjection isotrope de gouttelettes.

Première partie

Oscillations spontanées du ressaut hydraulique circulaire

Chapitre I

Le ressaut hydraulique, un objet stationnaire... ou presque.

L'impact d'un jet liquide vertical sur une surface horizontale est un phénomène que nous pouvons observer dans notre vie quotidienne, par exemple au fond de l'évier de notre cuisine quand le robinet est ouvert. Plus précisément, un mur liquide circulaire, appelé *ressaut hydraulique circulaire*, se forme à proximité du point d'impact du jet d'eau avec l'évier et marque la transition brutale entre deux zones d'écoulement distinctes (voir figure I.5). La zone interne, située en amont du ressaut, est une zone d'écoulement de grande vitesse mais de faible épaisseur, tandis que la zone externe, en aval du ressaut, est caractérisée par un écoulement plus lent mais également plus profond. Malgré le caractère banal de ce phénomène, ce dernier soulève beaucoup de questions : comment expliquer une transition tellement abrupte qu'un mur liquide se forme? Comment caractériser le rayon de ce mur liquide? De plus, ce phénomène est traditionnellement circulaire et stationnaire, mais peut-il se déstabiliser? En effet, nous allons voir que sous certaines conditions, un ressaut hydraulique circulaire peut changer de forme et/ou perdre son caractère stationnaire.

I.1 Qu'est-ce qu'un ressaut hydraulique?

En premier lieu, notons qu'il n'a pas fallu attendre l'invention du robinet et de l'évier pour produire et observer un ressaut hydraulique. Les rivières et les fleuves sont en effet des lieux idéaux pour en observer dans la nature, comme le montre l'exemple du mascaret (voir figure I.1a). Il s'agit d'une vague provoquée par la marée montante et qui remonte un fleuve depuis son estuaire. La puissance du phénomène dépend des caractéristiques de la marée, du fleuve et de la topographie locale, et le mascaret peut parfois être mortel. Réguler l'écoulement du fleuve (comme dans le cas de la Seine) suffit à empêcher l'apparition d'un mascaret, même si il est encore possible d'en observer sur certains fleuves de France comme la Dordogne ou la Garonne. Le mascaret est un cas particulier de ressaut de par sa mobilité, mais il existe également des ressauts stationnaires qu'il est possible d'observer dans des rivières (Fig. I.1b), au niveau de déversoirs (Fig. I.1c) ou en aval d'un barrage après un lâcher d'eau (Fig. I.1d).

Le ressaut hydraulique linéaire, observable notamment dans un canal, a donc fait l'objet de nombreuses études jusqu'à aujourd'hui, et ce pour des échelles relativement grandes en général. On peut citer par exemple le travail de Bidone [11] qui fut le premier à observer et décrire ce phénomène en deux dimensions et qui espérait pouvoir surélever des liquides via un ressaut hydraulique afin d'améliorer l'irrigation des sols. De nombreux



FIGURE I.1 – Photographies de divers ressauts hydrauliques. (a) Mascaret sur la Dordogne observé à Saint-Pardon en septembre 2021 (ⓒ Guillaume Bonnaud / journal Sud-Ouest). (b) Ressaut hydraulique naturel observé près des chutes d'Upper Spokane, aux Etats-Unis (image extraite de Wikipédia). (c) Ressaut observé au déversoir de Penrith, en Australie (ⓒ Tony Ladson). (d) Ressaut observé au barrage de Burkedin, en Australie (image extraite de Wikipédia).

auteurs ont après cela continué d'étudier le ressaut linéaire dans un canal [25, 21] en faisant varier la taille du canal [93], son inclinaison [27, 34, 7], en y plaçant un obstacle [46], ou en modifiant la nature de l'écoulement (laminaire [48] ou turbulent [62]). Une telle quantité de travaux sur le sujet peut sans doute être expliquée par les nombreuses applications du ressaut linéaire notamment en terme de refroidissement et de nettoyage de surfaces ou en terme de gestion d'écoulements. De plus, au delà de ces intérêts industriels, le ressaut hydraulique possède un intérêt fondamental, notamment en terme d'analogies avec des écoulements géophysiques, du passage du mur du son par un avion [51] (voir figure I.2a-b) ou des phénomènes cosmologiques extrêmes tels que l'effondrement d'étoiles à neutron [39] (voir figure I.2c) ou les trous blancs [85, 71, 52]. Ainsi, le ressaut hydraulique reste encore un sujet de recherche d'actualité cinq siècles après sa description par De Vinci.



FIGURE I.2 – (a) Photographie d'un F18 passant le mur du son, créant un cône de Mach clairement visible (© Shutterstock/SVSimagery). (b) Photographie extraite de [51] de l'analogue du cône de Mach dans le cas du ressaut hydraulique circulaire lorsqu'une aiguille est plongée dans la zone interne du ressaut. (c) Photographie extraite de [39] d'un ressaut hydraulique circulaire "inversé", analogue d'une étoile à neutron en train se s'effondrer.

Une des contributions les plus importantes dans l'étude du ressaut hydraulique (également appelé "choc") a été apportée par Bélanger [6] en 1841. Dans son étude, il met en équation pour la première fois les conservations de la quantité de mouvement et du débit au niveau du ressaut (voir figure I.4) et obtient

$$\frac{1}{2}gh_J^2 + h_J u_J^2 = \frac{1}{2}gH_J^2 + H_J U_J^2,$$
(I.1a)

$$h_J u_J = H_J U_J, \tag{I.1b}$$

où h_J , u_J , H_J et U_J sont respectivement les hauteurs et les vitesses de l'écoulement en amont et en aval du choc (voir figure I.3), et g est l'accélération de la pesanteur terrestre¹.



FIGURE I.3 – Schéma d'un ressaut hydraulique vu de côté.

Les relations I.1a et I.1b peuvent ensuite être combinées pour donner la relation de passage suivante (aussi appelée "condition de choc") :

$$\frac{H_J}{h_J} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8\frac{u_J^2}{gh_J}} - 1 \right).$$
(I.2)

^{1.} Notons que ces équations sont valables dans le référentiel du ressaut.

L'importance de cette relation réside dans le fait qu'elle permet de prédire la hauteur de liquide en aval du ressaut en fonction de l'écoulement en amont. De plus, dans le cas d'un ressaut stationnaire, cette relation permet également de fixer la position du ressaut contrôlant les hauteurs d'eau en amont et en aval (et donc le ratio H_J/h_J). Notons que cette relation peut être corrigée par un terme de tension de surface et des préfacteurs dûs aux profils des écoulements avant et après le choc.



FIGURE I.4 – Schéma d'un ressaut hydraulique utilisé par Bélanger [6] (collections patrimoniales des Ponts).

Il est possible de faire apparaître dans la relation de passage I.2 un nombre sans dimension, le nombre de Froude, définit de manière générale comme

$$Fr = \frac{u}{\sqrt{gh}},\tag{I.3}$$

où u est la vitesse de l'écoulement et h est son épaisseur. Ce nombre permet de comparer la vitesse de l'écoulement à la vitesse \sqrt{gh} des ondes gravitaires se propageant à la surface de l'écoulement. La relation de passage I.2 peut alors s'écrire

$$\frac{H_J}{h_J} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8 \text{Fr}_{\text{amont}}^2} - 1 \right), \qquad (I.4)$$

où $\operatorname{Fr}_{\operatorname{amont}} = \frac{u_J}{\sqrt{gh_J}}$ est le nombre de Froude en amont du ressaut. En couplant cette relation avec la relation de conservation du débit I.1b, il est possible de faire apparaître également le nombre de Froude $\operatorname{Fr}_{\operatorname{aval}}$ en aval du ressaut et d'obtenir

$$\frac{\text{Fr}_{\text{amont}}}{\text{Fr}_{\text{aval}}} = \frac{2^{2/3}}{\left(\sqrt{1 + 8\text{Fr}_{\text{amont}}^2} - 1\right)^{3/2}},$$
(I.5)

avec $\operatorname{Fr}_{\operatorname{aval}} = \frac{U_J}{\sqrt{gH_J}}$. La présence de ces deux nombres de Froude dans la relation de passage permet d'adopter une approche ondulatoire dans la définition du ressaut.

En effet, dans la zone en amont, le liquide s'écoule plus rapidement que les ondes gravitaires et donc les entraîne inexorablement. Ainsi, $Fr_{amont} > 1$ et l'écoulement est donc caractérisé de *super-critique*. Inversement, dans la zone en aval, les ondes gravitaires sont plus rapides que l'écoulement, ce qui implique que $Fr_{aval} < 1$. L'écoulement est alors *sous-critique*, et les ondes peuvent remonter le courant, jusqu'à rencontrer les ondes de surface sortant de la zone super-critique. L'accumulation des ondes gravitaires à la transition entre les deux zones donne alors naissance au "mur liquide" qu'est le ressaut hydraulique. Dans les cas où la vitesse moyenne du liquide est semblable à la vitesse de surface et où les ondes capillaires sont négligeables, comme c'est par exemple le cas

d'un ressaut sur un fleuve, le nombre de Froude est assez facile à définir. Cependant, si nous revenons au cas de l'évier, le ressaut devient centimétrique (voire millimétrique), la tension de surface peut jouer un rôle plus important et la structure de l'écoulement peut devenir plus complexe, ce qui rend la définition du nombre de Froude bien moins évidente.

I.2 Premières études du ressaut hydraulique circulaire

Comme nous l'avons dit un peu plus tôt, l'impact d'un jet vertical sur une surface horizontale peut provoquer la formation d'un ressaut hydraulique circulaire (voir figure I.5). La zone en amont du ressaut est alors appelée zone *interne* tandis que la zone en aval est appelée zone *externe*.



FIGURE I.5 – Impact perpendiculaire d'un jet d'eau sur une surface horizontale donnant lieu à un ressaut hydraulique circulaire. Le ressaut sépare une zone interne, proche du jet, de faible épaisseur mais de forte vitesse ($Fr_{amont} > 1$) d'une zone externe de forte épaisseur mais de faible vitesse ($Fr_{aval} < 1$).

L'intérêt porté à ce phénomène, d'apparence assez banale, n'est pas récent. En effet, il est étudié dès le XV^e siècle par Léonard de Vinci [84] dont certains de ses carnets d'observations contiennent des notes et croquis (voir figure I.6) sur le ressaut hydraulique circulaire.



FIGURE I.6 – Croquis issus des carnets de Léonard de Vinci [84] dans la partie "Percussion de l'eau tombant sur divers objets". Ces croquis représentent les premières observations sur le ressaut hydraulique circulaire. (a) Ressaut hydraulique circulaire sur une plaque sans bords (ou murs de confinement). (b) Étude de l'interaction entre plusieurs ressauts hydrauliques circulaires. (c) Ressaut hydraulique circulaire sur une plaque avec bords.



FIGURE I.7 – Croquis d'un ressaut hydraulique circulaire par Savart, extrait de son Mémoire [77].

Cependant, les premières expériences contrôlées sur le ressaut hydraulique circulaire ont eu lieu au XIX^e siècle, quand Félix Savart [77, 78] a étudié des nappes et des cloches liquides qu'il observe quand un jet liquide vertical impacte une surface horizontale. Il rapporte alors l'existence d'une structure observée à faible débit qui est celle du ressaut hydraulique circulaire et qu'il a décrite dans son Mémoire (voir figure I.7). Le prochain évènement marquant dans l'étude de ce phénomène est la publication en 1914 par Lord Rayleigh de l'une des premières études [72] rapprochant les cas du ressaut linéaire dans un canal et celui du ressaut hydraulique circulaire. En plus de reprendre la condition de choc de Bélanger, il fait également état de la dissipation d'énergie lors du choc, et ce même pour un liquide inviscide. C'est donc grâce à Rayleigh que les théories déjà établies sur le ressaut linéaire ont pu être appliquées au ressaut circulaire par la suite. En particulier, il devient possible de construire un modèle du ressaut hydraulique circulaire pour un liquide inviscide qui est théoriquement capable de prédire la position du ressaut en connaissant les profils de hauteur en amont et en aval du ressaut [95].

I.3 Modélisation du ressaut hydraulique circulaire

I.3.1 Le modèle du fluide parfait

La modélisation du ressaut pour un fluide parfait est le moyen le plus élémentaire pour tenter de prédire le rayon du ressaut, et le formalisme introduit ci-dessous pourra être réutilisé dans les modèles plus élaborés que nous évoquerons plus tard. Le modèle inviscide du ressaut qui suit est développé tel qu'il est présenté dans [95] et un schéma du ressaut annoté donné par la figure I.8 introduit les notations utilisées. Ainsi, nous notons a le rayon du jet, u_0 la vitesse de l'écoulement dans le jet, R_{∞} le rayon de la plaque impactée par le jet, h(r) et H(r) les hauteurs de liquide dans les zones internes et externes respectivement, et R_J le rayon du ressaut.



FIGURE I.8 – Schéma d'un ressaut hydraulique circulaire vue en coupe.

Dans la zone interne : On note r la distance au centre du jet, z la coordonnée le long de l'axe du jet et h(r) la hauteur de liquide dans la zone interne. Grâce à l'hypothèse du fluide parfait, la vitesse de l'écoulement peut être simplifiée en écrivant u(r, z) = u(r). Le principe de Bernoulli appliqué à la surface libre donne alors

$$\frac{u^2(r)}{2} + gh(r) = \text{constante}, \tag{I.6}$$

où g est l'accélération de la pesanteur terrestre. En supposant que h(r) varie très peu $(h \ll u_0^2/g$ ou plutôt Fr $\gg 1$), on obtient dans la zone interne

$$u(r,z) \approx u(r) = u_0. \tag{I.7}$$

Par conservation du débit, le débit de l'écoulement peut s'écrire de deux manières différentes :

$$\begin{cases} Q = \pi a^2 u_0 & \text{au niveau du jet}; \\ Q = 2\pi r u_0 h(r) & \text{pour } r \ge a. \end{cases}$$

Ainsi, la hauteur de l'écoulement dans la zone interne est donnée par

$$h(r) = \frac{a^2}{2r}.\tag{I.8}$$

Au niveau du choc : On appelle R_J le rayon du ressaut, H_J la hauteur de l'écoulement après le ressaut, $h_J = h(R_J)$ la hauteur de l'écoulement avant le ressaut, U_J la vitesse de l'écoulement après le ressaut et $u_J = u_0$ la vitesse de l'écoulement avant le ressaut (voir figure I.9). La théorie du choc de Bélanger suppose un choc d'épaisseur infinitésimale (ce qui implique que la friction est négligée). En reprenant les équations de conservation de la quantité de mouvement (I.1a) et de la masse (I.1b) à la position R_J du ressaut, on obtient

$$\frac{1}{2}g\left(H_J^2 - h_J^2\right) = \left(\frac{Q^2}{2\pi R_J}\right)\left(\frac{1}{h_J} - \frac{1}{H_J}\right).$$
(I.9)



FIGURE I.9 – Application de la théorie du fluide parfait au niveau du ressaut.

En supposant que $h_J \ll H_J$ et en utilisant (I.8), cette équation mène à

$$R_J \approx \frac{Q^2}{\pi^2 g H_J^2 a^2}.\tag{I.10}$$

Il est également possible de ne considérer que $h_J^2 \ll H_J^2$ pour obtenir une meilleure approximation :

$$ga^2 \frac{R_J H_J^2}{Q^2} + \frac{a^2}{2\pi^2 R_J H_J} \approx \frac{1}{\pi^2}.$$
 (I.11)

Ces relations ont été confrontées à des résultats expérimentaux [30] et se sont révélées être assez mauvaises pour prédire le rayon du ressaut R_J , qui est bien trop sur-estimé. Il convient également de noter que, dans les deux cas, la connaissance de H_J est nécessaire pour pouvoir prédire l'évolution de R_J en fonction du débit Q. L'approximation du liquide inviscide est donc trop forte pour pouvoir modéliser correctement le ressaut hydraulique circulaire. Notons également l'absence complète de dépendance en temps dans ce premier modèle. Il n'y a donc aucune ambiguïté ni source de fluctuation sur la position du ressaut. Ce dernier est donc bien stationnaire si l'injection (c'est-à-dire le débit et le rayon du jet) est constante.

I.3.2 Le ressaut hydraulique circulaire visqueux – le modèle de Watson

La première tentative de modélisation pour un liquide visqueux est due à Tani [81]. Dans son modèle, il décrit la formation et la croissance d'une couche limite visqueuse après l'impact du jet, jusqu'à ce qu'elle ait complètement envahi l'épaisseur de la couche liquide dans la zone interne. Cette couche limite ralentit considérablement le liquide et donc modifie son épaisseur. Ce modèle a alors servi de base à Watson [95] pour proposer une des théories les plus abouties sur le ressaut hydraulique circulaire. La nouveauté apportée par cette théorie réside dans le découpage de la zone interne en quatre régions d'écoulement distinctes (voir figure I.10) :

- (i) Pour $r \sim a$, la vitesse de liquide passe rapidement de 0 au point de stagnation(c'està-dire du point situé directement sous le jet) à u_0 . L'épaisseur typique de la couche limite est alors $\delta \sim \sqrt{\nu a/u_0}$, où ν est la viscosité du liquide.
- (ii) Pour r de l'ordre de quelques a, la couche limite visqueuse commence à s'épaissir $(\delta < h)$. Le liquide au dessus de la couche visqueuse est encore en régime inviscide, sa vitesse est donc constante et vaut u_0 . Le profil de vitesse de l'écoulement au sein de la couche limite est de type Blasius².
- (iii) A partir de $r = r_0$ où r_0 est une longueur qui sera établie plus tard, la couche limite a complètement envahi l'épaisseur de la couche liquide ($\delta = h$), le profil de vitesse de type Blasius transitionne progressivement vers un profil auto-similaire³ au fur et à mesure que r grandit.
- (iv) Pour $r = \ell$ avec ℓ une longueur qui sera établie ci-dessous, le profil auto-similaire est entièrement établi. Cette zone se termine juste avant le choc, quand le profil auto-similaire perd sa validité.

La théorie de Watson se focalise uniquement sur la zone interne caractérisée par $r < R_J$. Tous les paramètres issus de la zone externe sont considérés comme imposés et servent de variables d'entrée pour résoudre les deux équations de conservation de la théorie du choc de Bélanger.

^{2.} Profil de vitesse typique de couche limite dans le cas d'un écoulement uniforme parallèle à une plaque plane.

^{3.} Profil invariant par dilatation selon z et par translation selon r.



FIGURE I.10 – Découpe de la zone interne en 4 régions selon la théorie de Watson.

Obtention du profil auto-similaire dans la zone (iv) : La théorie de Watson se place dans le cas d'une couche limite visqueuse pour un fluide incompressible. Dans la suite, on note r et z les coordonnées cylindriques et u et w les composantes de la vitesse correspondantes. Les équations de la lubrification dans la zone (iv) $(r > \ell)$ sont alors

$$\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial(rw)}{\partial z} = 0, \qquad (I.12a)$$

$$u\frac{\partial u}{\partial r} + w\frac{\partial u}{\partial z} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2},$$
 (I.12b)

où le gradient de pression a été négligé en considérant que les variations de h(r) sont négligeables⁴. Les conditions aux limites sont données par

u = w = 0 en z = 0 (condition de non-glissement $\forall r$), (I.13a)

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \text{ en } z = h(r) \quad \text{(surface libre)}.$$
 (I.13b)

La conservation du débit donne

$$Q = 2\pi r \int_0^{h(r)} u \mathrm{d}z. \tag{I.14}$$

Afin de trouver un profil auto-similaire, on suppose que la vites se de l'écoulement est de la forme \sim

$$u(r,z) = u_s(r)f(\eta)$$
 avec $\eta = \frac{z}{h(r)}$, (I.15)

où $u_s(r)$ est la vitesse au niveau de la surface libre, ce qui implique que f(1) = 1. Les conditions aux limites I.13a et I.13b ainsi que la conservation du débit I.14 s'écrivent alors

$$f(0) = 0, \quad f'(1) = 0,$$
 (I.16)

$$2\pi r u_s(r)h(r) \int_0^1 f(\eta) \mathrm{d}\eta = Q.$$
 (I.17)

En particulier, l'équation I.17 impose directement que

$$ru_s(r)h(r) = \text{constante.}$$
 (I.18)

En utilisant I.12a avec cette équation, il vient

$$w = u_s(r)h'(r)\eta f(\eta). \tag{I.19}$$

^{4.} La pression est équivalente à la pression atmosphérique partout car les termes capillaires et de gravité sont négligés.

En insérant cette expression de w dans I.12b, on obtient

$$\nu f''(\eta) = h^2(r)u'_s(r)f^2(\eta).$$
 (I.20)

Cette équation implique, après séparation des variables, que

$$h^{2}(r)u'_{s}(r) = \nu \frac{f''(\eta)}{f^{2}(\eta)} = \text{constante.}$$
(I.21)

La contrainte visqueuse est maximale près de la plaque (en z = 0), ce qui signifie que $f''(\eta) \leq 0$. On peut donc introduire une constante c telle que

$$h^{2}(r)u'_{s}(r) = -\frac{3}{2}c^{2}\nu.$$
 (I.22)

Les conditions aux limites en I.16 et le fait que f(1) = 1 permettent d'obtenir une valeur numérique pour c, et avec I.17 on peut donc écrire

$$ru_s h = 3\sqrt{3}c^2 \frac{Q}{4\pi^2}, \quad \text{avec } c = 1,402.$$
 (I.23)

L'association de cette équation et de I.22 permet alors d'estimer $u_s(r)$ et h(r) via les relations ⁵

$$u_s(r) = \frac{27c^2}{8\pi^4} \frac{Q^2}{\nu(r^3 + \ell^3)},$$
(I.24)

$$h(r) = \frac{2\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{\nu(r^3 + \ell^3)}{Qr},\tag{I.25}$$

avec ℓ une longueur, à déterminer, qui permet de raccorder la zone (iv) à la zone (iii). Comme l dépend du développement de la couche limite, se placer dans une situation où $r \gg \ell$ revient à "oublier" les effets du jet et de la croissance de la couche limite. L'équation I.20, les conditions aux limites I.16 et l'équation f(1) = 1 permettent de complètement déterminer le profil de vitesse auto-similaire en introduisant une fonction Jacobienne elliptique de module $\sin(75^\circ)$, notée ici cn :

$$f(\eta) = \sqrt{3} + 1 - \frac{2\sqrt{3}}{1 + \operatorname{cn}\left[3^{1/4}c(1-\eta)\right]}.$$
 (I.26)

Le tracé de cette fonction est donné par la figure I.11. Notons que cette fonction donne un profil assez similaire à un profil pour un (demi-)écoulement de Poiseuille ou un profil de type Blasius.

^{5.} L'expression de h(r) nous sera utile dans la deuxième partie de ce manuscrit...



FIGURE I.11 – Tracé extrait de [95] de la fonction $f(\eta)$ donnée par (I.26).

Raccordement des régions et estimation des longueurs : Il est possible de supprimer la zone (iii) en remarquant que le profil auto-similaire trouvé précédemment est proche d'un profil de Blasius, ce qui implique l'approximation

$$u(r,z) = u_s(r) f\left(\frac{z}{\delta(r)}\right),\tag{I.27}$$

où u_s et f sont les mêmes fonctions définies précédemment et où δ est l'épaisseur de la couche limite. Quand la couche limite a complètement envahi l'épaisseur du film liquide, $\delta(r) = h(r)$ et on retrouve I.15. Dans la zone (ii) où la couche limite croît, on peut supposer que le profil de hauteur h(r) reste proche du profil pour un liquide inviscide, c'est-à-dire $h(r) \sim a^2/r$, car la majeure partie de l'écoulement se fait à une vitesse constante u_0 . Cela est valable jusqu'à ce que δ devienne comparable à h, c'est-à-dire lorsque

$$\sqrt{\nu r/u_0} \sim a^2/r. \tag{I.28}$$

Puisque r_0 est le rayon pour lequel $\delta = h$, on peut ainsi écrire

$$r_0 \sim a \mathrm{Re}^{1/3},\tag{I.29}$$

où $Re = Q/\nu a$ est le nombre de Reynolds défini au niveau du jet. Il est possible d'obtenir une relation plus précise pour r_0 grâce à l'équation intégrale de la quantité de mouvement pour $r < r_0$ qui s'écrit⁶ :

$$\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r} + \frac{1}{r}\right) \int_0^\delta (u_0 u - u^2) \mathrm{d}z = \nu \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=0},\tag{I.30}$$

En insérant I.27 dans cette équation et en utilisant le fait que $u_s(r) = u_0$ pour $r < r_0$, on obtient après intégration

$$r^2 \delta^2 = \frac{c^3 \sqrt{3}}{\pi - c\sqrt{3}} \frac{\nu r^3}{u_0} + C,$$
 (I.31)

^{6.} Puisque $u = u_0$ pour $z > \delta$.

où C est une constante d'intégration. Cependant, en supposant que $r^3 \gg a^3$, on montre que $C = 0^7$. Ainsi, pour $r < r_0$ (et $r^3 \gg a^3$),

$$\delta^2 = \frac{\pi c^3 \sqrt{3}}{\pi - c\sqrt{3}} \frac{\nu r a^2}{Q}.$$
 (I.32)

En $r = r_0$, on a $u_s(r_0) = u_0$ et $h(r_0) = \delta(r_0)$, et l'équation I.23 donne

$$r_0 u_0 \delta(r_0) = 3\sqrt{3}c^2 \frac{Q}{4\pi^2},\tag{I.33}$$

ce qui donne en combinant cette équation avec I.32

$$r_0 = 0.3155 \cdot a \mathrm{Re}^{1/3}. \tag{I.34}$$

On peut alors utiliser I.24 et le fait que $u_s(r_0) = u_0$ pour également obtenir une expression pour ℓ :

$$\ell = 0.567 \cdot a \mathrm{Re}^{1/3}.$$
 (I.35)

De plus, la conservation du débit permet d'obtenir un profil d'épaisseur pour $r < r_0$. Ainsi, l'équation

$$Q = 2\pi r \left[u_0 \delta \int_0^1 f(\eta) \mathrm{d}\eta + u_0 (h - \delta) \right]$$
(I.36)

mène au profil de hauteur

$$h(r) = \frac{a^2}{2r} + \left(1 - \frac{2\pi}{3\sqrt{3}c^2}\right)\delta(r).$$
 (I.37)

Condition de choc : Afin d'obtenir la position R_J du ressaut, il faut écrire la conservation de la quantité de mouvement en R_J . Pour cela, il suffit d'étendre la relation (I.1a) valable en régime inviscide au cas d'un écoulement non uniforme. En gardant l'hypothèse d'un choc parfait sans épaisseur ni friction, on obtient

$$\frac{gh_J^2}{2} + \int_0^{h_J} u_J^2 dz = \frac{gH_J^2}{2} + \int_0^{H_J} U_J^2 dz, \qquad (I.38)$$

où H_J et $U_J(z)$ sont la hauteur et la vitesse du liquide juste après le choc. On suppose ensuite que $h_J^2 \ll H_J^{2\,8}$ et que le profil après le ressaut est de type bouchon, c'est-àdire $U_J(z) = U_J$ est constante sur toute l'épaisseur⁹. Cela permet de simplifier (I.38) et d'obtenir

$$g\frac{H_J^2}{2} + H_J U_J^2 = \int_0^{h_J} u_J^2 \mathrm{d}z.$$
 (I.39)

De manière similaire à I.11, on obtient après calcul

$$ga^{2}\frac{R_{J}H_{J}^{2}}{Q^{2}} + \frac{a^{2}}{2\pi^{2}R_{J}H_{J}} = \frac{2R_{J}a^{2}}{Q^{2}}\int_{0}^{h_{J}}u_{J}^{2}\mathrm{d}z.$$
 (I.40)

^{7.} Ce résultat est logique si on écrit naïvement $r \to 0$ dans I.31. Cependant, comme la position $r \to 0$ est dans la zone (i) (c'est même un point de stagnation), le profil de vitesse est différent de celui qui a été défini précédemment. Il faut donc utiliser $\delta^2 \sim \nu a/u_0$ au voisinage de a pour avoir $C \sim \nu a^3/u_0$. Ainsi, le terme en C dans I.31 sera de l'ordre de a^3/r^3 , et donc négligeable si $r^3 \gg a^3$.

^{8.} C'est plutôt vrai expérimentalement, où $h_J \sim 0.5$ mm et on mesure $H_J \sim 4$ mm.

^{9.} On verra plus tard que cette hypothèse est plus discutable car difficile à valider expérimentalement et elle contredit l'observation de zones de circulation pour certains ressauts hydrauliques circulaires.

L'intégration du terme de droite nécessite de distinguer deux cas :

• Si $R_J < r_0$, l'intégrale doit être coupée en deux : entre 0 et δ , on intègre le profil auto-similaire avec $u(\delta) = u_0$, tandis qu'entre δ et h on intègre le profil bouchon avec $u(z > \delta) = u_0$. On obtient alors :

$$ga^{2}\frac{R_{J}H_{J}^{2}}{Q^{2}} + \frac{a^{2}}{2\pi^{2}R_{J}H_{J}} = 0,10132 - 0,1297 \cdot \left(\frac{R_{J}}{a}\right)^{3/2} \operatorname{Re}^{-1/2}.$$
 (I.41)

• Si $R_J > r_0$, l'intégration se fait exclusivement sur le profil auto-similaire. En utilisant également les équations I.24 et I.25, on obtient

$$ga^{2}\frac{R_{J}H_{J}^{2}}{Q^{2}} + \frac{a^{2}}{2\pi^{2}R_{J}H_{J}} = 0,01676 \cdot \left[\left(\frac{R_{J}}{a}\right)^{3} \operatorname{Re}^{-1} + 0,1826\right]^{-1}.$$
 (I.42)

Il convient de noter que la plupart des travaux sur le ressaut hydraulique circulaire dans la littérature sont dans le cas $R_J > r_0$. La relation I.42 a pu être confrontée à l'expérience [95, 19, 30] et s'est révélée avoir un accord correct avec l'expérience (voir figure I.12). La théorie de Watson possède néanmoins deux "inconvénients". Tout d'abord, elle ne prédit pas vraiment R_J étant donné qu'elle nécessite la connaissance au préalable de H_J ¹⁰. Ainsi, le système n'est pas vraiment "bouclé". Ensuite, elle fournit une relation plutôt difficile à lire où les différents paramètres physiques ne sont pas (ou difficilement) isolables, ce qui limite les possibilités de déterminer leur influence. Cependant, il convient de noter une nouvelle fois que le modèle de Watson prévoit un rayon unique et stationnaire du ressaut pour une injection constante.



FIGURE I.12 – Comparaison extraite de [19] entre l'expérience et la relation I.42. L'encart correspond aux mêmes données tracées en échelle log-log.

I.3.3 La question de la tension de surface

En mécanique des fluides, un paramètre souvent étudié est la tension de surface. Cependant, dans le cas du ressaut hydraulique, ce paramètre est assez peu présent. En effet,

^{10.} Comme pour le modèle en régime inviscide I.11.

la tension de surface n'apparaît dans la littérature en tant que paramètre expérimental qu'en 1993 avec l'étude menée par Liu *et al.* [61], et son influence n'est discutée qu'à partir de 2003 par Bush *et al.* [19]. Ainsi, l'influence de la tension de surface ne se résumerait qu'à deux contributions (voir figure I.13) :

- une réduction de la surface du mur liquide à travers l'augmentation de la courbure du ressaut, ce qui implique une légère diminution du rayon du ressaut. Cependant, cet effet devient rapidement négligeable devant le flux de quantité de mouvement;
- une modification de la structure fine du ressaut pour éviter des points anguleux sur h(r) au niveau du raccordement entre la zone interne et le ressaut, et entre le ressaut et la zone externe. De nouveau, cet effet modifie faiblement la position du ressaut, même si le mur liquide est plus "lisse" lorsque la tension de surface est faible.



FIGURE I.13 – Effet de la tension de surface sur le ressaut. (a) Ressaut vu de dessus. L'inertie tend à agrandir le ressaut tandis que la tension de surface en $\gamma \Delta H$, où ΔH est la hauteur du ressaut, tend à le rendre plus petit. (b) Vue de côté du ressaut. La tension de surface en γC , où C est la courbure de l'interface, tend à rendre le mur liquide moins abrupt.

De plus, Bush *et al.* [19] ont également montré que la tension de surface peut être prise en compte dans le modèle de Watson via l'ajout d'un terme correctif aux équations (I.41) et (I.42). Pour cela, il introduit une force due à la tension de surface qui résulte de la courbure du ressaut et donc s'oppose à son expansion. Après calculs, il montre que la composante radiale de cette force peut s'écrire sous la forme

$$F_c = -2\pi\gamma\Delta H,\tag{I.43}$$

où γ est la tension de surface du liquide et $\Delta H = H_J - h_J$. En introduisant cette force dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement I.39, il obtient

$$g\frac{H_J^2}{2} + \frac{\gamma}{\rho}\frac{\Delta H}{R_J} + H_J U_J^2 = \int_0^{h_J} u_J^2 dz,$$
 (I.44)

où ρ est la masse volumique du fluide. Cette équation donne (toujours dans l'approximation $h_J^2 \ll H_J^2$) dans le cas $R_J < r_0$

$$ga^{2}\frac{R_{J}H_{J}^{2}}{Q^{2}}\left(1+\frac{2}{\text{Bo}}\right)+\frac{a^{2}}{2\pi^{2}R_{J}H_{J}}=0,10132-0,1297\cdot\left(\frac{R_{J}}{a}\right)^{3/2}\text{Re}^{-1/2},\qquad(I.45)$$

tandis que pour $R_J > r_0$

$$ga^{2}\frac{R_{J}H_{J}^{2}}{Q^{2}}\left(1+\frac{2}{\text{Bo}}\right)+\frac{a^{2}}{2\pi^{2}R_{J}H_{J}}=0,01676\cdot\left[\left(\frac{R_{J}}{a}\right)^{3}\text{Re}^{-1}+0,1826\right]^{-1},\qquad(\text{I}.46)$$

où Bo = $\rho g R_J (H_J + h_J) / \gamma$ est le nombre de Bond qui compare les effets de la gravité à ceux de la tension de surface. Selon Bush, il suffit donc de rajouter le terme 2/Bo aux équations de Watson pour prendre en compte la tension de surface. L'impact de la tension de surface peut donc devenir important si 2/Bo ~ 1, c'est-à-dire si

$$R_J \sim \frac{2\gamma}{\rho g(H_J + h_J)} \sim 3 \text{ mm}$$
 dans le cas de l'eau,

donc dans le cas de petits ressauts. Bush *et al.* ont également étudié l'influence de la tension de surface sur le jet, et plus précisément sur son rayon *a*. En effet, la tension de surface a tendance à diminuer *a* et donc par conservation du débit à augmenter u_0 . Ils montrent alors que cette correction améliore l'accord entre l'expérience et la théorie (surtout dans le cas de petits jets) avec une réduction d'erreur standard de 10 à 15% (voir figure I.14) par rapport à la théorie de Watson sans tension de surface (voir figure I.12).



FIGURE I.14 – Comparaison extraite de [19] entre l'expérience et la relation I.46. L'encart correspond aux mêmes données tracées en échelle log-log.

I.3.4 Un sujet encore ouvert

Depuis, un très grand nombre de travaux théoriques [40, 17, 12, 42, 48, 14, 49, 70, 18, 19, 94, 53, 26, 74, 73, 30, 65, 22, 90, 86] se sont penchés sur le ressaut hydraulique circulaire et la prédiction de son rayon. En particulier, le modèle développé par Bohr *et al.* [12] parvient à donner une loi simple reliant le rayon du ressaut R_J aux principaux ingrédients physiques du ressaut que sont la viscosité du liquide ν , la gravité g et le débit Q, sous la forme

$$R_J \sim Q^{5/8} \nu^{-3/8} g^{1/8}. \tag{I.47}$$

Bien que ce modèle ne propose pas de loi analytique permettant la prédiction exacte du rayon du ressaut et qu'il nécessite de connaître expérimentalement le profil de hauteur pour intégrer les équations, ce modèle a l'avantage de donner un problème fermé avec une solution pour les profils intérieurs et extérieurs. Il convient également de noter que ce modèle n'anticipe pas vraiment les effets de la gravité malgré la présence de g dans la loi d'échelle puisque la tension de surface n'est plus négligeable quand la gravité est

assez faible. On peut noter les travaux de Rojas *et al.* [73] qui se basent sur des développements perturbatifs des équations de Navier-Stokes pour un écoulement radial. Ces travaux mènent à différentes lois d'échelle en fonction des hypothèses envisagées. En particulier, il est possible de retrouver au premier ordre du développement perturbatif une loi similaire à celle proposée par Bohr *et al.* [12] à un facteur multiplicatif près. Une modification de la loi donnée par Bohr *et al.* a également été proposée par Duchesne *et al.* [31] après avoir observé expérimentalement que le nombre de Froude juste après le ressaut était indépendant de Q, v et de la tension de surface du liquide. Ainsi, (I.47) devient

$$R_J \left[\ln \left(\frac{R_\infty}{R_J} \right) \right]^{3/8} \sim Q^{5/8} \nu^{-3/8} g^{1/8}.$$
 (I.48)

Tous ces modèles théoriques ont été accompagnés par un nombre conséquent de travaux numériques conduits sur le sujet [48, 68, 90, 92, 86], notamment en ce qui conerne la prédicition du rayon du ressaut hydraulique pour divers paramètres. Par exemple, Wang et Khayat [90, 92] se sont intéressés à l'impact de la viscosité du liquide. Les résultats de ces simulations ont été confrontés à de nombreuses expériences conduites dans des conditions variées [24, 61, 13, 35, 47, 19, 31, 65, 22, 8]. Ces conditions peuvent parfois être extrêmes, comme le cas de Rolley *et al.* [75] qui ont étudié le ressaut hydraulique circulaire avec de l'hélium liquide. Cela paraît surprenant de prime abord : l'hélium liquide n'est pas censé avoir de viscosité dans son état superfluide, et nous avons expliqué un peu plus tôt que le régime inviscide ne pouvait être utilisé pour décrire le ressaut hydraulique circulaire. Cependant, l'expérience de Rolley *et al.* a montré que l'hélium liquide gardait une viscosité "effective" même dans l'état superfluide et pouvait ainsi former un ressaut hydraulique circulaire. Il convient de noter que les transferts thermiques en jeu au niveau d'un ressaut hydraulique, dont l'étude entre dans le cadre du refroidissement de surfaces, ont également fait l'objet de publications [3, 91].

Enfin, l'importance de la tension de surface au sein du ressaut hydraulique circulaire a récemment été remise en question par Bhagat et al. [8]. Dans cette étude, il utilise un mélange eau-propanol-glycérol auquel est rajouté un tensioactif, du SDBS¹¹, afin de faire varier la tension de surface. Il fait alors impacter un jet perpendiculairement à une surface mais en faisant varier l'orientation du jet : dans un cas le jet vertical est orienté vers le bas, dans un autre le jet est orienté vers le haut, et enfin dans un troisième cas le jet est horizontal et impacte une surface verticale. Dans ces trois situations, Bhagat et al. rapportent l'observation d'un ressaut circulaire de même rayon, et en vient donc à remettre en cause l'importance de la gravité dans la modélisation du ressaut hydraulique circulaire. Pour expliquer ses résultats, il met en avant la tension de surface comme mécanisme principal régissant le phénomène en ajoutant à l'équation classique de conservation d'énergie appliquée à un volume de contrôle un nouveau terme prenant en compte une augmentation de la surface de ce volume. Cependant, cette nouvelle approche a été discutée par la suite dans la littérature [2, 32, 38, 9, 15, 92, 33, 10] et la controverse qu'elle a créée n'est aujourd'hui toujours pas complètement résolue. En particulier, la modification de l'équation de conservation d'énergie proposée par Bhagat et al. [8] est très critiquée car elle mène à la violation du principe de Bernoulli dans le cas très connu d'une nappe de Savart [33].

Au final, malgré la quantité importante d'études sur le sujet, il n'existe pas un modèle analytique faisant consensus sur sa description du ressaut hydraulique circulaire ainsi que sur sa capacité à prédire le rayon du ressaut. De plus, aucun des modèles proposés jusque maintenant ne prédit de ressaut instationnaire dans le cas où l'injection est constante.

^{11.} Aussi connu sous le nom de dodécylbenzènesulfonate de sodium.

I.4 Structure du ressaut hydraulique circulaire

Bien que la prédiction du rayon du ressaut hydraulique circulaire soit un objectif très fréquent dans la littérature, beaucoup de travaux ont également d'autres sujets d'étude sur le phénomène, comme par exemple sa structure. En effet, il existe un contraste marqué entre la facilité avec laquelle ce phénomène peut être observé et la complexité qu'il peut revêtir. En particulier, les modèles existants sur le ressaut ne prévoient pas d'instationnarités ni de brisures de symétrie. Cependant, nous allons voir dans cette section que le ressaut peut être déstabilisé.

I.4.1 Les différents types de ressaut

Nous avons établi un peu plus tôt qu'une couche limite visqueuse se formait et finissait par envahir la zone interne située en amont du ressaut hydraulique circulaire. En aval du ressaut, cette couche limite se décolle et peut s'accompagner de phénomènes de recirculations et donc potentiellement de brisures de symétrie. Un des premiers à avoir étudié la structure du ressaut hydraulique circulaire fut Craik *et al.* [24] en 1981, suivi de Liu *et al.* [61]. Initialement, l'idée était de fixer des murs sur les bords de la plaque sur laquelle on faisait impacter le jet. Si le mur était suffisamment haut, on peut alors considérer que la hauteur du mur H_{mur} est approximativement équivalente à la hauteur de liquide H_J juste après le ressaut. Ainsi, on fixerait l'une des variables dans l'équation de choc de Bélanger I.2, ce qui simplifierait le problème. Cependant, il s'est averé que la présence de murs aux bords de la plaque, en fixant la hauteur d'eau dans la zone externe, pouvait grandement modifier la structure de l'écoulement en aval du ressaut et notamment pouvait mener à la formation de zones de recirculation, ou "vortex de recirculations". Ainsi, les différents modes d'écoulement qu'il est possible d'observer grâce à ces vortex ont mené à la définition de plusieurs types de ressaut (voir figure I.15) :

- le ressaut de type 0 : lorsque la plaque ne présente pas de murs, l'écoulement est simplement radial au niveau du ressaut et ne présente aucune zone de recirculation [87].
- le ressaut de type I : lorsque les murs sont petits (ou même quand il n'y a pas de murs), une zone de recirculation, parfois très faible, apparaît à la base du ressaut au début de la zone externe.
- le ressaut de type IIa : lorsque le mur aux bords de la plaque devient assez grand, une deuxième zone de recirculation apparaît au niveau du mur liquide et inverse le sens de la vitesse de surface au niveau du mur liquide, tandis que la zone de recirculation à la base du ressaut est plus grande.
- le ressaut de type IIb : si la hauteur du mur augmente encore, le ressaut garde les mêmes zones de recirculation que pour le type IIa mais il possède une structure en "double-ressaut", qu'on appelle aussi un "bump".

Pour des murs encore plus grands, le ressaut devient irrégulier et instable, et peut être d'avantage perturbé par l'entraînement d'air à la base du ressaut. Plusieurs travaux numériques ont également été conduits [97, 98, 99] afin de reproduire ces structures. Cela étant dit, il est difficile d'avoir une approche plus quantitative par rapport à ces types de ressauts et de savoir comment le ressaut transitionne d'un type à l'autre. En effet, une multitude de paramètres doit être prise en compte pour étudier ces transitions, comme les caractéristiques du fluide, la géométrie de la plaque ou de la buse, etc. Bush *et al.* [20] ont considérablement entamé ce travail mais à notre connaissance il n'existe pas de diagramme de phase relativement exhaustif sur le sujet, d'autant plus que ces transitions sont hystérétiques.



FIGURE I.15 – Différents types de ressaut selon la hauteur du mur $H_{\rm mur}$ aux bords de la plaque. Sans murs, on observe un ressaut sans zone de recirculation (type 0) ou avec une zone de recirculation après le choc (type I). Pour de petits murs, le ressaut est toujours de type I. Si on augmente la hauteur du mur, le ressaut transite brutalement vers un type IIa, où une seconde zone de recirculation apparaît à la surface du mur liquide. On remarque alors que la vitesse à la surface du mur liquide est opposée à celle de l'écoulement général. Si la hauteur du mur augmente encore, le ressaut devient de type IIb, semblable au type IIa mais avec un bump.

I.4.2 Brisure spontanée de symétrie

Une particularité intéressante du ressaut de type II est le fait qu'il puisse se déstabiliser et perdre sa forme circulaire. Ainsi, Ellegaard *et al.* [36, 37] a pu observer des ressauts stables et stationnaires de forme polygonale (voir figure I.16) à 3, 4, 5 côtés voire plus ¹². L'obtention de tels ressauts nécessite de modérer le débit du jet afin de ne pas être dans un régime turbulent ou instable. De plus, la tension de surface du liquide doit être suffisamment grande (des mélanges eau-glycérol de différentes viscosités et avec une tension de surface autour de 65 mN m⁻¹ sont traditionnellement utilisés). Si quelques gouttes de surfactant sont ajoutées à un ressaut polygonal stable et stationnaire, il retrouve directement sa forme circulaire [20]. En plus d'avoir également étudié les ressauts polygonaux, Bush *et al.* [20] a montré que la modification du diamètre de la buse pouvait mener à une autre régime pour la forme du ressaut : le régime "trèfle" ¹³ (voir figure I.17). On peut y observer des ressauts en forme d'ellipse ¹⁴, d'oeil de chat, de noeud papillon, de papillon ou de trèfle (à 3 ou 4 feuilles, voire plus). Dans ce régime, le ressaut semble avoir une structure de type IIb.

Ces formes de ressaut non circulaire peuvent montrer des comportements non stationnaires, comme par exemple des mouvements de rotation de l'ensemble de la structure du ressaut. Ainsi, Ellegaard *et al.* [37] a décrit l'écoulement dans le cas du ressaut polygonal en observant les microbulles en suspension dans l'écoulement (voir figure I.18). Jusqu'au ressaut, l'écoulement est radial, puis des vortex dévient le liquide le long du front du ressaut et le canalisent vers les coins du ressaut, desquels sortent alors des jets radiaux. Enfin, Martens *et al.* [63] a proposé un modèle théorique de ce phénomène se reposant sur

^{12.} Puisqu'aucun diagramme de phase n'a été établi, un ressaut polygonal peut potentiellement avoir un nombre arbitraire de côtés.

^{13. &}quot;Clover" dans le papier en anglais de Bush et al..

^{14.} Le ressaut oval (ou elliptique) a été très brièvement mentionné par Craik *et al.* [24] en 1981 sans pour autant avoir été étudié.

la conservation de la masse, l'équilibre des forces radiales entre la pression hydrostatique et les contraintes visqueuses à la surface du vortex ainsi que la contribution de la tension de surface à travers la pression qu'elle induit. Une simplification de ce modèle par linéarisation autour de l'état circulaire, soluble analytiquement, permet de montrer l'existence de formes polygonales pour le ressaut, dont le nombre de côtés est régi par une instabilité similaire à celle de Rayleigh-Plateau. Labousse *et al.* [59] ont également montré que cette déstabilisation d'un écoulement radial en structure polygonale pouvait être généralisée à d'autres phénomènes en mécanique des fluides.



FIGURE I.16 – Ressauts polygonaux observés par Bush et al. [20].



FIGURE I.17 – Ressauts dans le régime "trèfle" observés par Bush et al. [20].



FIGURE I.18 – Photographie extraite de [20] de la trainée laissée par des microbulles en suspension dans l'écoulement au niveau d'un coin de ressaut polygonal. Cette trainée est due à la grande vitesse des microbulles par rapport à la vitesse d'obturation (1/100 s) de la caméra. Les zones de recirculation au niveau du ressaut ainsi que les tourbillons au niveau du coin du ressaut sont clairement visibles.

I.4.3 Ressauts hydrauliques non-stationnaires

Jusqu'ici, nous avons parlé de ressauts hydrauliques circulaires et non-circulaires, mais toujours stationnaires. Nous avons également évoqué les différents types de ressaut observés en fonction de l'épaisseur de la couche externe. Liu *et al.* [61] a montré que dans le cas d'une couche externe épaisse (donc un ressaut de type IIa), une seconde zone de recirculation apparaîssait au niveau du mur liquide. Si l'épaisseur de la zone externe est encore augmentée, cette zone de recirculation descend suffisamment bas pour donner une apparence de "double-ressaut" à l'écoulement (ressaut de type IIb, voir figure I.19a). Dans cette configuration, le ressaut n'est plus parfaitement lisse mais fluctue. En augmentant encore plus l'épaisseur de la couche externe, le "double-ressaut" devient complètement instable : la surface de l'écoulement devient turbulente et des bulles d'air sont entraînées par l'écoulement qui perd toute symétrie axiale (voir figure I.19b). Craik *et al.* [24] a également fait état de turbulence et d'oscillations transitoires dans le ressaut hydraulique circulaire lorsque l'épaisseur de la couche externe est suffisamment grande.

Une forte épaisseur de la couche externe n'est cependant pas la seule condition pour observer une transition vers la turbulence pour un ressaut hydraulique. En effet, il a été montré [47] qu'un ressaut pouvait émettre des ondes de surface ¹⁵. Ces ondes se propagent dans la couche externe et il est possible d'obtenir des motifs d'interférence en plaçant des obstacles dans la zone externe du ressaut. Rao *et al.* [69] ont notamment rapporté que la présence de ces ondes de surface altère la transition vers la turbulence du ressaut quand le débit du jet devient assez élevé. Ils ont ainsi observé que pour des débits faibles, l'amplitude des ondes de surface croît avec le débit jusqu'à ce qu'elles puissent suffisamment perturber l'écoulement pour déclencher une transition vers la turbulence. Enfin, Ray *et al.* [71] ont étudié la présence d'ondes stationnaires dans les zones interne et externe du ressaut qui ont le potentiel de déstabiliser le ressaut.

^{15.} Ces ondes de surface nous seront d'ailleurs utiles plus tard...



FIGURE I.19 – Photographies extraites de [61] de ressauts hydrauliques instables.
(a) "Double-ressaut" de type IIb observé pour une couche externe épaisse de 9.2 mm.
(b) Ressaut turbulent observé pour une couche externe épaisse de 13.2 mm.

Une autre forme de ressaut non stationnaire a été observée par Teymourtash *et al.* [82]. Dans son étude, il se focalise sur les ressauts polygonaux (que nous avons introduits plus haut) et il met expérimentalement en évidence l'existence d'une région de stabilité pour ces ressauts. Cependant, il montre aussi qu'en augmentant l'épaisseur de la couche externe au delà du seuil de stabilité d'un ressaut polygonal stationnaire, il finit par observer des ressauts polygonaux en rotation (voir figure I.20). Finalement, l'influence de perturbations dans le jet sur le ressaut hydraulique a été récemment explorée par Baayoun *et al.* [5]. En particulier, ils ont montré qu'un régime transitoire pouvait être observé lorsque que le ressaut répond à une variation temporelle du débit du jet.

Au final, il est possible de conclure qu'un ressaut hydraulique peut être déstabilisé en jouant sur les conditions aux limites, et notamment sur l'injection ou sur la hauteur d'eau dans la couche externe¹⁶.



FIGURE I.20 – Photographies extraites de [82] d'un ressaut hexagonal en rotation. Les images (a) à (d) sont chacunes séparées de 0,5 secondes.

^{16.} Nous invitons le lecteur à garder cette observation en tête, elle sera utile plus tard...

I.4.4 Brisure forcée de symétrie

Pour finir, il est également possible de forcer des brisures de symétrie sur le ressaut en modifiant par exemple la géométrie du système. En inclinant le jet par rapport à la verticale [55, 54, 56, 1], il est alors possible d'observer des formes variées de ressauts hydrauliques. Pour des jets peu inclinés, le ressaut aura une forme ovoïde (voir figure I.21a), tandis que lorsque l'inclinaison du jet devient grande (plus de 65° par rapport à la verticale), on observe des "coins" liquides dont la forme et le nombre dépendent de l'inclinaison du jet mais également du débit (voir figure I.21b-c).



FIGURE I.21 – Photographies extraites de [55] de ressauts hydrauliques observés pour un jet liquide incliné. (a) Ressaut ovoïde observé pour une faible inclinaison du jet par rapport à la verticale. (b) Ressaut avec des coins liquides observé pour une grande inclinaison du jet par rapport à la verticale (> 65°) et pour un faible débit. (c) Ressaut avec des coins liquides observé pour une grande inclinaison du jet et un grand débit.

Au lieu d'incliner le jet, on peut également incliner le substrat. En revanche, bien que ce cas ait été relativement bien étudié pour un ressaut linéaire [27, 34, 7], peu de travaux s'y sont attardés dans le cas du ressaut en 2 dimensions [94]. On peut en dire de même pour le cas où le jet et le substrat restent perpendiculaires l'un par rapport à l'autre mais sont inclinés dans le référentiel du laboratoire [30, 8]. Cependant, un exemple particulier de ressaut sur une surface inclinée a été récemment étudié par Zhou *et al.* [100] qui ont utilisé un substrat conique.

Une autre manière de briser la symétrie est de modifer la surface du substrat en, par exemple, modifiant les bords du substrat [88] ou en le micro-texturant. Ainsi, Dressaire *et al.* [28, 29] a montré que la texturation du substrat pouvait également mener à un ressaut polygonal. De prime abord, cette observation peut paraître étonnante car les particularités de substrat n'agissent quasiment pas sur le ressaut en général. Cependant, un des seuls effets du substrat implique la condition de non-glissement entre le liquide et le substrat. En micro-texturant ce dernier, Dressaire *et al.* a pu modifier cette condition de non-glissement. Des ressauts polygonaux ont par exemple été observés via l'ajout de micro-piliers dont la taille est similaire à l'épaisseur de l'écoulement dans la zone externe du ressaut (voir figure I.22). Il est également possible de texturer le substrat de sorte que le liquide ne puisse envahir les motifs créés, modifiant ainsi la mouillabilité du substrat [64, 79, 67]. Enfin, la brisure de symétrie peut être provoquée par la mise en mouvement du substrat [56, 44, 80, 89, 50] qui mène à l'observation de ressauts non-circulaires mais stationnaires.


FIGURE I.22 – Photographies extraites de [28] montrant l'influence du motif d'arrangement de micro-piliers sur la forme du ressaut hydraulique. (a) Pas de micro-piliers. (b) Motif hexagonal de micro-piliers. (c) Motif carré de micropiliers.

I.5 Problèmes abordés dans cette partie

Dans la première partie de ce manuscrit consacrée au ressaut hydraulique circulaire, nous allons aborder le problème du ressaut hydraulique circulaire dans le cas d'un jet de faible débit et de diamètre sub-millimétrique. Le choix de ces conditions particulières est initialement motivé par la volonté de se placer dans un régime maximisant l'impact de la tension de surface sur le ressaut afin d'en mesurer l'importance. Cependant, nous avons à la place observé une déstabilisation du ressaut jusque maintenant jamais reportée dans la littérature, à savoir l'ouverture et la fermeture périodiques du ressaut hydraulique circulaire.

Le premier chapitre de cette partie, qui vient d'être présenté, a permis d'exposer le contexte scientifique autour du ressaut hydraulique circulaire.

Le second chapitre sera quant à lui dédié à la description expérimentale des oscillations du ressaut en fonction du débit du jet et du rayon de la surface impactée par le jet. Nous y montrerons également l'existence de modes de cavité à la surface de la couche d'eau qui permettent de retrouver nos observations.

Dans le troisième chapitre, nous utiliserons la méthode Schlieren de visualisation des déformations d'une interface afin d'observer directement les modes de cavité. Nous profiterons également de ces résultats pour expliciter le couplage entre les modes de cavité et le ressaut oscillant.

Enfin, un dernier court chapitre sera consacré aux perspectives que notre étude du ressaut oscillant permet d'ouvrir. Nous conclurons ensuite cette première partie et présenterons brièvement les questions auxquelles notre étude n'a pas su répondre.

Chapitre II

Oscillations du ressaut hydraulique circulaire

Nous avons établi dans le chapitre introductif que le ressaut hydraulique circulaire était un phénomène usuellement stationnaire, bien qu'il soit possible de le déstabiliser, notamment en perturbant l'injection (c'est-à-dire le débit ou le rayon du jet), ou en fixant la hauteur dans la couche externe. Dans cette partie, nous montrons que le ressaut peut se déstabiliser même en l'absence de causes connues d'instabilité.

II.1 Dispositif expérimental

II.1.1 Écoulement du liquide en circuit fermé

Le dispositif expérimental que nous utilisons est décrit par la figure II.1. Toute l'eau que nous utilisons provient d'un réservoir de stockage (1) situé au sol. Une pompe (2) à couplage magnétique Xylem Flojet aspire l'eau depuis le réservoir de stockage (1) et alimente le réservoir à niveau constant (3a-b) situé en hauteur. La sortie du sous-réservoir d'évacuation (3b) achemine le liquide directement vers le réservoir de stockage, tandis que la sortie du sous-réservoir principal (3a) emmène l'eau jusqu'à une aiguille non-biseautée (4), de laquelle s'écoule un jet vertical qui impacte un disque de Plexiglas (5) situé plus bas. Le jet est donc généré par gravité via la colonne d'eau entre l'aiguille et la surface de l'eau dans le réservoir à niveau constant. Le débit du jet est fixé par la hauteur de cette colonne, qui est choisie entre 20 cm et 1.7 m. Notons que nous aurions pu utiliser une pompe pour générer le jet, mais nous aurions alors couru le risque que des pulsations venant de la pompe viennent impacter le ressaut en aval. Après que l'eau impacte le disque de Plexiglas (5), elle s'écoule aux bords de ce dernier à seulement quelques endroits, laissant un mur d'eau fixe sur le reste du périmètre du disque. L'eau est alors récupérée par une gouttière (6) en forme d'anneau et ensuite retournée au réservoir de stockage, fermant le circuit. Le disque en Plexiglas est posé sur un wafer en verre de 9 cm de diamètre quand ce dernier est plus petit que le trou central de la gouttière.

II.1.2 Paramètres expérimentaux

Toutes les expériences qui seront décrites dans ce manuscrit ne font intervenir que de l'eau déminéralisée, de densité $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ [57], de tension de surface $\gamma = 73 \text{ mN m}^{-1}$ [83] et de viscosité cinématique $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ à 20°C [58]. L'angle de contact entre l'eau et le Plexiglas est mesuré à environ 76° (angle statique) ou 86° (angle avançant).



FIGURE II.1 – (a) Schéma de ce dispositif. Une pompe (2) aspire l'eau stockée dans le réservoir au sol (1) jusqu'à un réservoir à niveau constant (3a-b) fixé sur une potence et dont la hauteur peut être changée. Le sous-réservoir principal (3a) alimente une aiguille (4) non biseautée de diamètre *a* tandis que l'excès d'eau récolté dans le sous-réservoir d'évacuation (3b) est directement renvoyé dans le réservoir de stockage (1). Le débit du jet s'écoulant de l'aiguille (4) est fixé par la hauteur du réservoir à niveau constant (3a-b). Ce jet impacte un disque en Plexiglas horizontal (5) de rayon R_{∞} , et l'eau s'écoulant hors du disque est récupérée dans une gouttière (6) en forme d'anneau et acheminée vers le réservoir de stockage (1), fermant le circuit. Le disque de Plexiglas (4) étant transparent, l'image par le dessous du ressaut peut être récupérée via un miroir (7) à 45° et une caméra (8). L'éclairage du dispotif est assuré par une bande LED en anneau située au niveau de l'aiguille. (b) Photographie du dispositif expérimental utilisé.

La position de la buse étant fixée, le choix de la hauteur du réservoir à niveau constant sur la potence permet de modifier la hauteur de la colonne d'eau générant le jet et donc le débit du jet. Nous utilisons la même buse pour toutes nos expériences. Son rayon vaut 0.42 mm d'après le manufacturier, Weller. Le rayon effectif du jet a cependant été mesuré à a = 0.45 mm. La gamme de débit que nous pouvons explorer est de 1.5 à 3 mL/s. À chaque changement de hauteur du réservoir à niveau constant, le débit est mesuré avant l'expérience en pesant la masse d'eau qui s'est écoulée pendant une durée donnée, avec une précision de l'ordre de 0.05 mL/s. Les écoulements que nous obtenons ont donc un nombre de Reynolds Re compris entre 2800 et 4250.

La distance entre la sortie de la buse et le disque de Plexiglas est constante et vaut 1 cm, ce qui est suffisamment faible pour que le jet n'ait pas le temps de se déstabiliser, comme nous avons pu le vérifier expérimentalement en zoomant sur le jet (la figure II.2a est un bon exemple de ce que nous observons). Nous utilisons au cours de nos expériences différents disques de Plexiglas, de rayon R_{∞} variant entre 1 cm et 6 cm. Le bord de chaque disque est à angle droit, et il n'y a aucun mur de confinement. Un niveau à bulle est utilisé pour régler l'horizontalité du disque de Plexiglas, et la position du point d'impact du jet sur le disque est ajustée à l'aide d'une règle graduée. Sauf mention contraire, la position du disque est réglée de manière à ce que le jet d'eau l'impacte en son centre.

Nous avons également fait quelques expériences avec des buses de différentes tailles, des substrats de différentes formes et un substrat en verre. Ces expériences seront discutées dans le chapitre IV.

II.1.3 Acquisition des données

Obtenir une image facilement exploitable d'un ressaut hydraulique circulaire n'est pas aussi simple qu'il en a l'air. En effet, le dispositif et le jet masquent une partie du ressaut si on essaie de filmer par le dessus ou de côté, sans parler des éventuels problèmes de parallaxe et de redressement d'images si on adopte une vue de biais (voir figure II.2a). Cependant, il est possible de s'affranchir complètement de ces problèmes en filmant par en-dessous (voir figure II.2b). Cela implique forcément que la surface sur laquelle le jet impacte soit transparente, c'est pourquoi nous avons choisi du Plexiglas qui, en plus d'être transparent, peut être facilement usiné pour avoir une forme précise. Afin de ne pas bloquer l'image du ressaut à travers le Plexiglas, la gouttière qui recueille l'eau s'écoulant hors de ce dernier est en forme d'anneau, et elle est située quelques centimètres en contrebas du disque en Plexiglas pour ne pas pertuber l'écoulement d'eau des bords du disque. Un miroir à 45° est placé sous le disque de Plexiglas et redirige l'image du ressaut vers une caméra située à une vingtaine de centimètres sur le côté. Cela permet d'éviter de mettre la caméra directement sous le dispositif et donc de l'exposer à d'éventuelles éclaboussures.



FIGURE II.2 – Images d'un ressaut hydraulique vu de biais (a) ou de dessous (b). Sur la vue de dessous, on voit au centre de l'image le jet, de rayon a = 0.45 mm, impactant le Plexiglas. La zone claire autour du jet est la zone interne, délimitée par le ressaut qui apparaît comme un cercle lumineux. En dehors de ce cercle, on peut voir une zone sombre qui correspond à la zone externe du ressaut. Les barres d'échelle blanches correspondent à 1 cm.

Durant nos expériences, nous utilisons une caméra Mikrotron MotionBlitz Cube 4 équipée d'un objectif Tamron SP AF28-75 mm. Les images sont acquises à une fréquence de 46 FPS. Pour ce qui est de l'éclairage, nous utilisons une bande LED disposée en forme d'anneau au dessus de la plaque de Plexiglas. La lumière issue de cette bande LED se réfléchit sur les bords du ressaut qui apparaissent alors très clairs sur les images obtenues, ce qui permet d'avoir un contraste satisfaisant malgré le fait qu'on observe l'écoulement d'un liquide transparent sur un susbtrat transparent. Enfin, l'analyse des images est effectuée via le logiciel ImageJ.

II.2 Premiers résultats

II.2.1 Oscillations du ressaut hydraulique circulaire

Le jet d'eau impacte le disque de Plexiglas en son centre. Lorsque nous nous plaçons à la limite haute de notre gamme de débit, c'est-à-dire $Q = 3 \text{ mL s}^{-1}$, nous observons un ressaut hydraulique circulaire stationnaire tel que traditionnellement décrit dans la littérature. Cependant, lorsque nous répétons l'expérience avec un débit plus faible, un phénomène étonnant peut être observé : le ressaut se met à osciller ! En effet, le ressaut se ferme complètement, puis se réouvre avant de se refermer de nouveau, répétant ce cycle plusieurs fois par seconde (voir figure II.3).



FIGURE II.3 – (a) à (e) Images d'un ressaut hydraulique circulaire oscillant issu de l'impact d'un jet d'eau de rayon a = 0.45 mm sur un disque de Plexiglas de rayon $R_{\infty} = 8$ cm. Les images sont prises à 5 instants successifs séparés de 87.5 ms. La période d'oscillation mesurée T_0 vaut ainsi 0.35 secondes. La barre d'échelle représente 1 cm. (f) Évolution spatio-temporelle du diamètre du ressaut oscillant. La barre d'échelle rose verticale représente 1 cm tandis que la barre d'échelle rose horizontale correspond à 0,5 secondes. Les flèches de couleur représentent l'instant auquel chacune des images (a) à (e) a été prise.

L'apparition de ces oscillations est assez surprenante car nous utilisons un dispositif simple, c'est-à-dire un jet d'eau stable qui impacte une plaque sans défauts et sans bords. De plus, la constance du débit du jet est garantie par l'utilisation d'un réservoir à niveau constant, qui fait que la hauteur de la colonne d'eau se finissant au niveau de l'aiguille est constante. On pourrait cependant penser que la pompe qui alimente le réservoir à niveau constant serait capable d'introduire des perturbations/pulsations qui impacteraient le ressaut et le feraient osciller. Cependant, nous avons comparé des expériences avec et sans la pompe, et nous n'avons observé aucune différence. Ainsi, il n'y a *a priori* aucune source



FIGURE II.4 – Diagramme de phase illustrant le comportement du ressaut hydraulique circulaire en fonction du rayon du disque de Plexiglas R_{∞} et du débit du jet Q. Les points rouges correspondent à un ressaut stationnaire, tandis que les cercles rouges représentent un ressaut qui a oscillé pendant un court régime transitoire (une minute tout au plus) avant de se stabiliser en un ressaut stationnaire. Les triangles mauves sont associés à un état bistable où le ressaut peut se stabiliser soit dans un état stationnaire, soit dans un état oscillant. Les carrés bleus correspondent quant à eux à un ressaut oscillant stable sur la durée de l'expérience (donc au minimum 1 minute). Enfin, les étoiles noires sont les cas où le ressaut ne peut rester ouvert. Au minimum 3 expériences ont été réalisées pour chaque point sur le diagramme. (a-c) Évolutions spatio-temporelles d'un ressaut stationnaire (point rouge), d'un ressaut passant par un régime transitoire (cercle rouge) et d'un ressaut oscillant (carré bleu). La barre d'échelle verticale représente 1 cm, la barre d'échelle horizontale représente 1 s.

de perturbations dans le dispositif qui expliquerait l'observation d'oscillations stables du ressaut alors que tous les paramètres expérimentaux sont constants. Ces oscillations sont d'autant plus étonnantes que de nombreux travaux dans la littérature cités dans le chapitre I ont utilisé un dispositif similaire¹ et ont, à notre connaissance, toujours reporté un ressaut hydraulique circulaire stationnaire.

II.2.2 Influence du débit et du rayon du disque de Plexiglas

Pour comprendre ce phénomène d'oscillation, nous avons commencé par tracer un diagramme de phase en fonction de deux paramètres expérimentaux : le débit du jet Q, paramètre classiquement utilisé dans l'étude du ressaut, et le rayon du disque de Plexiglas R_{∞} (voir figure II.4). Le diagramme de phase est présenté par la figure II.4. Comme nous l'avons mentionné plus haut, pour $Q = 3 \text{ mL s}^{-1}$ le ressaut hydraulique circulaire est stationnaire (points rouges sur le diagramme de phase). Cependant, lorsque nous diminuons Q, nous observons un état transitoire où le ressaut oscille pendant quelques dizaines de secondes avant de se stabiliser et rester stationnaire (cercles rouges sur le diagramme de phase). Une fois que $Q \leq 2.5 \text{ mL s}^{-1}$, nous constatons l'apparition d'un état bistable (représenté par des triangles mauves) dans lequel le ressaut peut se stabiliser

^{1.} C'est-à-dire aucun mur de confinement sur les bords de la plaque et un débit assez faible pour ne pas avoir de transition vers la turbulence ou de ressauts polygonaux, notamment en utilisant de l'eau.



FIGURE II.5 – Évolution de la période des oscillations T en fonction du débit du jet Q pour différents rayons de disque R_{∞} , pour $R_{\infty} < 5$ cm (a) et pour $R_{\infty} \geq 5$ cm (b). La période s'avère être indépendante du débit pour n'importe quelle valeur de R_{∞} . Cependant, dans le cas où $R_{\infty} \geq 5$ cm, deux valeurs de période différentes peuvent être mesurées pour chaque disque.

soit dans un état stationnaire, soit dans un état oscillant. Il n'est *a priori* pas possible de prédire à l'avance dans quel état le ressaut se stabilisera avant de faire l'expérience. Enfin, quand le Q devient assez faible ($\leq 2.5 \text{ mL s}^{-1}$), le ressaut est toujours oscillant (carrés bleus), et quand Q devient inférieur à 2 mL s⁻¹, plus aucun ressaut n'est observé. Ainsi, le débit du jet semble conditionner l'apparition des oscillations du ressaut, tandis que le rayon du disque de Plexiglas ne semble avoir aucune influence notable à ce sujet, même s'il convient de noter que pour $R_{\infty} = 1 \text{ cm}$, c'est-à-dire pour le plus petit disque utilisé, aucun ressaut oscillant n'a pu être observé.

Pour aller plus loin, nous nous sommes ensuite intéressés à la période de ces oscillations T en fonction des deux paramètres étudiés. Nous estimons l'incertitude relative de mesure sur T à moins de 2.5% étant donné que T est mesuré sur au moins 40 périodes. En ce qui concerne le débit du jet Q, nous avons constaté qu'il n'avait aucune influence sur T, et ce peu importe le rayon du disque de Plexiglas (voir figure II.5). Une autre observation remarquable que nous avons pu faire est le fait que pour des disques suffisamment grands $(R_{\infty} \geq 5 \text{ cm})$, le ressaut peut osciller à deux périodes différentes sans qu'il soit *a priori*

possible de déterminer quelle période sera observée avant de faire l'expérience.

Cette indépendance de la période en fonction du débit du jet nous permet, pour chaque rayon de disque R_{∞} , de moyenner les périodes obtenues sur tous les débits pour lesquels un ressaut oscillant a été observé et d'ensuite tracer la période des oscillations en fonction de R_{∞} (voir figure II.6). Nous avons ainsi mis en évidence une dépendance clairement linéaire entre T et R_{∞} . En ce qui concerne l'observation de deux périodes pour des disques suffisamment grands, nous remarquons que la période la plus grande suit la même tendance linéaire que les périodes mesurées pour des disques plus petits, tandis que la période la plus petite suit une nouvelle tendance linéaire, avec une pente différente. Dans la suite du manuscrit, nous qualifierons de *fondamentales* les périodes qui suivent la même tendance linéaire pour des grands ou de petits disques, tandis que nous appellerons *harmoniques* les périodes observables uniquement pour de grands disques et qui suivent une nouvelle tendance linéaire.



FIGURE II.6 – Évolution de la période des oscillations T en fonction du rayon du disque R_{∞} , moyennée sur le débit. Une dépendance linéaire entre T et R_{∞} peut être clairement constatée. De plus, on retrouve les deux périodes différentes mesurées pour $R_{\infty} \geq 5$ cm, où la plus grande période suit la même tendance que pour des disques plus petits tandis que la plus petite période suit une nouvelle tendance, également linéaire.

En résumé

Le ressaut hydraulique circulaire peut se fermer et se réouvrir périodiquement. L'apparition de ces oscillations est uniquement conditionnée par le débit du jet, tandis que leur période dépend linéairement du rayon du disque de Plexiglas, mais pas du débit du jet. Pour des disques suffisamment grands, une seconde période "harmonique" peut être mesurée en plus de la période "fondamentale".

II.3 Modélisation

II.3.1 Hypothèse de la cavité de résonance

Maintenant que nous savons que le ressaut hydraulique peut osciller, il reste à déterminer pourquoi. En observant expérimentalement le ressaut, en particulier quand il oscille, il est possible de voir à l'oeil nu des ondes de surface être émises par le ressaut et se propager dans la zone externe. Nous avons d'ailleurs déjà brièvement évoqué ces ondes et leur étude dans la littérature [4, 47, 69, 71] dans la section I.4.3. La zone externe du ressaut, à la surface de laquelle ces ondes se propagent, est la couche liquide qui repose sur le disque de Plexiglas et qui est donc limitée par les dimensions du disque. De plus, comme les valeurs de débit que nous explorons sont faibles, l'eau ne s'écoule hors du disque qu'en deux ou trois points tout au plus, si bien que la très grande majorité de la bordure de la couche de liquide est un mur liquide.

Dans cette section, nous allons examiner la possibilité que des ondes de surface puissent se réfléchir sur les bords de la couche liquide et soient renvoyées vers le ressaut. Ces ondes de surface, piégées sur la couche liquide, feraient alors des aller-retours sur la couche liquide (voir figure II.7), de manière analogue aux ondes sonores qui font des aller-retours dans le caisson de résonance d'une guitare. Ainsi, la couche liquide se comporterait comme une cavité de résonance dont la taille sélectionnerait des fréquences précises et les amplifierait, ce qui explique dans le cas de la guitare pourquoi on entend un son harmonieux.



FIGURE II.7 – Schéma illustrant l'émission et la réflection d'ondes de surface à la surface de la zone externe d'un ressaut hydraulique circulaire, vu de dessus. Les ondes de surface émises par le ressaut (flèches vertes) se propagent dans la zone externe et sont réfléchies (flèches rouges) sur le mur liquide au bord de la couche d'eau.

Pour l'instant, nous allons ignorer qu'un ressaut hydraulique se trouve au centre du disque et nous contenter d'étudier les modes de cavité pour une simple couche liquide cylindrique dont le rayon correspond à celui du disque en Plexiglas R_{∞} et de hauteur constante H. Cela nous permet de grandement simplifier le problème en nous affranchissant de la zone interne du ressaut qui, étant super-critique, interdit la propagation d'ondes de surface à contre-courant.

II.3.2 Nature des ondes de surface

Les ondes de surface dont nous parlons peuvent avoir différentes natures : elles peuvent ainsi être gravitaires, capillaires ou gravito-capillaires. Afin de déterminer la nature de ces ondes, nous pouvons écrire la vitesse c d'une onde gravito-capillaire se propageant à la surface d'une couche de liquide comme [45]:

$$c^{2} = \frac{g}{k} \tanh(kH) \left(1 + \frac{\gamma k^{2}}{\rho g}\right) = \frac{g}{k} \tanh(kH) \left(1 + \ell_{c}^{2} k^{2}\right), \qquad (\text{II.1})$$

où H est la hauteur de la couche de liquide, $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde, λ est sa longueur d'onde, et $\ell_c = \sqrt{\gamma/\rho g} \sim 2.7$ mm est la longueur capillaire de l'eau à 20°C. Le premier terme de cette équation correspond à un onde gravitaire, tandis que le second terme correspond à une onde capillaire. Pour simplifier, nous pouvons considérer que la couche d'eau est peu profonde, c'est-à-dire $kH \ll 1$, ce qui donne $\tanh(kH) \sim kH$. De plus, nous supposons également que $k^2 \ell_c^2 \ll 1$, ce qui nous permet de considérer que les ondes de surface qui nous intéressent sont principalement gravitaires et que leur vitesse est donnée par [45]

$$c = \sqrt{gH}.$$
 (II.2)

II.3.3 Obtention des modes de cavité

Afin d'étudier les déformations de la surface libre de la couche d'eau dans laquelle se propagent les ondes de surface, nous introduisons les notations suivantes (voir figure II.8) :

- H est la hauteur de la surface non-déformée de la couche d'eau. Puisque le disque de Plexiglas est lisse et que $R_{\infty} \gg \ell_c$, nous considérons que H est une constante².;
- $\delta h(x, y, t)$ est la variation de hauteur de la surface déformée de la couche d'eau par rapport à H;
- $\overrightarrow{U} = u(x, y, t)\overrightarrow{e_x} + v(x, y, t)\overrightarrow{e_y}$ est la vitesse de l'écoulement dans la couche d'eau.

Il convient de noter que l'approximation de la couche d'eau peu profonde permet de négliger la composante selon z de la vitesse ainsi que les dérivées selon z.



FIGURE II.8 – Schéma introduisant les notations utilisées dans l'étude des déformations de la surface libre en eau peu profonde d'une couche d'eau.

Nous pouvons alors écrire les équations de Saint-Venant [76] en eau peu profonde :

$$\frac{\partial \delta h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(H + \delta h)u \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(H + \delta h)v \right] = 0, \qquad (\text{II.3a})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -g\frac{\partial\delta h}{\partial x} + \nu\Delta_{\parallel}u, \qquad (\text{II.3b})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -g\frac{\partial\delta h}{\partial y} + \nu\Delta_{\parallel}v, \qquad (\text{II.3c})$$

^{2.} Pour rappel, nous avons choisi pour l'instant de simplifier le problème en ignorant la présence du ressaut. Nous reviendrons sur la pertinence de ce choix un peu plus loin.

où $\Delta_{\parallel} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ est l'opérateur Laplacien 2D. En supposant que les déformations de la surface sont faibles (c'est-à-dire $\delta h \ll H$) et en négligeant les termes de dissipation visqueuse (car Re ~ 15000 \gg 1 dans la couche d'eau), nous pouvons linéariser ces équations et obtenir

$$\frac{\partial \delta h}{\partial t} + H\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = 0, \qquad (\text{II.4a})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \delta h}{\partial x},$$
 (II.4b)

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \delta h}{\partial y}.$$
 (II.4c)

En combinant $\frac{\partial(II.4a)}{\partial t}$ avec $\frac{\partial(II.4b)}{\partial x}$ et $\frac{\partial(II.4c)}{\partial y}$, nous retrouvons l'équation d'onde linéarisée en eaux peu profondes des ondes de gravité

$$\frac{\partial^2 \delta h}{\partial t^2} - c^2 \Delta_{\parallel} \delta h = 0, \qquad (\text{II.5})$$

où pour rappel $c = \sqrt{gH}$ est la vitesse des ondes de gravité. Cependant, puisque nous étudions une couche d'eau cylindrique, il est plus approprié de réécrire cette équation dans le système de coordonnées polaires :

$$\frac{\partial^2 \delta h}{\partial t^2} - c^2 \left[\frac{\partial^2 \delta h}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \delta h}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \delta h}{\partial \theta^2} \right] = 0.$$
(II.6)

En considérant des solutions harmoniques sous la forme $\delta h(r, \theta, t) = \delta \hat{h}(r, \theta) e^{i\omega t}$, l'équation II.6 devient

$$\frac{\partial^2 \delta \hat{h}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \delta \hat{h}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \delta \hat{h}}{\partial \theta^2} + k^2 \delta \hat{h} = 0, \qquad (\text{II.7})$$

avec $k = \omega/c$. Pour la suite, cherchons des solutions à variables séparées en introduisant deux fonctions f et g telles que $\delta \hat{h}(r, \theta) = f(r)g(\theta)$. Afin de vérifier l'équation II.7, il faut

$$f''(r)g(\theta) + \frac{f'(r)g(\theta)}{r} + \frac{f(r)g''(\theta)}{r^2} + k^2 f(r)g(\theta) = 0$$
(II.8)

en notant avec un double prime les dérivées totales de f et g selon r et θ , respectivement. En supposant que f et g ne s'annulent pas, une réécriture de l'équation II.8 donne

$$\frac{r^2 f''(r) + r f'(r) + r^2 k^2 f(r)}{f(r)} = -\frac{g''(\theta)}{g(\theta)} = \mathcal{C},$$
 (II.9)

où C est une constante. En effet, chaque côté de l'équation dépend de variables différentes, ce qui impose que ces deux côtés soient tous les deux égaux à une même constante C. Nous obtenons alors deux équations

$$r^{2}f''(r) + rf'(r) + r^{2}k^{2}f(r) = \mathcal{C}f(r), \qquad (\text{II.10a})$$

$$g''(\theta) + \mathcal{C}g(\theta) = 0. \tag{II.10b}$$

Concentrons-nous un instant sur l'équation II.10b. Puisque la fonction g doit vérifier la condition de périodicité $g(\theta) = g(\theta + 2\pi)$, elle ne peut donc pas vérifier une équation du type $g'' - n^2g = 0$ qui donnerait des solutions hyperboliques. Ainsi, nous avons forcément $\mathcal{C} \geq 0$, ce qui permet de poser $\mathcal{C} = n^2$. Ainsi, l'équation II.10b devient

$$g''(\theta) + n^2 g(\theta) = 0. \tag{II.11}$$

Les solutions de cette équation sont alors

$$g(\theta) = A_n e^{in\theta} + B_n e^{-in\theta}, \qquad (\text{II.12})$$

où A_n et B_n sont des constantes. De plus, la condition $g(0) = g(2\pi)$ implique que n doit être un entier. Comme n peut être n'importe quel entier, la solution générale que nous cherchons est une superposition de "modes de cavité", c'est-à-dire de solutions chacunes associées à un entier n particulier.

Si nous nous intéressons de nouveau à l'équation II.10a pour un entier n donné, nous pouvons effectuer le changement de variables $s = k_n r$, où k_n est le nombre d'onde du mode n, et obtenir

$$s^{2}f''(s) + sf'(s) + (s^{2} - n^{2})f(s) = 0.$$
 (II.13)

La résolution de cette équation fait alors intervenir les fonctions de Bessel cylindriques :

$$f_n(s) = C_n J_n(s) + D_n Y_n(s),$$
 (II.14)

où C_n et D_n sont des constantes tandis que J_n et Y_n sont respectivement les fonctions de Bessel d'ordre n de première et deuxième espèce. Au final, puisque la solution à notre problème est une superposition de tous les modes de cavité correspondant chacun à un entier n, la déformation de la surface de la couche d'eau s'écrit

$$\delta h(r,\theta,t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[E_n J_n(k_n r) + F_n Y_n(k_n r) \right] e^{i(n\theta + \omega_n t)}, \qquad (\text{II.15})$$

où E_n et F_n sont des constantes et $\omega_n = k_n c$ est la pulsation associée au mode n. Il est possible de simplifier cette expression en considérant le fait que les fonctions de Bessel de seconde espèce Y_n divergent quand $r \to 0$, ce qui impose $F_n = 0 \forall n$. Pourtant, il y a dans notre cas un ressaut en r = 0, donc cet argument ne suffit *a priori* pas pour justifier une telle simplification. Cependant, nous pouvons supposer que le ressaut est plus petit que la longueur d'onde $\lambda_n = 2\pi/k_n$ des modes de cavité, c'est-à-dire $R_J/\lambda_n > 1^3$. Nous considérons ainsi que le ressaut n'influe pas sur le comportement des ondes de gravité se propageant à la surface de la couche liquide. Notons que cela permet également de rester cohérent avec le fait de considérer H comme constante sur toute la couche d'eau. Ainsi, nous pouvons quand même écarter les termes Y_n de l'expression de h pour obtenir

$$\delta h(r,\theta,t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_n J_n(k_n r) e^{i(n\theta + \omega_n t)},$$
(II.16)

Maintenant que nous avons obtenu une expression pour la déformation de la surface de la couche d'eau, il nous faut un moyen d'attribuer à nos observations le bon mode de cavité, c'est-à-dire le bon entier n.

II.3.4 Attribution des modes de cavité

Un moyen simple de caractériser un mode de cavité est de déterminer la position de ses ventres de vibration, c'est-à-dire là où l'amplitude des variations est maximale, ainsi que de ses noeuds, c'est-à-dire là où cette amplitude est minimale. Dans notre cas, les variations étudiées sont les variations de hauteur de la couche d'eau qui est déformée par les modes de cavité, et nous connaissons deux positions précises où l'amplitude des variations de hauteur est maximale, c'est-à-dire où se situent deux ventres du mode de cavité que nous observons expérimentalement.

^{3.} Nous discuterons cette hypothèse dans la section II.4.4

Ces positions sont

- le point d'impact du jet : En effet, la position à laquelle le jet impacte le disque de Plexiglas et où le ressaut se forme est également la position à laquelle nous excitons le mode de cavité, ce qui implique qu'un ventre du mode de cavité se situe à cette position;
- 2. les bords de la couche liquide (c'est-à-dire en $r = R_{\infty}$). Puisqu'il s'agit du bord de la cavité de résonance, il y a nécessairement un noeud ou un ventre de vibration à cette position. Étant donné qu'il n'y a aucune contrainte sur la surface de l'écoulement à cet endroit, cela signifie que le mode de cavité doit avoir un ventre à cette position.

II.3.5 Prédictions du modèle

Dans toutes les expériences que nous avons présentées jusque maintenant, le jet impacte toujours le disque de Plexiglas en son centre (c'est-à-dire en r = 0). Cela signifie donc que le mode de cavité que nous observons doit présenter un ventre en son centre. Cette condition élimine l'intégralité des modes de cavité possibles sauf un : le mode n = 0, associé à la fonction de Bessel J_0 (voir figure II.9). Ainsi, les oscillations du ressaut que nous observons doivent être liées au mode n = 0 induisant une déformation de la surface de la couche d'eau décrite par

$$\delta h(r,\theta,t) = E_0 J_0(k_0 r) e^{i\omega_0 t}.$$
(II.17)

Il convient de se rappeler que, pour $R_{\infty} \geq 5$ cm, nous observons des périodes harmoniques en plus des périodes fondamentales observées pour tout rayon de disque. Afin de différencier ces modes, nous attribuons un indice l supplémentaire à leur description. Ainsi, le mode fondamental sera décrit par les indices (n = 0, l = 1) tandis que le mode harmonique sera décrit par (n = 0, l = 2).

Cela étant dit, il reste la deuxième condition d'attribution à satisfaire, à savoir le fait que le mode doit présenter un ventre aux bords de la cavité. Pour satisfaire cette condition, n'importe quel ventre non centré du mode n = 0 conviendrait, mais nous allons supposer que :

- pour le mode (n = 0, l = 1), le ventre aux bords du disque de Plexiglas est le premier ventre non-centré du mode n = 0. Comme on peut le voir en violet sur la figure II.9, cela correspond à $k_{(0,1)}R_{\infty} \simeq 3.83$;
- pour le mode (n = 0, l = 2), le ventre aux bords du disque de Plexiglas est le second ventre non-centré du mode n = 0. Comme on peut le voir en bleu sur la figure II.9, cela correspond à $k_{(0,2)}R_{\infty} \simeq 7.02$;

Ainsi, en sachant que $k_{(n,l)} = \omega_{(n,l)}/c = 2\pi/(T_{(n,l)}\sqrt{gH})$ avec $T_{(n,l)}$ la période du mode (n, l), la condition de ventre aux bords prédit

$$T_{(0,1)} = \frac{2\pi}{3.83\sqrt{gH}} R_{\infty}$$
 et (II.18a)

$$T_{(0,2)} = \frac{2\pi}{7.02\sqrt{gH}}R_{\infty},$$
 (II.18b)

où nous rappelons que H est la hauteur moyenne de la couche d'eau. De plus, le ratio entre les deux modes devrait être

$$\frac{T_{(0,2)}}{T_{(0,1)}} \simeq \frac{3.83}{7.02} \simeq 0.55.$$
 (II.19)



FIGURE II.9 – (a) Tracé de la fonction de Bessel d'ordre 0 de première espèce J_0 (et de son opposé $-J_0$) sur l'intervalle [0;10]. Ces fonctions présentent un extremum global en $k_0r = 0$ (donc en r = 0) qui correspond au ventre centré du mode n = 0. Les prochains extrema, locaux, sont en $k_{(0,1)}r \simeq 3.83$ et $k_{(0,2)}r \simeq 7.02$ et correspondent aux deux premiers ventres non-centrés du mode n = 0. (b) Amplitude relative absolue de la fonction J_0 sur la surface de la couche d'eau quand le premier ventre non centré est placé aux bords. (c) Amplitude relative absolue de la fonction J_0 sur la surface de la couche d'eau quand le deuxième ventre non centré est placé aux bords.

En résumé

En assimilant la couche d'eau à l'extérieur du ressaut à une cavité cylindrique de résonance, il est possible d'expliquer la dépendance linéaire entre la période d'oscillation du ressaut et le rayon du disque de Plexiglas utilisé, le fait que cette période ne dépende pas du débit du jet et également l'observation de périodes harmoniques supplémentaires pour des disques assez grands. Cela suppose néanmoins que la hauteur moyenne de la couche d'eau soit indépendante de ces deux paramètres. La mesure de cette hauteur est suffisante pour prédire les valeurs de périodes d'oscillation pour n'importe quel rayon de disque.

II.4 Validation expérimentale

Nous venons d'établir un modèle permettant de prédire les périodes d'oscillation du ressaut et comment celles-ci dépendent du débit et du rayon du disque. Cependant, afin de comparer nos résultats aux prédictions du modèle, il faut aussi s'assurer que les hypothèses nécessaires à la construction de ce modèle sont valides. Cela est d'ailleurs d'autant plus vrai que le modèle ignore l'existence d'un ressaut hydraulique, qui est pourtant bien présent dans nos expériences.

II.4.1 Hauteur de la couche d'eau

Hauteur d'eau dans la zone externe du ressaut : Dans notre modèle, nous considérons que la couche d'eau sur le disque a une hauteur *constante*, ce qui peut sembler étonnant quand on sait qu'il y a un ressaut hydraulique circulaire au centre de la couche liquide. Pour l'instant, concentrons-nous sur la zone externe du ressaut. Nous discuterons ensuite de l'impact de la présence du ressaut en elle-même. La hauteur H dans la zone externe d'un ressaut hydraulique n'est a priori pas constante et est donnée par [31]:

$$H(r) = \left[H_{\infty}^4 + \frac{6}{\pi} \frac{\nu Q}{g} \ln\left(\frac{R_{\infty}}{r}\right)\right]^{1/4},\tag{II.20}$$

où H_{∞} est la hauteur au bord du disque. Afin de comparer les deux termes de droite de cette équation, il nous faut donc mesurer H_{∞} . Nous en profiterons également pour vérifier comment la hauteur d'eau varie en fonction du débit Q ou du rayon du disque R_{∞} . Pour cela, nous avons modifié légèrement notre dispositif expérimental en bougeant la caméra pour qu'elle filme le bord de la couche d'eau sur le disque en Plexiglas (voir figure II.10). La caméra est donc placée dans le plan horizontal, de sorte à avoir une vue rasante de la surface du disque, et dans une direction tangentielle au bord du disque.



FIGURE II.10 – Schéma illustrant la position de la caméra pour filmer le bord de la couche d'eau et remonter à sa hauteur H.

Dans le but de minimiser la quantité de données à traiter, nous avons choisi de faire des mesures pour 4 valeurs de débit Q allant de 2 mL s⁻¹ à 3 mL s⁻¹ et 3 rayons de disque R_{∞} : 2.5 cm, 4 cm et 5.5 cm. Un éclairage rasant permet par réflexion de la lumière de faire ressortir la surface de la couche d'eau en blanc sur fond noir (voir figure II.11). Un traitement sur Python permet alors de binariser les images qui sont ensuite comparées à une image de référence où le disque est sec afin d'obtenir le profil de hauteur de la couche d'eau pour chaque image. Dans les cas où le ressaut n'oscille pas, le profil de hauteur de la couche d'eau ne varie quasiment pas dans le temps, mais dans les cas où le ressaut oscille, on observe une variation périodique du profil de hauteur dans le temps. Ceci n'est pas étonnant puisqu'un ventre du mode de cavité est censé être présent aux bords de la couche d'eau. Ainsi, pour toutes les acquisitions effectuées, nous moyennons la centaine de profils obtenus pour chaque image afin d'obtenir au final un seul profil de hauteur par expérience.



FIGURE II.11 – Photographie du bord de la couche d'eau reposant sur un disque de rayon $R_{\infty} = 5$ cm pour un jet de débit $Q = 2.7 \text{ mL s}^{-1}$. L'éclairage utilisé permet de faire ressortir le profil de hauteur.

II.4. VALIDATION EXPÉRIMENTALE

La figure II.12a montre les profils moyens qu'ont donnés nos 12 expériences sur une distance d'environ 1.3 cm à partir du bord du disque. On peut y constater l'indépendance du profil de hauteur par rapport à Q (ce qui a déjà été observé dans la littérature [65]) et à R_{∞} Nous observons également que pour chaque profil la hauteur d'eau ne devient constante que lorsque nous sommes à plus de 6 mm du bord. Nous avons ainsi mesuré la hauteur moyenne d'eau dans une zone située à une distance entre 6 mm et 8 mm du bord (voir la zone grisée sur la Fig. II.12a, ainsi que la Fig. II.12b). Nous obtenons

$$H_{\rm exp} = 3.98 \pm 0.33 \text{ mm} \quad \forall Q, \ R_{\infty}.$$
 (II.21)

Nous pouvons comparer ce résultat à la hauteur d'une flaque donnée par la formule [41] :

$$H_{\text{flaque}} = 2\ell_c \sin\left(\frac{\theta_c}{2}\right),\tag{II.22}$$

où $\theta_c = 76^\circ$ est l'angle de contact eau-Plexiglas statique que nous avons mesuré. On obtient alors $H_{\text{flaque}} = 3.3 \text{ mm}$, ce qui est assez proche de H_{exp}^{4} .



FIGURE II.12 – (a) Profils de hauteur de la couche d'eau aux bords du disque de Plexiglas pour différentes valeurs de débit et de rayon du disque. La zone grisée correspond à une zone où tous les profils deviennent constants, ce qui nous permet d'obtenir une valeur de hauteur moyenne de la couche d'eau pour chaque profil. (b) Hauteur moyenne de la couche d'eau en fonction pour différentes valeurs de Q et R_{∞} . On observe que ni le profil, ni la hauteur moyenne ne dépendent de ces deux paramètres. La hauteur d'eau moyennée sur toutes nos expériences est $H = 3.98 \pm 0.33$ mm.

^{4.} Notons que si nous considérons plutôt l'angle de contact avançant, valant 86°, nous obtenons $H_{\rm flaque}=3.7~{\rm mm}.$

Nous pouvons utiliser la valeur de H_{exp} pour comparer les deux termes de gauche de l'équation (II.20) :

$$\frac{H_{\infty}^4 \sim H_{\exp}^4 \sim 10^{-10} \text{ m}^4}{\frac{6}{\pi} \frac{\nu Q}{g} \ln\left(\frac{R_{\infty}}{r}\right) \sim 10^{-12} \text{ m}^4} \Longrightarrow H_{\infty}^4 \gg \frac{6}{\pi} \frac{\nu Q}{g} \ln\left(\frac{R_{\infty}}{r}\right), \quad (\text{II.23})$$

en choisissant $Q = 2.5 \text{ mL s}^{-1}$, $R_{\infty} = 4.5 \text{ cm}$ et $r \sim 0.5 \text{ cm}^{5}$. Ainsi, nous pouvons bel et bien considérer la hauteur d'eau dans la zone externe comme constante et indépendante du débit et du rayon du disque, et celle-ci vaut

$$H \sim 3.98 \pm 0.33 \text{ mm} \quad \forall Q, R_{\infty}.$$
 (II.24)

Notons qu'il nous reste encore à discuter de la validité de deux autres hypothèses simplificatrices, à savoir le fait d'ignorer le ressaut dans l'étude des modes de cavité et la nature supposée purement gravitaire des ondes à la surface de la couche d'eau. Cependant, nous allons avant cela aborder les potentiels modes de cavité que nous observons et comparer les périodes d'oscillation mesurées aux prédictions du modèle.

II.4.2 Jet centré – Mode d'ordre 0

En nous basant sur les relations (II.18a) et (II.18b), nous pouvons déduire que l'indépendance de la hauteur d'eau H selon Q et R_{∞} a deux conséquences :

- puisque H ne dépend pas de Q, la période des oscillations ne dépend pas non plus de ce paramètre, ce qui est confirmé par nos expériences (voir figure II.5);
- puisque H ne dépend pas de R_{∞} , la période des oscillations dépend linéairement de R_{∞} , ce qui est une nouvelle fois cohérent avec nos observations (voir figure II.6).

De manière plus quantitative, en notant α_{fond} et α_{harm} les pentes respectives des droites données par les relations (II.18a) et (II.18b), le modèle prédit

$$\alpha_{\rm fond} = \frac{2\pi}{3.83\sqrt{gH}} = 8.3 \text{ sm}^{-1} \text{ et}$$
 (II.25a)

$$\alpha_{\rm harm} = \frac{2\pi}{7.02\sqrt{gH}} = 4.55 \text{ sm}^{-1}, \tag{II.25b}$$

en prenant $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ et H = 3.98 mm. Nous pouvons alors comparer ces valeurs avec les valeurs données pour chaque mode via un fit linéaire sur nos mesures de période en fonction de R_{∞} (voir figure II.13), à savoir

$$\alpha_{\text{fond.exp}} = 8.43 \text{ sm}^{-1} \quad \text{et} \tag{II.26a}$$

$$\alpha_{\rm harm,exp} = 4.55 \text{ sm}^{-1}.$$
 (II.26b)

Nous observons ainsi un très bon accord avec les valeurs de pente prédites par le modèle, d'autant plus que le ratio des pentes obtenues expérimentalement vaut

$$\frac{\alpha_{\text{harm,exp}}}{\alpha_{\text{fond,exp}}} \simeq 0.55,$$
 (II.27)

comme le prédit l'équation (II.19).

^{5.} Cela correspond approximativement au rayon du ressaut de la figure II.3a. Notons également que les valeurs de Q et de r sont choisies pour maximiser le terme $\frac{6}{\pi} \frac{\nu Q}{g} \ln\left(\frac{R_{\infty}}{r}\right)$.



FIGURE II.13 – (a) Évolution de la période des oscillations en fonction du rayon du disque. Les lignes en pointillés représentent les fits linéaires sur nos données. Ainsi, le mode (n = 0, l = 1) est caractérisé par une pente $\alpha_{\text{fond,exp}} = 8, 43 \text{ sm}^{-1}$ tandis qu'une pente $\alpha_{\text{harm,exp}} = 4,55 \text{ sm}^{-1}$ est associée au mode (n = 0, l = 2). Le rapport des deux pentes vaut 0,54. Il convient de noter que puisque R_{∞} est exprimé en centimètres sur ce graphe, les pentes sont multipliées par un facteur 10^{-2} . (b) Amplitude relative absolue de la fonction de Bessel J_0 associée au mode (n = 0, l = 1). (c) Amplitude relative absolue de la fonction de Bessel J_0 associée au mode (n = 0, l = 2).

II.4.3 Modes d'ordres supérieurs

Nous venons de voir que le modèle de cavité de résonance que nous avons introduit fonctionne extrêmement bien pour prédire les périodes d'oscillations du ressaut lorsque le jet impacte le centre du disque de Plexiglas. Cependant, nous avons également expliqué que cette configuration ne pouvait exciter qu'un seul mode de cavité, le mode n = 0, car aucun autre mode ne présentait un ventre au centre de la cavité. La question que nous nous posons maintenant est donc la possibilité d'exciter des modes d'ordre supérieur. Puisque ces modes n'ont pas de ventres au centre de la cavité et que le jet impose la position d'un ventre, le point d'impact du jet sur le disque doit être décentré.

D'après notre modèle, les deux modes d'ordre n > 0 présentant les ventres le plus proches du centre sont les modes n = 1 (voir figure II.14) et n = 2 (voir figure II.15), associées aux fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1 J_1 et d'ordre 2 J_2 respectivement. Notons que contrairement au mode n = 0, ces modes ne sont pas axisymétriques à cause du terme en $e^{in\theta}$ dans l'expression de la hauteur d'eau donnée par (II.16). Pour chacun de ces modes, les positions des deux extrema les plus proches du centre sont notées $k_{(n,1)}r$ et $k_{(n,2)}r$. En considérant que le deuxième extremum est au bord $r = R_{\infty}$ de la cavité, la position en fonction de R_{∞} du jet pourqu'il soit situé au niveau premier ventre est donnée par $r_{\text{jet}} = k_{(n,1)}/k_{(n,2)} \times R_{\infty}$.

Ainsi, nous obtenons

- pour le mode $n = 1, r_{\text{jet},1} = \frac{1.84}{5.33} \times R_{\infty} = 0.34 R_{\infty};$
- pour le mode $n = 2, r_{\text{jet},2} = \frac{3.05}{6.7} \times R_{\infty} = 0.45 R_{\infty}.$

Notons que contrairement à ce qui a été fait pour le mode n = 0, nous n'explorons pas la notion d'harmonique pour ces modes car nous ne nous intéressons pas au troisème extremum le plus proche du centre. Ainsi, nous assimilerons pour simplifier le mode (n = 1, l = 1) au mode n = 1 et le mode (n = 2, l = 1) au mode n = 2. La période de ces modes est alors simplement notée T_1 et T_2 , respectivement.



FIGURE II.14 – (a) Tracé de la fonction de Bessel d'ordre 1 de première espèce J_1 (et de son opposé $-J_1$) sur l'intervalle [0; 8]. Les deux premiers extrema de ces fonctions, correspondant aux ventres du mode n = 1 les plus proches du centre, sont situés en $k_{(1,1)}r \simeq 1.84$ et $k_{(1,2)}r \simeq 5.33$. (b) Amplitude relative absolue de la fonction J_1 sur la surface de la couche d'eau quand le second ventre non centré est placé aux bords.

Ces périodes sont alors données par

$$T_1 = \frac{2\pi}{5.33\sqrt{gH}} R_{\infty} \quad \text{et} \tag{II.28a}$$

$$T_2 = \frac{2\pi}{6.7\sqrt{gH}} R_{\infty}.$$
 (II.28b)

De plus, le ratio entre ces périodes et la période $T_{(0,1)}$ du mode (n = 0, l = 1) vaut :

$$\frac{T_1}{T_{(0,1)}} = \frac{3.83}{5.33} = 0.72 \text{ pour le mode } n = 1;$$
(II.29a)

$$\frac{T_2}{T_{(0,1)}} = \frac{3.83}{6.7} = 0.57 \text{ pour le mode } n = 2.$$
(II.29b)



FIGURE II.15 – (a) Tracé de la fonction de Bessel d'ordre 2 de première espèce J_2 (et de son opposé $-J_2$) sur l'intervalle [0; 10]. Les deux premiers extrema de ces fonctions, correspondant aux ventres du mode n = 2 les plus proches du centre, sont situés en $k_{(2,1)}r \simeq 3.05$ et $k_{(2,2)}r \simeq 6.7$. (b) Amplitude relative absolue de la fonction J_2 sur la surface de la couche d'eau quand le second ventre non centré est placé aux bords.

Pour valider ces prédictions, nous avons déplacé le point d'impact du jet à partir du centre du disque vers les bords (voir figure II.16) par incréments d'environ 10% de la valeur de R_{∞} et en visitant en particulier les positions $r = 0.34R_{\infty}$ et $r = 0.45R_{\infty}$. L'évoluation de la période d'oscillation adimensionnée par la période $T_{(0,1)}$ du mode (0,1)en fonction de la distance adimensionnée r/R_{∞} du jet par rapport au centre est présentée par la figure II.17. On y constate que lorsque le jet est près du centre du disque, les périodes mesurées correspondent à celle du mode (0,1). Cependant, lorsque le jet est à une distance supérieur à $0.25R_{\infty}$ du centre, de nouvelles périodes apparaissent. Ces périodes valent $0.72T_{(0,1)}$, ce qui correspond au ratio prédit par II.29a et donc au mode n = 1. Si le jet est encore plus éloigné du centre, seul le mode n = 1 est observé, jusqu'à ce que le jet atteigne $r = 0.45R_{\infty}$, où de nouveau de nouvelles périodes apparaîssent. Cette fois, ces périodes valent $0.56T_{(0,1)}$ et correspondent donc au ratio prédit par II.29b, c'est-à-dire au mode n = 2. Enfin, lorsque le jet dépasse une distance d'environ $0.5R_{\infty}$, il devient difficile d'obtenir des oscillations du ressaut et au-delà de $0.6R_{\infty}$, aucun ressaut oscillant n'a été observé.

Il convient de remarquer qu'il n'est pas nécessaire de positionner le jet exactement au niveau d'un ventre pour exciter un mode de cavité particulier. En effet, il suffit que le jet soit suffisamment près de cette position, ce qui implique que dans certains cas plusieurs expériences dans les mêmes conditions donnent lieu à l'observation de modes différents. Malgré cela, l'observation expérimentale des modes n = 0, n = 1 et n = 2 reste tout à fait cohérente avec les prédictions pour la position du ventre à exciter.



FIGURE II.16 – Déplacement du point d'impact du jet depuis le centre du disque en Plexiglas vers son bord.



FIGURE II.17 – (a) Ratio de la période mesurée T et de la période $T_{(0,1)}$ du mode (0,1) en fonction de la distance adimensionnée du jet au centre r/R_{∞} pour différents rayons de disque R_{∞} . (b) Amplitude relative absolue de la fonction J_0 sur la surface de la couche d'eau quand le premier ventre non centré est placé aux bords. (c) et (d) Amplitude relative absolue de la fonction J_1 et J_2 , respectivement, sur la surface de la couche d'eau quand le second ventre non centré est placé aux bords.

II.4.4 Influence du ressaut sur les modes et nature des ondes de surface

Nos expériences indiquent assez clairement que nous pouvons observer les modes de cavité d'ordre n = 0, n = 1 et n = 2. Nous sommes donc maintenant en mesure d'estimer les nombres d'onde k_n (et donc les longueurs d'onde λ_n) de chacun de ces modes en fonction de R_{∞} . En nous basant sur les figures II.9, II.14 et II.15, nous obtenons

$$k_{(0,1)} = \frac{3.83}{R_{\infty}} \iff \lambda_{(0,1)} = 0.61 R_{\infty}$$
 pour le mode $(n = 0, l = 1)$, (II.30)

$$k_{(0,2)} = \frac{7.02}{R_{\infty}} \iff \lambda_{(0,2)} = 1.11R_{\infty}$$
 pour le mode $(n = 0, l = 2)$, (II.31)

$$k_1 = \frac{5.33 - 1.84}{R_{\infty}} = \frac{3.49}{R_{\infty}} \iff \lambda_1 = 0.55R_{\infty} \qquad \text{pour le mode } (n = 1), \tag{II.32}$$

$$k_2 = \frac{6.7 - 3.05}{R_{\infty}} = \frac{3.65}{R_{\infty}} \iff \lambda_2 = 0.58R_{\infty}$$
 pour le mode $(n = 2)$. (II.33)

Nous sommes maintenant en mesure de discuter de deux hypothèses simplificatrices qui nous ont permis d'établir le modèle de cavité de résonance.

Influence du ressaut sur les modes de cavité : En premier lieu, ce modèle fait totalement abstraction du ressaut hydraulique qui est pourtant bien présent lors des expériences. En effet, en supposant que $R_J/\lambda_n < 1$ pour le mode que nous observons, nous considérons que le ressaut est un obstacle suffisamment petit pour ne pas influencer le mode de cavité. Pour un ressaut de rayon $R_J \sim 0.5$ cm et un disque de rayon $R_{\infty} = 1.5$ cm (qui permet de maximiser R_J/λ_n), nous obtenons

$$\frac{R_J}{\lambda_{(0,1)}} \sim 0.55, \quad \frac{R_J}{\lambda_{(0,2)}} \sim 0.3, \quad \frac{R_J}{\lambda_1} \sim 0.61, \quad \frac{R_J}{\lambda_2} \sim 0.57.$$
 (II.34)

Ainsi, nous sommes toujours dans le cas $R_J/\lambda_n < 1$, ce qui nous permet bien de considérer que le ressaut est assez petit pour ne pas influencer les modes de cavité.

Nature des ondes de surface : Nous avons discuté un peu plus tôt de la nature des ondes de surface qui se propagent à la surface de la couche d'eau. En particulier, nous avons considéré qu'elles étaient majoritairement gravitaires et que leur vitesse pouvait être exprimée comme $c = \sqrt{gH}$. Pour cela, nous avons supposé que $k_n H \ll 1$ et que $k\ell_c \ll 1$. Sachant que $H \sim 4$ mm et que $\ell_c = 2.7$ mm, nous obtenons pour $R_{\infty} = 1.5$ cm :

$$k_{(0,1)}H \sim 1.02, \quad k_{(0,2)}H \sim 1.87, \quad k_1H \sim 0.93, \quad k_2H \sim 0.97;$$
 (II.35)

$$(k_{(0,1)}\ell_c)^2 \sim 0.48, \quad (k_{(0,2)}\ell_c)^2 \sim 1.6, \quad (k_1\ell_c)^2 \sim 0.39, \quad (k_2\ell_c)^2 \sim 0.43.$$
 (II.36)

Force est de constater que l'hypothèse d'eau peu profonde n'est pas vérifiée expérimentalement et que dans une moindre mesure l'aspect capillaire des ondes de surface que nous considérons n'est pas complètement négligeable. Cependant, notons que ces valeurs correspondent au pire des cas, c'est-à-dire pour le plus petit disque pour lequel des oscillations sont observées. Ainsi, plus le disque est grand, et plus ces hypothèses deviennent valables, notamment en ce qui concerne l'aspect gravitaire des ondes. Malgré cela, il reste donc assez étonnant que notre modèle basé sur ces hypothèses apparemment très fortes décrive aussi bien nos observations, notamment par rapport à la relation entre la période des oscillations et R_{∞} .

II.4.5 Deux ressauts oscillants?

L'excellent accord entre l'expérience et le modèle simple de cavité cylindrique de résonance que nous avons mis en place démontre qu'il existe un couplage entre le ressaut oscillant et les ondes de surface se propageant sur la couche liquide. Cependant, une question mérite d'être posée : est-il possible que plusieurs ressauts interagissent entre eux par le biais de ce couplage ? Afin d'apporter une réponse à cette question, nous avons mis en place une expérience simple : au lieu de n'avoir qu'un seul jet, nous avons mis en place une deuxième aiguille identique à la première. Les deux aiguilles sont placées toutes les deux à une distance de $0.34R_{\infty}$ du centre du disque de Plexiglas de rayon $R_{\infty} = 4.5$ cm de sorte à être diamétralement opposées (voir figure II.18). Ainsi, chaque jet est placé au niveau d'un des ventres du mode n = 1 proche du centre du disque (voir figure II.14b), ce qui signifie que nous nous attendons à voir les deux ressauts à la période T_1 . Cependant, le modèle prédit que les deux ressauts vont également osciller en opposition de phase. Le résultat de cette expérience est présenté par la figure II.19. Nous observons en effet deux ressauts oscillant chacun à la période $T_1 = 0.28$ s en opposition de phase, comme le modèle le prévoyait.



FIGURE II.18 – Placement des deux jets par rapport au disque en Plexiglas.



FIGURE II.19 – À gauche : Images de deux ressauts oscillants en opposition de phase pendant une expérience où deux jets d'eau impactent un disque de rayon $R_{\infty} = 4.5$ cm. Les images (a), (b) et (c) sont chacunes séparées de 0.14 secondes. La graduation '0' représente le centre du disque, les graduations '-3' et '3' sont situées à une distance proche de $0.34R_{\infty} = 1.53$ cm du centre du disque. À droite : Représentation ⁶ de la surface déformée de la couche d'eau pour le mode n = 1 aux instants correspondant à chaque image (a) à (c).

^{6.} La raison pour laquelle nous attribuons un maximum au ressaut fermé et un minimum au ressaut ouvert sera expliquée un peu plus loin dans la section III.3.

Au final, nos expériences valident complètement les prédictions de notre modèle simple. Cependant, ces résultats ne nous permettent toujours pas de faire le lien entre les modes de cavité et le ressaut oscillant, et notamment d'expliquer pourquoi le ressaut oscille.

En résumé

Nous avons expérimentalement vérifié la condition d'indépendance de la hauteur moyenne de la couche d'eau en fonction du débit du jet et du rayon du disque. La valeur numérique obtenue pour cette hauteur nous a également permis de montrer que le modèle prédisait exactement les périodes d'oscillation du ressaut pour chacune de nos expériences, que ce soit pour un jet impactant le centre du disque (auquel cas les périodes harmoniques sont également exactement prédites) ou pour un jet décentré. Enfin, une expérience avec deux jets impactant simultanément le disque a montré que plusieurs ressauts pouvaient osciller simultanément, moyennant un certain décalage de phase qui est une nouvelle fois prévu par le modèle.

Chapitre III

Origine des oscillations

Dans le chapitre précédent, nous avons vu comment prédire le comportement du ressaut oscillant à partir d'un modèle simple de cavité cylindrique de résonance. Cependant, nous avons dû pour cela supposer à la fin de la section II.3.1 que nous pouvions ignorer la présence du ressaut dans la construction de ce modèle. Cette hypothèse est supportée non seulement par le fait que le ressaut est plus petit que la longueur d'onde des modes de cavité que nous avons observés mais aussi par l'excellent accord entre nos résultats expérimentaux et les prédictions du modèle. Cependant, de par l'absence même de ressaut dans sa construction, ce modèle est incapable d'expliquer *pourquoi* le ressaut oscille, c'est-à-dire comment les modes de cavité sont couplés au ressaut pour le faire osciller à la même période.

L'objectif de ce chapitre est d'apporter des éléments de réponse à cette question. Pour cela, nous utilisons la méthode Schlieren de visualisation des déformations d'interface, ce qui nous permettra également d'observer directement les modes de cavité dont la présence n'a été révélée que par des méthodes indirectes jusque maintenant.

III.1 Dispositif expérimental

Afin de mettre en place cette méthode, nous suivons le protocole expérimental décrit par Moisy *et al.* [66]. Plus de détails sur cette méthode sont fournis dans l'annexe A. Nous avons fixé un damier au-dessus de l'interface déformée tandis qu'un miroir à 45° sous le disque en Plexiglas envoie l'image de l'interface déformée vue par dessous à la caméra (voir figure III.1). Cette configuration nous permet de ne pas être géné par le dispositif d'injection et donc d'accéder à ce qui se passe près du ressaut. Notons cependant que cela nous empêche également de voir les déformations aux bords du disque si le diamètre de ce dernier est plus grand que le diamètre interne de la gouttière en forme d'anneau. Le damier est formé de carrés de 0.73 mm de côté, la distance damier-caméra est d'environ 1 mètre tandis que le damier est situé 5 cm au-dessus de la surface déformée¹. Nos données sont traitées par un code Matlab écrit à partir d'un algorithme développé par Wildeman [96]. Nous obtenons alors la déformation $\delta h(x, y, t)$ de l'interface par rapport à sa valeur moyenne H pour chaque image et en tout point. De nouveau, plus de détails sont fournis par l'annexe A.

^{1.} Ces trois longueurs ne sont pas anodines car la méthode Schlieren nécessite de respecter certaines contraines, détaillées dans l'annexe A.



FIGURE III.1 – Dispositif expérimental utilisé pour mesurer les déformations de la couche d'eau via la méthode Schlieren. (a) Image non déformée du damier utilisé, servant d'image de référence. Chaque carré du damier fait 0.73 mm de côté. (b) Image du damier déformée par la couche d'eau externe d'un ressaut oscillant. Le débit du jet est $Q = 2.1 \text{ mL s}^{-1}$ et le rayon du disque est $R_{\infty} = 5.5$ cm. Les limites du damier correspondent au diamètre interne de la gouttière.

III.2 Observation directe des modes

Afin d'observer les modes de cavité, nous avons mis en place le damier au niveau de la fixation de l'aiguille, c'est-à-dire à environ 6 cm au dessus du disque de Plexiglas de rayon $R_{\infty} = 5.5$ cm. Nous utilisons également un wafer en verre placé sous le disque afin de pouvoir décaler le disque (et observer les modes n = 1 et n = 2) sans que de l'eau ne s'écoule par le trou central de la gouttière en forme d'anneau. Pour toutes les expériences, nous nous plaçons à un débit unique Q = 2.1 mL s⁻¹.

Pour commencer, nous nous plaçons dans le cas où le jet impacte le centre du disque de Plexiglas. Nous observons alors le mode (n = 0, l = 1) (voir figure III.2), de période $T_{0,1} = 0.46$ s. Ce mode présente un ventre central (c'est-à-dire des variations maximales de hauteur) qui est clairement visible en traçant la carte des déformations $\delta h(x, y)$ de la surface de la couche d'eau à plusieurs instants. Nous constatons également que l'amplitude des déformations peut atteindre ± 1 mm, soit 25% de la hauteur moyenne de la couche d'eau. Notons que nous obtenons un excellent accord entre le modèle et l'expérience bien que nous ne respectons *a posteriori* pas l'hypothèse de faibles déformations $\delta h \ll H$ utilisée dans le modèle.



FIGURE III.2 – (a) Amplitude relative de la fonction J_0 (en unité arbitraire) telle qu'adaptée au mode (n = 0, l = 1) à un instant correspondant à l'image (b). (b) à (c) Ressaut oscillant causé par l'impact d'un jet d'eau de débit $Q = 2.1 \text{ mL s}^{-1}$ au centre d'un disque de Plexiglas de rayon $R_{\infty} = 5.5$ cm. Gauche : Vue de dessous du ressaut. Droite : déformation de la surface de la couche d'eau $\delta h(x, y)$ par rapport à la hauteur moyenne H = 3.9 mm. Le mode a pour période $T_{0,1} = 0.46$ s. L'amplitude des déformations est maximale au centre, ce qui correspond au ventre central du mode (n = 0, l = 1). L'origine des coordonnées est prise au point d'impact du jet.



FIGURE III.3 – (a) Amplitude relative de la fonction J_0 (en unité arbitraire) telle qu'adaptée au mode (n = 0, l = 2) à un instant correspondant à l'image (b). (b) à (c) Ressaut oscillant causé par l'impact d'un jet d'eau de débit Q = 2.1mL s⁻¹ au centre d'un disque de Plexiglas de rayon $R_{\infty} = 5.5$ cm. Gauche : Vue de dessous du ressaut. Droite : déformation de la surface de la couche d'eau $\delta h(x, y)$ par rapport à la hauteur moyenne H = 3.9 mm. Le mode a pour période $T_{0,2} = 0.24$ s. L'amplitude des déformations est maximale au niveau d'un anneau autour du centre, ce qui correspond au premier ventre non-centré du mode (n = 0, l = 2). Il convient de noter que le ventre central n'est ici pas visible. L'origine des coordonnées est prise au point d'impact du jet.



FIGURE III.4 – (a) Amplitude relative de la fonction J_1 (en unité arbitraire) telle qu'adaptée au mode n = 1 à un instant correspondant à l'image (b). (b) à (c) Ressaut oscillant causé par l'impact d'un jet d'eau de débit $Q = 2.1 \text{ mL s}^{-1}$ à une distance $r = 0.34R_{\infty}$ du centre d'un disque de Plexiglas de rayon $R_{\infty} = 5.5$ cm. Gauche : Vue de dessous du ressaut. Droite : déformation de la surface de la couche d'eau $\delta h(x, y)$ par rapport à la hauteur moyenne H = 3.9 mm. Le mode a pour période $T_1 = 0.32$ s. On observe deux zones de forte amplitude diamétralement opposées à une distance $r = 0.34R_{\infty}$ du centre du disque, ce qui correspond aux deux ventres proches du centre du mode n = 1. Il convient de noter que ces deux ventres sont bien en opposition de phase. L'origine des coordonnées est prise au point d'impact du jet.



FIGURE III.5 – (a) Amplitude relative de la fonction J_2 (en unité arbitraire) telle qu'adaptée au mode (n = 2) à un instant correspondant à l'image (b). (b) à (c) Ressaut oscillant causé par l'impact d'un jet d'eau de débit $Q = 2.1 \text{ mL s}^{-1}$ à une distance $r = 0.45R_{\infty}$ du centre d'un disque de Plexiglas de rayon $R_{\infty} = 5.5$ cm. Gauche : Vue de dessous du ressaut. Droite : déformation de la surface de la couche d'eau $\delta h(x, y)$ par rapport à la hauteur moyenne H = 3.9 mm. Le mode a pour période $T_2 = 0.26$ s. On observe 4 zones de forte amplitude de déformation, chacune à une distance $r = 0.45R_{\infty}$ du centre du disque, réparties en losange autour du centre. Elles correspondent ainsi aux quatre ventres proches du centre du mode n = 2. Il convient de noter que les ventres diamétralement opposés sont bien en phase, et qu'ils sont en opposition de phase par rapport aux deux autres ventres. L'origine des coordonnées est prise au point d'impact du jet.

Nous pouvons refaire l'expérience et observer une période différente des oscillations $T_{0,2} = 0.25$ s correspondant au mode (n = 0, l = 2) (voir figure III.3), étant donné que le rayon du disque est suffisamment grand. Cette fois, nous observons surtout un ventre en forme d'anneau autour du centre du disque. Ce ventre correspond au premier ventre non centré du mode (n = 0, l = 2). Cependant, ce ventre est assez peu marqué, et le ventre central que le mode (n = 0, l = 2) est censé exhiber n'est pas visible dans nos expériences. Ce manque de visibilité pourrait être dû au fait que de manière générale, les modes harmoniques (et les modes d'ordre supérieur) ont une amplitude plus faible que le mode fondamental dans une cavité de résonance.

Enfin, nous déplaçons le jet pour le positionner à une distance $r \simeq 0.34R_{\infty}$ du centre du disque pour exciter le mode n = 1 (voir figure III.4). Nous mesurons une période $T_1 = 0.33$ s correspondant à ce mode et nous observons deux ventres diamétralement opposées, chacun à la distance $r = 0.34R_{\infty}$ du centre du disque. Nous retrouvons donc les deux ventres proches du centre de mode n = 1, et nous observons qu'ils sont bel et bien en opposition de phase. Nous avons également placé le jet à une distance $r = 0.45R_{\infty}$ du centre du disque pour observer le mode n = 2 (voir figure III.5). Nous obtenons des oscillations à la bonne période, à savoir $T_2 = 0.26$ s, et nous constatons la présence de quatre ventres chacun à une distance $r = 0.45R_{\infty}$ du centre du disque. Ces ventres sont répartis en losange autour du centre et correspondent donc aux ventres proches du centre du mode n = 2, d'autant plus que les ventres diamétralement opposés sont bien en phase et sont également en opposition de phase par rapport aux deux autres ventres.

En résumé

Au final, la carte des variations de hauteur de la couche d'eau correspond aux modes de cavité décrits par le modèle, que ce soit en terme de position de ventres et de noeuds de variation de hauteur ou de phase relative des ventres. La méthode Schlieren nous permet ainsi de visualiser directement les modes de cavité. Il convient de noter également que nos résultats confirment complètement le fait de considérer le point d'impact du jet comme la position d'un ventre.

III.3 Lien entre mode de cavité et oscillation du ressaut

Nous avons maintenant obtenu des preuves directes et indirectes de la présence de modes de cavité dans la couche d'eau qui forme la zone externe du ressaut hydraulique circulaire lorsque ce dernier oscille. Grâce à l'étude de ces modes via un modèle de cavité de résonance, nous sommes capables de prédire la période des oscillations du ressaut en fonction du rayon du disque de Plexiglas et la position du point d'impact du jet par rapport au centre du disque. Cependant, il reste une question sans réponse. Le modèle de cavité que nous utilisons repose sur le fait que les ondes ne sont pas influencées par le ressaut qui est trop petit devant leur longueur d'onde. Tout se passe ainsi comme si il n'y avait pas de ressaut. Mais alors, comment expliquer le fait que le ressaut oscille à la même période qu'un mode de cavité?

Dans cette section, nous allons considérer deux forces (voir figure III.6) qui jouent sur le rayon du ressaut 2 :

- l'inertie issue du jet, dépendant du débit Q, qui a tendance à vouloir élargir la zone interne du ressaut;
- la pression hydrostatique au niveau du mur de liquide, dépendant de la hauteur d'eau H dans la zone externe, qui a tendance à diminuer la zone interne.

Ainsi, la diminution du rayon du ressaut peut être due soit à une diminution du débit du jet Q comme le montre Tani [81], soit à une augmentation de la hauteur H de la couche d'eau dans la zone externe comme l'a observé Ellegaard *et al.* [35].



FIGURE III.6 – Schéma illustrant la compétition entre l'inertie et la pression hydrostatique au niveau d'un ressaut hydraulique circulaire : l'inertie tend à ouvrir le ressaut tandis que la pression hydrostatique tend à le fermer.

À partir de là, nous pouvons donner une explication probable de l'oscillation du ressaut en nous basant sur le diagramme de phase précédemment montré par la figure II.4 et redonné par la figure III.7. Lorsque le débit est suffisamment élevé (vers 3 mL s^{-1}), l'inertie est assez forte pour dominer la pression hydrostatique malgré les variations de hauteur (et donc les variations de pression hydrostatique) causées par le ventre du mode de cavité que l'on excite. Inversement, lorsque le débit est trop bas (en dessous de 2 mL s⁻¹), la pression hydrostatique l'emporte tout le temps sur l'inertie. En revanche, pour des débits intermédiaires, les variations de hauteur vont continuellement changer le rapport de force entre l'inertie et la pression hydrostatique. Ainsi, quand la hauteur d'eau est minimale, la pression hydrostatique l'est également et l'inertie prend le dessus : le ressaut s'ouvre. Cependant, la hauteur d'eau va ensuite augmenter jusqu'à atteindre sa valeur maximale, ce qui se traduit par une augmentation de la pression hydrostatique. Puisque le débit reste constant, l'inertie ne change pas et va donc être dominée par la pression hydrostatique : le ressaut se ferme. Quelques instants plus tard, la hauteur d'eau diminue de nouveau, ce qui permet au ressaut de se rouvrir, et le cycle se répète indéfiniment. Les variations de hauteur d'eau causées par les modes de cavité sont donc la cause de l'oscillation du ressaut dont la période s'aligne naturellement sur la période du mode de cavité, conformément à nos observations. Notons que cette explication est également cohérente avec ce qu'on peut trouver dans la littérature : comme nous l'avons abordé dans la section I.4.3, la hauteur d'eau dans la zone externe est un paramètre connu pour être capable de déstabiliser le ressaut hydraulique circulaire.

^{2.} La viscosité joue également un rôle, mais ne nous n'y intéressons pas ici.



FIGURE III.7 – Rappel du diagramme de phase donné par la figure II.4. La zone rouge, correspondant au ressaut stationnaire, est la zone où le débit est grand et donc où l'inertie domine la pression hydrostatique. La zone noire, correspondant à l'absence de ressaut, est la zone où le débit est faible et donc où la pression hydrostatique domine l'inertie. Enfin, la zone bleue correspondant au ressaut oscillant est une zone où aucune des deux forces ne domine.

Pour vérifier cette explication, nous avons déterminé comment la variation de la hauteur d'eau au niveau du ressaut se comparait avec la variation du rayon du ressaut pour un disque de rayon $R_{\infty} = 5.5$ cm et pour les modes (n = 0, l = 1), n = 1 et $n = 2^3$. Le débit est quant à lui fixé à $Q = 2.1 \text{ mL s}^{-1}$. Nous avons calculé à chaque instant la variation moyenne δh_{moy} de hauteur de la couche d'eau dans une zone centrée sur le point d'impact du jet de rayon $4R_{J,\max}$ arbitrairement choisi, où $R_{J,\max}$ est le rayon maximal du ressaut que nous avons mesuré sur l'acquisition étudiée. Cette variation moyenne a ensuite été normalisée pour qu'elle ne prenne des valeurs que dans [-1, 1], et son évolution en fonction du temps est présentée en rouge par la figure III.8. En parallèle, nous avons extrait de l'acquisition l'évolution du rayon du ressaut R_J en fonction du temps. Quand le ressaut est fermé, nous n'obtenons pas une valeur nulle car nous observons toujours le rayon du jet. Pour avoir des valeurs entre 0 et 1, nous avons donc calculé et normalisé $R_J - a$, dont l'évolution dans le temps est montrée en bleu dans la figure III.8. Il convient de noter que l'axe correspondant à $R_J - a$ est dirigé vers le bas⁴. Sans grande surprise, nous observons que les deux quantités varient de manière synchrone avec une période qui correspond au mode que nous excitons. Cependant, nous remarquons également deux choses :

- l'ouverture du ressaut est systématiquement précédée par un minimum de hauteur de la couche d'eau autour du ressaut ;
- la fermeture du ressaut est systématiquement précédée par une augmentation de la hauteur de la couche d'eau au delà de sa valeur moyenne H = 3.9 mm.

Ces observations sont également valables lorsque nous excitons le mode n = 1 (voir figure III.9) et le mode n = 2 (voir figure III.10). Ainsi, comme nous l'avons supposé, le rayon du ressaut est bel et bien couplé à la variation de la hauteur de la couche d'eau causée par le mode de cavité. De plus, le retard systématique de la variation du rayon de ressaut par rapport à celle de la hauteur d'eau semble également indiquer le lien de causalité entre les deux quantités : le ressaut oscille à cause des variations de hauteur de la couche d'eau. Il

^{3.} Le mode (n = 0, l = 2) n'a pas été étudié ici car les variations de hauteur sont trop peu marquées.

^{4.} Ce choix est motivé par le fait qu'on compare la position d'un minimum de δh_{moy} à celle d'un maximum de $R_J - a$. Orienter l'un des deux axes vers le bas permet de faciliter cette comparaison.

serait donc possible de définir un temps de réponse du ressaut hydraulique circulaire qui, dans notre cas, serait de l'ordre de la dizaine de microsecondes.



FIGURE III.8 – Variation de la hauteur d'eau δh_{moy} autour du ressaut et différence entre rayon du ressaut et le rayon du jet $R_J - a$ en fonction du temps tdans le cas où le jet impacte le centre d'un disque de rayon $R_{\infty} = 5.5$ cm (et où on excite ainsi le mode (n = 0, l = 1)). Le débit du jet est Q = 2.1 mL s⁻¹. Il convient de noter que l'axe $R_J - a$ est orienté vers le bas de la figure. Les deux quantités sont normalisées pour que δh_{moy} varie entre -1 et 1 et $R_J - a$ varie entre 0 et 1. Nous observons qu'un minimum de hauteur précède systématiquement l'ouverture du ressaut, tandis que la fermeture du ressaut suit toujours le passage de δh_{moy} par 0 en croissant.



FIGURE III.9 – Variation de la hauteur d'eau δh_{moy} autour du ressaut et différence entre rayon du ressaut et le rayon du jet $R_J - a$ en fonction du temps t dans le cas où on excite le mode n = 1 pour un disque de rayon $R_{\infty} = 5.5$ cm. Le débit du jet est $Q = 2.1 \text{ mL s}^{-1}$. Il convient de noter que l'axe $R_J - a$ est orienté vers le bas de la figure. Les deux quantités sont normalisées pour que δh_{moy} varie entre -1 et 1 et $R_J - a$ varie entre 0 et 1. Nous observons qu'un minimum de hauteur précède systématiquement l'ouverture du ressaut, tandis que la fermeture du ressaut suit toujours le passage de δh_{moy} par 0 en croissant.



FIGURE III.10 – Variation de la hauteur d'eau δh_{moy} autour du ressaut et différence entre rayon du ressaut et le rayon du jet $R_J - a$ en fonction du temps t dans le cas où on excite le mode n = 2 pour un disque de rayon $R_{\infty} = 5.5$ cm. Le débit du jet est $Q = 2.1 \text{ mL s}^{-1}$. Il convient de noter que l'axe $R_J - a$ est orienté vers le bas de la figure. Les deux quantités sont normalisées pour que δh_{moy} varie entre -1 et 1 et $R_J - a$ varie entre 0 et 1. Nous observons qu'un minimum de hauteur précède systématiquement l'ouverture du ressaut, tandis que la fermeture du ressaut suit toujours le passage de δh_{moy} par 0 en croissant.

III.4 À la recherche d'un critère d'ouverture du ressaut

Pour aller plus loin, nous voudrions obtenir un critère qui conditionne l'ouverture du ressaut. Dans la section précédente, nous parlions d'une compétition entre l'intertie du jet et la pression hydrostatique créée par la hauteur d'eau dans la zone externe. Nous supposons alors que le nombre de Froude défini par

$$Fr = \frac{Q}{\pi a^2 \sqrt{g(H + \delta h)}}$$
(III.1)

peut être utilisé pour caractériser l'ouverture du ressaut. Il convient de noter que cette interprétation du nombre de Froude dans la caractérisation du ressaut hydraulique circulaire est différente de celle que nous avons introduite dans la section I.1 où la valeur du nombre de Froude fixe la position du ressaut en comparant la vitesse de l'écoulement à celle d'ondes de surface.

Nous avons obtenu l'évolution de Fr en fonction du temps en utilisant la variation de hauteur δh mesurée dans le cas du mode n = 0 et pour $Q = 2.1 \text{ mL s}^{-1}$ (voir figure III.11). Qualitativement, nous observons que le ressaut s'ouvre dès que Fr atteint un maximum local, et se ferme quand Fr descend en dessous d'un certain seuil. Cependant, il est difficile d'aller plus loin puisque, comme nous l'avons dit précédemment, le ressaut s'ouvre et se ferme avec un certain retard par rapport aux variations de hauteur d'eau. Nous avons également tracé les variations temporelles de Fr pour les débits maximal et minimal auxquels nous observons un ressaut oscillant (voir figure III.12). Notons que nous avons supposé pour cela que les variations de δh étaient similaires à celles mesurées pour un débit $Q = 2.1 \text{ mL s}^{-1}$. Initialement, nous nous attendions à obtenir deux courbes qui se recouvrent partiellement (ou qui se touchent). En effet, cela suggèrerait alors qu'il existerait un nombre de Froude critique que le système doit visiter pour que le ressaut s'ouvre et se ferme. Cependant, nous voyons que ce n'est pas exactement le cas. Nos données suggèrent qu'il existe une gamme de nombres de Froude que notre système doit visiter pour que le ressaut s'ouvre ou se ferme. Notons cependant que l'amplitude de δh utilisée ici est seulement de ± 0.5 mm, contre une amplitude maximale observée de ± 1 mm. Il est donc possible que nous sous-estimions ici l'amplitude la variation de Fr. Des expériences supplémentaires sur le sujet sont donc nécessaires pour définivement conclure sur l'existence d'un nombre de Froude critique régissant les oscillations du ressaut. Il serait notamment intéressant de changer le rayon *a* du jet pour observer les gammes de Fr à visiter pour ouvrir/fermer le ressaut⁵.



FIGURE III.11 – Évolution du nombre de Froude tel que défini par (III.1) en fonction du temps. La courbe est colorée en rouge quand le ressaut est fermé, et en vert quand ce dernier est ouvert. Les conditions expérimentales sont identiques à celles décrites par la figure III.8.



FIGURE III.12 – Évolution du nombre de Froude tel que défini par (III.1) en fonction du temps pour deux débits différents. La courbe rouge correspond à $Q = 2.5 \text{ mL s}^{-1}$, c'est-à-dire le débit maximal pour lequel le ressaut oscille. La courbe noire correspond à $Q = 2 \text{ mL s}^{-1}$, c'est-à-dire le débit minimal pour lequel le ressaut oscille. Les valeurs de δh utilisées sont celles de la figure III.8.

^{5.} Nous en parlons brièvement dans la section IV.1.2.
En résumé

Un mode de cavité se traduit par des variations plus ou moins fortes de la hauteur de la couche d'eau. Cependant, il se trouve que le ressaut est au milieu d'une zone où ces variations sont les plus grandes. Ainsi, la pression hydrostatique au niveau du ressaut varie périodiquement tandis que l'inertie, fixée par le débit, reste constante. Le ressaut se met en conséquence à osciller à la même période que les variations de hauteur, donc à la même période que le mode de cavité que l'on excite.

Chapitre IV

Perspectives et conclusion

IV.1 Une multitude de paramètres à faire varier

Dans l'étude du ressaut hydraulique circulaire oscillant que nous venons de présenter, nous n'avons fait qu'égratigner la surface en terme de paramètres expérimentaux à faire varier. Parce qu'il fallait bien commencer quelque part, l'étude de l'impact du débit s'est imposée d'elle-même car c'est un paramètre omniprésent dans les études des comportements du ressaut et qu'il est facilement contrôlable. Le choix d'étudier en plus de cela l'influence du rayon du disque de Plexiglas s'est quant à lui révélé à nous un peu plus tard, quand un rapide calcul d'ordre de grandeur a révélé que la période des oscillations du ressaut était très proche du temps nécessaire aux ondes de surface pour effectuer un aller-retour depuis le centre du disque. Il reste donc encore beaucoup d'autres paramètres dont l'influence sur le ressaut oscillant n'a pas été étudiée.

IV.1.1 Paramètres du fluide et de son écoulement

Parmi les premiers paramètres auxquels on peut penser pour pousser l'étude du ressaut oscillant plus loin, on trouve les paramètres du fluide tels que sa tension de surface ou sa viscosité. Dans notre étude, nous nous sommes cantonnés à de l'eau déminéralisée de tension de surface et de viscosité fixes et connues, mais il a bien été montré que changer ces paramètres peuvent donner lieu à des comportements exotiques de ressaut hydraulique comme par exemple modifier la forme du ressaut (même si des murs aux bords du substrat sont nécessaires pour cela).

On pourrait donc étudier le comportement du ressaut à faible débit pour des gammes de tension de surface et de viscosité différentes et observer si des oscillations ont lieu ou pas. Nous pouvons d'ores et déjà apporter un élément de réponse à cette question après avoir remarqué pendant nos expériences que la probabilité d'observer un ressaut oscillant à débit et rayon de disque fixés diminuait si l'eau du réservoir n'était pas changée. L'augmentation du nombre de bulles à la surface de la couche d'eau semble indiquer un changement de tension de surface avec le temps et perturbe le ressaut au point de l'empêcher de s'ouvrir. Ce changement pourrait venir de la dissolution lente du Plexiglas formant les parois du réservoir dans l'eau ainsi que l'accumulation de pollutions dans l'eau au fil des expériences.

IV.1.2 Géométrie du système

Dans notre étude, nous avions également fixé une grande partie de la géométrie du dispositif expérimental : le diamètre du jet, la forme circulaire de la surface impactée par le jet ou encore le distance entre l'aiguille et la surface d'impact. En effet, nous avons

remarqué que la gamme de débit pour laquelle le ressaut oscille, à savoir entre 2 mL s⁻¹ et 3 mL s⁻¹, n'était valable que pour un jet de 0.9 mm de diamètre. Pour une aiguille plus grande (1.2 mm de diamètre interne), nous n'avons observé de ressaut oscillant que pour des débits inférieurs à environ 3.1 mL s⁻¹, ce qui correspond à $Fr_{iet} \sim 14$. Ces valeurs de débits sont difficiles pour nous à obtenir car elles nécessitent de placer le réservoir à niveau constant en bas de la potence. Au contraire, une aiguille plus petite (0.7 mm de diamètre interne) nécessite de placer le réservoir tout en haut de la potence (ce qui donne des débits de l'ordre de 1.7 mL s^{-1}) pour observer un ressaut oscillant, ce qui correspond à $Fr_{iet} \sim 22$. Étudier l'influence du diamètre de l'aiguille sur les oscillations du ressaut implique donc d'avoir un dispositif expérimental capable d'explorer de plus grandes gammes de débit que ce que notre dispositif est capable de faire actuellement. Installer un pousse-seringue pourrait être une bonne idée, même s'il faut pouvoir garder le débit le plus constant possible¹. Cependant, cette étude permettrait d'apporter d'avantage d'élements de réponse sur l'existence d'un nombre de Froude critique que le système doit atteindre pour que le ressaut oscille. Il serait aussi intéressant de modifier la hauteur de la couche d'eau en plaçant des murs aux bords du susbtrat. On pourrait alors se demander quel impact ces murs peuvent avoir sur la réflection des ondes de surface et donc la couche d'eau en tant que cavité de résonance.

Enfin, un autre paramètre important à étudier serait la forme du substrat sur lequel le jet impacte. Nous n'avons jusqu'ici parlé que de disques, mais nous avons observé des ressauts oscillants pour des substrats en forme d'ellipse en positionnant le jet non plus au centre de l'ellipse mais à un de ses foyers. La cavité de résonance aurait en effet une géomètrie complètement différente, ce qui modifie en conséquence les modes de la cavité et donc les oscillations du ressaut. On peut penser également aux modes de Chladni qu'on peut par exemple observer en faisant vibrer une plaque carrée sur laquelle du sable a été déposé. La question serait alors de déterminer si il est possible de retrouver ces modes en faisant impacter un jet sur une surface carrée ou triangulaire.

IV.1.3 Propriétés du substrat

Nous avons également eu l'occasion d'observer des ressauts oscillants sur des disques en verre². Contrairement au Plexiglas, ces oscillations pouvaient être "partielles", c'est-àdire que le ressaut ne se fermait pas complètement et son rayon oscillait entre deux valeurs non nulles (voir figure IV.1a). De plus, nous avons mesuré des périodes plus faibles que dans le cas du verre à rayon de disque égal. Ainsi, pour un disque de rayon $R_{\infty} = 4.5$ cm, nous mesurons pour le verre $T_{\text{verre}} = 0.48$ s contre $T_{\text{plexi}} = 0.38$ s pour le Plexiglas, soit une augmentation de 25% de la période d'oscillation. Une explication possible de cette observation serait la différence de mouillabilité de l'eau sur les deux substrats. En effet, l'angle de contact de l'eau sur le verre est entre 20° et 30° , contre environ 70° pour de l'eau sur du Plexiglas. La hauteur moyenne H de la couche d'eau sur le verre est donc plus faible : d'après la relation II.22, elle serait de 1.4 mm contre les 3.9 mm que nous mesurons pour le Plexiglas. Cependant, cette différence de hauteur devrait donner une période d'oscillation sur le verre plus grande de 66% par rapport à celle sur le Plexiglas. Ainsi, cette explication est probablement incomplète. Notons également que nous observons des oscillations du ressaut sur le verre à des débits en dehors de la gamme de débits autorisés pour que le ressaut oscille sur du Plexiglas. D'ailleurs, nous avons observé une fois un phénomène de battement dans les oscillations du ressaut (voir figure IV.1b), bien qu'il nous ait été impossible de reproduire cette observation. Il est probable que le

^{1.} Un réservoir à niveau constant est difficile à battre sur cet aspect.

^{2.} C'est à dire des boîtes de Pétri renversées...

disque en verre utilisé n'était pas parfaitement horizontal, mais il serait donc intéressant d'étudier l'impact de l'inclinaison du disque sur le ressaut oscillant. Pour finir, cette observation mène naturellement à la question de l'impact des propriétés du substrat sur le ressaut oscillant. Nous pouvons ainsi imaginer l'étude de substrats texturés dont les motifs modifieraient localement la mouillabilité du substrat, voire introduire des variations de hauteur dans la couche d'eau. Ces motifs pourraient donc modifier la propagation des ondes de surface dans la couche d'eau à travers des variations de leur vitesse \sqrt{gH} et donc perturber l'établissement des modes de cavité (voire exciter des modes différents).



FIGURE IV.1 – Évolution spatio-temporelle d'un ressaut hydraulique oscillant issu de l'impact d'un jet d'eau de débit Q sur une boîte de Pétri renversée de rayon $R_{\infty} = 4.5$ cm. (a) Q = 1.6 mL s⁻¹ : Les oscillations du ressaut sont "partielles", c'est-à-dire que le ressaut ne se ferme pas complètement. (b) Q = 2.9 mL s⁻¹ : Battements observés au niveau des oscillations du ressaut. La barre d'échelle verticale représente 1 cm tandis que la barre d'échelle horizontale représente 1 s.

IV.2 Un jet c'est bien, plusieurs jets c'est mieux !

L'expérience ainsi que ses résultats du double jet impactant le disque en Plexiglas, décrite dans la section II.4.5, est également la preuve de l'existence de toute une facette jusque là inexplorée du ressaut hydraulique. En montrant que deux ressauts pouvaient osciller de manière synchrone mais en opposition de phase, nous avons montré que des ressauts oscillants pouvaient interagir les uns avec les autres à travers les ondes de surface. Sachant que nous avons également observé le mode n = 2 qui comporte quatre ventres proches du centre, l'étude de quatre jets impactant chacun le substrat au niveau d'un ventre nous vient naturellement à l'esprit. Le modèle prédit que les jets diamétralement opposés donneront lieu à des ressauts oscillant en phase l'un avec l'autre et en opposition de phase avec les deux autres ressauts, mais il serait intéressant de vérifier cette prédiction. Ensuite, on pourrait évidemment aller plus loin en multipliant les ressauts oscillants et en observant comment ils interagissent entre eux, notamment s'ils ne sont pas positionnés au niveau des ventres du même mode. Nous en avons par exemple fait l'expérience en positionnant un jet au centre du disque, excitant le mode n = 0, et un autre jet au niveau d'un ventre du mode n = 1. Nous avons alors constaté que les deux ressauts oscillaient en phase à la fréquence du mode n = 0, ce qui suggère l'existence d'une hiérarchie des modes. Au delà de l'aspect fondamental, le fait que le ressaut fasse l'objet de nombreuses analogies avec d'autres phénomènes en physique représente également une

opportunité d'étendre l'étude de multiples ressauts oscillants interagissant par le biais d'ondes à d'autres domaines de la physique.

IV.3 Une controverse close?

Nous avons expliqué au début de la section II.2 qu'initialement nous avions prévu d'étudier le comportement du ressaut pour de faibles débits et de petits diamètres de jet dans le but de répondre à une controverse récente concernant l'origine du ressaut hydraulique et notamment le rôle de la tension de surface. Bien que nous avons été déviés de cet objectif par l'étude des oscillations du ressaut hydraulique circulaire, nous pouvons quand même apporter un petit élément de réponse à cette controverse. En effet, nos résultats suggèrent que la tension de surface ne joue pas de rôle majeur dans les oscillations du ressaut, étant donné que la modélisation à partir d'ondes de surface *de gravité* (et non pas d'ondes gravito-capillaires) permet de parfaitement prédire nos résultats. Ainsi, nous considérons que nos résultats constituent un argument supplémentaire appuyant le consensus actuellement établi selon lequel la tension de surface ne jouerait qu'un rôle mineur dans le ressaut hydraulique circulaire.

IV.4 Conclusion de la partie

Le ressaut hydraulique circulaire est un sujet qui interroge depuis plusieurs siècles et qui, malgré le fait qu'il soit très facile à observer, pose toujours problème aujourd'hui. Même dans le cas le plus courant où le ressaut est stationnaire, personne n'a été capable de cerner complètement le problème en proposant une théorie complète le décrivant. Nous avons également vu que sous certaines conditions, faire impacter un jet cylindrique vertical sur une surface horizontale ne garantissait pas l'apparition d'un ressaut circulaire ou même stationnaire.

Ce que nous rapportons dans cette première partie est un nouvel exemple inédit de ressaut hydraulique circulaire qui se déstabilise. Nous utilisons le dispositif le plus simple possible pour obtenir un ressaut avec de l'eau déminéralisée. Le jet est également obtenu de la plus simple des manières possibles par gravité, garantissant ainsi un débit stable et constant. Pourtant, malgré l'absence totale de sources apparentes d'instationnarité, le ressaut circulaire peut se déstabiliser et devenir instationnaire en s'ouvrant et en se fermant périodiquement.

Nous avons alors montré que cette instationnarité venait du fait qu'une couche d'eau pouvait se comporter comme une cavité de résonance, qui est un phénomène qu'on peut retrouver dans d'autres domaines en physique. La modélisation de cette cavité de résonance permet d'expliquer l'absence de dépendance de la période des oscillations en fonction du débit, et comment elle dépend linéairement du rayon du disque de Plexiglas utilisé. Nous avons ensuite démontré que ces modes de cavité se traduisent par l'existence de ventres où les variations de la hauteur d'eau sont maximales. Ainsi, nous avons compris que pour exciter un mode, il fallait nécessairement que le jet impacte le ventre de ce mode. Ce résultat a alors ouvert la voie à l'observation de nouveaux modes en décalant le jet du centre du disque, et ainsi à la découverte de multiples ressauts oscillant simultanément.

Enfin, nous avons pu observer directement des modes de cavités de la couche d'eau à travers la méthode Schlieren de visualisation des déformations d'une interface. Cette méthode nous a également permis de proposer une explication du couplage entre les modes de cavité et le ressaut oscillant à travers les variations de la hauteur de la couche d'eau. Ainsi, l'observation de ces oscillations nécessite de se placer à la fine frontière entre la zone dominée par l'inertie où le ressaut reste ouvert et la zone dominée par la pression hydrostatique où le ressaut n'existe même pas. Nous avons également postulé l'existence d'un nombre de Froude critique régissant la transition entre un ressaut stationnaire et un ressaut oscillant.

Cependant, il serait présomptueux d'affirmer que les oscillations du ressaut sont maintenant complètement comprises. En effet, une zone d'ombre persiste encore : comment expliquer l'état bistable que nous observons, où le ressaut peut soit rester stationnaire, soit osciller ? Ainsi, le mécanisme selon lequel le ressaut entre dans le cycle d'amplification et de sélection de fréquence de la cavité de résonance reste à découvrir. Suffit-il que le débit soit suffisamment bas pour que le ressaut oscille ? Existe-t-il d'autres conditions que notre étude n'a pas su révéler ? Force est de constater que 500 ans après la mort de celui qui fut le premier à décrire le ressaut hydraulique circulaire, ce phénomène n'a pas fini de provoquer des maux de têtes chez les physiciens qui s'intéressent à ce qu'il se passe au fond de leur évier.

Deuxième partie

Impact d'un jet d'eau sur une surface chaude

Chapitre V

Quand de l'eau rencontre une surface chaude...

Lorsqu'une goutte d'eau est posée sur une surface à 100°C, elle bout quasi instantanément. Si on réitère l'expérience avec une surface chauffée cette fois à 200°C, on peut donc s'attendre à ce que la goutte d'eau bout encore plus rapidement. Cependant, ceux qui ont par exemple déjà renversé un peu d'eau sur une plaque électrique encore chaude ont pu se rendre compte qu'une goutte d'eau survit en réalité bien plus longtemps au dessus d'une surface chauffé à 200°C. C'est ce qu'on appelle l'effet Leidenfrost. Cet effet a été largement étudié dans le cas statique, c'est-à-dire d'une goutte posée sur la surface chaude, et dans le cas de l'impact d'une goutte. Nous nous interrogerons ici sur le cas de l'impact d'un jet sur une surface chaude.

V.1 Description de l'effet Leidenfrost

La question de ce qu'il se passe lorsqu'un liquide rencontre une surface bien plus chaude que son point d'ébullition ne date pas d'hier. La première description détaillée du phénomène a été donnée par un médecin allemand, Johann Gotlob Leidenfrost, en 1756 lorsqu'il étudia le comportement d'une goutte d'eau déposée au sein d'une cuillère en fer rougeoyante de par sa température [169]. Il rapporte alors que la goutte d'eau ne mouille pas la cuillère chaude, contrairement à ce qu'on observe pour une goutte d'eau dans une cuillère non chauffée. À l'aide d'une bougie placée derrière la goutte, il observe également que la lumière arrive à passer entre le solide chauffé et la goutte, démontrant ainsi la présence d'une couche de vapeur sous cette dernière (voir figure V.1a et b). Ainsi, la goutte repose sur cette couche de vapeur qui, en empêchant tout contact avec le solide chaud et donc en isolant thermiquement la goutte, permet de rallonger considérablement son temps de vie. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet Leidenfrost, et est par exemple utilisé par certains chefs qui ont pour habitude de projeter quelques gouttes d'eau au fond de leur casserole¹ afin de vérifier qu'elle est suffisamment chaude.

^{1.} Qui est, rappelons-le, un certain type de passoire [200]...



FIGURE V.1 – Photographies extraites de [196] de corps posés sur une surface métallique à 300°C. (a) Goutte d'eau quasi-sphérique. (b) Flaque d'eau aplatie par la gravité.

L'effet Leidenfrost est un sujet d'étude très important dans la littérature. En effet, la présence de la couche de vapeur isolante fait grandement chuter l'efficacité des processus de refroidissement dès lors que le liquide de refroidissement doit rencontrer une surface plus chaude que sa température d'ébullition. Parmi les applications concernées, nous pouvons citer le refroidissement de réacteurs nucléaires [226, 225], le refroidissement en métallurgie [197, 190, 130, 216], l'extinction de feux [148, 234], la protection de la peau humaine lors de traitements au laser [214, 132], la protection thermique des machines de précision [131] ou à haute puissance [141, 157], l'injection d'essence dans les moteurs à combustion [154, 129] ou encore l'impact de gouttelettes sur les pales d'une turbine à vapeur [217]. Cependant, si l'effet Leidenfrost est un phénomène à éviter dans des thématiques de refroidissement. la quasi parfaite hydrophobicité permise par la couche de vapeur peut se révéler être très utile dans les domaines de transport de matières et les systèmes microfluidiques. Ainsi, les "gouttes de Leidenfrost" peuvent être auto-propulsées si la surface chaude est soumise à un gradient de température [206] ou si celle-ci présente une topologie asymétrique [174, 135, 133], et de manière plus générale l'effet Leidenfrost peut être exploité dans les domaines de la production d'énergie [106], la fabrication de nanomatériaux [102, 151], l'accélération de réactions chimiques [109] ou encore la spectroscopie Raman [208].

Dans la suite de ce chapitre, nous allons d'abord parler de l'effet Leidenfrost pour une goutte statique, posée sur la surface chaude. Ensuite, nous décrirons ce qu'il se passe quand la goutte est projetée sur la surface chaude, puis quand un jet impacte cette dernière. Enfin, puisqu'une surface chaude peut être considérée comme hydrophobe grâce à l'effet Leidenfrost, nous parlerons brièvement de l'impact de jets sur une surface hydrophobe non chauffée.

V.2 L'effet Leidenfrost statique

V.2.1 Régimes d'ébullition et point de Leidenfrost

L'effet Leidenfrost peut être caractérisé par l'étude du flux de chaleur entre une surface solide chaude et une flaque de liquide reposant sur celle-ci au fur et à mesure que la température de la surface chaude augmente (on dit qu'on trace une "courbe d'ébullition", voir figure V.2) [113]. Lorsque que la température T de la surface solide est inférieure à la température d'ébullition $T_{\acute{e}b}$ du liquide, le liquide est logiquement dans un régime monophase. Le flux de chaleur émis par la surface solide est transmis à travers la flaque liquide jusqu'à l'interface liquide-air, où il est dissipé par évaporation. Dès que T dépasse $T_{\acute{e}b}$, le liquide entre dans un nouveau régime, le régime d'ébullition par nucléation (ou nucleate boiling regime en anglais) dans lequel des bulles de vapeurs se forment à l'interface liquide-solide. Dans ce régime, la vapeur peut se comporter de deux façons : pour des températures assez

faibles, l'ébullition génère des bulles isolées, tandis que pour des températures plus élevées l'ébullition crée des colonnes et des jets de bulles. Au fur et à mesure que le solide chauffe, le flux de chaleur entre le solide et le liquide augmente également jusqu'à atteindre un maximum local qui correspond au "flux de chaleur critique". Ce point marque la fin du régime d'ébullition par nucléation et le début du régime d'ébullition de transition (transition boiling regime) dans lequel une couche de vapeur discontinue se forme à certains endroits sous la flaque liquide. Le flux de chaleur entre le solide et le liquide s'en retrouve alors fortement diminué au fur et à mesure que T augmente jusqu'à cette fois atteindre un minimum local. Ce minimum correspond à la fin du régime d'ébullition de transition et le début du régime de caléfaction (film boiling regime). Puisque l'effet Leidenfrost n'est observé qu'une fois ce régime atteint, le point marquant le début de ce régime est appelé "point de Leidenfrost", et la température correspondante est appelée "température de Leidenfrost". Dans le régime de caléfaction, la flaque liquide est totalement isolée de la surface solide par une couche de vapeur continue. Si la température de la surface solide continue d'augmenter, le flux de chaleur, traversant la couche de vapeur, se met également de nouveau à augmenter doucement.



FIGURE V.2 – Courbe d'ébullition (schématique) pour une flaque de liquide à une température proche de la température d'ébullition sur une surface chaude (figure inspirée de [113]).

Ces quatres régimes peuvent être également observés en analysant le temps d'évaporation d'une goutte de liquide posée sur une surface solide chaude [113, 119]. La courbe obtenue, appelée "courbe d'évaporation", est donnée par la figure V.3. Lorsque $T < T_{\rm éb}$ et que nous sommes dans le régime monophase, le temps d'évaporation diminue avec T, et continue de le faire à travers le régime d'ébullition par nucléation au fur et à mesure que le flux de chaleur entre le solide et le liquide augmente. Lorsque le flux de chaleur atteint sa valeur maximale, c'est-à-dire quand nous atteignons le flux de chaleur critique, le temps d'évaporation de la goutte a alors atteint sa valeur minimale. Nous entrons alors dans le régime d'ébullition de transition dans lequel le temps d'évaporation augmente avec T jusqu'à atteindre un maximum local, qui correspond au point de Leidenfrost. La goutte entre ainsi dans le régime de caléfaction, et son temps d'évaporation diminue doucement au fur et à mesure que T augmente.



FIGURE V.3 – Évolution du temps de vie τ d'une goutte d'eau de 1 mm de rayon posée sur une plaque en Duralumine à la température T. Courbe tirée de [119]. Quand T augmente, on rencontre le régime monophase (1), le régime d'ébullition par nucléation (2), le régime d'ébullition de transition (3) puis le régime de caléfaction (4).

La position du point de Leidenfrost est un des aspects de l'effet Leidenfrost les plus étudiés dans la littérature. En particulier, de nombreux modèles différents ont été proposés pour prédire la position du point de Leidenfrost et pour expliquer le mécanisme exact derrière la formation de la couche de vapeur entre le liquide et le solide chaud. Nous pouvons citer en exemple un modèle faisant intervenir l'évaporation classique du liquide pour former la vapeur [146], des modèles faisant intervenir des instabilités hydrodynamiques [237, 150, 112, 231], d'autres modèles utilisant des hypothèses de métastabilité du liquide [209, 111, 202] ou encore un modèle se basant sur un critère de mouillabilité avec la surface chaude [103, 191, 203]. Malgré la multitude de modèles proposés, aucun n'a cependant été capable de décrire complètement les observations expérimentales [113], et le mécanisme exact caché derrière l'effet Leidenfrost reste à ce jour inconnu.

V.2.2 Influence des paramètres expérimentaux

Malgré l'absence de modèle faisant consensus pour expliquer la position du point de Leidenfrost statique, de nombreux travaux dans la littérature ont contribué à la construction d'une véritable base de données référençant les points de Leidenfrost pour différentes surfaces solides, différents liquides et différentes conditions expérimentales.

Un premier paramètre dont nous avons déjà parlé et qui influence le point de Leidenfrost est la mouillabilité du système solide-liquide. En effet, il a été observé [140, 113, 155, 211, 219] que la température de Leidenfrost est d'autant plus élevée que le substrat est hydrophilique. Cependant, la rugosité de la surface semble influencer encore plus la température de Leidenfrost. En effet, non seulement elle modifie la mouillabilité du substrat [195], mais également la présence d'aspérités sur la surface impose d'avoir une couche de vapeur plus épaisse afin d'empêcher tout contact solide-liquide. La température de Leidenfrost augmente donc avec la rugosité du substrat [122, 113, 161], qu'elle soit intialement présente sur le substrat ou bien causée par le dépôt de particules. D'une façon similaire, la température de Leidenfrost augmente également avec la porosité du substrat puisque qu'une partie de la vapeur produite sera piégée dans les pores du substrat et ne contribuera donc pas à l'effet Leidenfrost. Notons que l'influence de ces paramètres sur la température de Leidenfrost offre un certain degré de contrôle sur le phénomène. En effet, la rugosité, la porosité et la mouillabilité d'un substrat peuvent être choisies en microtexturant (voire en nano-texturant) le substrat [236, 212]. Enfin, il a été reporté [113] que la température du liquide avant d'être déposé sur la surface chaude ou la quantité de gaz dissous dans le liquide n'avaient aucune influence sur le point de Leidenfrost.

V.3 L'effet Leidenfrost dynamique – Impact de gouttes

Jusque maintenant, nous nous sommes intéressés à l'effet Leidenfrost "statique" dans lequel le liquide est déposé sans vitesse initiale sur la surface solide chaude. Cependant, beaucoup d'applications citées dans la section V.1 font intervenir une version dynamique de l'effet Leidenfrost dans laquelle le liquide possède une vitesse initiale par rapport à la surface chaude. Dans cette section, nous allons nous cantonner au cas le plus courant d'effet de Leidenfrost dynamique, à savoir l'impact de gouttes sur une surface solide chaude.

V.3.1 Point de Leidenfrost dynamique

Nous avons vu dans la section précédente que l'effet Leidenfrost pouvait être caractérisé par un point particuler, le point de Leidenfrost, qui marque le début du régime de caléfaction. Ce point correspond alors à un minimum local de flux de chaleur transmis du solide au liquide et donc à un maximum local du temps d'évaporation de la goutte. Dans le cas de la goutte immobile (cas "statique"), seule la gravité peut forcer le contact entre le solide et le liquide. Cependant, si une goutte est projetée vers la surface chaude, son inertie jouera également sur la possibilité d'un contact liquide-solide, si bien que la description du point de Leidenfrost statique que nous avons développé ci-dessus ne fonctionne plus. Il nous faut donc définir un nouveau point de Leidenfrost "dynamique", qui dépendra notamment de l'inertie du liquide, et qui est atteint à une plus haute température que dans le cas statique.

Pour définir le point de Leidenfrost dynamique, il est possible de tenter de s'inspirer de ce qui a été fait dans le cas statique, par exemple en mesurant le temps d'évaporation d'une goutte impactant la surface chaude et en repérant le maximum local correspondant à la température de Leidenfrost. Cependant, la mesure du temps d'évaporation dans le cas dynamique est difficile car peu précise [125]. Nous verrons notamment un peu plus tard que la goutte peut avoir différents comportements après l'impact, ce qui multiplie les incertitudes de mesure sur son temps d'évaporation. Notons que malgré cela la courbe donnant le temps d'évaporation lors de l'impact d'une goutte en fonction de la température de la surface chaude (voir figure V.4) est similaire à celle obtenue dans le cas statique [162, 188, 172], et les quatre régimes d'ébullition introduits pour le cas statique sont encore valables pour le cas dynamique. Il est également possible de considérer que le point de Leidenfrost est atteint lorsqu'il n'y a plus aucun contact entre le liquide et le solide pendant et après l'impact, mais ce critère est une nouvelle fois difficile à évaluer de par la nécessité d'avoir de grandes résolutions temporelle et spatiale pendant l'expérience [210].



FIGURE V.4 – Évolution du temps de vie τ d'une goutte de décane de 1 mm de rayon posée sur une plaque chauffée. Courbe tirée de [162]. Quand la température de la plaque augmente, on rencontre le régime monophase (1), le régime d'ébullition par nucléation (2), le régime d'ébullition de transition (3) puis le régime de caléfaction (4).

Il existe néanmoins une description du point de Leidenfrost dynamique, facilement applicable expérimentalement, qui fait plutôt consensus dans la littérature : la température de Leidenfrost dynamique est atteinte lorsqu'il n'y a aucune atomisation ou éclaboussure pendant et après l'impact de la goutte [179, 228]. Notons que ce critère est lié à la présence de contacts liquide-solide qui conditionne la nucléation de bulles. De plus, comme dans le cas statique, de nombreux modèles ont été proposés afin de prédire le point de Leidenfrost dynamique. Certains de ces modèles se basent par exemple sur la nucléation de bulles [116] ou sur l'entraînement de vapeur lors de la chute de la goutte [145]. Cependant, le modèle le plus couramment utilisé est fondé sur un équilibre entre les pressions forçant un contact liquide-solide et celles cherchant à l'empêcher [172].

V.3.2 Comportements de la goutte après l'impact

L'étude de l'aspect hydrodynamique de l'impact de gouttes sur une surface chauffée est très présente dans la littérature, où le comportement de la goutte pendant et surtout après l'impact a été beaucoup exploré. Il convient de noter que la modélisation des transferts thermiques ayant lieu pendant l'effet de Leidenfrost dynamique ne sera pas traitée ici, mais a également été très étudiée dans la littérature [196, 172].

D'après les nombreux travaux sur le sujet, les deux paramètres les plus importants pour décrire ce qu'il advient de la goutte après l'impact sont bien évidemment la température de la plaque mais également le nombre de Weber de la goutte [117], définit comme $We_{drop} = \rho u^2 d/\gamma$, où ρ est la masse volumique du liquide, γ est sa tension de surface, u est la vitesse de la goutte et d est son diamètre. Il existe alors beaucoup de classifications hydrodynamiques décrivant différents aspects du phénomène dans la littérature. Par exemple, les motifs d'impact de la goutte ont été répartis en cinq régimes différents [223, 224] en fonction de la température de la surface (voir figure V.5). Pour des surfaces dont la température est inférieure à la température d'ébullition du liquide, le motif d'impact de la goutte est nommé *complètement mouillé*. La goutte s'étale complètement sur la surface après l'impact et ne se fragmente pas si sa vitesse d'impact est assez faible. Dès que la surface devient plus chaude que la température d'ébullition, le motif d'impact est qualifié d'ébullition mouillée. La goutte est alors déformée par la formation de micro-bulles, ce qui peut mener à l'éjection de petites gouttelettes. : complètement mouillé, caléfaction mouillée, transitoire, rebond sec et rebond sec avec goutte satellite (ici, "sec" signifie l'absence de contact liquide-solide). Si la température du substrat continue d'augmenter, le contact entre la goutte et le solide devient partiel, si bien que l'impact ne peut plus être qualifié de mouillé. Le motif d'impact est d'abord similaire aux motifs "mouillés" introduits plus haut avant de ressembler assez vite aux motifs "secs" que nous allons introduire juste après. On le qualifie donc de "transition". Une fois la température du solide suffisamment élevée, la goutte ne rentre jamais en contact avec le solide. Elle s'écrase alors sur une couche de vapeur l'isolant du solide chaud avant de rebondir. Le motif d'impact est donc qualifié de rebond sec. Enfin, quand la température du solide augmente encore, le rebond de la goutte crée une goutte supplémentaire, une goutte satellite. L'impact est donc un rebond sec avec goutte satellite.



FIGURE V.5 – Photographies extraites de [224] illustrant les cinq motifs différents observés lors de l'impact d'une goutte d'éthanol de diamètre 550 μ m sur une plaque d'aluminium ayant la température T.

L'impact d'une goutte sur une surface chaude peut également être décrit en utilisant quatre régimes d'ébullition différents du cas statique qui décrivent la façon dont le liquide mouille le solide chaud [158]. Pour une surface relativement froide, les gouttes s'étalent sans qu'il n'y ait création de bulles. Il s'agit alors du *régime d'étalement*. Si la surface est plus chaude, on observe de la nucléation locale de bulles créant de petites zones sèches qui peuvent soit grossir, soit disparaître. Nous sommes alors dans le *régime d'ébullition avec bulles*. Quand on augmente la température de la surface, un nouveau motif de mouillage est observé. Au point d'impact, le liquide se comporte comme s'il était dans le régime d'ébullition avec bulles. Cependant, tout autour de cette zone centrale, le liquide crée un motif en forme de doigts s'étalant vers l'extérieur. Ce régime d'ébullition est donc appelé *régime d'ébullition en forme de doigts*. Enfin, pour une surface très chaude, le liquide n'entre jamais en contact avec le solide. Ce régime est le régime de Leidenfrost, où régime de caléfaction. Tran et al. [215] ont quant à eux proposé trois régimes différents en fonction de la température du substrat (voir figure V.7). À basse température, la goutte est en contact avec le solide et bout : il s'agit du régime d'ébullition par contact, qui s'accompagne de violentes éjections de gouttelettes. Pour des températures de surface intermédiaires, aucun contact entre la goutte et le solide n'est possible, il s'agit donc du classique régime de caléfaction douce. Enfin, à hautes températures, la goutte ne rentre toujours pas en contact avec le solide mais est sujette à des éjections de gouttelettes qui sont cependant moins violentes que dans le régime d'ébullition par contact. Notons qu'il existe dans la littérature d'autres descriptions des différents régimes d'ébullition observés lors de l'impact d'une goutte sur une surface chaude [172], mais ces régimes sont assez similaires à ceux que nous venons de décrire.



FIGURE V.6 – Photographies extraites de [158] montrant une vue sur le côté et une vue de dessus d'une goutte d'éthanol impactant une surface en verre chauffée à la température T. Les temps t indiqués sur les images de la quatrième ligne sont valables pour les lignes précédentes également. Les barres d'échelles noires et blanches correspondent à 2 mm.

En ce qui concerne l'influence de We_{drop} , le comportement d'une goutte impactant une surface chaude peut être résumé comme suit. Lorsque We_{drop} est faible (le seuil étant entre 50 et 80, bien plus faible que pour un impact sur une surface non chauffée), la goutte est désintégrée après impact [107]. Il a également été observé que la rupture de la goutte peut être causée par la présence d'un défaut sur la surface chaude [120] et qu'elle devient de moins en moins probable (voire impossible) si l'angle d'impact de la goutte par rapport à la verticale est grand [230]. De plus, la désintégration de la goutte peut mener à une éjection globale de gouttelettes (c'est-à-dire un spray) [221] ou une éjection localisée d'un jet de liquide [207].

Quand We_{drop} devient assez grand, la goutte va rebondir contre la surface chaude, à la manière d'un ressort jeté contre un mur [118] : après l'impact, la goutte s'étale horizon-





Spraying film boiling

FIGURE V.7 – Photographies extraites de [215] montrant une vue sur le côté et une vue de dessus de l'impact d'une goutte d'eau sur un wafer en silicium chauffé à différentes températures T. Le nombre de Weber de la goutte vaut toujours 32. (a) $T = 380^{\circ}$ C : régime d'ébullition par contact. (b) $T = 500^{\circ}$ C : régime de caléfaction douce. (c) $T = 580^{\circ}$ C : régime d'atomisation. La barre d'échelle noire en haut à gauche de la figure représente 2.5 mm.

talement jusqu'à atteindre un rayon maximal [166], puis elle se rétracte et est éjectée de la surface, avant de retomber par gravité et recommencer le processus (voir figures V.8 et V.9a). Pour de relativement faibles We_{drop} , le rebond est quasiment élastique, la goutte peut enchaîner un grand nombre de rebonds en montant à chaque fois à la même altitude. Une fois que la goutte a dissipé son énergie cinétique après de multiples rebonds, sa taille diminue petit à petit par évaporation via l'effet Leidenfrost statique. Notons qu'une fois que son rayon descend sous une valeur critique, la surpression dans la couche de vapeur devient plus grande que le poids de la goutte et la goutte est spontanément projetée en l'air [128].

Quand We_{drop} augmente, une partie grandissante de l'énergie de la goutte sera consommée par ses oscillations, laissant moins d'énergie disponible pour rebondir à la même hauteur que le rebond précédent. Le rebond perd alors de son élasticité. Si le rayon maximal d'étalement de la goutte dépasse la longueur capillaire ou si We_{drop} devient assez grand, alors des fragments de la goutte se détachent et sont éjectés séparément [120] (voir figures V.9b et V.9c). Cette fragmentation s'observe également pour de plus faibles valeurs de We_{drop} si un défaut sur la surface chaude est présent au point d'impact de la goutte [120] (voir figure V.9d).



FIGURE V.8 – Photographies extraites de [118] d'une goutte d'eau de diamètre 1 mm rebondissant sur une surface en acier chauffée à 300° C. Les images sont chacunes séparées de 2.5 ms.



FIGURE V.9 – Images extraites de [120] d'une goutte d'isopropanol de 1 mm de rayon impactant un wafer en silicium chauffé à 325° C pour différentes valeurs de We_{drop}. (a) We_{drop} = 170 : rebond complet de la goutte. (b) We_{drop} = 260 : fragmentation. (c) We_{drop} = 390 : fragmentation et formation d'un trou au centre de la goutte étalée. (d) We_{drop} = 170 : présence d'un défaut qui provoque la fragmentation de la goutte.

V.3.3 Influence des paramètres expérimentaux

Comme pour le cas statique, l'influence des paramètres expérimentaux sur le point de Leidenfrost dynamique a été l'objet de nombreuses études dans la littérature [222, 125]. Commençons par les paramètres de l'impact des gouttes sur la surface chaude. Actuellement, il n'y a pas de consensus sur la manière dont varie la température de Leidenfrost dynamique par rapport à la vitesse d'impact de la goutte [125]². En effet, certaines études [215, 154, 175] affirment que cette température augmente avec la vitesse d'impact : plus la goutte a de l'inertie, plus la couche de vapeur est compressée à l'impact et donc plus la surface doit être chaude pour créer assez de vapeur et éviter des contacts

^{2.} Beaucoup de références supplémentaires sont données dans cette review publiée en 2023 par Cai et Mudawar [125]. Nous ne donnerons par la suite que quelques exemples de références.

solide-liquide. D'un autre côté, d'autres travaux [138, 193] rapportent le contraire en expliquant que plus la vitesse d'impact est grande, plus la goutte va s'étirer après l'impact et donc plus la surface de production de vapeur sera grande, permettant donc au solide d'être moins chaud tout en restant dans le régime de caléfaction. Enfin, il a également été avancé que le point de Leidenfrost dynamique n'était pas sensible à la vitesse d'impact de la goutte [210, 228]. Au final, il ressort de cet ensemble d'études que le comportement du point de Leidenfrost en fonction de la vitesse d'impact dépend des caractéristiques du liquide et de la surface solide utilisés. L'influence de la fréquence d'impact lors d'impacts successifs de gouttes a également été étudiée. Tant que le temps "de résidence" d'une goutte, c'est-à-dire le temps entre l'impact et le rebond de la goutte, est inférieur à la durée entre deux impacts successifs, le point de Leidenfrost dynamique est insensible à la fréquence d'impact [114, 117]. Cependant, dans le cas inverse, une goutte impactant la surface aura influencé la goutte précédente et sera elle-même influencée par la goutte suivante, si bien que l'impact successif de gouttes perturbe la formation d'une couche de vapeur continue et retarde le régime de caléfaction qui est alors atteint à de plus hautes températures quand la fréquence des impacts augmente [235]. Enfin, il est admis que la température de Leidenfrost dynamique augmente avec la taille des gouttes [233].

Au-delà de ces paramètres spécifiques à l'impact de gouttes, la littérature contient aussi des travaux sur l'influence de paramètres qui avaient déjà été étudiés dans le cas de l'effet Leidenfrost statique. Ainsi, la température de Leidenfrost dynamique augmente avec la porosité du substrat [164] ainsi que son hydrophilie [211, 179]. En ce qui concerne l'impact de la rugosité du substrat, certains travaux [114, 117] considèrent d'une part que la température de Leidenfrost diminue avec la rugosité de la surface chaude (contrairement au cas statique) car celle-ci déstabiliserait le micro-film liquide censé précéder le film liquide principal et empêcherait donc le liquide de mouiller le solide. D'autre part, certaines études [167, 233] considèrent que la rugosité du susbtrat ralentit par friction l'étalement et la rétraction de la goutte après l'impact, la forçant à rester proche de la surface chaude plus longtemps et donc nécessitant une température plus élevée pour atteindre le régime de caléfaction. Ces différentes études, bien que contradictoires, ont été menées pour des liquides, des surfaces et des caractéristiques d'impact similaires. Ainsi, l'effet de la rugosité sur le point de Leidenfrost dynamique reste incertain [125]. Notons que la fabrication de substrats micro/nano-texturés permet également, comme dans le cas statique, de jouer sur les paramètres cités ci-dessus et donc de contrôler la température de Leidenfrost [125].

V.4 Impact de jets

Maintenant que nous avons vu ce qu'il se passait dans le cas de gouttes impactant une surface chaude, nous pouvons nous intéresser à un autre exemple d'effet Leidenfrost dynamique, à savoir l'impact de jets sur une surface chaude. Une grande partie de la littérature sur le sujet se concentre sur les transferts thermiques ayant lieu lors du refroidissement d'une surface chaude via des jets [105], que ce soit dans le cas de jets plans [218, 227, 199, 121, 156], utiles pour refroidir sur toute la largeur d'une surface, de jets circulaires [163, 110, 170, 156], qui sont les plus efficaces pour pénétrer la couche de vapeur, et des jets coniques (ou "sprays"), que ce soit sur des surfaces horizontales ou inclinées [178]. Cependant, l'aspect hydrodynamique du phénomène a été peu abordé dans la littérature [177, 156]. Notons également qu'il existe plusieurs types de jet étudiés dans la littérature, mais dans notre cas nous n'aborderons que les jets à surface libre.

V.4.1 Régimes d'ébullition

En premier lieu, il convient de remarquer que dans le cas de l'impact de gouttes, seule une quantité finie (et en général faible) de liquide froid est déposée sur la plaque, si bien qu'il est généralement sous-entendu que la température de la plaque est constante dans le temps. Cependant, dans le cas de l'impact de jets, le liquide froid est projeté en continu sur la surface chaude, si bien que la question du refroidissement de la surface chaude (et donc de la variation dans le temps de sa température) se pose. Bien entendu, il est possible de considérer que la surface est chauffée en continu de sorte à maintenir sa température constante, mais ce cas de figure, et en particulier son aspect hydrodynamique, est peu présent dans la littérature [184, 137].

Pour l'instant, concentrons-nous sur une surface qui n'est pas chauffée en continu, c'està-dire qui sera refroidie par le jet de liquide au fur et à mesure que le temps passe. Les régimes d'ébullition observés précédemment dans le cas dynamique ou statique peuvent être simultanément observés à différentes positions de la surface chaude [105]. La position des quatre régimes d'ébullition est donnée par la figure V.10. Notons A le point d'impact du jet, aussi appelé point de stagnation. C'est à ce point que la température est la plus basse et donc que le refroidissement est le plus efficace. Ce point est situé au milieu de la zone "mouillée", où le liquide est en contact avec le solide. Nous sommes alors dans le régime monophase, ou régime de transfert thermique par convection forcée. La partie



FIGURE V.10 – Figure extraite de [105] donnant la courbe d'ébullition d'un jet d'eau impactant une surface en acier chaude (ligne pleine) et la courbe de température de cette surface en fonction de la distance au point d'impact du jet. Le point A désigne le point de stagnation, situé directement sous le jet. Le point B correspond au flux de chaleur critique et au passage du régime d'ébullition par nucléation au régime d'ébullition de transition. Le point C marque la fin de la zone mouillée et le début de la zone sèche, c'est-à-dire du régime de caléfaction, et en particulier de la zone précurseur de refroidissement dont la fin est donnée par le point D. Les températures correspondant aux points C et D sont respectivement la température de remouillage et la température de remouillage apparente.

externe de la zone mouillée est quant à elle dans le régime d'ébullition par nucléation, où des bulles de vapeur sont générées de manière localisée. La zone mouillée se finit au point noté B où le flux de chaleur est maximal (ce qui correspond au flux de chaleur critique). Ce point marque le début de la "zone d'ébullition" et le régime d'ébullition de transition, qui s'étale jusqu'à un certain point noté C. Ce point (dénommé *minimum film boiling point* en anglais) marque le début du régime de caléfaction et sa température est appelée "température de remouillage". Bien que la surface chaude soit sèche à partir de ce point, il reste possible d'y mesurer un gradient de température et un flux de chaleur jusqu'à être suffisamment loin du point C et atteindre un nouveau point, noté D. La zone entre les points C et D est alors appelée "zone précurseur de refroidissement", et la température au point D est appelée "température de remouillage apparente". Au delà du point D, tout se passe comme si il n'y avait pas d'impact de jet.



FIGURE V.11 – Photographies extraites de [105] d'un jet impactant une surface à 450°C. On y voit clairement le déplacement au fil du temps des différents régimes d'ébulition décrits dans la figure V.10 dans le sens de l'écoulement.

La description des régimes d'ébullition que nous venons de réaliser a été faite à un instant donné et se déplaçant dans l'espace, mais il est possible de changer de point de vue et de reprendre la même description à position fixée et en avançant dans le temps. Ainsi, chaque point de la surface est initialement dans le régime de caléfaction jusqu'à ce que sa température atteigne à un instant donné la température de remouillage apparente, marquant la rentrée dans la zone précurseur de refroidissement (et donc le passage du point D). Des gradients de température à la surface commencent alors à apparaître jusqu'à ce que le point étudié soit atteint par le liquide de refroidissement et que sa température atteigne la température de remouillage (correspondant au point C), marquant son entrée dans le régime d'ébullition de transition. En attendant encore un peu plus, le flux de chaleur au point étudié atteint sa valeur critique, ce qui signifie l'entrée dans le régime d'ébullition par nucléation (on a alors atteint le point B) et donc dans la zone mouillée. À partir de là, le régime d'ébullition par nucléation va peu à peu faiblir pour ne laisser place qu'au régime monophase de transfert thermique par convection forcée. Ainsi, les régimes d'ébullition (ainsi que leurs limites) se déplacent dans le sens de l'écoulement avec le temps (voir figure V.11) jusqu'à ce que la totalité de la surface soit assez froide pour être dans le régime monophase.

V.4.2 Température de remouillage

Une des caractéristiques les plus importantes de l'impact d'un jet sur une surface chaude est le "remouillage", atteint quand la température de la surface atteint la température de remouillage. Bien qu'il existe un consensus sur la définition du remouillage comme étant le rétablissement d'un contact liquide-solide continu [105], il reste quand même possible de distinguer deux caractérisations différentes de cette notion. D'un côté, certains considèrent que le remouillage représente le passage du régime de caléfaction initialement présent en tout point de la surface au régime d'ébullition de transition et donc quand le premier contact liquide-solide a lieu [176, 229, 104] (point C sur la figure V.10). D'un autre côté, d'autres travaux appellent remouillage la température de la surface associée au flux de chaleur critique [149, 186, 182] (point B sur la figure V.10). De plus, la température de remouillage peut aussi être considérée comme étant l'équivalent de la température de Leidenfrost définie pour l'impact de gouttes ou pour le cas statique [126].

Il existe peu de modèles dans la littérature qui ont tenté d'exprimer la température de remouillage dans le cas où celle-ci correspond à la température minimale à laquelle le régime de caléfaction peut être observé [152, 156, 105]. Nous pouvons cependant citer une expression de la température de remouillage $T_{\rm rem}$ obtenue par un développement théorique conduit par Karwa *et al.* [156] qui donne

$$T_{\rm rem} = T_{\rm \acute{e}b} + 1.15 \frac{\lambda_l}{\lambda_v} \frac{\eta_v}{\eta_l} \Pr_l^{1/2} \left(T_{\rm \acute{e}b} - T_{\rm jet} \right)$$
(V.1)

où λ_l et λ_v dénotent la conductivité thermique du liquide et de sa vapeur, η_l et η_v correspondent à la viscosité dynamique du liquide et de sa vapeur, $\Pr_l = \eta_l C_{p,l}/\lambda_l$ est le nombre de Prandtl du liquide, $C_{p,l}$ est la chaleur spécifique du liquide et T_{jet} est la température du liquide dans le jet. Pour un jet d'eau initialement à 20°C, cette formule donne $T_{\text{rem}} \sim 160^{\circ}\text{C}^3$. En revanche, il est possible de trouver une abondance de corrélations empiriques donnant cette température pour une multitude de conditions expérimentales différentes [126, 153, 105], reportant des températures de remouillage allant de 67°C à 800°C au-dessus de la température d'ébullition du liquide en fonction du liquide employé, du solide chauffée, de son état de surface et ainsi de suite. Ainsi, la température de remouillage pour de l'eau sur du cuivre a été estimée comme étant environ 80°C au dessus de T_{eb} , contre 200°C sur du cuivre avec une couche d'or rugueuse voire 740°C sur un alliage de zirconium ("Zircaloy") [126].

De manière générale, ces travaux suggèrent que $T_{\rm rem}$ dépend principalement des propriétés thermiques du liquide employé et, étonnament, assez faiblement de la vitesse, du débit, ou du rayon du jet. De manière générale, il apparaît que $T_{\rm rem}$ est d'autant plus grande que la température initiale de la surface, la vitesse, le débit et le rayon du jet sont

^{3.} Les valeurs utilisées pour ce calcul sont celles que nous utiliserons également dans la sous-section VI.2.1 où nous calculerons la température minimale pour être en caléfaction directement sous le jet via la relation (VI.2).

élevés et que la température initiale du liquide et la conductivité thermique de la surface sont faibles [176, 168, 156, 105]. Notons que dans ces travaux, la mesure expérimentale de $T_{\rm rem}$ est compliquée. En effet, il est courant de mesurer la température dans le solide chaud en certains points, obtenir par interpolation la température dans le solide et enfin estimer la température à la surface du solide, dont notamment $T_{\rm rem}$.

De plus, l'équivalence entre $T_{\rm rem}$ et la température de Leidenfrost ne fait pas consensus à cause de la présence de la zone précurseur de refroidissement dans laquelle le transfert thermique est sensiblement meilleur par rapport au reste de la zone en caléfaction [160]. Ainsi, il a été avancé que le véritable équivalent à la température de Leidenfrost dans le cas de l'impact d'un jet est la température de remouillage apparente, mesurée à la fin de la zone précurseur de refroidissement. Il est estimé que cette température est environ 30° C à 40° C au dessus de $T_{\rm rem}$ [143]. Enfin, d'autres études ne tentent pas d'établir de lien entre les deux températures et définissent simplement la température de Leidenfrost comme étant la température nécessaire pour qu'aucun contact solide-liquide n'ait lieu, même directement sous le jet au niveau du point d'impact [156].

Impact sur une surface hydrophobe – Nappes de V.5Savart

Bien que le sujet de la seconde partie de ce manuscrit soit l'impact de jets sur des surfaces chaudes, nous pouvons tout de même nous intéresser à un cas particulier d'impact de jet sur une surface non chauffée. En effet, le fait que le jet impacte une surface chaude implique la présence éventuelle d'une couche de vapeur par effet Leidenfrost. Ainsi, nous pouvons considérer que le liquide impacte une surface qu'il ne mouille pas, de la même manière que de l'eau ne mouille pas une surface hydrophobe. Dans cette section, nous allons donc décrire brièvement les études d'impact de jets d'eau sur des surfaces hydrophobes que nous pouvons trouver dans la littérature.

Ainsi, Celestini et al. [127] se sont par exemple focalisés sur l'influence de l'angle d'impact du jet par rapport à surface hydrophobe horizontale. Ils ont observé qu'un jet d'eau incliné pouvait rebondir sur une surface hydrophobe. Le jet réfléchi peut exhiber des oscillations stables (voir figures V.12a et V.12b), ou bien être suffisamment instable pour se déformer et devenir une succession de gouttes éjectées avec un angle défini par rapport à l'horizontale (voir figure V.12c). Enfin, si l'angle d'inclinaison du jet est suffisamment proche de l'horizontale, le jet ne rebondit plus et se contente de longer la surface du substrat (voir figure V.12d). Notons qu'il existe aussi une étude similaire pour une surface hydrophobe verticale [159].

Maynes et al. [183] ont quant à eux observé l'impact d'un jet d'eau vertical sur un substrat en silicium rendu hydrophobe. Ils ont reporté différents comportements qui dépendaient fortement du nombre de Weber We du jet (voir figure V.13). Pour de faibles We, on observe une nappe d'eau circulaire dont la hauteur augmente brusquement à une certaine distance du jet, c'est-à-dire un ressaut hydraulique. Cependant, si We augmente, le ressaut disparaît et la nappe d'eau se fragmente en gouttelettes de faible inertie qui fusionnent rapidement pour former des petites flaques. Quand We continue de croître, ces gouttelettes finissent par avoir suffisamment d'inertie pour être éjectées sans former des flaques. Notons que ces gouttelettes ne décollent jamais du substrat. De plus, si la texturation du substrat est asymétrique, alors la nappe d'eau devient elliptique [183, 194]. On peut également trouver dans la littérature un modèle prédisant le rayon de fragmentation de la nappe [194].



FIGURE V.12 – Photographies extraites de [127] d'un jet d'eau rebondissant sur une surface superhydrophobe (l'angle de contact vaut alors 155°). (a) et (b) Rebond stable du jet. (c) Jet instable. (d) Jet longeant le substrat.



FIGURE V.13 – Photographies extraites de [183] montrant l'impact d'un jet d'eau de 0.84 mm de diamètre sur une surface hydrophobe non chauffée. (a) We = 700 : formation d'un ressaut hydraulique. (b) We = 1300 : disparition du ressaut hydraulique qui laisse place à une nappe liquide se fragmentant en gouttelettes. (c) We = 1900 : la nappe liquide se fragmente en gouttelettes encore plus petites. (d) Mêmes paramètres que (c) mais avec un zoom plus faible et une vitesse d'ouverture de la caméra plus grande.

Enfin, Clanet *et al.* ont décrit la nappe liquide ⁴ qui se forme après l'impact d'un jet millimétrique et comment elle se fragmente en gouttelettes [134] (voir figure V.14). En particulier, ils ont étudié de manière expérimentale et théorique l'épaisseur de la nappe, la vitesse de l'écoulement, à quelle distance du point d'impact du jet la nappe se fragmente ou encore la formation, le rayon et la vitesse des gouttes après fragmentation de la nappe.

^{4.} En général, ce genre de nappe est appelé nappe de Savart.



FIGURE V.14 – Photographies extraites de [134] de la formation d'une nappe liquide après l'impact d'un jet d'eau de 3 mm de diamètre sur un disque en acier de 7 mm de diamètre. Le nombre de Weber du jet est We = 375. Chaque image est séparée de 1/225 s, et la figure se lit de la gauche vers la droite et de haut en bas.

V.6 Problème abordé dans cette partie

Dans la seconde partie de ce manuscrit consacrée à l'impact d'un jet vertical sur une surface horizontale chauffée, nous allons étudier le cas peu exploré dans la littérature d'un jet d'eau sub-millimétrique impactant un épais disque en Duralumine. Au delà de son intérêt académique, ce problème est également intéressant de par ses multiples applications industrielles où de petits jets sont nécessaires. Nous cherchons donc à nous placer dans un régime stationnaire où le jet ne refroidit pas la plaque, qui garde donc une température constante, étant donné que cette situation a été très peu étudiée dans la littérature. En particulier, nous n'étudierons pas les transferts thermiques ayant lieu entre l'eau et le Duralumin et nous nous focaliserons donc sur le comportement hydrodynamique de l'eau après impact.

Ce premier chapitre qui vient d'être présenté avait ainsi pour but d'introduire l'effet Leidenfrost et l'impact d'un liquide sur une surface chauffée.

Le second chapitre de la partie détaillera les deux régimes hydrodynamiques que nous observons, à savoir un régime où une unique goutte grossit sous le jet et un régime où des gouttelettes sont éjectées de manière isotrope. En particulier, l'impact de divers paramètres expérimentaux sur le second régime sera étudié.

Le troisième chapitre sera quant à lui dédié à la modélisation de ce régime et notamment à l'établissement de lois d'échelle permettant d'expliquer les résultats expérimentaux obtenus. Il proposera également une rationnalisation de la transition entre les deux régimes hydrodynamiques observés.

Le quatrième chapitre sera marqué par un changement de point de vue où le régime d'éjection de gouttelettes est observé par le haut. Nous quantifierons alors la vitesse et le rayon des gouttelettes éjectées et comparerons les résultats obtenus à la littérature et notamment aux études sur les nappes de Savart.

Enfin, nous concluerons cette deuxième partie dans un dernier chapitre dans lequel nous exposerons également les perspectives d'études ainsi que les questions ouvertes qui n'ont pas trouvé réponse dans le présent manuscrit.

Chapitre VI

Régimes hydrodynamiques observés après l'impact

Dans ce chapitre, nous allons présenter le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour étudier l'impact d'un jet sur une surface chauffée dans un régime quasi-stationnaire, c'est-à-dire un régime où la température de la surface est maintenue constante. Nous décrirons ensuite les régimes hydrodynamiques observés et nous les comparerons à ce qu'on peut observer lors de l'impact d'un jet sur une surface non chauffée.

Une partie du travail décrit dans ce chapitre a été réalisée par Alice Germa lors de son stage à l'IEMN.

VI.1 Dispositif expérimental

VI.1.1 Production du jet et acquisition des images

Le dispositif expérimental utilisé est présenté par la figure VI.1. Une seringue de 50 mL est placée sur un pousse-seringue Harvard Apparatus Pump 11 Elite. Un tuyau connecte la sortie de la seringue à une aiguille non biseautée située environ 2 cm au-dessus d'un disque en Duralumine (qui est un alliage à base d'aluminium). Ce disque fait 1 cm d'épaisseur et 16 cm de diamètre, et est placé sur une plaque chauffante Fisherbrand Isotemp de puissance 600 W. Un thermocouple de type K est inséré dans un trou présent à la surface du disque et est relié à un thermomètre RS Pro 1319A. Enfin, une caméra Mikrotron MotionBlitz Cube 4 équipée d'un objectif Tamron SP AF28-75 mm est placée sur le côté du dispositif et permet d'obtenir une vue de côté de l'impact du jet sur le disque chauffé. L'éclairage du dispositif est entouré de plaques en Plexiglas en guise de protection contre d'éventuelles projections de liquide chaud. Les images sont acquises à une fréquence de 150 FPS, traitées via le logiciel ImageJ et les résultats sont analysés sur Python.

VI.1.2 Paramètres expérimentaux

Pendant nos expériences, différents paramètres sont modifiables. Le liquide utilisé est de l'eau déminéralisée de masse volumique $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ [57], de tension de surface $\gamma = 73 \text{ mN m}^{-1}$ [83] et de viscosité cinématique $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ à 20°C [58]. Lorsque l'eau déminéralisée est portée à 100°C, ces paramètres deviennent $\rho_{100} = 960 \text{ kg m}^{-3}$ [57], $\gamma_{100} = 59 \text{ mN m}^{-1}$ [83] et $\nu_{100} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ [58]. Nous utilisons quatre aiguilles différentes pouvant générer des jets de rayon *a* compris entre 85 µm et 250 µm. La gamme



FIGURE VI.1 – (a) Schéma du dispositif expérimental utilisé. (b) Photographie d'une partie de ce dispositif.

de débits Q explorée via le pousse-seringue est quant à elle comprise entre 0.075 mL s⁻¹ et 1.55 mL s⁻¹.

Le nombre de Reynolds d'une expérience, défini comme $\text{Re} = Q/\nu a$, est situé entre 900 et 6700. Cependant, nous verrons plus tard que le paramètre de contrôle pertinent à notre étude est le nombre de Weber (et non pas uniquement Q), défini comme

We =
$$\frac{\rho u_{\text{jet}}^2(2a)}{\gamma} = \frac{2\rho Q^2}{\pi^2 \gamma a^3},$$
 (VI.1)

où u_{jet} est la vitesse de l'écoulement dans le jet. Durant nos expériences, ce nombre varie entre 20 et 800¹. Enfin, la température T de la surface du disque en Plexiglas est fixée entre 300°C et 500°C par paliers de 50°C, et le thermomètre affiche une précision de 0.1°C sur la mesure de T.

VI.1.3 Expériences préliminaires

Dans notre étude, nous nous intéressons au cas stationnaire de l'impact d'un jet sur une surface chauffée, c'est-à-dire quand la température de la surface est maintenue constante malgré le jet qui tend à la refroidir. Pour cela, nous utilisons un disque en Duralumine puisqu'il s'agit d'un métal ayant une bonne conductivité thermique (environ 140 W m⁻¹ K⁻¹). De plus, nous avons choisi des grandes dimensions de la plaque (1 cm d'épaisseur, 16 cm de rayon) et des faibles dimensions du jet (rayon maximal de 250 µm, débit maximal de 1.55 mL s⁻¹) afin que le jet ne soit capable de refroidir que très localement et très faiblement le disque, tandis que la température partout ailleurs reste constante et uniforme.

^{1.} Cependant, un nombre de Weber aussi élevé est difficile à obtenir pour les plus petites aiguilles car nous atteignons la limite de notre pousse-seringue.

Afin de vérifier ces considérations, des expériences préliminaires ont été réalisées. En premier lieu, nous avons fait impacter le jet d'eau à différentes positions sur le disque. Nous avons ainsi obtenu des résultats similaires dans chaque cas, ce qui indique que la température T de la surface est bien uniforme sur la totalité du disque. Après chaque expérience, nous avons par contre noté une faible diminution (jusqu'à 10°C) de la température du disque. Cette diminution ne concerne cependant que les débits les plus grands que nous avons explorés. Dans tous les cas, nous considérons que cette variation est négligeable devant la différence de température, supérieure à 200°C, entre la surface du disque et la température d'ébullition de l'eau. Afin de s'assurer que la température du disque est bien remontée à sa valeur nominale avant chaque expérience, nous avons réalisé des mesures en variant le temps d'attente entre chaque expérience. Nous avons de nouveau obtenu des résultats reproductibles et nous en avons donc conclu qu'il suffisait d'attendre quelques secondes tout au plus pour que la température de la surface du disque près du point d'impact du jet retrouve sa valeur nominale. Dans la suite, nous considérons que la température globale reste constante malgré la possibilité qu'elle soit bien plus faible de manière localisée directement sous le jet. Enfin, nous n'avons observé aucun changement sur nos images pendant la durée totale de chaque expérience, qui dure jusque 10 s. Cela indique que nos expériences peuvent être considérées comme quasi-stationnaires.

VI.2 Résultats expérimentaux

VI.2.1 Observation de deux régimes hydrodynamiques



FIGURE VI.2 – Images d'un jet d'eau de rayon $a = 195 \,\mu\text{m}$ impactant un disque en Duralumine chauffé à $T = 350^{\circ}\text{C}$ pour des nombres de Weber de jet différents. (a) We = 24 : régime de goutte grossissante ou régime (i). (b) We = 98 : régime d'éjection de gouttelettes ou régime (ii).

Dans le cadre quasi-stationnaire de nos expériences, nous allons à présent décrire le comportement de l'eau, initialement à 20°C, après l'impact du jet sur la surface de Duralumine chauffée à plus de 300°C. La première chose que nous avons observée est l'existence de deux régimes hydrodynamiques différents (voir figure VI.2) selon le nombre de Weber du jet, noté We et défini par l'équation VI.1 :

lorsque We est petit (We ≤ 30), nous observons la formation d'une unique goutte directement sous le jet (voir figure VI.2a). Cette goutte grossit au fur et à mesure que le jet l'alimente en eau et finit après plusieurs secondes par se détacher du point d'impact du jet, laissant place à la formation d'une nouvelle goutte. Ce régime de goutte grossissante sera noté regime (i) dans la suite du manuscrit;

• lorsque We est grand (We $\gtrsim 40$), nous observons la formation d'une nappe de liquide sous le jet qui se fragmente très vite en une multitude de gouttelettes (voir figure VI.2b). Si on observe le phénomène par dessus, les gouttelettes semblent être éjectées de manière isotrope. Cependant, une vue de côté révèle l'existence d'un angle d'éjection θ très bien défini par rapport à l'horizontale. Ce régime d'éjection de gouttelettes sera quand à lui noté (ii) pour le reste du manuscrit.

Notons que pour des nombres de Weber entre 30 et 40, nous observons une transition douce entre les deux régimes, notamment marquée par l'observation d'une alternance entre la formation d'une unique grosse goutte et l'éjection de gouttelettes. De plus, cette transition a lieu pour tous les rayons a de jet et toutes les températures T de la surface du Duralumine testés. Le régime (ii) est assez similaire à ce que Maynes *et al.* ont observé (voir figure V.13), même si nous sommes à des valeurs bien plus petites de We et que les gouttelettes observées par Maynes *et al.* sont éjectées horizontalement.

Il convient de remarquer que l'eau semble entrer en contact avec le Duralumine dans la zone autour du point d'impact du jet². Dans le cas du régime (i), cela se traduit par le fait que la goutte reste "attachée" à cette zone pendant un certain temps, tandis que pour le régime (ii) cette zone de contact est stable et nous pouvons mesurer son rayon, appelé "rayon de contact" et noté r_c . Dans le cas des gouttes de Leidenfrost présentées dans le chapitre V, la présence d'une couche de vapeur est révélée par un espace sous la goutte laissant passer la lumière (voir figure V.1), espace qui n'est pas observé dans nos expériences. De plus, nous pouvons entendre pendant chaque expérience un crépitement ininterrompu tant que le jet impacte le Duralumine chaud, ce qui est un des signes caractéristiques indiquant que de l'eau bout et donc qu'il y a contact entre l'eau et le Duralumine. Expérimentalement, nous ne sommes donc pas en situation d'effet Leidenfrost dynamique... Enfin, un argument plus quantitatif peut être avancé grâce à l'étude de Karwa *et al.* [156] dans laquelle la température minimale de la surface solide pour qu'une couche de vapeur continue d'exister même directement sous le jet peut être obtenue via l'expression

$$T_{\rm min,caléf} = T_{\rm \acute{e}b} + 1.6 \frac{\lambda}{\lambda_v} \sqrt{\frac{\eta_v}{\eta}} \Pr\left(T_{\rm \acute{e}b} - T_{\rm amb}\right), \qquad (\rm VI.2)$$

où $T_{\rm \acute{e}b} = 100^{\circ}$ C est la température d'ébullition de l'eau³, $T_{\rm amb} = 20^{\circ}$ C est la température ambiante de l'eau avant d'impacter le Duralumine, $\lambda = 0.6 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et $\lambda_v = 0.03 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ sont respectivement les conductivités thermiques de l'eau à 20°C et de la vapeur d'eau à 100°C, $\eta = 0.9 \cdot 10^{-4}$ Pas et $\eta_v = 1.2 \cdot 10^{-5}$ Pas sont respectivement les viscosités dynamiques de l'eau à 20°C et de la vapeur d'eau à 100°C, $\text{Pr} = \eta C_p / \lambda$ est le nombre de Prandtl de l'eau à 20°C et $C_p = 4187 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ est la chaleur spécifique de l'eau. Ainsi, dans nos expériences, $T_{\min,\text{caléf}} \sim 840^{\circ}$ C, ce qui est bien au-dessus des températures que nous explorons dans ce manuscrit.

Il convient de noter que le régime (i) est assez proche des gouttes de Leidenfrost classiques dont nous avons parlé dans le chapitre V. Ainsi, nous allons nous concentrer principalement sur le régime (ii) dans les sections qui suivent. En particulier, nous nous intéresserons à l'angle d'éjection θ des gouttelettes par rapport à l'horizontale ainsi qu'au rayon r_c de la zone de contact entre l'eau et le Duralumine. Nous consacrerons également une section à la transition entre les régimes (i) et (ii).

^{2.} Nous verrons que cette observation aura son importance un peu plus loin...

^{3.} À pression atmosphérique bien entendu...

VI.2.2 Influence des paramètres expérimentaux

Les paramètres caractéristiques du régime (ii) qui nous intéressent ici sont le rayon de la zone de contact eau-Duralumine r_c et l'angle d'éjection θ des gouttelettes par rapport à l'horizontale. Comme le montre la figure VI.3, ces paramètres sont influencés par le nombre de Weber We
 du jet. En effet, lorsque We augmente, r_c augmente également tand
is que θ , au contraire, diminue. La diminution de θ avec We peut d'ailleurs paraître étonnante voire contre-intuitive étant donné que dans le cas d'un jet impactant une surface solide à température ambiante, l'augmentation de l'inertie du jet entraîne une augmentation de l'angle d'éjection des gouttelettes à cause des forces aérodynamiques s'appliquant sur la nappe liquide [124]. De façon intéressante, le rayon du jet a semble également influencer le rayon de contact r_c qui serait d'autant plus grand que a est grand, mais ce paramètre n'a a priori aucun impact sur θ (voir figure VI.4). Enfin, nous avons observé qu'à la fois θ et r_c semblaient être complètement indépendants de la température de la surface en Duralumine. Notons que pour des nombres de Weber supérieurs à environ 200, le jet devient instable puisque l'écoulement entre de plus en plus dans le régime turbulent (le nombre de Reynolds Re du jet devient en effet de plus en plus grand devant 2000 [101]). La non dépendance de θ et de r_c en fonction du temps est également une nouvelle indication du fait que nous sommes dans des états stationnaires.

De manière plus quantitative, nous avons mesuré θ et r_c pour différents We, rayons a du jet et températures T, et les mesures confirment les tendances présentées précedemment. Ainsi, l'angle d'éjection θ diminue en fonction de We en étant indépendant de a et de T(voir figure VI.5). Notons que la superposition de points sur la même courbe indique que le nombre de Weber défini en fonction de Q est correct. De même, le rayon de contact r_c augmente en fonction de We comme nous l'avons anticipé. Notons que, contrairement à θ , r_c dépend également de a (voir figure VI.6). En revanche, comme θ , r_c ne dépend pas sensiblement de T (voir figure VI.7). Nous estimons que les incertitudes de mesures relatives sur θ et r_c ne dépassent pas 10%.



FIGURE VI.3 – Éjection de gouttelettes observée lors de l'impact d'un jet d'eau de rayon $a = 195 \ \mu\text{m}$ sur un disque de Duralumine chauffé à $T = 350^{\circ}\text{C}$ pour différents nombres de Weber We du jet. (a) We = 47. (b) We = 100. (c) We = 190. (d) We = 560.



FIGURE VI.4 – Éjection de gouttelettes observée lors de l'impact d'un jet d'eau de nombre de Weber We $\simeq 185$ sur un disque de Duralumine chauffé à $T = 350^{\circ}$ C pour différents rayons a de jet. (a) a = 85 µm. (b) a = 125 µm. (c) a = 195 µm. (d) a = 250 µm.



FIGURE VI.5 – Évolution de l'angle d'éjection θ des gouttelettes par rapport à l'horizontale en fonction du nombre de Weber We du jet pour différents rayons a du jet et températures T de la surface en Duralumine.



FIGURE VI.6 – Évolution du rayon de contact r_c de la zone de contact liquidesolide sous le jet en fonction du nombre de Weber We du jet pour différents rayons *a* du jet et une température fixée $T = 400^{\circ}$ C de la surface en Duralumine.



FIGURE VI.7 – Évolution du rayon de contact r_c de la zone de contact liquidesolide sous le jet en fonction du nombre de Weber We du jet pour différentes températures T de la surface en Duralumine et un rayon fixé a = 195 µm.

En résumé

Quand un jet de liquide impacte une surface bien plus chaude que la température d'ébullition du liquide, le nombre de Weber du jet détermine le comportement du liquide après l'impact. En particulier, pour We ≥ 40 , une nappe liquide se forme sous le jet et se fragmente en une multitude de gouttelettes qui sont éjectées de manière axisymétrique avec un angle θ bien défini par rapport à l'horizontale.
Chapitre VII

Modélisation

Nous venons d'obtenir expérimentalement différentes dépendances (et indépendances) de l'angle d'éjection θ des gouttelettes par rapport à l'horizontale et du rayon de contact r_c de la zone de contact eau-Duralumine sous le jet en fonction du rayon du jet, du nombre de Weber et de la température de la surface. De plus, la transition entre les deux régimes hydrodynamiques observés a lieu pour un nombre de Weber du jet entre 30 et 40 et indépendant (ou très peu dépendant) de a ou T. Cependant, cette valeur semble pour l'instant arbitraire et reste à expliquer. Ce chapitre est dédié à la rationnalisation de ces résultats expérimentaux à travers des modèles physiques simples mais capables de fournir des lois d'échelles que nous pourrons comparer à l'expérience.

VII.1 Stratégie d'étude

Afin de comprendre les résultats présentés dans le chapitre précédent, nous allons découper la région autour de l'impact du jet en plusieurs zones différentes. Pour cela, nous nous inspirons du découpage en zone mouillée et zone sèche (voir figure V.10) introduit dans la sous-section V.4.1 portant sur les différents régimes d'ébullition ayant lieu lors de l'impact d'un jet sur une surface chauffée. Nous définissons ainsi les trois zones suivantes (voir figure VII.1) :

- la zone mouillée, ou zone I : elle correspond à la surface sur laquelle l'eau est en contact direct avec le Duralumine à cause de la pression imposée par le jet. Cette zone a donc pour rayon r_c , qui correspond alors plus ou moins à la transition entre la zone mouillée et la zone sèche;
- la zone de décollage, ou zone II : elle est caractérisée par $r_c \leq r \leq r_c + \delta_\ell$ et par la formation d'une couche de vapeur par effet Leidenfrost qui soulève la nappe d'eau et empêche que celle-ci entre en contact avec le Duralumine. On note δ_ℓ la largeur de cette zone ;
- la zone de fragmentation, ou zone III : elle correspond aux distances $r \ge r_c + \delta_\ell$ et est caractérisée par la fragmentation de la nappe liquide décollée du Duralumine en une multitude de gouttelettes éjectées à la manière d'une nappe de Savart. On y retrouve l'angle d'éjection θ des gouttelettes par rapport à l'horizontale.

Notons que les zones II et III appartiennent toutes les deux à la zone "sèche".



FIGURE VII.1 – Schéma illustrant le découpage de la région autour de l'impact du jet en trois zones : une zone mouillée (zone I), une zone de décollage (zone II) et une zone de fragmentation (zone III).

VII.2 Zone I : zone mouillée

Commençons par la zone I, proche du point d'impact du jet, où l'eau est en contact direct avec le Duralumine qui peut être chauffé jusqu'à 500°C. Ici, la pression imposée par le jet est suffisamment forte pour empêcher la formation d'une couche de vapeur entre l'eau et le Duralumine. Cependant, lorsque l'eau est suffisamment loin du point d'impact du jet, la pression imposée par le jet faiblit jusqu'à permettre la formation d'une couche de vapeur sous la nappe d'eau en $r = r_c$. L'objectif de cette section est d'obtenir un ordre de grandeur de r_c en fonction des différents paramètres expérimentaux. Pour cela, nous supposons qu'il s'agit de la distance qu'un volume d'eau sortant du jet doit parcourir pour être réchauffé de 20°C à 100°C. Autrement dit, il s'agit de la distance que ce volume d'eau doit parcourir pour que l'énergie $\mathcal{E}_{reçue}$ qu'il reçoit de la part du Duralumine soit égale à l'énergie \mathcal{E}_{chauff} nécessaire pour augmenter sa température de 20°C à 100°C (voir figure VII.2).



FIGURE VII.2 – Schéma de la zone I introduisant les notations utilisées. La surface du Duralumine dans la zone I est en contact direct avec l'eau. L'eau initialement à $T_{\rm amb} = 20^{\circ}$ C est réchauffée jusqu'à atteindre environ $T_{\rm éb} = 100^{\circ}$ C en $r = r_c$, où une couche de vapeur se forme et fait décoller la nappe d'eau, marquant le passage de la zone I à la zone II.

Commençons par déterminer $\mathcal{E}_{\text{reçue}}$. Le temps nécessaire τ pour que l'eau parcoure la distance r_c peut être estimé en considérant que l'écoulement est inertiel et ainsi en approximant la vitesse globale de l'écoulement par $v = Q/\pi a^{21}$. Cela donne alors

$$\tau = \frac{r_c}{v} \sim \frac{\pi a^2 r_c}{Q}.$$
 (VII.1)

Pendant cette période, l'eau reçoit de la part du Duralumine chaud un flux de chaleur qui s'exprime par

$$\varphi_{\rm reçu} = h_{\rm transf} \Delta T_{\rm surf}, \qquad (\rm VII.2)$$

où h_{transf} est le coefficient de transfert thermique et $\Delta T_{\text{Dural}} = T_{\text{surf}} - T_{\text{amb}}$ est la différence de température entre la température de la surface en Duralumine T_{surf} et celle de l'eau dans le jet qui est à $T_{\text{amb}} = 20^{\circ}$ C. On pourrait penser de prime abord que T_{surf} est simplement la température T définit plus tôt, mais il faut garder à l'esprit le fait que dans la zone I, l'eau liquide est en contact direct avec le Duralumine. Ainsi, même en chauffant le Duralumine à $T > 300^{\circ}$ C, ce contact impose forcément dans la zone I une température T_{surf} inférieure à la température d'ébullition $T_{\text{éb}} = 100^{\circ}$ C de l'eau. Cependant, pour simplifier, nous allons supposer que $T_{\text{surf}} = T_{\text{éb}}$, et donc que $\Delta T_{\text{surf}} = T_{\text{éb}} - T_{\text{amb}}$. Dans tout problème de transfert thermique, exprimer le coefficient de transfert thermique est souvent une des parties les plus difficiles. Dans notre cas, nous pouvons négliger le rayonnement thermique et nous obtenons avec un modèle conductif :

$$h_{\text{transf}} \sim \frac{\lambda}{e},$$
 (VII.3)

où e est l'épaisseur moyenne de la nappe d'eau à réchauffer et pour rappel $\lambda = 0.6$ W m⁻¹ K⁻¹ est la conductivité thermique de l'eau à 20°C². Notons que nous avons aussi tenté d'utiliser un modèle convectif pour obtenir h_{transf} . Cependant, ce modèle s'avère être plus compliqué que le modèle conductif et donne des résultats du même ordre de grandeur, c'est pourquoi nous ne retenons ici que l'expression de h_{transf} donnée par le modèle conductif. Pour obtenir e, nous pouvons supposer que la nappe d'eau a une épaisseur uniforme sur toute la zone I et considérer que la masse d'eau m_{τ} qui s'est écoulée de la buse pendant la durée τ peut être écrite de deux façons différentes :

$$\begin{cases} m_{\tau} = \rho Q \tau, \\ m_{\tau} = \rho \pi r_c^2 e, \end{cases}$$
(VII.4)

où pour rappel $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ est la masse volumique de l'eau à 20°C. En combinant ces deux expressions et (VII.1), on obtient

$$e \sim \frac{a^2}{r_c}.$$
 (VII.5)

Ainsi, l'énergie reçue par un volume d'eau s'étant écoulée pendant une durée τ est donnée par

$$\mathcal{E}_{\text{reçue}} \sim \varphi_{\text{reçu}} \tau S \sim \frac{\pi \lambda r_c^2}{Q} S \Delta T_{\text{Dural}},$$
 (VII.6)

^{1.} En réalité, nous sur-estimons la vitesse globale de l'écoulement. On utilisera le modèle de Watson un peu plus loin pour obtenir la vitesse locale de l'écoulement...

^{2.} Cette valeur dépend de la température de l'eau, ici nous considérons l'état de l'eau au moment de son contact avec la surface chaude.

où S est la surface horizontale de la zone I. Il suffit maintenant d'exprimer l'énergie $\mathcal{E}_{\text{chauff}}$ nécessaire pour chauffer un tel volume d'eau de $T_{\text{amb}} = 20^{\circ}\text{C}$ à $T_{\text{éb}} = 100^{\circ}\text{C}$. Ce volume vaut $eS \sim a^2 S/r_c$, ce qui nous permet d'écrire

$$\mathcal{E}_{\text{chauff}} \sim \rho C_p \frac{a^2}{r_c} S \Delta T_{\text{eau}},$$
 (VII.7)

où $C_p = 4187 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ est la chaleur spécifique de l'eau et $\Delta T_{\text{eau}} = T_{\text{éb}} - T_{\text{amb}}$. Ainsi, en utilisant la condition $\mathcal{E}_{\text{reçue}} = \mathcal{E}_{\text{chauff}}$, on obtient

$$r_c \sim Q^{1/3} a^{2/3} \left(\frac{\rho C_p}{\pi \lambda} \frac{\Delta T_{\text{eau}}}{\Delta T_{\text{Dural}}} \right)^{1/3}.$$
 (VII.8)

Cependant, le fait de considérer qu'il y a contact entre l'eau liquide et le Duralumine dans la zone I nous avait permis d'écrire $\Delta T_{\text{Dural}} = T_{\text{éb}} - T_{\text{amb}}$, ce qui entraîne donc $\Delta T_{\text{Dural}} = \Delta T_{\text{eau}}$ et ainsi

$$r_c \sim Q^{1/3} a^{2/3} \left(\frac{\rho C_p}{\pi \lambda}\right)^{1/3}.$$
 (VII.9)

Enfin, puisque le paramètre de contrôle dans notre étude est le nombre de Weber du jet, nous utilisons l'équation (VI.1) afin de réécrire VII.9 et obtenir

$$r_c \sim \mathrm{We}^{1/6} a^{7/6} \left(\frac{C_p}{\lambda} \sqrt{\frac{\rho\gamma}{2}}\right)^{1/3},$$
 (VII.10)

où pour rappel $\gamma = 73 \text{ mN m}^{-1}$ est la tension de surface de l'eau à 20°C. On peut également mettre cette loi d'échelle sous la forme

$$\frac{r_c}{Ka^{7/6}} \propto \mathrm{We}^{1/6},\tag{VII.11}$$

en posant $K = \left(\frac{C_p}{\lambda}\sqrt{\frac{\gamma\rho}{2}}\right)^{1/3}$.

La comparaison de cette loi d'échelle aux mesures expérimentales est présentée par la figure VII.3. L'exposant 1/6 sur We correspond plutôt bien à ce qui est observé, et l'exposant 7/6 sur *a* permet de convenablement superposer les points associés aux différents rayons *a* de jet étudiés. Il convient également de remarquer que l'argument du contact eau-Duralumine dans la zone I est en accord avec l'indépendance que nous constatons expérimentalement de r_c en fonction de la température *T* à laquelle le Duralumine est chauffé. En effet, il importe peu de chauffer le Duralumine à 300°C ou à 500°C si le contact eau-Duralumine dans la zone I impose que la température à la surface du Duralumine y soit de 100°C maximum. La relation (VII.11) permet également d'estimer r_c . Par exemple, en prenant $a = 125 \ \mu m$ et We = 60, nous obtenons $r_c \approx 2 \ mm$, ce qui correspond en ordre de grandeur aux mesures présentées par la figure VI.6 malgré une sur-estimation par un facteur entre 2 et 3. Ceci peut probablement s'expliquer par la non prise en compte des effets visqueux et l'absence de convection dans le modèle. Une loi d'échelle empirique optimisant les exposants sur *a* et We est proposée dans l'annexe B dans laquelle la suite du modèle y est déclinée de manière alternative au modèle présenté de ce manuscrit.



FIGURE VII.3 – Comparaison de la loi d'échelle (VII.11) aux données expérimentales. On constate une superposition raisonnable des points expérimentaux correspondant à différents rayons a du jet.

VII.3 Zone II : zone de décollage

Une fois que l'eau a atteint la fin de la zone I en $r = r_c$, sa température est proche de 100°C et il n'y a plus la pression du jet pour l'empêcher de rentrer dans le régime de caléfaction. Une couche de vapeur se forme alors sous la nappe d'eau, qui est très fine $(\sim 1-10 \ \mu m \ d'épaisseur)$, et la soulève : la nappe d'eau décolle. Dans cette section, nous voulons expliquer pourquoi la transition entre les régimes (i) et (ii) a lieu quand le nombre de Weber du jet est entre 30 et 40, et pour cela nous avons besoin de trouver un paramètre d'ordre caractérisant cette transition. Le nombre de Weber local We_{loc} défini en $r = r_c$ semble alors être un choix raisonnable avec une transition ayant ainsi lieu quand $We_{loc} \sim 1$. Ce choix est inspiré par des travaux dans la littérature traitant également de transitions et d'instabilités pour une nappe liquide qui s'étend radialement [173, 64]. Le nombre de Weber local y est alors également un paramètre d'ordre. Dans notre cas, We_{loc} compare l'effet de la tension de surface à celui de l'inertie dans l'écoulement en $r = r_c$. Dans le cas où $We_{loc} < 1$, la tension de surface l'emporte sur l'inertie, ce qui se traduit par la formation d'une unique goutte qui grossit au fur et à mesure que l'eau apportée par le jet, incapable de briser la tension de surface aux bords de la goutte. Inversement, quand $We_{loc} > 1$, l'inertie de l'eau est suffisamment forte pour que l'eau apportée dans le jet ne puisse pas être piégée au sein d'une goutte : on observe alors une nappe d'eau qui se fragmente ensuite en gouttelettes. Ainsi, en exprimant We_{loc} et en l'égalisant à 1, nous pourrons remonter à la valeur correspondant du nombre de Weber du jet We_{trans} à la transition.

Afin d'exprimer We_{loc} , nous pouvons partir de la définition la plus générale d'un nombre de Weber :

We_{loc} =
$$\frac{\rho_{100}}{\gamma_{100}} u^2(r_c) h(r_c),$$
 (VII.12)

où pour rappel $\rho_{100} = 960 \text{ kg m}^{-3}$ et $\gamma_{100} = 59 \text{ mN m}^{-1}$ sont respectivement la masse volumique et la tension de surface de l'eau liquide à (quasiment) 100°C, et $u(r_c)$ ainsi que $h(r_c)$ sont respectivement la vitesse locale et la hauteur locale de l'écoulement en $r = r_c$ (voir figure VII.4).



FIGURE VII.4 – Schéma de la zone II introduisant les notations utilisées.

Puisque $u(r_c)$ et $h(r_c)$ sont définis à la frontière de la zone I et donc sont le résultat de l'impact d'un jet de liquide sur une surface suivi d'un écoulement en contact avec cette surface, nous considérons qu'ils peuvent être obtenus avec la théorie de Watson [95] que nous avons présentée dans la section I.3.2. Nous supposons que dans notre cas la nappe d'eau décolle bien avant qu'un ressaut hydraulique puisse se former, mais après que la couche visqueuse ait complètement envahi l'épaisseur de la nappe, qui est alors donnée à n'importe quelle position par l'équation (I.25). En appliquant cette équation en $r = r_c$ et en considérant qu'à cette position l'eau est à environ 100°C, on obtient

$$h(r_c) = \frac{2\pi^2 \nu_{100}}{3\sqrt{3}} \frac{r_c^3 + \ell^3}{Qr_c},$$
(VII.13)

où $\nu_{100} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ est la viscosité cinématique de l'eau liquide à 100°C et ℓ est une longueur sans signification physique donnée par l'équation (I.35) et que nous rappelons ici :

$$\ell = 0.567 \cdot a \operatorname{Re}^{1/3} = \frac{0.567}{\nu_{100}^{1/3}} a^{2/3} Q^{1/3}.$$
 (VII.14)

En ordre de grandeur, $\ell \sim 2 \text{ mm}$ donc ℓ est du même ordre que r_c et ne peut pas être négligé. La théorie de Watson donne également la vitesse en surface de l'écoulement, mais dans notre cas nous voudrions connaître la vitesse moyenne sur l'épaisseur de l'écoulement. Pour cela, on utilise la conservation du débit et on obtient

$$u(r_c) = \frac{Q}{2\pi r_c h(r_c)} = \frac{3\sqrt{3}}{4\pi^3 \nu_{100}} \frac{Q^2}{r_c^3 + \ell^3}.$$
 (VII.15)

La combinaison des équations (VII.12), (VII.13) et (VII.15) permet alors d'écrire

We_{loc} =
$$\frac{3\sqrt{3}}{8\pi^4} \frac{\rho_{100}}{\gamma_{100}\nu_{100}} \frac{Q^3}{r_c(r_c^3 + \ell^3)}$$
. (VII.16)

Si on utilise la loi d'échelle (VII.11) pour r_c et la définition de ℓ (VII.14), cette équation devient

We_{loc} ~
$$\frac{3\sqrt{3}}{8\pi^4} \frac{\rho_{100}}{\gamma_{100}\nu_{100}} \frac{\left(\frac{\pi\lambda}{\rho C_p}\right)^{1/3}}{\frac{\rho C_p}{\pi\lambda} + \frac{0.567^3}{\nu_{100}}} Q^{5/3} a^{-8/3}.$$
 (VII.17)

Nous pouvons ensuite exprimer Q en fonction de a et We via la relation (VI.1) et inverser l'équation (VII.17) pour obtenir

We ~
$$\left[\frac{8\pi^4}{3\sqrt{3}}\frac{\gamma_{100}\nu_{100}}{\rho_{100}}\left(\frac{\rho C_p}{\pi\lambda}\right)^{1/3}\left(\frac{\rho C_p}{\pi\lambda}+\frac{0.567^3}{\nu_{100}}\right)\right]^{6/5}\frac{2\rho}{\pi\gamma}a^{1/5}\mathrm{We_{loc}^{6/5}}.$$
 (VII.18)

Enfin, il suffit de poser We_{loc} ~ 1 pour obtenir la valeur attendue du nombre de Weber du jet à la transition entre les régimes (i) et (ii). Il convient de remarquer que l'équation obtenue ne prévoit qu'une faible dépendance du nombre de Weber de transition en fonction de a, et aucune dépendance par rapport à la température du Duralumine T, ce qui est cohérent avec nos observations. Cependant, si on prend par exemple a = 195 µm, on trouve

$$We_{trans} \approx 515,$$
 (VII.19)

ce qui est un ordre de grandeur au-dessus de la valeur We_{trans,obs} ~ 35 observée expérimentalement. Une explication probable de cet écart est le fait que la loi d'échelle (VII.11) tend à surestimer r_c d'un facteur entre 2 et 3 par rapport aux valeurs mesurées expérimentalement, et cette erreur peut se propager dans le calcul du nombre de Weber à la transition. Ainsi, si nous nous basons sur nos mesures (voir figure VI.6), nous pouvons estimer que $r_c \sim 0.8$ mm près de la transition pour a = 195 µm. En reprenant l'équation (VII.16), nous obtenons alors We_{trans} ≈ 20 , ce qui est effectivement bien plus proche de la valeur observée expérimentalement, à savoir environ 35. C'est également le cas pour les autres rayons de jet, comme nous le montrons dans l'annexe B.

VII.4 Zone III : zone de fragmentation

Maintenant que nous avons obtenu une loi d'échelle pour r_c ainsi qu'une justification physique du nombre de Weber mesuré à la transition, il reste à obtenir une loi d'échelle permettant de prédire l'évolution de l'angle d'éjection θ des gouttelettes par rapport à l'horizontale que l'on peut mesurer dans la zone de fragmentation. Pour cela, il est possible de revenir dans la zone de décollage et considérer que θ est la somme de deux forces s'exerçant sur la nappe d'eau qui est sur le point de se fragmenter en gouttelettes (voir figure VII.5) :

- une force radiale, $F_{\rm rad}$, dans le sens de l'écoulement, due à la pression radiale inertielle de l'eau éjectée par le jet qui s'applique sur la section verticale intérieure du volume d'eau contenu dans la zone II (surface verte sur la figure VII.5);
- une force de surpression, F_{vap} , dirigée vers le haut, due à une surpression dans la couche de vapeur qui s'applique sur la surface horizontale de la nappe dans la zone II. Cette surpression est le résultat de l'évaporation de l'eau sous nappe liquide et qui est responsable du décollage de la nappe. Elle s'applique donc sur la surface horizontale inférieure du volume d'eau contenu dans la zone II (surface rouge sur la figure VII.5).



FIGURE VII.5 – Schéma montrant les forces radiale $F_{\rm rad}$ et de surpression $F_{\rm vap}$ s'exerçant sur la nappe liquide.

Ainsi, θ est relié à ces deux forces par l'expression

$$\tan(\theta) \sim \frac{F_{\rm vap}}{F_{\rm rad}}.$$
 (VII.20)

Commençons par exprimer $F_{\rm rad}$. Nous pouvons l'écrire comme

$$F_{\rm rad} = \frac{1}{2} \rho_{100} u^2(r_c) \times 2\pi r_c h(r_c).$$
(VII.21)

En utilisant l'expression de $u(r_c)$ donnée par (VII.15) ainsi que la conservation du débit, l'équation (VII.21) devient

$$F_{\rm rad} = \frac{3\sqrt{3}}{8\pi^3} \frac{\rho_{100}}{\nu_{100}} \frac{Q^3}{r_c^3 + \ell^3}.$$
 (VII.22)

Intéressons-nous maintenant à la force de surpression F_{vap} . En notant ΔP_{vap} la surpression dans la couche de vapeur et S_{vap} la surface de la nappe d'eau sur laquelle ΔP_{vap} s'applique, nous pouvons écrire

$$F_{\rm vap} = \Delta P_{\rm vap} \times S_{\rm vap}.$$
 (VII.23)

Malheureusement, obtenir ΔP_{vap} n'est pas une mince affaire, notamment à cause de la géométrie compliquée du problème. Nous considérons néanmoins qu'une bonne estimation de ΔP_{vap} peut être obtenue en s'inspirant de l'étude de Célestini *et al.* [128] dans laquelle le décollage de gouttes de Leidenfrost est reporté. On y trouve en effet une expression de la surpression dans la couche de vapeur sous la goutte due à l'évaporation du liquide qui se base sur l'équilibre entre la vitesse verticale de l'interface eau-vapeur et le taux d'évaporation de l'eau. En adaptant cette expression à nos notations, celle-ci s'écrit :

$$\Delta P_{\rm vap} \sim L^2 \frac{\nu_v \lambda_v \Delta T_{\rm vap}}{h_v^4 \mathcal{L}},\tag{VII.24}$$

où L est une longueur caractéristique de la couche de vapeur, $\nu_v = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $\lambda_v = 0.03 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ sont respectivement la viscosité cinématique et la conductivité thermique de la vapeur d'eau à 100°C, $\mathcal{L} = 2.26 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ est la chaleur latente de vaporisation de l'eau, $\Delta T_{\text{vap}} = T - T_{\text{éb}}$ est la différence de température entre la partie inférieure de la couche de vapeur (à la température T) et sa partie supérieure au contact avec l'eau (donc à $T_{\text{éb}} = 100^{\circ}\text{C}$) et h_v est l'épaisseur de la couche de vapeur. Ainsi, L^2 peut être considéré comme étant une surface caractéristique de la couche de vapeur et donc assimilé à la surface de l'interface eau-vapeur dans la zone II, c'est-à-dire $L^2 \sim \pi [(r_c + \delta_\ell)^2 - r_c^2]$. Nous pouvons également, pour simplifier, faire de même pour la surface sur laquelle ΔP_{vap} s'applique, si bien que $S_{\text{vap}} \sim \pi [(r_c + \delta_\ell)^2 - r_c^2]$. Au final, (VII.23) devient

$$F_{\text{vap}} \sim \pi^2 \left[(r_c + \delta_\ell)^2 - r_c^2 \right]^2 \frac{\nu_v \lambda_v \Delta T_{\text{vap}}}{h_v^4 \mathcal{L}} \sim \pi^2 \delta_\ell^2 (2r_c + \delta_\ell)^2 \frac{\nu_v \lambda_v \Delta T_{\text{vap}}}{h_v^4 \mathcal{L}} \sim 4\pi^2 \delta_\ell^2 r_c^2 \frac{\nu_v \lambda_v \Delta T_{\text{vap}}}{h_v^4 \mathcal{L}},$$
(VII.25)

en considérant que $\delta_{\ell} \ll r_c$ comme le suggèrent nos observations expérimentales.

En reprenant l'expression (VII.20) combinée aux équations (VII.22) et (VII.25), $\tan(\theta)$ s'écrit alors

$$\tan(\theta) \sim \frac{32\pi^5}{3\sqrt{3}} \frac{\nu_{100}\nu_v \lambda_v \Delta T_{\rm vap}}{\rho_{100}\mathcal{L}} \frac{\delta_\ell^2 r_c^2 (r_c^3 + \ell^3)}{h_v^4 Q^3}.$$
 (VII.26)

Cette équation comporte encore deux quantités inconnues, à savoir h_v et δ_ℓ . Cependant, h_v peut être estimée en considérant que $h_v = \delta_\ell \tan(\theta)$, même si cela ne nous donne toujours pas δ_ℓ , qui semble être difficile (voir impossible dans notre cas) à mesurer expérimentalement. Ainsi, l'équation (VII.26) devient

$$\tan^{5}(\theta) \sim \frac{32\pi^{5}}{3\sqrt{3}} \frac{\nu_{100}\nu_{v}\lambda_{v}\Delta T_{\rm vap}}{\rho_{100}\mathcal{L}} \frac{r_{c}^{2}(r_{c}^{3}+\ell^{3})}{\delta_{\ell}^{2}Q^{3}}.$$
 (VII.27)

Cette équation nous permet d'estimer $\tan(\theta)$ en considérant que δ_{ℓ} doit être de l'ordre de 0.1 mm. Dans ce cas, en prenant $a = 195 \ \mu\text{m}$ et We = 50, nous obtenons $\tan(\theta) \approx 0.52$, ce qui est du même ordre de grandeur que ce que nous mesurons. Il est d'ailleurs intéressant de noter que cette ordre de grandeur est meilleur que celui obtenu en utilisant la loi d'échelle empirique sur r_c (voir annexe B).

Cependant, il faut encore que nous déterminions comment $\tan(\theta)$ dépend de We, aou T, et donc que nous sachions de quoi dépend δ_{ℓ} . Pour cela, nous considérons que le comportement de la nappe d'eau dans les zones II et III est avant tout inertiel (puisqu'il n'y a plus aucun contact entre l'eau et le Duralumine et que les effets de tension superficielle sont faibles pour les We considérés). Ainsi, la nappe d'eau est équivalente à une nappe de Savart, et en nous basant sur une étude de Clanet et Villermaux [134] sur ce sujet, nous pouvons écrire que $\delta_{\ell} \propto$ We puisque nous sommes toujours dans le cas où We < 1000. En utilisant les équations (VI.1), (VII.11) et (VII.14), la relation (VII.27) donne la loi d'échelle

$$\tan(\theta) \propto We^{-8/15} a^{4/15} \Delta T_{vap}^{1/5}.$$
 (VII.28)

Cette loi d'échelle est comparée à nos mesures par la figure VII.6. On y constate que l'exposant -8/15 sur We semble cohérent avec les données expérimentales. Les points pour différents rayons de jet a et températures T du Duralumine sont toujours superposés (comme ils l'étaient déjà avant d'établir une loi d'échelle). L'exposant 1/5 sur $\Delta T_{\rm vap}^{1/5}$ est en accord avec cette observation tandis que l'exposant 4/15 sur a semble être un peu trop grand pour être cohérent avec l'absence d'influence de a sur nos mesures de tan (θ) .



FIGURE VII.6 – Comparaison de la loi d'échelle (VII.28) aux données expérimentales.

En résumé

Le régime d'éjection de gouttelettes peut être modélisé en découpant le problème en trois zones :

- la zone mouillée (zone I). Dans cette zone, l'eau est en contact direct avec le Duralumine chaud qui la réchauffe. Une fois qu'elle atteint $r = r_c$, la température de l'eau est passée de 20°C à 100°C;
- la zone de décollage (zone II). Ici, la compétition entre la tension de surface et l'inertie décide quel régime sera observé : si l'effet de la tension de surface est dominant (We_{loc} < 1), on observe le régime de goutte grossissante. Dans le cas contraire (We_{loc} > 1), on observe le régime d'éjection de gouttelettes;
- la zone de fragmentation (zone III). Une multitude de gouttelettes sont éjectées de manière axisymétrique. L'angle d'éjection par rapport à l'horizontale des gouttelettes est le résultat de la somme d'une force radiale centrifuge générée par l'inertie de l'écoulement et d'une force vers le haut créée par la surpression dans la couche de vapeur qui soulève la nappe d'eau liquide.

Chapitre VIII Caractérisation des gouttelettes

Dans les chapitres précédents, nous nous sommes intéressés aux régimes hydrodynamiques lorsqu'un jet d'eau impacte une surface chauffée à plus de 300°C. Nous y avons notamment étudié certaines caractéristiques du régime d'éjection de gouttelettes obtenu pour des nombres de Weber supérieurs à environ 40. Dans ce chapitre, nous allons nous concentrer sur l'énergie contenue dans les gouttelettes après la fragmentation de la nappe liquide. Pour cela, nous allons examiner en particulier leurs vitesses et leurs tailles, et comparer nos résultats à ceux rapportés dans la littérature dans le cas où aucun chauffage n'est impliqué, comme par exemple les nappes de Savart étudiées par Clanet *et al.* [134].

VIII.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental que nous utilisons (voir figure VIII.1) pour étudier les gouttelettes est identique à celui que nous avons décrit dans la section VI.1. Nous changeons simplement la position de la caméra. En effet, pour avoir accès à la vitesse de gouttelettes, nous positionnons la caméra au-dessus de la plaque de Duralumine. Notons que la présence du dispositif d'injection sur l'image n'est pas vraiment un problème puisque la zone près du point d'impact du jet ne nous intéresse plus. La caméra en elle-même est également différente de celle utilisée dans les chapitres précédents : pour cette étude,



FIGURE VIII.1 – Schéma du dispositif expérimental, modifié par rapport au dispositif précédent, que nous utilisons.

nous utilisons une caméra Phantom Miro C211 avec un objectif Sigma 105 mm 1 :2.8 DG Macro. La caméra est située à environ 1 mètre de haut de la plaque pour la préserver de toute projection de vapeur et d'air chaud.

Les images que nous recueillons (voir figure VIII.2) sont traitées et analysées via les logiciels ImageJ et Matlab, ainsi que sur Python. L'éclairage est assuré par deux panneaux LED de 100 W placés en hauteur de part et d'autres de la plaque Duralumine avec un angle d'environ 30°, permettant un éclairage par réflexion. Des feuilles d'aluminium sont ajoutées pour homogénéiser le plus possible l'éclairage et faciliter la détection des gouttelettes (voir annexe C).



FIGURE VIII.2 – Image des gouttelettes éjectées (vues de dessus) après l'impact d'un jet d'eau de rayon $a = 250 \ \mu\text{m}$ et de nombre de Weber $We = 38 \ \text{sur}$ un disque en Duralumine chauffé à $T = 400^{\circ}\text{C}$. La barre d'échelle représente 1 cm.

Enfin, nous n'avons pas pu obtenir les vitesses et rayons des gouttelettes éjectées dans le cas de jets de petit rayon $a = 85 \ \mu\text{m}$ de par leur petite taille et leur grande vitesse¹. Dans cette partie nous n'étudierons donc que les jets de rayon 125 μm , 195 μm et 250 μm . De plus, nous adaptons le taux d'acquisition d'images en fonction du nombre de Weber du jet : pour We < 90, nous filmons à 3700 FPS, pour 90 < We < 120, nous filmons à 5500 FPS et pour We > 120, nous filmons à 6800 FPS². Ce changement de taux d'acquisition est dû au fonctionnement de l'algorithme de tracking que nous utilisons (voir l'annexe C). Étant donné que la température de la plaque ne semble pas avoir une influence significative sur ce que nous étudions, nous n'étudierons que les cas à 300°C, 400°C et 500°C lorsque $a = 195 \ \mu\text{m}$ et uniquement 400°C et 500°C pour les deux autres rayons considérés.

VIII.2 Propriétés des gouttelettes

Maintenant que nous avons développé un protocole nous permettant de détecter et de suivre les gouttelettes éjectées après l'impact d'un jet d'eau sur un disque en Duralumine chaud, nous pouvons accéder en détail aux propriétés de ces gouttelettes, et en particulier à leur vitesse et à leur rayon. Puisque que nous avons considéré qu'elles sont produites par la fragmentation de la nappe liquide de façon similaire à une nappe de Savart, nous pouvons également comparer nos résultats à la littérature.

^{1.} Voir annexe C pour plus de détails...

^{2.} Nous filmons à la résolution maximale permise par la caméra, à savoir entre 768 par 480 pixels à 3700 FPS et 256 par 256 pixels à 6800 FPS.

VIII.2.1 Vitesse des gouttelettes

Commençons par étudier la vitesse des gouttes. La première chose qu'il faut remarquer est le fait qu'avec la vue de dessus fournie par notre dispositif, nous accédons seulement à la composante horizontale de la vitesse, c'est-à-dire parallèle à la surface en Duralumine. De plus, nous avons choisi de filtrer les gouttelettes qui étaient immobiles ou que l'algorithme n'a pas su suivre sur au moins 5 images consécutives³ afin de limiter les erreurs de détection et de suivi. Notons également que le fait d'avoir des trajectoires qui durent plus de 5 images successives permet de moyenner la vitesse des gouttelettes sur 5 images et donc de lisser et ainsi diminuer les effets des erreurs de mesure.

Pour chaque expérience, nous avons obtenu la distribution de la vitesse horizontale des gouttelettes, dont un exemple est donné par la figure VIII.3. Cet exemple est représentatif de toutes les autres expériences qui ont donné la même forme de distribution, et nous avons alors choisi d'utiliser un fit gaussien afin d'extraire la valeur moyenne $v_{\text{gout},\parallel}$ de la vitesse horizontale des gouttelettes pour chaque distribution obtenue. Ensuite, il suffit d'utiliser l'angle d'éjection θ des gouttelettes mesuré précédemment avec les mêmes paramètres expérimentaux pour en déduire la vitesse moyenne $v_{\text{gout}} = v_{\text{gout},\parallel}/\cos(\theta)$ des gouttelettes.



FIGURE VIII.3 – Distribution de la vitesse horizontale des gouttelettes après l'impact d'un jet de rayon $a = 195 \,\mu\text{m}$ et de nombre de Weber We = 79 impactant un disque en Duralumine chauffé à $T = 300^{\circ}\text{C}$.

Nous avons alors cherché à comparer la vitesse des gouttes à une autre vitesse caractéristique du problème. La vitesse de l'écoulement dans la nappe d'eau est de prime abord une bonne canditate pour cela, et puisque la nappe se comporte comme une nappe de Savart dès $r = r_c$, nous considérons que sa vitesse vaut $u(r_c)$. Cependant, nous avons également expliqué dans la section VII.3 que l'inertie des gouttelettes devait d'abord vaincre la tension de surface, c'est-à-dire que We_{loc} > 1. Ainsi, nous avons décidé de retrancher à $u(r_c)$ la vitesse "dépensée" par les gouttelettes pour vaincre la tension de surface de la nappe. Cette vitesse est notée $u(r_c^*)$. Pour l'obtenir, nous avons besoin des relations (VII.12) et (VII.13) ainsi que du rayon de contact r_c^* et du débit du jet Q^* quand We_{loc} = 1. Nous estimons ces valeurs en choisissant les valeurs expérimentales de r_c et We les plus proches de la transition à We ~ 35 (voir figure VI.6). Au final, nous comparons dans la figure VIII.4 la vitesse des gouttes v_{gout} à $u(r_c) - u(r_c^*)$. Nous observons alors

^{3.} Ce nombre est arbitraire.

que $v_{\text{gout}} \simeq u(r_c) - u(r_c^*)$, ce qui signifie que l'inertie des gouttelettes éjectées est bien la différence entre l'inertie totale de la nappe et l'inertie nécessaire pour vaincre la tension de surface de la nappe, ce qui conforte notre choix du critère We_{loc} ~ 1 pour décrire la transition entre les deux régimes hydrodynamiques que nous observons.



FIGURE VIII.4 – Évolution de la vitesse des gouttelettes v_{gout} en fonction de $u(r_c) - u(r_c^*)$, où $u(r_c^*)$ est la vitesse de la nappe pour We_{loc} = 1. La droite en pointillés noirs représente la droite d'équation y = x.

VIII.2.2 Rayon des gouttelettes

Grâce à l'algorithme de suivi, nous pouvons suivre une gouttelette sur plusieurs images successives et donc moyenner son rayon sur toutes ces images, et nous obtenons ainsi pour chaque expérience la distribution du rayon des gouttelettes. Contrairement à la vitesse des gouttes, cette distribution peut cependant avoir deux formes différentes (voir figure VIII.5). De manière générale, pour des nombres de Weber proche de la transition, nous observons des relations bidisperses où de petites gouttelettes sont distinguables de gouttelettes plus grosses (voir figure VIII.5a). Il est alors possible d'adapter nos données à une somme de deux gaussiennes et ainsi d'obtenir deux rayons moyens. Notons que le choix de ce fit peut mener à des incertitudes d'environ 400 µm sur l'estimation du rayon des grosses gouttelettes. Nous avons néanmoins choisi de garder ce fit de par sa simplicité et le peu d'alternatives à notre disposition. Lorsque We grandit, la distribution devient rapidement monodisperse (voir figure VIII.5b), et un simple fit gaussien donne une valeur de rayon moyen. Une explication probable de ces observations vient du fait que la rupture d'un pont liquide mène à la création de petites gouttelettes "satellites" en plus des gouttelettes "principales" [171, 139]. Cependant, quand We augmente, nous constatons une diminution des gouttelettes, et notamment les gouttelettes satellites qui finissent par ne plus être détectables.

À partir de maintenant, nous allons ignorer la présence de ces gouttelettes satellites, c'està-dire ignorer le plus petit rayon moyen obtenu dans le cas de distributions bidisperses. Nous notons alors r_{gout} le rayon moyen des gouttelettes principales obtenu à chaque expérience. De manière générale, le rayon des gouttelettes dans nos expériences est de l'ordre de $\mathcal{O}(100)$ µm, ce qui correspond à ce qui peut être trouvé dans la littérature [192] lors de la fragmentation d'une nappe de Savart pour We ~ 650.



FIGURE VIII.5 – Distribution du rayon des gouttelettes après l'impact d'un jet de rayon a = 250 µm impactant un disque de Duralumine chauffé à $T = 400^{\circ}$ C pour deux valeurs de We différentes. (a) We = 38 : la distribution est bidisperse. (b)We = 68 : la distribution est monodisperse. Encart des deux figures : Image des gouttelettes par dessus. La barre d'échelle représente 1 cm.

Comme pour la vitesse des gouttelettes, nous voulons comparer le rayon de gouttelettes à une taille caractéristique de la nappe d'eau avant sa fragmentation. La hauteur $h(r_c)$ de la nappe est pour cela un bon candidat, et nous avons donc étudié l'évolution du ratio $r_{\text{gout}}/h(r_c)$ en fonction du nombre de Weber du jet (voir figure VIII.6). Nous constatons que ce ratio reste constant par rapport à We alors même que r_{gout} et $h(r_c)$ dépendent individuellement de ce paramètre. Il est également indépendant de la température de la surface, mais il est cependant difficile de conclure sur l'influence du rayon du jet sur ce ratio.



FIGURE VIII.6 – Évolution du ratio $r_{\text{gout}}/h(r_c)$ en fonction de We. Celui-ci semble être indépendant de We et de T. Il reste cependant difficile de conclure sur l'impact de a.

Il est également possible de trouver un autre adimensionnement dans la littérature. En effet, Clanet *et al.* [134] ont proposé un adimensionnement par le rayon du jet :

$$\left(\frac{r_{\text{gout}}}{a}\right)^3 \propto \text{We}^{-1}.$$
 (VIII.1)

Nous avons confronté cette loi d'échelle à nos données (voir figure VIII.7) et nous constatons qu'elle présente une tendance similaire malgré des valeurs 5 à 10 fois plus faibles. Ce constat peut s'expliquer par le fait que dans notre cas la tension de surface est modifiée (et diminuée) par l'apport de chaleur via la plaque chauffante. Ceci mènerait à la production de plus petites gouttes à nombre de Weber équivalent donc à une énergie équivalente du jet impactant une surface non chauffée [134]. De plus, les expériences de Clanet *et al.* font impacter le jet sur un disque d'au moins 1 cm, c'est-à-dire au moins cinq fois plus grand que la zone de contact eau-Duralumine dans nos expériences. Ainsi, la zone de friction où l'écoulement est ralenti de par son contact au solide est bien plus faible dans notre cas. Cela implique donc que la vitesse de l'écoulement quand la nappe se fragmente est plus grande pour nous. Or, la fragmentation a lieu pour We_{loc} ~ 1 dans les deux cas ! La hauteur de la nappe lors qu'elle se fragmente dans nos expériences est donc nécessairement plus faible par rapport aux expériences de Clanet *et al.*. On peut alors supposer que cela se traduit par la formation de gouttelettes plus petites dans notre cas, à nombre de Weber du jet équivalent.



FIGURE VIII.7 – Comparaison de la loi d'échelle (VIII.1) aux données expérimentales. La droite en pointillé rouge représente la relation empirique obtenue par Clanet *et al.* [134].

VIII.2.3 Énergie des gouttelettes

Intéressons-nous maintenant à l'énergie emportée par les gouttelettes par unité de temps, notée \mathcal{E}_{gout} , et son rapport à l'énergie injectée par le jet par unité de temps \mathcal{E}_{jet} . Clanet *et al.* définit \mathcal{E}_{gout} par la relation

$$\mathcal{E}_{\text{gout}} = n \left(\frac{2}{3} \pi \rho_{100} r_{\text{gout}}^3 v_{\text{gout}}^2 + 4\pi \gamma_{100} r_{\text{gout}}^2 \right), \qquad (\text{VIII.2})$$

où n est le nombre de gouttelettes éjectées chaque seconde. Dans le membre de droite de cette équation, le premier terme correspond à l'inertie des gouttelettes tandis que le second correspond à leur énergie de surface due à la tension de surface. Par conservation de la masse, on trouve

$$n = \frac{3}{4} \frac{a^2}{r_{\text{gout}}^3} \sqrt{\frac{\gamma \text{We}}{2\rho a}}.$$
 (VIII.3)

Ainsi, (VIII.2) devient

$$\mathcal{E}_{\text{gout}} = \frac{3}{4} \frac{a^2}{r_{\text{gout}}^3} \sqrt{\frac{\gamma \text{We}}{2\rho a}} \left(\frac{2}{3} \pi \rho_{100} r_{\text{gout}}^3 v_{\text{gout}}^2 + 4\pi \gamma_{100} r_{\text{gout}}^2\right).$$
(VIII.4)

En ce qui concerne \mathcal{E}_{jet} , on peut écrire

$$\mathcal{E}_{\text{jet}} = \frac{1}{2}\rho u_{\text{jet}}^2 Q = \frac{1}{2}\rho \frac{Q^3}{\pi^2 a^4}$$

$$= \frac{\pi}{2}\rho a^2 \left(\frac{\gamma \text{We}}{2\rho a}\right)^{3/2}.$$
 (VIII.5)

Grâce à ces équations, nous pouvons calculer \mathcal{E}_{jet} et \mathcal{E}_{gout} dans nos expériences et les comparer l'une à l'autre (voir figure VIII.8). Dans cette figure, la ligne en pointillés noirs représente le ratio moyen de ces deux énergies reporté par Clanet *et al.* [134]. La pente de cette ligne peut être interprétée comme étant la quantité d'énergie transférée aux gout-telettes⁴. Ainsi, elle nous donne une indication sur la proportion de la quantité d'énergie \mathcal{E}_{jet} injectée par unité de temps qui est transférée à l'énergie des gouttelettes \mathcal{E}_{gout} . Nous observons alors un transfert d'énergie injectée vers les gouttelettes supérieur à 10%, et donc supérieur à ce qu'ont observé Clanet *et al.* [134].



FIGURE VIII.8 – Évolution de l'énergie emportée par les gouttes par unité de temps \mathcal{E}_{gout} en fonction de l'énergie injectée par le jet par unité de temps \mathcal{E}_{jet} . Nous avons également tracé la droite de pente 0.1 obtenue par Clanet *et al.* [134] en pointillés noirs.

Cette différence n'est pas vraiment suprenante quand on considère que la nappe d'eau reçoit de l'énergie via la plaque chauffante. Ainsi, la chaleur reçue fait diminuer la tension de surface de l'eau et facilite la fragmentation de la nappe, et donc l'éjection de gouttelettes. De plus, le système comporte de multiples pertes d'énergie : dissipation de chaleur, effets visqueux, perte de masse par évaporation et ébullition, ce qui remet en cause les conservations d'énergie et de masse dans notre problème. Enfin, il est possible de se demander ce qu'il se passe quand on augmente encore plus l'inertie du jet, et donc \mathcal{E}_{jet} . On pourrait en effet penser, en regardant la figure VIII.8, que quand \mathcal{E}_{jet} devient assez grande, nos

^{4.} Ou bien comme la quantité d'énergie qui a été dissipée lors du phénomène.

données expérimentales deviennent cohérentes avec celles de Clanet *et al.* [134]. Est-ce que cela signifie que plus les gouttelettes sont rapides, moins elles sont influencées par la chaleur émanant du Duralumine? Des expériences supplémentaires sont nécessaires pour trancher la question.

En résumé

Pour chaque expérience, les gouttelettes éjectées présentent une distribution gaussienne de vitesse et de rayon. La vitesse des gouttes vaut environ 62% de la vitesse de la nappe liquide avant sa fragmentation, et le ratio de ces deux vitesses dépend de We : plus We augmente, plus ce ratio augmente. Près de la transition, la vitesse des gouttelettes est quasi-nulle. Ceci est cohérent avec notre interprétation de la transition entre les deux régimes hydrodynamiques que nous avons proposée dans la section VII.3. En effet, la majorité de l'inertie de la gouttelette à été dépensée pour vaincre la tension de surface, ce qui lui laisse peu d'inertie une fois que la nappe s'est fragmentée. L'épaisseur de la nappe d'eau avant sa fragmentation semble quant à elle fixer le rayon moyen des gouttelettes éjectées. Enfin, nos résultats sont cohérents avec ceux obtenus dans la littérature pour des nappes de Savart.

Chapitre IX

Perspectives et conclusion

IX.1 Aller plus loin dans l'exploration

Optimiser le refroidissement de diverses surfaces est une problématique qui suscite beaucoup de questions au sein de la communauté scientifique de par son intérêt dans de multiples domaines industriels. Ainsi, les aspects thermiques de l'impact de jets sur des surfaces chaudes ont été beaucoup étudiés, contrairement aux aspects hydrodynamiques du problème qui ont été jusque maintenant peu voire pas étudiés. Nous nous sommes alors placés dans une situation où de l'énergie est apportée en continu à la surface chaude pour maintenir sa température et où le jet est suffisamment petit pour ne pas perturber la surface chauffée. Cela nous permet de mener une étude dans des conditions quasistationnaires sur des comportements hydrodynamiques difficiles à voir autrement. Cette étude ouvre donc la voie à plusieurs options d'exploration du phénomène. Nous pouvons d'ores et déjà penser à faire varier la tension de surface du liquide utilisé et voir si cela modifie le nombre de Weber de transition ou pas, ou bien faire varier d'autres paramètres tel que la viscosité. Cependant, il est également possible d'imaginer une modification plus profonde de notre dispositif pour aller plus loin dans notre étude.

En premier lieu, un résultat fort de notre étude est l'absence totale d'impact de la température en surface du Duralumine sur ce que nous observons. Bien que cela puisse s'expliquer en considérant une zone de contact liquide-solide sous le jet, il serait intéressant de voir jusqu'où cette considération nous mène. En effet, nous avons parlé de l'existence d'un régime de caléfaction au point d'impact même du jet, et un bref calcul a montré que pour observer un tel régime, le Duralumine devrait être chauffé à plus de 850°C. Ainsi, nous pouvons nous demander ce qu'il advient des régimes de goutte grossissante et d'éjection de gouttelettes lorsque que la température du Duralumine approche puis dépasse ce seuil. Est-ce que ces régimes vont brutalement disparaître? Est-ce que de nouveaux régimes vont être observés? Y aura-t-il une transition douce ou brute?

Une autre question qui, à nos yeux, a le mérite d'être posée est l'influence de micro/nano textures sur le substrat sur les régimes observés. De nouveau, il a été montré que texturer un substrat et donc changer sa rugosité, sa porosité et sa mouillabilité avait un impact important sur l'effet Leidenfrost, et dans le cas dynamique il est même possible de mettre en mouvement des gouttes de Leidenfrost. Ainsi, il serait très intéressant de découvrir à quel point la présence de motifs sur la plaque en Duralumine pourrait perturber les régimes que nous observons et notamment la zone de contact liquide-solide présente sous le jet.

Enfin, il a été rapporté dans la littérature qu'un jet d'eau impactant une surface hydrophobe à un angle suffisamment faible pouvait rebondir sur cette surface [127, 159]. On peut alors avancer que dans notre cas nous faisons également impacter un jet d'eau

sur une surface qui est d'une certaine manière hydrophobe. Ainsi, nous pouvons nous demander ce qu'il se passerait si nous commençons à incliner de plus en plus le jet et donc son angle d'incidence par rapport au Duralumine. Est-ce que les régimes observés à incidence normale seront toujours observables ? Allons-nous observer une transition douce entre ces régimes et le régime de rebond du jet ?

IX.2 Caractériser le régime de goutte grossissante

Un aspect de l'étude conduite dans cette partie que nous avons rapidement mis de côté est le régime de goutte grossissante observé pour des nombres de Weber du jet faibles, c'est-à-dire inférieurs à 30 environ. En effet, nous avons choisi de nous concentrer plutôt sur le régime d'éjection de gouttelettes, plus facile à caractériser et à comparer avec la littérature via l'étude des nappes de Savart, mais cela ne signifie pas pour autant que le régime de goutte grossissante ne peut pas être caractérisé. Ainsi, nous pouvons penser à l'étude de la durée s'écoulant entre la formation de la goutte sous le jet et le moment où elle se détache, et donc par extension la fréquence de formation des gouttes. La question de la taille maximale atteinte par la goutte au moment de se détacher se pose également et constitue une piste pour comprendre le mécanisme de détachement. Bien évidemment, l'influence du rayon du jet, de son nombre de Weber et de la température du Duralumine seraient des sujets d'étude tout aussi pertinents qu'ils l'ont été dans notre étude de l'éjection de gouttelettes.

IX.3 Conclusion de la partie

Notre étude nous a mené à l'observation de deux régimes hydrodynamiques différents en fonction du nombre de Weber du jet. À faible nombre de Weber, c'est-à-dire endessous d'environ 30, nous observons la formation et la croissance d'une unique goutte sous le jet qui finit par se détacher. En augmentant le nombre de Weber au-dessus de 40, nous avons alors constaté un changement de comportement du liquide avec la formation d'une nappe sous le jet qui finit par se fragmenter en gouttelettes éjectées de manière axisymétrique mais avec un angle d'éjection par rapport à l'horizontale bien défini. Parce que le premier régime est similaire à des cas connus de gouttes de Leidenfrost, nous nous sommes principalement intéressés au deuxième régime. Nous avons mesuré l'angle d'éjection des gouttelettes par rapport à l'horizontale ainsi que le rayon de la zone de contact liquide-solide sous le jet. La température de la surface solide n'a aucune influence notable sur ces paramètres tandis que le rayon du jet influence le rayon de la zone de contact. Le principal paramètre régissant l'étude est cependant le nombre de Weber du jet. Lorsqu'il augmente, le rayon de la zone de contact fait de même mais l'angle d'éjection diminue.

Nous avons alors rationnalisé ces observations en développant des lois d'échelle décrivant la dépendance des paramètres étudiés aux paramètres expérimentaux. Ainsi, le rayon de la zone de contact est le résultat de la compétition entre l'énergie reçue de la surface chaude qui tend à provoquer l'évaporation du liquide, et l'énergie nécessaire pour chauffer le liquide et qui tend à retarder son évaporation. Quant à l'angle d'éjection des gouttelettes, il est le résultat d'un rapport entre une force radiale causée par l'inertie de l'écoulement et une force vers le haut due à la surpression d'une couche de vapeur sous la nappe liquide. Enfin, nous avons également modélisé la valeur du nombre de Weber à la transition entre les deux régimes en considérant que cette transition s'expliquait par la compétition entre la tension de surface, qui favorise le régime de goutte grossissante, et l'inertie, qui favorise le régime d'éjection de gouttelettes.

Finalement, nous avons exploré les caractéristiques des gouttelettes elles-mêmes à travers la mesure de leurs vitesses et de leurs rayons. Nous avons constaté que les gouttes étaient de plus en plus rapides mais de plus en plus petites quand le nombre de Weber du jet augmente. Nous avons également comparé ces deux quantités à leur analogue pour la nappe liquide, à savoir la vitesse de l'écoulement et l'épaisseur de la nappe. Ainsi, l'inertie (et donc la vitesse) des gouttelettes est égale à l'inertie de la nappe à laquelle est retranchée l'inertie nécessaire pour vaincre la tension de surface de la talle. De plus, le rayon des gouttelettes est déterminé par l'épaisseur de la nappe. Les résultats que nous obtenons sont également cohérents avec d'autres travaux sur les nappes de Savart malgré des différences s'expliquant par l'ajout d'énergie au liquide sous forme de chaleur.

Néanmoins, il reste encore quelques points à éclaircir. En effet, les lois d'échelles que nous avons obtenues décrivent plutôt bien la réalité expérimentale mais manquent encore un peu de précision, notamment dans l'établissement des différents exposants associés au nombre de Weber et au rayon du jet. Pour pallier à ce constat, il faudrait réussir à mieux prendre en compte la géométrie du système, notamment en mesurant expérimentalement la largeur de la zone de décollage et également mieux caractériser la zone de contact sous le jet en prouvant expérimentalement qu'il y a bien contact. Une meilleure description du profil de température de la surface chaude dans la zone mouillée et des transferts de chaleur entre la plaque et l'eau permettrait également de raffiner notre modèle.

Conclusion

Dans le présent manuscrit, nous avons contribué à deux problèmes que l'on peut se poser lors de l'impact de jets sur une surface. L'intérêt que représente l'étude de ce sujet est aussi légitime que les applications qui en bénéficient sont nombreuses. Sur un plan industriel, il est en effet crucial de maîtriser le nettoyage de surfaces et leur refroidissement et de nombreuses autres applications découlent de la compréhension du sujet. De même, sur un plan fondamental, l'étude expérimentale de jets est peut être utile à d'autres domaines de la physique par analogie.

La première partie de ce manuscrit a été dédiée à la description d'un comportement oscillant du ressaut hydraulique circulaire. Nous avons montré dans l'introduction de cette partie que ce phénomène est traditionnellement stationnaire et pouvait, selon certaines conditions expérimentales spécifiques, être déstabilisés et notamment devenir turbulent ou perdre sa symétrie circulaire. Cependant, nous avons démontré que le ressaut hydraulique circulaire pouvait exhiber un comportement oscillant de façon spontanée, et ce sans introduire aucune source de non-stationnarité. La seule condition a priori nécessaire pour observer ce phénomène est d'être dans la bonne gamme de débit et/ou avoir la bonne taille de jet. Ces oscillations ont révélé l'existence d'un couplage entre le ressaut hydraulique circulaire et la notion de cavité de résonance dont le cadre dépasse de loin la mécanique des fluides. L'élaboration d'un modèle simple basé sur la forme la plus basique d'une équation d'onde suffit pour obtenir un accord parfait avec l'expérience et des prédictions complètement vérifiées du comportement d'un ou plusieurs ressauts oscillants lors de l'impact d'un ou plusieurs jets. Enfin, nous avons pu ajouter à ces preuves indirectes de couplage une observation directe des modes de cavité. Cependant, nous n'avons fait qu'entre-ouvrir la porte des possibles en terme d'exploration du ressaut oscillant, et l'influence de beaucoup de paramètres sur le ressaut oscillant reste à explorer. Nous pouvons citer en exemple l'étude du ressaut oscillant sur des substrats ayant des formes et un état de surface plus complexes que le simple disque lisse de Plexiglas que nous avons utilisé, ce qui ferait donc intervenir d'autres modes de cavité. La question du nombre sans dimension pouvant caractériser la transition entre un ressaut stationnaire et un ressaut oscillant reste également ouverte. Nos observations suggèrent qu'un nombre de Froude critique serait le bon candidat pour ce rôle, mais des expériences supplémentaires sont nécessaires pour clore le débat. Enfin, l'observation de deux ressauts oscillant simultanément en opposition de phase peut mener à l'étude plus systématique de multiples ressauts oscillants et des modes de cavité sélectionnés en fonction de la position des ressauts.

La seconde partie de ce manuscrit complexifie quant à elle le problème de l'impact de jets à travers l'addition de l'effet Leidenfrost via le chauffage de la surface impactée. Le comportement d'un liquide sur une surface bien plus chaude que la température d'ébullition de ce liquide est, comme le ressaut, une question ancienne. De nombreux travaux dans la littérature se sont intéressés à ce sujet afin de mettre au point des systèmes de refroidissement efficaces. Ainsi, les transferts thermiques ayant lieu lors de l'impact d'un jet sur une surface très chaude ont été beaucoup étudiés, tandis que l'aspect hydrodynamique a été bien plus délaissé. Cependant, la compréhension de ses aspects est vitale étant donné leur influence sur les transferts thermiques qui intéressent tant la communauté. Nous nous sommes alors proposés d'étudier et d'observer les régimes hydrodynamiques découlant de l'impact d'un jet d'eau sur une surface en Duralumine dont la température, supérieure à 300°C, est maintenue constante. Lorsque l'écoulement a peu d'inertie, nous avons montré que la tension de surface du liquide impose la formation d'une unique goutte sous le jet qui, après avoir grossi en étant alimentée par le jet, se détache et laisse place à la naissance d'une nouvelle goutte. Cependant, une fois que l'inertie de l'écoulement parvient à dominer la tension de surface, nous avons constaté la création d'une nappe de liquide sous le jet qui finit par se fragmenter en gouttelettes éjectées avec un angle bien défini par rapport à l'horizontale. Nous avons proposé des lois d'échelles permettant de caractériser ce régime d'éjection et la transition entre ce régime et le régime à faible inertie et nous avons obtenu un accord correct avec l'expérience. De plus, l'étude de la vitesse et du rayon des gouttelettes éjectées a permi de confirmer la similarité entre la nappe liquide que nous observons et les nappes de Savart, malgré le fait que dans notre étude nous apportons de l'énergie au système et nous perdons de la masse par évaporation. Nous montrons également que l'inertie des gouttelettes éjectées est la différence entre l'inertie de la nappe d'eau avant sa fragmentation et l'inertie nécessaire pour vaincre la tension de surface de la nappe. Comme la première partie, cette seconde partie du manuscrit est exploratoire et l'influence de nombreux paramètres sur le phénomène reste à expliciter, comme par exemple l'angle d'incidence du jet ou l'état de surface du substrat. De plus, nous n'avons décrit qu'un seul régime sur les deux observés, et le régime à faible inertie mériterait d'être également étudié. Enfin, les lois d'échelles que nous avons proposé peuvent sans doute être améliorées à travers une étude théorique plus approfondie du phénomène à travers notamment une meilleur prise en compte la géométrie complexe du système et des transferts thermiques qui y ont lieu.

Annexes

A Méthode Schlieren

La mesure de la déformation d'une interface donnée présente un intérêt conséquent dans de nombreux domaines en Physique et particulièrement en mécanique des fluides, que ce soit en recherche fondamentale ou pour des applications industrielles. Une des méthodes les plus répandues pour obtenir cette information consiste à utiliser la réflexion et la réfraction de la lumière au niveau de l'interface déformée, et la méthode Schlieren en est un bon exemple. La théorie sous-jacente à cette méthode est détaillée par Moisy *et al.* [66].

L'idée générale de la méthode Schlieren est d'observer une surface à motifs, par exemple un damier, à travers l'interface à étudier. Lorsque l'interface est déformée, le damier apparait également déformé. En comparant cette image à l'image du damier vu à travers l'interface au repos (donc non déformée), on peut déterminer comment l'image du damier a été déformée et alors remonter à la déformation de l'interface. La mise en place expérimentale de la méthode Schlieren peut se faire selon deux configurations possibles :

- la caméra est placée au-dessus de l'interface déformée tandis que le damier est sous le disque en Plexiglas. Nous n'utilisons pas cette configuration car le dispositif d'injection cache ce qui se passe à proximité du ressaut.
- le damier est placé au-dessus de l'interface déformée tandis qu'un miroir à 45° sous le disque en Plexiglas envoie l'interface déformée vue par dessous à la caméra (voir figure III.1). Nous utilisons cette configuration car elle nous permet de ne quasiment plus être géné par le dispositif d'injection et donc d'accéder à ce qui se passe près du ressaut. Cependant, elle empêche de voir les déformations aux bords du disque si le diamètre de ce dernier est plus grand que le diamètre interne de la gouttière en forme d'anneau.

Pour que la méthode Schlieren donne des résultats satisfaisants, nous avons dû respecter certaines contraintes :

- la distance entre le motif en damier et la caméra doit être suffisamment grande devant la taille de la région d'intérêt afin de limiter le plus possible les effets de parallaxe. Dans notre cas, la région d'intérêt fait moins de 10 cm tandis que la distance damier-caméra fait au moins 1 mètre.
- le design du damier doit satisfaire un certain compromis. Si les carrés du damier sont trop grands, les petites déformations de l'interface ne seront pas visibles. Inversement, si les carrés sont trop petits, la résolution de la caméra et des effets d'échantillonage peuvent donner des résultats aberrants. Nous avons déterminé qu'un damier avec des carrées de 0.73 mm de côté donnait des résultats satisfaisants.
- la distance entre le damier et l'interface déformée est limitée par l'amplitude des déformations de l'interface étudiée. En effet, si cette distance ou l'amplitude des déformations est trop grande, les rayons réfractés par l'interface peuvent se croiser et donner lieu à des aberrations géométriques. Dans notre cas, une hauteur de quelques centimètres entre le damier et la couche d'eau suffit pour éviter ce problème.

Une fois ces contraintes respectées, l'expérience peut être menée. L'algorithme que nous utilisons pour traiter nos données est un programme écrit sur Matlab et développé par Wildeman [96]. Il compare les transformées de Fourier 2D des images déformées à celle de l'image de référence, ce qui permet d'obtenir le champ de déformation $\delta \vec{r}$ de l'image déformée. Ensuite, il est possible de remonter quantitativement à la déformation réelle

 $\delta h(x,y)$ de l'interface en calculant le gradient inverse de $\delta \overrightarrow{r}$:

$$\delta h(x,y) = -\overrightarrow{\nabla}^{-1} \left(\frac{\delta \overrightarrow{r}}{\alpha h^*}\right) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \alpha = 1 - \frac{n_a}{n_e} \simeq 0.25, \\ h^* = H + \frac{n_e}{n_p} h_p + \frac{n_e}{n_w} h_w \simeq 1.4 \text{ cm}, \end{cases}$$
(A.1)

où $n_a = 1$, $n_e = 1.33$, $n_p = 1.51$ et $n_w = 1.89$ sont les indices de réfraction respectifs de l'air, de l'eau, du disque en Plexiglas et du wafer en verre¹ tandis que H = 3.9 mm est la hauteur moyenne de la couche d'eau et $h_p = 1$ cm et $h_w = 2$ mm sont les épaisseurs respectives du disque de Plexiglas et du wafer.

^{1.} Pour rappel, ce wafer est utile dans le cas où le disque de Plexiglas est plus petit que le trou central de la gouttière en forme d'anneau.

B Loi empirique optimale sur le rayon de contact

Nous avons obtenu dans la section VII.2 une loi d'échelle permettant d'exprimer le rayon r_c de la zone de contact liquide-solide près du jet en fonction du nombre de Weber et du rayon du jet. Pour rappel, cette loi d'échelle s'écrit

$$\frac{r_c}{Ka^{7/6}} \propto \mathrm{We}^{1/6},\tag{B.2}$$

où K est une constante permettant d'adimensionner le rapport $r_c/Ka^{7/6}$. Cependant, nous avons remarqué que cette loi, bien qu'elle donne un accord satisfaisant avec l'expérience, n'est pas optimale dans la prédiction de r_c . Notamment, elle mène à une surévaluation de r_c d'un facteur compris entre 2 et 3. Nous avons alors cherché la loi empirique sur r_c qui correspondait le mieux à nos mesures (voir figure B.1). Ainsi, celles-ci suggèrent que :

$$r_{c,\text{emp}} \sim 0.9 \text{We}^{1/5} a^{9/10} \iff r_{c,\text{emp}} \sim 0.9 \left(\frac{2\rho}{\pi^2 \gamma}\right)^{1/5} Q^{2/5} a^{3/10}$$
 (B.3)

Nous allons maintenant suivre le même raisonnement que celui emprunté à travers les sections VII.3 et VII.4 en utilisant cette nouvelle loi d'échelle.



FIGURE B.1 – Comparaison de la loi d'échelle (B.3) aux données expérimentales.

Ainsi, l'équation (VII.16) donnant le nombre de Weber local en fonction notamment de r_c devient avec la loi d'échelle (B.3) :

We_{loc,emp} =
$$\frac{3\sqrt{3}}{8\pi^4} \frac{\rho_{100}}{\gamma_{100}\nu_{100}} \frac{Q^3}{r_{c,emp}(r_{c,emp}^3 + \ell^3)}$$

= $\frac{3\sqrt{3}}{8\pi^4} \frac{\rho_{100}}{\gamma_{100}\nu_{100}} Q^3 \left[\left(\frac{2\rho}{\pi^2\gamma}\right)^4 Q^{8/5} a^{6/5} + \frac{2\rho}{\pi^2\gamma} \frac{0.567^3}{\nu_{100}} Q^{7/5} a^{23/10} \right]^{-1}$. (B.4)

Cette équation donne alors l'équation polynomiale en Q

$$\frac{3\sqrt{3}}{8\pi^4} \frac{\rho_{100}}{\gamma_{100}\nu_{100}} Q^{8/5} - \operatorname{We}_{\operatorname{loc,emp}} \frac{2\rho}{\pi^2 \gamma} \left[\left(\frac{2\rho}{\pi^2 \gamma}\right)^3 Q^{1/5} a^{6/5} + \frac{0.567^3}{\nu_{100}} a^{23/10} \right] = 0.$$
(B.5)

La résolution numérique de cette équation à la transition (c'est-à-dire pour We_{loc,emp} = 1) permet d'obtenir la valeur du débit à la transition, et donc du nombre de Weber à la transition, pour chaque rayon a du jet :

$a~(\mu m)$	85	125	195	250
We _{trans,emp}	15	21	19	18

Bien qu'il soit difficile de voir directement l'impact de a sur la transition avec la relation (B.5), les valeurs obtenues prédisent qu'en effet le nombre de Weber à la transition dépend très peu de a et sont également beaucoup plus proches des valeurs mesurées expérimentalement.

Nous pouvons ensuite nous intéresser à $\tan(\theta)$. Ainsi, d'après l'équation (VII.27), nous avons

$$\tan^{5}(\theta_{\rm emp}) = \frac{32\pi^{5}}{3\sqrt{3}} \frac{\nu_{100}\nu_{v}\lambda_{v}\Delta T_{\rm vap}}{\rho_{100}\mathcal{L}} \frac{r_{c,\rm emp}^{2}(r_{c,\rm emp}^{3} + \ell^{3})}{\delta_{\ell}^{2}Q^{3}}.$$
 (B.6)

Nous rappelons que $Q = \left(\frac{\pi^2 \gamma}{2\rho}\right)^{1/2} a^{3/2} \text{We}^{1/2}$. En posant $\Lambda = \frac{0.567^3}{\nu_{100}} \left(\frac{\pi^2 \gamma}{2\rho}\right)^{1/2}$, l'équation (VII.14) nous permet d'écrire

$$\ell = \Lambda^{1/3} a^{7/6} \mathrm{We}^{1/6}.$$
 (B.7)

De plus, étant donné que $\delta_{\ell} \sim$ We, nous pouvons obtenir une loi d'échelle empirique pour $\tan(\theta)$:

$$\tan(\theta) \propto \left(0.729 \mathrm{We}^{-5/2} + \Lambda a^{4/5} \mathrm{We}^{-13/5}\right)^{1/5}.$$
 (B.8)

Cette loi d'échelle est comparée à nos mesures dans la figure B.2. Il est alors facile de constater que l'exposant 1/5 prédit par la loi d'échelle ne correspond pas à nos observations et donne une prédiction pire que celle obtenue via la loi d'échelle dérivée dans la section VII.4. Ainsi, la loi empirique obtenue pour r_c n'est pas satisfaisante pour décrire $\tan(\theta)$.



FIGURE B.2 – Comparaison de la loi d'échelle (B.8) aux données expérimentales. La ligne en pointillés noirs indique une pente de 1/5.

C Algorithme de détection et de suivi

Détection des gouttelettes : Les gouttelettes sont détectées via une fonction sur Matlab, imfindcircles, qui prend en entrée une image et un intervalle des rayons attendus, et qui applique une transformée de Hough circulaire à l'image afin d'y repérer toute forme en cercle dont le rayon est compris dans l'intervalle de rayons fourni en entrée (voir figure C.4). La fonction renvoit alors les coordonnées du centre de chaque cercle détecté ainsi que son rayon, ce qui correspond respectivement à la position et au rayon d'une gouttelette. Cette fonction prend également en argument optionnel une valeur de sensibilité qui peut être modifiée selon les expériences pour améliorer la détection et qui est importante : si la sensibilité est trop haute, beaucoup de gouttelettes ne seront pas détectées, souvent car elles sont trop petites et donc trop peu lumineuses. Au contraire, si la sensibilité est trop faible, beaucoup de "fausses gouttelettes" seront détectées (par exemple les rayures dans le Duralumine), ou encore les grosses gouttelettes peuvent être confondues avec des agglomérats de petites gouttelettes.

Suivi des gouttelettes : Une fois les gouttelettes détectées, nous obtenons un tableau avec pour chaque image les coordonnées (x, y) et le rayon R de chaque gouttelette détectée. Cependant, il faut être capable de suivre les gouttelettes dans le temps, c'est-à-dire être capable de retrouver sur la (n+1)-ième image une gouttelette détectée sur la n-ième image. Pour cela, nous utilisons un algorithme de suivi, nommé track et développé par John Crocker et al. [136]. Celui-ci prend en entrée la liste de coordonnées de gouttelettes détectées sur chaque image et demande également à l'utilisateur de fournir certains paramètres dont notamment un paramètre très important qui est la distance maximale qu'une gouttelette peut parcourir entre deux images successives et que nous noterons d_{max} . Pour comprendre le fonctionnement de cet algorithme ainsi que l'importance de ce paramètre, prenons l'exemple d'une gouttelette, qu'on appelera Γ , détectée sur la *n*-ième image. La question est alors de savoir où est allée Γ sur l'image (n+1). Il est déjà possible de réduire les positions possibles puisque nous connaissons la distance maximale d_{\max} que Γ peut parcourir entre les images n et (n + 1). Ainsi, les positions possibles de Γ sur l'image (n+1) sont forcément "à une portée de d_{\max} " de sa position sur l'image n. Il existe alors plusieurs cas de figure, illustrés par la figure C.3 :

- Aucune gouttelette à portée de la position de Γ n'est détectée sur l'image (n + 1) (voir la gouttelette verte sur la figure C.3b). On considère alors que Γ a été "perdue".
- On trouve sur l'image n + 1 une gouttelette à portée de la position de Γ sur l'image n. Il est donc possible que cette gouttelette soit Γ, et deux cas existent :
 - si elle n'est à portée d'aucune autre gouttelette détectée sur l'image n, alors elle correspond forcément à la nouvelle position de Γ (voir figure C.3a);
 - sinon, on ne peut *a priori* rien conclure car cette gouttelette peut soit correspondre à Γ, soit à une autre gouttelette. Il y a donc ambiguïté (voir figure C.3d).

On peut également se poser la question d'où se situait Γ sur l'image précédente. Dans ce cas, on regarde si Γ est à portée d'une gouttelette détectée sur l'image (n-1). Si c'est le cas, alors il est possible qu'il s'agisse de la position passée de Γ , mais il faut faire attention si il y a ambiguïté. Sinon, on considère que Γ est une "nouvelle" gouttelette qui n'a pas d'antécédent (voir la gouttelette bleue dans la C.3b).





FIGURE C.3 – Illustration du fonctionnement de l'algorithme de suivi. Sur l'image initiale, on détecte 2 gouttelettes A et B. (a) Cas optimal : on retrouve A et B sur l'image suivante. (b) On retrouve A sur l'image suivante, mais B est "perdue". La gouttelette C n'a pas d'antécédent : elle est "nouvelle". (c) On retrouve A, et l'autre gouttelette ne peut être que B même si elle est à portée de A. (d) On ne sait pas différencier les gouttelettes A et B sur l'image 2.

Bien entendu, dans la réalité plusieurs gouttelettes sont détectées sur chaque image. Bien que cela ne change rien en ce qui concerne les "nouvelles" gouttelettes qui n'ont pas d'antécédent, cela peut néanmoins résoudre certaines ambiguïtés. Prenons l'exemple de la figure C.3c : imaginons que la gouttelette Γ soit à portée de deux gouttelettes A et B détectées sur l'image précédente. A priori, il n'est pas possible de savoir si Γ était A ou B dans le passé. Cependant, si on a réussi à établir ce qu'est devenu A en ayant regardé une autre gouttelette, alors il n'y a plus d'ambiguïté : Γ était B dans le passé. Ainsi, d'une image à l'autre, l'algorithme reconstruit les trajectoires des gouttelettes en testant différentes combinaisons pour lever les ambiguïtés. Une fois qu'il a convergé vers une solution, il attribue un numéro unique à chaque "nouvelle" gouttelette qui va ensuite conserver ce numéro image après image jusqu'à ce qu'elle soit perdue par l'algorithme. Au final, on obtient un tableau où chaque gouttelette détectée sur chaque image correspond à une ligne (x, y, R, N, p) où N est le numéro de l'image sur laquelle la gouttelette a été détectée et p est le numéro attribué par l'algorithme de suivi. On peut alors filtrer les gouttelettes immobiles (et qui correspondent donc à des fausses détections de gouttelettes) ou bien les gouttelettes qui sont perdues au bout de quelques images seulement. Ensuite, il est possible d'obtenir la vitesse de chaque gouttelette en comparant leur position entre deux images différentes, et il est également possible de moyenner leur rayon sur toute la durée pendant laquelle l'algorithme les a suivies.

Précautions expérimentales : La première chose à laquelle il faut donc faire attention est l'éclairage du dispositif. En effet, la détection des gouttelettes passe par une détection de cercles, il faut donc faire en sorte que les gouttelettes apparaissent le plus possible comme des cercles sur les images acquises. Ainsi, n'utiliser qu'un seul panneau LED ne convient pas car le bord des gouttelettes du côté du panneau LED sera beaucoup plus brillant et les gouttelettes auront la forme de croissants, rendant compliquée leur détection.



FIGURE C.4 – Protocole numérique suivi pour obtenir les positions, les vitesses et les trajectoires des gouttelettes pour chaque expérience. À partir de l'image brute (en haut de la figure), on utilise la fonction imfindcircles pour détecter les formes circulaires (image au milieu de la figure) et donc les gouttelettes sur l'image. On recueille alors les positions (et les rayons) des cercles, c'est-à-dire des gouttelettes, et avec l'algorithme de suivi on peut obtenir entre autres le champ de vitesse des gouttelettes sur toutes les images (image en bas de la figure).

Pour cette raison, nous utilisons deux panneaux LED afin que les bords de chaque gouttelette soit éclairés de manière plus homogène. Des feuilles d'aluminium sont également réparties autour du dispositif pour améliorer la forme circulaire des gouttelettes sur les acquisitions. L'augmentation de la luminosité qu'impliquent ces précautions est également la bienvenue puisque nous filmons l'éjection des gouttelettes avec un taux d'acquisition d'images élevé (c'est-à-dire au delà de 3700 FPS).

De plus, il faut également satisfaire un compromis entre le taux d'acquisition d'images de la caméra et la taille de la zone filmée (donc le zoom). En effet, nous avons vu un peu plus tôt que la distance maximale d_{\max} que parcourt une goutte entre deux images successives est très importante pour l'algorithme de suivi que nous utilisons. Si d_{\max} est trop grande, les gouttelettes sur l'image n auront une grande "portée", c'est-à-dire qu'elles auront beaucoup plus de positions possibles sur l'image (n + 1). Ainsi, les gouttelettes sur l'image (n + 1) auront beaucoup d'antécédents possibles : l'algorithme devra tester beaucoup de combinaisons et risque de ne pas converger. Dans l'idéal, il faudrait donc que $d_{\rm max}$ soit la plus petite possible, mais cela implique de filmer avec beaucoup d'images par seconde et/ou avec le plus faible zoom possible pour minimiser d_{max} . Il faut ainsi satisfaire le compromis entre la minimisation de d_{\max} et sa faisabilité expérimentale, notamment dans le cas de gouttelettes petites (où il faut zoomer) mais rapides (où il faut dézoomer pour diminuer $d_{\rm max}$ et/ou avoir un taux d'acquisition d'images très élevé). Cela explique notamment pourquoi il nous a fallu changer le taux d'acquisition en fonction du nombre de Weber. De plus, c'est également pour cette raison que nous n'avons pas pu recueillir de données pour un jet de rayon $a = 85 \ \mu m$: les gouttelettes étaient trop petites et trop rapides pour être détectées.

ANNEXES

Références de la première partie

- A. ABDELAZIZ et R. E. KHAYAT, « On the non-circular hydraulic jump for an impinging inclined jet, » *Physics of Fluids*, t. 34, nº 2, p. 023603, 2022. DOI : 10.1063/5.0079563.
- [2] H. ASKARIZADEH, H. AHMADIKIA, C. EHRENPREIS, R. KNEER, A. PISHEVAR et W. ROHLFS, « Role of gravity and capillary waves in the origin of circular hydraulic jumps, » *Physical Review Fluids*, t. 4, nº 11, p. 114002, 2019. DOI : 10.1103/PhysRevFluids.4.114002.
- [3] H. ASKARIZADEH, H. AHMADIKIA, C. EHRENPREIS, R. KNEER, A. PISHEVAR et W. ROHLFS, « Heat transfer in the hydraulic jump region of circular free-surface liquid jets, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 146, p. 118823, 2020. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118823.
- [4] T. AZUMA et T. HOSHINO, « The Radial Flow of a Thin Liquid Film : 1st Report, Laminar-Turbulent Transition, » Bulletin of JSME, t. 27, n° 234, p. 2739-2746, 1984. DOI : 10.1299/jsme1958.27.2739.
- [5] A. BAAYOUN, R. E. KHAYAT et Y. WANG, « The transient spread of a circular liquid jet and hydraulic jump formation, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 947, A34, 2022. DOI : 10.1017/jfm.2022.670.
- [6] J.-B. BÉLANGER, *Notes Sur l'hydraulique*. Ecole Royale des Ponts et Chaussées, 1841.
- [7] E. S. BENILOV, « Depth-averaged model for hydraulic jumps on an inclined plate, » *Physical Review E*, t. 89, n° 5, p. 053013, 2014. DOI : 10.1103/PhysRevE.89.053013.
- [8] R. K. BHAGAT, N. K. JHA, P. F. LINDEN et D. I. WILSON, « On the Origin of the Circular Hydraulic Jump in a Thin Liquid Film, » Journal of Fluid Mechanics, t. 851, 2018.
- R. K. BHAGAT et P. F. LINDEN, « The circular capillary jump, » Journal of Fluid Mechanics, t. 896, A25, 2020. DOI : 10.1017/jfm.2020.303.
- [10] R. K. BHAGAT et P. F. LINDEN, « The circular hydraulic jump; the influence of downstream flow on the jump radius, » *Physics of Fluids*, t. 34, n° 7, p. 072111, 2022. DOI : 10.1063/5.0090549.
- [11] G. BIDONE, *Expériences Sur Le Remou et Sur La Propagation Des Ondes*. Imprimerie Royale de Turin, 1820.
- [12] T. BOHR, P. DIMON et V. PUTKARADZE, « Shallow-Water Approach to the Circular Hydraulic Jump, » Journal of Fluid Mechanics, t. 254, p. 635-648, 1993.
- [13] T. BOHR, C. ELLEGAARD, A. E. HANSEN et A. HAANING, « Hydraulic jumps, flow separation and wave breaking : An experimental study, » *Physica B : Condensed Matter*, t. 228, n° 1-2, p. 1-10, 1996. DOI : 10.1016/S0921-4526(96)00373-0.

- [14] T. BOHR, V. PUTKARADZE et S. WATANABE, « Averaging Theory for the Structure of Hydraulic Jumps and Separation in Laminar Free-Surface Flows, » *Physical Review Letters*, t. 79, n° 6, p. 1038-1041, 1997. DOI: 10.1103/PhysRevLett.79.1038.
- [15] T. BOHR et B. SCHEICHL, « Surface tension and energy conservation in a moving fluid, » *Physical Review Fluids*, t. 6, n° 5, p. L052001, 2021. DOI : 10.1103/ PhysRevFluids.6.L052001.
- [16] D. BONN, A. ANDERSEN et T. BOHR, «Hydraulic jumps in a channel, » Journal of Fluid Mechanics, t. 618, p. 71-87, 2009. DOI : 10.1017/S0022112008004540.
- [17] R. I. BOWLES et F. T. SMITH, « The standing hydraulic jump : theory, computations and comparisons with experiments, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 242, p. 145-168, 1992. DOI : 10.1017/S0022112092002313.
- [18] Y. BRECHET et Z. NÉDA, « On the circular hydraulic jump, » American Journal of Physics, t. 67, n° 8, p. 723-731, 1999. DOI : 10.1119/1.19360.
- [19] J. W. M. BUSH et J. M. ARISTOFF, « The Influence of Surface Tension on the Circular Hydraulic Jump, » Journal of Fluid Mechanics, t. 489, p. 229-238, 2003.
- [20] J. W. M. BUSH, J. M. ARISTOFF et A. E. HOSOI, « An Experimental Investigation of the Stability of the Circular Hydraulic Jump, » Journal of Fluid Mechanics, t. 558, p. 33-52, 2006.
- [21] H. CHANSON, « Current knowledge in hydraulic jumps and related phenomena. A survey of experimental results, » European Journal of Mechanics - B/Fluids, t. 28, n° 2, p. 191-210, 2009. DOI : 10.1016/j.euromechflu.2008.06.004.
- [22] K. CHOO et S. J. KIM, « The influence of nozzle diameter on the circular hydraulic jump of liquid jet impingement, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 72, p. 12-17, 2016. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2015.10.033.
- [23] A. COHEN, N. FRAYSSE, J. RAJCHENBACH, M. ARGENTINA, Y. BOURET et C. RAUFASTE, « Inertial Mass Transport and Capillary Hydraulic Jump in a Liquid Foam Microchannel, » *Physical Review Letters*, t. 112, n° 21, p. 218 303, 2014. DOI : 10.1103/PhysRevLett.112.218303.
- [24] A. D. D. CRAIK, R. C. LATHAM, M. J. FAWKES et P. W. F. GRIBBON, « The Circular Hydraulic Jump, » Journal of Fluid Mechanics, t. 112, p. 347-362, 1981.
- [25] H. DARCY, P. GASPARD et H. BAZIN, Recherches Hydrauliques : Recherches Expérimentales Sur l'écoulement de l'eau Dans Les Canaux Découverts. 1ère Partie. Imprimerie Impériale. 1865.
- [26] R. DASGUPTA et R. GOVINDARAJAN, « Nonsimilar solutions of the viscous shallow water equations governing weak hydraulic jumps, » *Physics of Fluids*, t. 22, n° 11, p. 112 108, 2010. DOI : 10.1063/1.3488009.
- [27] A. DEFINA et F. M. SUSIN, « Stability of a stationary hydraulic jump in an upward sloping channel, » *Physics of Fluids*, t. 15, nº 12, p. 3883-3885, 2003. DOI : 10.1063/ 1.1624839.
- [28] E. DRESSAIRE, L. COURBIN, J. CREST et H. A. STONE, « Thin-Film Fluid Flows over Microdecorated Surfaces : Observation of Polygonal Hydraulic Jumps, » *Phy*sics Review Letters, t. 102, n° 194503, 2009.
- [29] E. DRESSAIRE, L. COURBIN, J. CREST et H. A. STONE, «Inertia dominated thinfilm flows over microdecorated surfaces, » *Physics of Fluids*, t. 22, n° 7, p. 073602, 2010. DOI : 10.1063/1.3454769.
- [30] A. DUCHESNE, « Trois Problèmes Autour Du Ressaut Hydraulique Circulaire, » thèse de doct., Université Paris VII, 2014.
- [31] A. DUCHESNE, L. LEBON et L. LIMAT, « Constant Froude Number in a Circular Hydraulic Jump and Its Implication on the Jump Radius Selection, » EPL (Europhysics Letters), t. 107, n° 5, p. 54002, 2014. DOI: 10.1209/0295-5075/107/54002.
- [32] A. DUCHESNE, A. ANDERSEN et T. BOHR, « Surface tension and the origin of the circular hydraulic jump in a thin liquid film, » *Physical Review Fluids*, t. 4, nº 8, p. 084 001, 2019. DOI : 10.1103/PhysRevFluids.4.084001.
- [33] A. DUCHESNE et L. LIMAT, « Circular hydraulic jumps : where does surface tension matter ? » Journal of Fluid Mechanics, t. 937, R2, 2022. DOI : 10.1017/jfm.2022. 136.
- [34] A. DYMENT, « Stability of stationary and moving hydraulic jumps in inclined conduits of arbitrary cross section, » *Physics of Fluids*, t. 17, n° 5, p. 054111, 2005. DOI : 10.1063/1.1899863.
- [35] C. ELLEGAARD, A. E. HANSEN, A. HAANING et T. BOHR, « Experimental Results on Flow Separation and Transitions in the Circular Hydraulic Jump, » *Physica Scripta*, t. T67, p. 105-110, 1996. DOI : 10.1088/0031-8949/1996/T67/021.
- [36] C. ELLEGAARD et al., « Creating corners in kitchen sinks, » Nature, t. 392, nº 6678,
 p. 767-768, 1998. DOI : 10.1038/33820.
- [37] C. ELLEGAARD et al., « Polygonal Hydraulic Jumps, » Nonlinearity, t. 12, nº 1, p. 1-7, 1999. DOI : 10.1088/0951-7715/12/1/001.
- [38] R. FERNANDEZ-FERIA, E. SANMIGUEL-ROJAS et E. S. BENILOV, « On the origin and structure of a stationary circular hydraulic jump, » *Physics of Fluids*, t. 31, n° 7, p. 072104, 2019. DOI: 10.1063/1.5109247.
- [39] T. FOGLIZZO, F. MASSET, J. GUILET et G. DURAND, « A Shallow Water Analogue of the Standing Accretion Shock Instability : Experimental Demonstration and Two-Dimensional Model, » 2011. DOI : 10.48550/ARXIV.1112.3448.
- [40] J. GAJJAR et F. T. SMITH, « On hypersonic self-induced separation, hydraulic jumps and boundary layers with algebraic growth, » *Mathematika*, t. 30, n° 1, p. 77-93, 1983. DOI : 10.1112/S0025579300010433.
- [41] P.-G. de GENNES, F. BROCHARD-WYART et D. QUÉRÉ, Capillarity and Wetting Phenomena : Drops, Bubbles, Pearls, Waves. Springer, 2004.
- [42] R. P. GODWIN, « The hydraulic jump ("shocks" and viscous flow in the kitchen sink), » American Journal of Physics, t. 61, nº 9, p. 829-832, 1993. DOI : 10.1119/ 1.17413.
- [43] A. GOERLINGER, M. BAUDOIN, F. ZOUESHTIAGH et A. DUCHESNE, « Oscillations and Cavity Modes in the Circular Hydraulic Jump, » *Physical Review Letters*, t. 131, n° 19, p. 194001, 2023. DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.194001.
- [44] M. GRADECK, A. KOUACHI, A. DANI, D. ARNOULT et J. BORÉAN, « Experimental and numerical study of the hydraulic jump of an impinging jet on a moving surface, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 30, n° 3, p. 193-201, 2006. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2005.05.006.
- [45] É. GUYON, J.-P. HULIN et L. PETIT, *Hydrodynamique physique*, Nouv. éd. rev. et augm. EDP sciences CNRS éd, 2001.

- [46] W. H. HAGER et N. V. BRETZ, «Hydraulic jumps at positive and negative steps, » Journal of Hydraulic Research, t. 24, nº 4, p. 237-253, 1986. DOI : 10.1080 / 00221688609499303.
- [47] S. H. HANSEN, S. HØRLÜCK, D. ZAUNER, P. DIMON, C. ELLEGAARD et S. C. CREAGH, « Geometric Orbits of Surface Waves from a Circular Hydraulic Jump, » *Physical Review E*, t. 55, nº 6, p. 7048-7061, 1997.
- [48] F. J. HIGUERA, « The hydraulic jump in a viscous laminar flow, » Journal of Fluid Mechanics, t. 274, p. 69-92, 1994. DOI : 10.1017/S0022112094002041.
- [49] F. J. HIGUERA, « The circular hydraulic jump, » Physics of Fluids, t. 9, nº 5, p. 1476-1478, 1997. DOI : 10.1063/1.869272.
- [50] A. IPATOVA, K. SMIRNOV et E. MOGILEVSKIY, « Steady circular hydraulic jump on a rotating disk, » Journal of Fluid Mechanics, t. 927, A24, 2021. DOI : 10.1017/ jfm.2021.751.
- [51] G. JANNES, R. PIQUET, P. MAÏSSA, C. MATHIS et G. ROUSSEAUX, « Experimental demonstration of the supersonic-subsonic bifurcation in the circular jump : A hydrodynamic white hole, » *Physical Review E*, t. 83, n° 5, p. 056312, 2011. DOI : 10.1103/PhysRevE.83.056312.
- [52] G. JANNES et G. ROUSSEAUX, « The Circular Jump as a Hydrodynamic White Hole, » 2012. DOI : 10.48550/ARXIV.1203.6505.
- [53] A. R. KASIMOV, « A stationary circular hydraulic jump, the limits of its existence and its gasdynamic analogue, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 601, p. 189-198, 2008. DOI : 10.1017/S0022112008000773.
- [54] R. P. KATE, P. K. DAS et S. CHAKRABORTY, « Hydraulic jumps due to oblique impingement of circular liquid jets on a flat horizontal surface, » Journal of Fluid Mechanics, t. 573, p. 247-263, 2007. DOI : 10.1017/S0022112006003818.
- [55] R. P. KATE, P. K. DAS et S. CHAKRABORTY, « Hydraulic jumps with corners due to obliquely inclined circular liquid jets, » *Physical Review E*, t. 75, n° 5, p. 056 310, 2007. DOI : 10.1103/PhysRevE.75.056310.
- [56] R. P. KATE, P. K. DAS et S. CHAKRABORTY, « Effects of Jet Obliquity on Hydraulic Jumps Formed by Impinging Circular Liquid Jets on a Moving Horizontal Plate, » Journal of Fluids Engineering, t. 131, nº 3, p. 034502, 2009. DOI : 10.1115/1.3059583.
- [57] G. S. KELL, « Density, thermal expansivity, and compressibility of liquid water from 0.deg. to 150.deg.. Correlations and tables for atmospheric pressure and saturation reviewed and expressed on 1968 temperature scale, » Journal of Chemical & Engineering Data, t. 20, nº 1, p. 97-105, 1975. DOI: 10.1021/je60064a005.
- [58] J. KESTIN, M. SOKOLOV et W. A. WAKEHAM, « Viscosity of liquid water in the range -8 °C to 150 °C, » Journal of Physical and Chemical Reference Data, t. 7, n° 3, p. 941-948, 1978. DOI: 10.1063/1.555581.
- [59] M. LABOUSSE et J. W. M. BUSH, « Polygonal instabilities on interfacial vorticities, » The European Physical Journal E, t. 38, nº 10, p. 113, 2015. DOI : 10.1140/ epje/i2015-15113-5.
- [60] G. W. LEIBNIZ, P. REMNANT et J. BENNETT, New Essays on Human Understanding. Cambridge University Press, 1996.

- [61] X. LIU et J. H. LIENHARD, « The Hydraulic Jump in Circular Jet Impingement and in Other Thin Liquid Films, » *Experiment in Fluids*, t. 15, n° 2, p. 108-116, 1993.
- [62] P. A. MADSEN et I. A. SVENDSEN, « Turbulent bores and hydraulic jumps, » Journal of Fluid Mechanics, t. 129, n° -1, p. 1, 1983. DOI : 10.1017/S0022112083000622.
- [63] E. A. MARTENS, S. WATANABE et T. BOHR, « Model for polygonal hydraulic jumps, » *Physical Review E*, t. 85, n° 3, p. 036 316, 2012. DOI : 10.1103/PhysRevE. 85.036316.
- [64] D. MAYNES, M. JOHNSON et B. W. WEBB, « Free-Surface Liquid Jet Impingement on Rib Patterned Superhydrophobic Surfaces, » *Physics of Fluids*, t. 23, n° 052104, 2011.
- [65] B. MOHAJER et R. LI, « Circular Hydraulic Jump on Finite Surfaces with Capillary Limit, » *Physics of Fluids*, t. 27, p. 117102, 2015.
- [66] F. MOISY, M. RABAUD et K. SALSAC, « A synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface, » *Experiments in Fluids*, t. 46, nº 6, p. 1021-1036, 2009. DOI : 10.1007/s00348-008-0608-z.
- [67] S. MOITRA, T. ROY, R. GANGULY et C. M. MEGARIDIS, « Jet Impact on Superhydrophobic Metal Mesh, » Langmuir, t. 37, nº 9, p. 2891-2899, 2021. DOI : 10.1021/acs.langmuir.0c03301.
- [68] M. PASSANDIDEH-FARD, A. R. TEYMOURTASH et M. KHAVARI, « Numerical Study of Circular Hydraulic Jump Using Volume-of-Fluid Method, » Journal of Fluids Engineering, t. 133, nº 1, p. 011401, 2011. DOI: 10.1115/1.4003307.
- [69] A. RAO et J. H. ARAKERI, « Wave Structure in the Radial Film Flow with a Circular Hydraulic Jump, » *Experiments in Fluids*, t. 31, nº 5, p. 542-549, 2001. DOI: 10.1007/s003480100328.
- [70] A. RAO et J. H. ARAKERI, « Integral analysis applied to radial film flows, » International Journal of Heat and Mass Transfer, t. 41, nº 18, p. 2757-2767, 1998. DOI: 10.1016/S0017-9310(98)00375-5.
- [71] A. K. RAY et J. K. BHATTACHARJEE, « Standing and travelling waves in the shallow-water circular hydraulic jump, » *Physics Letters A*, t. 371, n° 3, p. 241-248, 2007. DOI : 10.1016/j.physleta.2007.07.073.
- [72] L. RAYLEIGH, « On the Theory of Long Waves and Bores, » Proceedings of the Royal Society of London A, p. 324-328, 1914.
- [73] N. ROJAS, M. ARGENTINA et E. TIRAPEGUI, « A progressive correction to the circular hydraulic jump scaling, » *Physics of Fluids*, t. 25, n° 4, p. 042105, 2013. DOI: 10.1063/1.4801836.
- [74] N. O. ROJAS, M. ARGENTINA, E. CERDA et E. TIRAPEGUI, « Inertial Lubrication Theory, » *Physical Review Letters*, t. 104, n° 18, p. 187801, 2010. DOI : 10.1103/ PhysRevLett.104.187801.
- [75] E. ROLLEY, C. GUTHMANN et M. PETTERSEN, « The hydraulic jump and ripples in liquid helium, » *Physica B : Condensed Matter*, t. 394, nº 1, p. 46-55, 2007. DOI : 10.1016/j.physb.2007.02.006.
- [76] A. J. C. de SAINT-VENANT, « Théorie Du Mouvement Non Permanent Des Eaux, Avec Application Aux Crues Des Rivières et a l'introduction de Marées Dans Leurs Lits, » in t. 73, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 1871, p. 147-154, 237-240.

- [77] F. SAVART, « Mémoire Sur Le Choc d'une Veine Liquide Lancée Contre Un Plan Circulaire., » in Annales de Chimie et de Physique, t. 54, 1833, p. 56-87.
- [78] F. SAVART, « Suite Du Mémoire Sur Le Choc d'une Veine Liquide Lancée Contre Un Plan Circulaire., » in Annales de Chimie et de Physique, t. 54, 1833, p. 113-145.
- [79] U. SEN, S. CHATTERJEE, J. CROCKETT, R. GANGULY, L. YU et C. M. MEGARIDIS, « Orthogonal liquid-jet impingement on wettability-patterned impermeable substrates, » *Physical Review Fluids*, t. 4, nº 1, p. 014002, 2019. DOI : 10.1103 / PhysRevFluids.4.014002.
- [80] M. M. SERAJ et M. S. GADALA, « Non-Circular Hydraulic Jump on a Moving Surface due to an Impinging Circular Free Surface Jet of Water, » steel research international, t. 83, n° 7, p. 653-670, 2012. DOI : 10.1002/srin.201100339.
- [81] I. TANI, «Water Jump in the Boundary Layer, » Journal of the Physical Society of Japan, t. 4, nº 4-6, p. 212-215, 1949. DOI : 10.1143/JPSJ.4.212.
- [82] A. R. TEYMOURTASH et M. MOKHLESI, « Experimental investigation of stationary and rotational structures in non-circular hydraulic jumps, » Journal of Fluid Mechanics, t. 762, p. 344-360, 2015. DOI : 10.1017/jfm.2014.646.
- [83] N. B. VARGAFTIK, B. N. VOLKOV et L. D. VOLJAK, « International Tables of the Surface Tension of Water, » Journal of Physical and Chemical Reference Data, t. 12, n° 3, p. 817-820, 1983. DOI: 10.1063/1.555688.
- [84] L. de VINCI, Les Carnets de Léonard de Vinci, Tome II. Éditions Tel-Gallimard, 1478.
- [85] G. E. VOLOVIK, «Hydraulic jump as a white hole, » Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, t. 82, n° 10, p. 624-627, 2005. DOI : 10.1134/1.2166908.
- [86] W. WANG, A. BAAYOUN et R. E. KHAYAT, « A coherent composite approach for the continuous circular hydraulic jump and vortex structure, » Journal of Fluid Mechanics, t. 966, A15, 2023. DOI : 10.1017/jfm.2023.374.
- [87] W. WANG, A. BAAYOUN et R. E. KHAYAT, « The characteristics of the circular hydraulic jump and vortex structure, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 980, A15, 2024. DOI : 10.1017/jfm.2024.8.
- [88] W. WANG et R. E. KHAYAT, « The influence of azimuthally varying edge conditions on the hydraulic jump, » *Acta Mechanica*, 2022. DOI : 10.1007/s00707-022-03295-3.
- [89] Y. WANG et R. E. KHAYAT, « Impinging jet flow and hydraulic jump on a rotating disk, » Journal of Fluid Mechanics, t. 839, p. 525-560, 2018. DOI : 10.1017/jfm. 2018.43.
- [90] Y. WANG et R. E. KHAYAT, « The role of gravity in the prediction of the circular hydraulic jump radius for high-viscosity liquids, » Journal of Fluid Mechanics, t. 862, p. 128-161, 2019. DOI: 10.1017/jfm.2018.941.
- [91] Y. WANG et R. E. KHAYAT, « The influence of heating on liquid jet spreading and hydraulic jump, » Journal of Fluid Mechanics, t. 883, A59, 2020. DOI : 10.1017/ jfm.2019.924.
- [92] Y. WANG et R. E. KHAYAT, « The effects of gravity and surface tension on the circular hydraulic jump for low- and high-viscosity liquids : A numerical investigation, » *Physics of Fluids*, t. 33, n° 1, p. 012105, 2021. DOI : 10.1063/5.0032369.
- [93] R. WANOSCHEK et W. H. HAGER, « Hydraulic jump in trapezoidal channel, » Journal of Hydraulic Research, t. 27, nº 3, p. 429-446, 1989. DOI : 10.1080 / 00221688909499175.

- [94] S. WATANABE, V. PUTKARADZE et T. BOHR, « Integral Methods for Shallow Free-Surface Flows with Separation, » Journal of Fluid Mechanics, t. 480, p. 233-265, 2003. DOI : 10.1017/S0022112003003744.
- [95] E. J. WATSON, « The Radial Spread of a Liquid Jet over a Horizontal Plane, » Journal of Fluid Mechanics, t. 20, n° 3, p. 481-499, 1964.
- [96] S. WILDEMAN, « Real-time quantitative Schlieren imaging by fast Fourier demodulation of a checkered backdrop, » *Experiments in Fluids*, t. 59, n° 6, p. 97, 2018. DOI: 10.1007/s00348-018-2553-9.
- [97] K. YOKOI et F. XIAO, « A numerical study of the transition in the circular hydraulic jump, » *Physics Letters A*, t. 257, n° 3-4, p. 153-157, 1999. DOI : 10.1016/S0375-9601(99)00287-X.
- [98] K. YOKOI et F. XIAO, « Relationships between a roller and a dynamic pressure distribution in circular hydraulic jumps, » *Physical Review E*, t. 61, n° 2, R1016-R1019, 2000. DOI : 10.1103/PhysRevE.61.R1016.
- [99] К. YOKOI et F. XIAO, « Mechanism of structure formation in circular hydraulic jumps : numerical studies of strongly deformed free-surface shallow flows, » *Physica D* : Nonlinear Phenomena, t. 161, n° 3-4, p. 202-219, 2002. DOI : 10.1016/S0167-2789(01)00370-0.
- [100] G. ZHOU et A. PROSPERETTI, « Hydraulic jump on the surface of a cone, » Journal of Fluid Mechanics, t. 951, A20, 2022. DOI : 10.1017/jfm.2022.777.

Références de la deuxième partie

- [101] A. ABDEL-RAHMAN, « A Review of Effects of Initial and Boundary Conditions on Turbulent Jets, » 2011.
- [102] R. ABDELAZIZ et al., « Green chemistry and nanofabrication in a levitated Leidenfrost drop, » Nature Communications, t. 4, nº 1, p. 2400, 2013. DOI : 10.1038/ ncomms3400.
- [103] A. W. ADAMSON, « Potential distortion model for contact angle and spreading. II. Temperature dependent effects, » Journal of Colloid and Interface Science, t. 44, n° 2, p. 273-281, 1973. DOI : 10.1016/0021-9797(73)90219-1.
- [104] C. AGRAWAL, R. KUMAR, A. GUPTA et B. CHATTERJEE, « Effect of jet diameter on the rewetting of hot horizontal surfaces during quenching, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 42, p. 25-37, 2012. DOI : 10.1016/j.expthermflusci. 2012.03.018.
- [105] C. AGRAWAL, « Surface Quenching by Jet Impingement A Review, » steel research international, t. 90, nº 1, p. 1800285, 2019. DOI : 10.1002/srin.201800285.
- [106] P. AGRAWAL et al., « Leidenfrost heat engine : Sustained rotation of levitating rotors on turbine-inspired substrates, » Applied Energy, t. 240, p. 399-408, 2019. DOI : 10.1016/j.apenergy.2019.02.034.
- [107] S. W. AKHTAR, G. G. NASR et A. J. YULE, « Characteristics of water droplet impaction behavior on a polished steel heated surface : Part II, » Atomization and Sprays, t. 17, n° 8, p. 683-729, 2007. DOI : 10.1615/AtomizSpr.v17.i8.20.
- P. AUSSILLOUS et D. QUÉRÉ, « Properties of liquid marbles, » Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, t. 462, n° 2067, p. 973-999, 2006. DOI : 10.1098/rspa.2005.1581.
- [109] R. M. BAIN, C. J. PULLIAM, F. THERY et R. G. COOKS, «Accelerated Chemical Reactions and Organic Synthesis in Leidenfrost Droplets, » Angewandte Chemie International Edition, t. 55, n° 35, p. 10478-10482, 2016. DOI : 10.1002/anie. 201605899.
- [110] J. B. BAONGA, H. LOUAHLIA-GUALOUS et M. IMBERT, « Experimental Study of the Hydrodynamic and Heat Transfer of Free Liquid Jet Impinging a at Circular Heated Disk, » Applied Thermal Engineering, t. 26, nº 11, p. 1125-1138, 2006.
- [111] K. J. BAUMEISTER et F. F. SIMON, « Leidenfrost Temperature—Its Correlation for Liquid Metals, Cryogens, Hydrocarbons, and Water, » Journal of Heat Transfer, t. 95, n° 2, p. 166-173, 1973. DOI: 10.1115/1.3450019.
- [112] P. J. BERENSON, « Film-Boiling Heat Transfer From a Horizontal Surface, » Journal of Heat Transfer, t. 83, nº 3, p. 351-356, 1961. DOI : 10.1115/1.3682280.

- [113] J. D. BERNARDIN et I. MUDAWAR, « The Leidenfrost Point : Experimental Study and Assessment of Existing Models, » *Journal of Heat Transfer*, t. 121, nº 4, p. 894-903, 1999. DOI : 10.1115/1.2826080.
- [114] J. D. BERNARDIN, C. J. STEBBINS et I. MUDAWAR, « Effects of surface roughness on water droplet impact history and heat transfer regimes, » International Journal of Heat and Mass Transfer, t. 40, n° 1, p. 73-88, 1996. DOI : 10.1016/S0017-9310(96)00067-1.
- [115] J. D. BERNARDIN et I. MUDAWAR, « A Cavity Activation and Bubble Growth Model of the Leidenfrost Point, » Journal of Heat Transfer, t. 124, nº 5, p. 864-874, 2002. DOI: 10.1115/1.1470487.
- [116] J. D. BERNARDIN et I. MUDAWAR, « A Leidenfrost Point Model for Impinging Droplets and Sprays, » Journal of Heat Transfer, t. 126, n° 2, p. 272-278, 2004. DOI: 10.1115/1.1652045.
- [117] J. D. BERNARDIN, C. J. STEBBINS et I. MUDAWAR, « Mapping of impact and heat transfer regimes of water drops impinging on a polished surface, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 40, n° 2, p. 247-267, 1997. DOI : 10.1016/ 0017-9310(96)00119-6.
- [118] A.-L. BIANCE, F. CHEVY, C. CLANET, G. LAGUBEAU et D. QUÉRÉ, « On the elasticity of an inertial liquid shock, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 554, n° -1, p. 47, 2006. DOI : 10.1017/S0022112006009189.
- [119] A.-L. BIANCE, C. CLANET et D. QUÉRÉ, « Leidenfrost drops, » Physics of Fluids, t. 15, nº 6, p. 1632, 2003. DOI : 10.1063/1.1572161.
- [120] A.-L. BIANCE, C. PIRAT et C. YBERT, « Drop fragmentation due to hole formation during Leidenfrost impact, » *Physics of Fluids*, t. 23, nº 2, p. 022104, 2011. DOI : 10.1063/1.3553277.
- [121] L. BOGDANIC, H. AURACHER et F. ZIEGLER, «Two-phase structure above hot surfaces in jet impingement boiling, » *Heat and Mass Transfer*, t. 45, n° 7, p. 1019-1028, 2009. DOI : 10.1007/s00231-007-0272-5.
- [122] W. S. BRADFIELD, « Liquid-Solid Contact in Stable Film Boiling, » Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals, t. 5, nº 2, p. 200-204, 1966. DOI : 10.1021/ i160018a008.
- [123] J. C. BURTON, A. L. SHARPE, R. C. A. VAN DER VEEN, A. FRANCO et S. R. NAGEL, « Geometry of the Vapor Layer Under a Leidenfrost Drop, » *Physical Review Letters*, t. 109, nº 7, p. 074301, 2012. DOI : 10.1103/PhysRevLett.109. 074301.
- [124] D. A. BURZYNSKI, I. V. ROISMAN et S. E. BANSMER, « On the splashing of highspeed drops impacting a dry surface, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 892, A2, 2020. DOI : 10.1017/jfm.2020.168.
- [125] C. CAI et I. MUDAWAR, « Review of the dynamic Leidenfrost point temperature for droplet impact on a heated solid surface, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 217, p. 124 639, 2023. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.124639.
- [126] J. J. CARBAJO, « A study on the rewetting temperature, » Nuclear Engineering and Design, t. 84, nº 1, p. 21-52, 1985. DOI : 10.1016/0029-5493(85)90310-3.
- F. CELESTINI, R. KOFMAN, X. NOBLIN et M. PELLEGRIN, « Water jet rebounds on hydrophobic surfaces : a first step to jet micro-fluidics, » Soft Matter, t. 6, n° 23, p. 5872, 2010. DOI : 10.1039/c0sm00794c.

- [128] F. CELESTINI, T. FRISCH et Y. POMEAU, « Take Off of Small Leidenfrost Droplets, » *Physical Review Letters*, t. 109, n° 3, p. 034501, 2012. DOI : 10.1103/ PhysRevLett.109.034501.
- [129] C. CEN, H. WU, C.-f. LEE, L. FAN et F. LIU, « Experimental investigation on the sputtering and micro-explosion of emulsion fuel droplets during impact on a heated surface, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 132, p. 130-137, 2019. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.12.007.
- [130] S. CHAKRABORTY, I. SARKAR, A. ROSHAN, S. K. PAL et S. CHAKRABORTY, « Spray cooling of hot steel plate using aqueous solution of surfactant and polymer, » *Thermal Science and Engineering Progress*, t. 10, p. 217-231, 2019. DOI : 10.1016/j.tsep.2019.02.003.
- [131] C. CHAN, W. LEE et H. WANG, « Enhancement of surface finish using watermiscible nano-cutting fluid in ultra-precision turning, » International Journal of Machine Tools and Manufacture, t. 73, p. 62-70, 2013. DOI : 10.1016/j.ijmachtools. 2013.06.006.
- [132] B. CHEN, J. TIAN, R. WANG et Z. ZHOU, « Theoretical study of cryogen spray cooling with R134a, R404A and R1234yf : Comparison and clinical potential application, » Applied Thermal Engineering, t. 148, p. 1058-1067, 2019. DOI : 10.1016/ j.applthermaleng.2018.11.117.
- [133] C. CHENG, M. GUY, A. NARDUZZO et K. TAKASHINA, « The Leidenfrost Maze, » European Journal of Physics, t. 36, n° 3, p. 035 004, 2015. DOI : 10.1088/0143-0807/36/3/035004.
- [134] C. CLANET et E. VILLERMAUX, « Life of a smooth liquid sheet, » Journal of Fluid Mechanics, t. 462, p. 307-340, 2002. DOI : 10.1017/S0022112002008339.
- [135] T. R. COUSINS, R. E. GOLDSTEIN, J. W. JAWORSKI et A. I. PESCI, « A ratchet trap for Leidenfrost drops, » Journal of Fluid Mechanics, t. 696, p. 215-227, 2012. DOI : 10.1017/jfm.2012.27.
- [136] J. C. CROCKER et D. G. GRIER, « Methods of Digital Video Microscopy for Colloidal Studies, » Journal of Colloid and Interface Science, t. 179, nº 1, p. 298-310, 1996. DOI : 10.1006/jcis.1996.0217.
- [137] A. M. DARWISH, A.-F. M. R. EL-KERSH, M. N. EL-SHEIKH et I. M. EL-MOGHAZY, « A Review on Nanofluid Impingement Jet Heat Transfer, » International Journal of Nanotechnology and Allied Sciences, t. 1, nº 1, p. 1-15, 2017.
- [138] P. DHAR, S. R. MISHRA, A. GAIROLA et D. SAMANTA, « Delayed Leidenfrost phenomenon during impact of elastic fluid droplets, » *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, t. 476, n° 2243, p. 20 200 556, 2020. DOI : 10.1098/rspa.2020.0556.
- [139] P. V. DOLGANOV, A. S. ZVEREV, K. D. BAKLANOVA et V. K. DOLGANOV, « Dynamics of capillary coalescence and breakup : Quasi-two-dimensional nematic and isotropic droplets, » *Physical Review E*, t. 104, nº 1, p. 014702, 2021. DOI : 10. 1103/PhysRevE.104.014702.
- [140] G. S. EMMERSON, « The effect of pressure and surface material on the leidenfrost point of discrete drops of water, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 18, n° 3, p. 381-386, 1975. DOI : 10.1016/0017-9310(75)90027-7.
- M. FABBRI, S. JIANG et V. K. DHIR, « A Comparative Study of Cooling of High Power Density Electronics Using Sprays and Microjets, » *Journal of Heat Transfer*, t. 127, nº 1, p. 38-48, 2005. DOI : 10.1115/1.1804205.

- [142] R. FENG, W. ZHAO, X. WU et Q. XUE, « Ratchet composite thin film for lowtemperature self-propelled Leidenfrost droplet, » Journal of Colloid and Interface Science, t. 367, nº 1, p. 450-454, 2012. DOI : 10.1016/j.jcis.2011.11.008.
- [143] I. FILIPOVIC, F. P. INCROPERA et R. VISKANTA, « QUENCHING PHENOMENA ASSOCIATED WITH A WATER WALL JET : I. TRANSIENT HYDRODYNA-MIC AND THERMAL CONDITIONS, » Experimental Heat Transfer, t. 8, n° 2, p. 97-117, 1995. DOI : 10.1080/08916159508946494.
- [144] V. GERWECK et G. YADIGAROGLU, « A local equation of state for a fluid in the presence of a wall and its application to rewetting, » *International Journal* of Heat and Mass Transfer, t. 35, nº 7, p. 1823-1832, 1992. DOI : 10.1016/0017-9310(92)90153-J.
- [145] J. M. GORDILLO et G. RIBOUX, « The initial impact of drops cushioned by an air or vapour layer with applications to the dynamic Leidenfrost regime, » Journal of Fluid Mechanics, t. 941, A10, 2022. DOI : 10.1017/jfm.2022.280.
- B. GOTTFRIED, C. LEE et K. BELL, « The leidenfrost phenomenon : film boiling of liquid droplets on a flat plate, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 9, n° 11, p. 1167-1188, 1966. DOI : 10.1016/0017-9310(66)90112-8.
- [147] D. C. GROENEVELD et J. STEWART, « THE MINIMUM FILM BOILING TEMPE-RATURE FOR WATER DURING FILM BOILING COLLAPSE, » in *Proceeding* of International Heat Transfer Conference 7, Begellhouse, 1982, p. 393-398. DOI: 10.1615/IHTC7.1270.
- [148] M. GUPTA, A. PASI, A. RAY et S. KALE, « An experimental study of the effects of water mist characteristics on pool fire suppression, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 44, p. 768-778, 2013. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2012.09.020.
- [149] J. HAMMAD, Y. MITSUTAKE et M. MONDE, « Movement of maximum heat flux and wetting front during quenching of hot cylindrical block, » *International Journal* of Thermal Sciences, t. 43, nº 8, p. 743-752, 2004. DOI : 10.1016/j.ijthermalsci. 2004.02.014.
- [150] E. R. HOSLER et J. W. WESTWATER, «Film Boiling on a Horizontal Plate, » ARS Journal, t. 32, nº 4, p. 553-558, 1962. DOI : 10.2514/8.6067.
- [151] I. ISAKOV et al., « Exploring the Leidenfrost Effect for the Deposition of High-Quality In₂O₃ Layers via Spray Pyrolysis at Low Temperatures and Their Application in High Electron Mobility Transistors, » Advanced Functional Materials, t. 27, n° 22, p. 1606 407, 2017. DOI : 10.1002/adfm.201606407.
- [152] S. ISHIGAI, S. NAKANISHI et T. OCHI, « BOILING HEAT TRANSFER FOR A PLANE WATER JET IMPINGING ON A HOT SURFACE, » in *Proceeding of International Heat Transfer Conference 6*, Begellhouse, 1978, p. 445-450. DOI : 10.1615/IHTC6.860.
- [153] M. A. ISLAM, M. MONDE, P. L. WOODFIELD, Y. MITSUTAKE et A. K. MOZUMDER, « JET IMPINGEMENT BOILING IN HOT SURFACES WELL ABOVE THE LIMITING TEMPERATURE FOR SOLID-LIQUID CONTACT, » Multiphase Science and Technology, t. 19, nº 2, p. 167-181, 2007. DOI : 10.1615/MultScienTechn. v19.i2.40.
- [154] H. JADIDBONAB, I. MALGARINOS, I. KARATHANASSIS, N. MITROGLOU et M. GAVAISES, « We -T classification of diesel fuel droplet impact regimes, » Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, t. 474, nº 2215, p. 20170759, 2018. DOI: 10.1098/rspa.2017.0759.

- [155] S. G. KANDLIKAR et M. E. STEINKE, « Contact angles and interface behavior during rapid evaporation of liquid on a heated surface, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 45, nº 18, p. 3771-3780, 2002. DOI : 10.1016/S0017-9310(02)00090-X.
- [156] N. KARWA, T. GAMBARYAN-ROISMAN, P. STEPHAN et C. TROPEA, « A hydrodynamic model for subcooled liquid jet impingement at the Leidenfrost condition, » *International Journal of Thermal Sciences*, t. 50, n° 6, p. 993-1000, 2011. DOI : 10.1016/j.ijthermalsci.2011.01.021.
- [157] S. KHANDEKAR et al., « Cooling of high-power LEDs by liquid sprays : Challenges and prospects, » Applied Thermal Engineering, t. 184, p. 115640, 2021. DOI : 10. 1016/j.applthermaleng.2020.115640.
- [158] M. KHAVARI, C. SUN, D. LOHSE et T. TRAN, « Fingering patterns during droplet impact on heated surfaces, » Soft Matter, t. 11, nº 17, p. 3298-3303, 2015. DOI : 10.1039/C4SM02878C.
- [159] A. KIBAR, H. KARABAY, K. S. YIĞIT, I. O. UCAR et H. Y. ERBIL, « Experimental investigation of inclined liquid water jet flow onto vertically located superhydrophobic surfaces, » *Experiments in Fluids*, t. 49, n° 5, p. 1135-1145, 2010. DOI : 10.1007/s00348-010-0864-6.
- [160] A. KIM et Y. LEE, « A correlation of rewetting temperature, » Letters in Heat and Mass Transfer, t. 6, nº 2, p. 117-123, 1979. DOI : 10.1016/0094-4548(79)90003-1.
- [161] H. KIM, J. BUONGIORNO, L.-W. HU et T. MCKRELL, « Nanoparticle deposition effects on the minimum heat flux point and quench front speed during quenching in water-based alumina nanofluids, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 53, n° 7-8, p. 1542-1553, 2010. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.11. 029.
- [162] Y. S. KO et S. H. CHUNG, « An experiment on the breakup of impinging droplets on a hot surface, » *Experiments in Fluids*, t. 21, nº 2, p. 118-123, 1996. DOI : 10.1007/BF00193915.
- [163] K. KÖBERLE et H. AURACHER, « Temperature controlled measurements of the critical heat flux on microelectronic heat sources in natural convection and jet impingement cooling, » in *Thermal Management of Electronic Systems*, Springer Netherlands, 1994, p. 233-242. DOI : 10.1007/978-94-011-1082-2_21.
- [164] C. KUHN, D. SCHWEIGERT, C. KUNTZ et M. BÖRNHORST, « Single droplet impingement of urea water solution on heated porous surfaces, » International Journal of Heat and Mass Transfer, t. 181, p. 121 836, 2021. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer. 2021.121836.
- [165] G. LAGUBEAU, M. LE MERRER, C. CLANET et D. QUÉRÉ, « Leidenfrost on a ratchet, » Nature Physics, t. 7, nº 5, p. 395-398, 2011. DOI : 10.1038/nphys1925.
- [166] H. LASTAKOWSKI, F. BOYER, A.-L. BIANCE, C. PIRAT et C. YBERT, « Bridging local to global dynamics of drop impact onto solid substrates, » Journal of Fluid Mechanics, t. 747, p. 103-118, 2014. DOI : 10.1017/jfm.2014.108.
- [167] G. C. LEE, J.-y. KANG, H. S. PARK, K. MORIYAMA, S. H. KIM et M. H. KIM, « Induced liquid-solid contact via micro/nano multiscale texture on a surface and its effect on the Leidenfrost temperature, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 84, p. 156-164, 2017. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2017.01.022.

- [168] P.-J. LEE, H. CHOI et S.-H. LEE, « The effect of ambient air condition on heat transfer of hot steel plate cooled by an impinging water jet, » *KSME International Journal*, t. 17, n° 5, p. 740-750, 2003. DOI : 10.1007/BF02983869.
- [169] J. G. LEIDENFROST, « On the fixation of water in diverse fire, » International Journal of Heat and Mass Transfer, t. 9, nº 11, p. 1153-1166, 1966. DOI : 10.1016/ 0017-9310(66)90111-6.
- [170] H. LEOCADIO, J. C. PASSOS et A. F. C. D. SILVA, « Heat Transfer Behavior of a High Temperature Steel Plate Cooled by a Subcooled Impinging Circular Water Jet, » 7th International Conference on Boiling Heat Transfer, p. 3-7, 2009.
- [171] Y. LI et J. E. SPRITTLES, « Capillary breakup of a liquid bridge : identifying regimes and transitions, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 797, p. 29-59, 2016. DOI : 10.1017/jfm.2016.276.
- [172] G. LIANG et I. MUDAWAR, « Review of drop impact on heated walls, » International Journal of Heat and Mass Transfer, t. 106, p. 103-126, 2017. DOI : 10.1016/ j.ijheatmasstransfer.2016.10.031.
- [173] S. P. LIN et W. Y. JIANG, « Absolute and convective instability of a radially expanding liquid sheet, » *Physics of Fluids*, t. 15, nº 6, p. 1745-1754, 2003. DOI : 10.1063/1.1570422.
- [174] H. LINKE et al., « Self-Propelled Leidenfrost Droplets, » *Physical Review Letters*, t. 96, nº 15, p. 154 502, 2006. DOI : 10.1103/PhysRevLett.96.154502.
- [175] L. LIU, Y. ZHANG, G. CAI et P. A. TSAI, « High-speed dynamics and temperature variation during drop impact on a heated surface, » *International Journal of Heat* and Mass Transfer, t. 189, p. 122710, 2022. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer. 2022.122710.
- [176] Z.-H. LIU et J. WANG, « Study on film boiling heat transfer for water jet impinging on high temperature flat plate, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 44, nº 13, p. 2475-2481, 2001. DOI : 10.1016/S0017-9310(00)00281-7.
- [177] C. F. MA, Y. H. ZHAO, T. MASUOKA et T. GOMI, « Analytical study on impingement heat transfer with single-phase free-surface circular liquid jets, » *Journal* of *Thermal Science*, t. 5, n° 4, p. 271-277, 1996. DOI : 10.1007/BF02653234.
- [178] C. MA, Q. ZHENG, H. SUN, K. WU, T. GOMI et B. WEBB, « Local characteristics of impingement heat transfer with oblique round free-surface jets of large Prandtl number liquid, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 40, n° 10, p. 2249-2259, 1997. DOI: 10.1016/S0017-9310(96)00310-9.
- [179] Q. MA, X. WU et T. LI, « Droplet impact on superheated surfaces with different wettabilities, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 141, p. 1181-1186, 2019. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.07.027.
- [180] X. MA, J.-J. LIÉTOR-SANTOS et J. C. BURTON, « Star-shaped oscillations of Leidenfrost drops, » *Physical Review Fluids*, t. 2, nº 3, p. 031602, 2017. DOI : 10.1103/PhysRevFluids.2.031602.
- [181] L. MAHADEVAN et Y. POMEAU, « Rolling droplets, » *Physics of Fluids*, t. 11, nº 9, p. 2449-2453, 1999. DOI : 10.1063/1.870107.
- [182] H. MATSUEDA, M. MONDE et S. MATSUDA, « Characteristics of transient heat transfer during quenching of a vertical hot surface with a falling liquid film, » *Heat Transfer—Asian Research*, t. 36, n° 6, p. 345-360, 2007. DOI : 10.1002/htj.20167.

- [183] D. MAYNES, M. JOHNSON et B. W. WEBB, « Free-Surface Liquid Jet Impingement on Rib Patterned Superhydrophobic Surfaces, » *Physics of Fluids*, t. 23, n° 052104, 2011.
- M. MOLANA et S. BANOONI, « Investigation of Heat Transfer Processes Involved Liquid Impingement Jets : A Review, » *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, t. 30, nº 3, p. 413-435, 2013. DOI : 10.1590/S0104-66322013000300001.
- [185] M. MONDE, « Heat Transfer Characteristics during Quench of High Temperature Solid, » Journal of Thermal Science and Technology, t. 3, n° 2, p. 292-308, 2008. DOI: 10.1299/jtst.3.292.
- [186] A. K. MOZUMDER, M. MONDE et P. L. WOODFIELD, « Delay of wetting propagation during jet impingement quenching for a high temperature surface, » International Journal of Heat and Mass Transfer, t. 48, n° 25-26, p. 5395-5407, 2005. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.06.034.
- [187] T. G. MYERS et J. P. F. CHARPIN, « A mathematical model of the Leidenfrost effect on an axisymmetric droplet, » *Physics of Fluids*, t. 21, nº 6, p. 063 101, 2009. DOI: 10.1063/1.3155185.
- [188] J. D. NABER et P. V. FARRELL, « Hydrodynamics of Droplet Impingement on a Heated Surface, » SAE Transactions, t. 102, p. 1346-1361, 1993.
- [189] G. G. NASR, A. J. YULE et S. W. AKHTAR, « CHARACTERISTICS OF WA-TER DROPLET IMPACTION BEHAVIOR ON A POLISHED STEEL HEATED SURFACE : Part II, » Atomization and Sprays, t. 17, n° 8, p. 683-729, 2007. DOI : 10.1615/AtomizSpr.v17.i8.20.
- [190] B. T. NG, Y. M. HUNG et M. K. TAN, « Suppression of the Leidenfrost effect via low frequency vibrations, » Soft Matter, t. 11, nº 4, p. 775-784, 2015. DOI : 10.1039/C4SM02272F.
- [191] S. OLEK, Y. ZVIRIN et E. ELIAS, « The relation between the rewetting temperature and the liquid-solid contact angle, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 31, n° 4, p. 898-902, 1988. DOI : 10.1016/0017-9310(88)90147-0.
- [192] S. OULDED TALED SALAH et al., « How to tame a free non-laminar Savart sheet into individual jets? » International Journal of Multiphase Flow, t. 152, p. 104032, 2022. DOI : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2022.104032.
- [193] G. V. V. PRASAD, P. DHAR et D. SAMANTA, « Postponement of dynamic Leidenfrost phenomenon during droplet impact of surfactant solutions, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 189, p. 122675, 2022. DOI : 10.1016/j. ijheatmasstransfer.2022.122675.
- [194] J. F. PRINCE, D. MAYNES et J. CROCKETT, « On jet impingement and thin film breakup on a horizontal superhydrophobic surface, » *Physics of Fluids*, t. 27, nº 11, p. 112 108, 2015. DOI : 10.1063/1.4935498.
- [195] D. QUÉRÉ, «Wetting and Roughness, » Annual Review of Materials Research, t. 38, nº 1, p. 71-99, 2008. DOI : 10.1146/annurev.matsci.38.060407.132434.
- [196] D. QUÉRÉ, « Leidenfrost Dynamics, » Annual Review of Fluid Mechanics, t. 45, nº 1, p. 197-215, 2013. DOI : 10.1146/annurev-fluid-011212-140709.
- [197] M. RAUDENSKY et J. HORSKY, « Secondary cooling in continuous casting and Leidenfrost temperature effects, » *Ironmaking & Steelmaking*, t. 32, n° 2, p. 159-164, 2005. DOI : 10.1179/174328105X15913.

- [198] H. ROBIDOU, H. AURACHER, P. GARDIN, M. LEBOUCHÉ et L. BOGDANIC, « Local Heat Transfer from a Hot Plate to a Water Jet, » *Heat and Mass Transfer*, t. 39, n° 10, p. 861-867, 2003. DOI : 10.1007/s00231-002-0335-6.
- [199] H. ROBIDOU, H. AURACHER, P. GARDIN et M. LEBOUCHÉ, « Controlled cooling of a hot plate with a water jet, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 26, n° 2-4, p. 123-129, 2002. DOI : 10.1016/S0894-1777(02)00118-8.
- [200] J. ROUXEL, Cours de Logique Shadoks Sur Les Passoires. adresse : https://www. maths-et-tiques.fr/index.php/detentes/cours-de-logique-shadoks--les-passoires.
- [201] A. SAKURAI, M. SHIOTSU et K. HATA, « Steady and Unsteady Film Boiling Heat Transfer at Subatmospheric and Elevated Pressures, » in *Proceeding of Advanced Course in Heat Transfer in Nuclear Reactor Safety*, Begellhouse, 1980, p. 301-312. DOI: 10.1615/ICHMT.1982.AdvCourHeatTransfNucReactSaf.140.
- [202] D. SCHROEDER-RICHTER et G. BARTSCH, « The Leidenfrost Phenomenon Caused by a Thermo-Mechanical Effect of Transition Boiling : A Revisited Problem of Non-Equilibrium Thermodynamics., » in *Fundamentals of Phase Change : Boiling and Condensation*, t. 136, American Society of Mechanical Engineers, 1990, p. 13-20.
- [203] A. SEGEV et S. BANKOFF, « The role of adsorption in determining the minimum film boiling temperature, » International Journal of Heat and Mass Transfer, t. 23, n° 5, p. 637-642, 1980. DOI: 10.1016/0017-9310(80)90007-1.
- [204] A. SNEZHKO, E. BEN JACOB et I. S ARANSON, « Pulsating–Gliding Transition in the Dynamics of Levitating Liquid Nitrogen Droplets, » New Journal of Physics, t. 10, n° 4, p. 043 034, 2008. DOI : 10.1088/1367-2630/10/4/043034.
- [205] J. H. SNOEIJER, P. BRUNET et J. EGGERS, « Maximum size of drops levitated by an air cushion, » *Physical Review E*, t. 79, n° 3, p. 036 307, 2009. DOI : 10.1103/ PhysRevE.79.036307.
- [206] B. SOBAC, A. REDNIKOV, S. DORBOLO et P. COLINET, « Self-propelled Leidenfrost drops on a thermal gradient : A theoretical study, » *Physics of Fluids*, t. 29, n° 8, p. 082 101, 2017. DOI : 10.1063/1.4990840.
- [207] S. SOMEYA, S. YOSHIDA, K. OKAMOTO, Y. R. LI, M. TANGE et M. M. UDDIN, « Jet ejection from droplets near the Leidenfrost temperature, » Journal of Visualization, t. 13, n° 1, p. 41-47, 2010. DOI: 10.1007/s12650-009-0010-9.
- [208] J. SONG et al., « Partial Leidenfrost Evaporation-Assisted Ultrasensitive Surface-Enhanced Raman Spectroscopy in a Janus Water Droplet on Hierarchical Plasmonic Micro-/Nanostructures, » ACS Nano, t. 14, nº 8, p. 9521-9531, 2020. DOI : 10.1021/acsnano.0c04239.
- [209] P. SPIEGLER, J. HOPENFELD, M. SILBERBERG, C. BUMPUS et A. NORMAN, « Onset of stable film boiling and the foam limit, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 6, nº 11, p. 987-989, 1963. DOI: 10.1016/0017-9310(63)90053-X.
- [210] H. J. J. STAAT et al., « Phase diagram for droplet impact on superheated surfaces, » Journal of Fluid Mechanics, t. 779, R3, 2015. DOI : 10.1017/jfm.2015.465.
- [211] Y. TAKATA et al., « Effect of surface wettability on boiling and evaporation, » Energy, t. 30, nº 2-4, p. 209-220, 2005. DOI : 10.1016/j.energy.2004.05.004.
- [212] V. TALARI, P. BEHAR, Y. LU, E. HARYADI et D. LIU, « Leidenfrost drops on micro/nanostructured surfaces, » *Frontiers in Energy*, t. 12, nº 1, p. 22-42, 2018. DOI : 10.1007/s11708-018-0541-7.

- [213] G. I. TALOYR, « The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I, » Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, t. 201, nº 1065, p. 192-196, 1950. DOI: 10.1098/rspa.1950.0052.
- [214] J.-M. TIAN, B. CHEN et Z.-F. ZHOU, « Parametric effect investigation on surface heat transfer performances during cryogen spray cooling, » Applied Thermal Engineering, t. 143, p. 767-776, 2018. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2018.08.002.
- [215] T. TRAN, H. J. J. STAAT, A. PROSPERETTI, C. SUN et D. LOHSE, « Drop Impact on Superheated Surfaces, » *Physical Review Letters*, t. 108, n° 3, p. 036 101, 2012. DOI : 10.1103/PhysRevLett.108.036101.
- [216] K. TSUKAMOTO et al., « On the onset of quench during spray cooling : The significance of oxide layers, » Applied Thermal Engineering, t. 179, p. 115682, 2020. DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2020.115682.
- [217] A. TUOLIKEN, L. ZHOU, P. BAI et X. DU, « On the Leidenfrost effect of water droplet impacting on superalloy plate surface, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 172, p. 121218, 2021. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021. 121218.
- [218] D. T. VADER, « Convective boiling heat transfer from a heated surface to an impinging, planar jet of water, » thèse de doct., Purdue University, 1988.
- [219] I. U. VAKARELSKI, N. A. PATANKAR, J. O. MARSTON, D. Y. C. CHAN et S. T. THORODDSEN, « Stabilization of Leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces, » *Nature*, t. 489, n° 7415, p. 274-277, 2012. DOI : 10.1038/ nature11418.
- [220] M. A. J. VAN LIMBEEK, P. B. J. HOEFNAGELS, M. SHIROTA, C. SUN et D. LOHSE, « Boiling regimes of impacting drops on a heated substrate under reduced pressure, » *Physical Review Fluids*, t. 3, nº 5, p. 053601, 2018. DOI : 10.1103/ PhysRevFluids.3.053601.
- [221] M. A. J. VAN LIMBEEK, P. B. J. HOEFNAGELS, C. SUN et D. LOHSE, « Origin of spray formation during impact on heated surfaces, » Soft Matter, t. 13, n° 41, p. 7514-7520, 2017. DOI : 10.1039/C7SM00956A.
- [222] L. WACHTERS et N. WESTERLING, « The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state, » *Chemical Engineering Science*, t. 21, nº 11, p. 1047-1056, 1966. DOI : 10.1016/0009-2509(66)85100-X.
- [223] A.-B. WANG, C.-H. LIN et C.-C. CHEN, « The critical temperature of dry impact for tiny droplet impinging on a heated surface, » *Physics of Fluids*, t. 12, n° 6, p. 1622-1625, 2000. DOI : 10.1063/1.870413.
- [224] A.-B. WANG, C.-H. LIN et C.-C. CHENG, « Pattern analysis of a single droplet impinging onto a heated plate, » *Heat Transfer—Asian Research*, t. 34, nº 8, p. 579-594, 2005. DOI : 10.1002/htj.20089.
- [225] Z. WANG, W. QU, J. XIONG, M. ZHONG et Y. YANG, «Investigation on effect of surface properties on droplet impact cooling of cladding surfaces, » Nuclear Engineering and Technology, t. 52, nº 3, p. 508-519, 2020. DOI : 10.1016/j.net. 2019.08.022.
- [226] Z. WANG, J. XIONG, W. YAO, W. QU et Y. YANG, « Experimental investigation on the Leidenfrost phenomenon of droplet impact on heated silicon carbide surfaces, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 128, p. 1206-1217, 2019. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.09.091.

- [227] D. H. WOLF, « Turbulent Development in a Free Surface Jet and Impingement Boiling Heat Transfer, » thèse de doct., Purdue university, 1993.
- [228] R. WU, O. LAMINI et C. ZHAO, « Leidenfrost temperature : Surface thermal diffusivity and effusivity effect, » *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 168, p. 120 892, 2021. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120892.
- [229] F. XU et M. S. GADALA, « Heat transfer behavior in the impingement zone under circular water jet, » International Journal of Heat and Mass Transfer, t. 49, n° 21-22, p. 3785-3799, 2006. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.03.034.
- [230] S.-C. YAO et K. Y. CAI, « The dynamics and leidenfrost temperature of drops impacting on a hot surface at small angles, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 1, nº 4, p. 363-371, 1988. DOI : 10.1016/0894-1777(88)90016-7.
- [231] S.-c. YAO et R. E. HENRY, « An Investigation of the Minimum Film Boiling Temperature on Horizontal Surfaces, » Journal of Heat Transfer, t. 100, n° 2, p. 260-267, 1978. DOI : 10.1115/1.3450793.
- [232] X. YU, Y. ZHANG, R. HU et X. LUO, « Water droplet bouncing dynamics, » Nano Energy, t. 81, p. 105 647, 2021. DOI : 10.1016/j.nanoen.2020.105647.
- [233] B. ZABALA, A. IGARTUA, V. SCARPIS, G. TIMELLI, F. GIROT et R. NEVSHUPA, « Multiparametric study of Leidenfrost point and wettability of lubricants on highpressure die-casting dies, » *International Journal of Thermal Sciences*, t. 125, p. 66-73, 2018. DOI : 10.1016/j.ijthermalsci.2017.11.014.
- [234] L. ZHANG et al., « Experimental investigation on intermittent spray cooling and toxic hazards of lithium-ion battery thermal runaway, » Energy Conversion and Management, t. 252, p. 115 091, 2022. DOI : 10.1016/j.enconman.2021.115091.
- [235] Y. ZHANG, M. ZHANG, J. ZHU, Z. TAO et L. QIU, « Elevating Leidenfrost temperature by orderly droplet stream impingement boiling, » International Journal of Heat and Mass Transfer, t. 194, p. 122 976, 2022. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer. 2022.122976.
- [236] L. ZHONG et Z. GUO, « Effect of surface topography and wettability on the Leidenfrost effect, » Nanoscale, t. 9, nº 19, p. 6219-6236, 2017. DOI : 10.1039/ C7NR01845B.
- [237] N. ZUBER, « On the Stability of Boiling Heat Transfer, » Journal of Fluids Engineering, t. 80, n° 3, p. 711-714, 1958. DOI: 10.1115/1.4012484.