



HAL
open science

Gouttelettes secondaires aérosolisées par l'impact d'un jet de liquide sur une surface solide

Modou Mbaye

► **To cite this version:**

Modou Mbaye. Gouttelettes secondaires aérosolisées par l'impact d'un jet de liquide sur une surface solide. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2023. Français. NNT : 2023IPPAX013 . tel-04421471

HAL Id: tel-04421471

<https://theses.hal.science/tel-04421471>

Submitted on 27 Jan 2024

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

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



INSTITUT
POLYTECHNIQUE
DE PARIS

NNT : 2023IPPAX013

Thèse de doctorat



Gouttelettes secondaires aérosolisées par l'impact d'un jet de liquide sur une surface solide

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

École doctorale n°626 École doctorale de l'Institut Polytechnique de
Paris (EDIPP)

Spécialité de doctorat : mécanique des fluides et des solides, acoustique

Thèse présentée et soutenue à Gif sur Yvette, le 14/02/2023, par

MODOU MBAYE

Composition du Jury :

Evelyne Géhin Professeur, CERTES, UPEC	Présidente
Frédéric Risso Directeur de recherche CNRS, IMFT	Rapporteur
Gilles Bergametti Directeur de recherche CNRS, LISA, IPSL	Rapporteur
Lyes Ait Ali Yahia Maître de conférence, CERTES, UPEC	Examineur
Stéphane Vincent Professeur, MSME, UPEM	Examineur
Mamadou Sow Ingénieur-Chercheur, LPMA, IRSN	Encadrant de thèse
Christophe Josserand Directeur de recherche CNRS, Ladhyx, Polytechnique	Directeur de thèse



Remerciements

Tout d'abord, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Christophe Josserand, mon directeur de thèse, pour son soutien et sa contribution à ma thèse. Ton aide et tes conseils ont été inestimables tout au long de cette thèse. Je souhaite également remercier Mamadou Sow, mon encadrant de thèse, qui m'a été accompagné tout le long de la thèse. Votre connaissance approfondie du sujet, votre disponibilité pour répondre à mes questions, votre patience et votre bienveillance ont été des éléments clés de mon parcours. Votre accompagnement m'a permis de dépasser mes limites, d'acquérir de nouvelles compétences et de développer mon **esprit critique**.

Je souhaite également remercier tous les membres du jury de ma thèse pour leur temps et leur attention. Leurs commentaires et leurs suggestions m'ont aidé à améliorer mon travail et à le rendre plus solide.

Je remercie également toutes les personnes avec qui j'ai travaillé de manière ponctuelle ou qui m'ont aidé à réaliser ce projet, la liste est longue. . . De manière générale, je remercie toutes les personnes du SCA. Toutefois, je fais une spéciale dédicace à PASCAL LEMAITRE, car il a toujours été là pour me guider dans les moments difficiles. Je le remercie pour les longues discussions que l'on avait parfois, des discussions qui portaient de mon sujet de thèse et qui dérivait parfois sur les travaux d'Alain Aspect, de la mécanique quantique, des fractales et sur une multitude d'autres sujets. . . J'ai grandement appris en discutant avec lui. Merci pour tout P.L. Je remercie également Marie Lecoq pour son soutien morale ainsi que les personnes du bâtiment 450 pour leur gentillesse, leurs repas et leurs boissons à base de raisins. Je ne peux pas finir sans remercier mon équipe de foot, composée du super duo Pauline/Mouheb nommé les « ça-Mouline », du super passeur Jérôme Richard nommé « le généreux » et de l'athlète Nicolas Leroux, « le fanfariste ».

Je suis également reconnaissant envers ma famille pour leur soutien inconditionnel. Leurs encouragements et leurs sacrifices, surtout ceux de ma mère, ont été essentiels pour que je puisse me concentrer sur ma recherche et atteindre mes objectifs académiques.

Encore une fois, merci infiniment pour votre soutien et votre contribution à ma thèse.

Tables des matières

I	Introduction et généralités	1
I.1	Illustration de l'origine des gouttelettes aérosolisées non désirables	3
I.2	Objectif de la thèse	5
I.3	Plan de la thèse	6
II	État de l'art	9
II.1	Quelques concepts de base	11
II.1.1	Définition de quelques termes utilisés dans la thèse	11
II.1.2	Analyse dimensionnelle du problème	12
II.1.3	Nombres adimensionnels	13
II.2	Pré-impact : qu'est-ce qu'une fuite de liquide sous forme de jet ?	14
II.2.1	Influence de la buse d'injection sur la dynamique du jet	15
II.2.2	Comment se comporte le jet à la sortie de l'orifice d'injection ?	17
II.3	Post-impact d'un jet de liquide	22
II.3.1	Conditions pour lesquelles un jet impactant éclabousse	22
II.3.2	Fraction massique du liquide éclaboussée	24
II.4	Post-impact de gouttes isolées : début de production de gouttelettes secondaires	28
II.4.1	<i>Splashing</i> aux temps courts : conditions pour le régime du <i>prompt splash</i>	30
II.4.2	<i>Splashing</i> aux temps longs : conditions critiques de début des éclaboussures	34
II.5	Post-impact de gouttes isolées : gouttelettes éclaboussées et aérosolisées	37
II.5.1	Fraction massique du liquide éclaboussée	37
II.5.2	Fraction massique du liquide aérosolisé	38
II.6	Synthèse de l'état de l'art	39
III	Matériels et méthodes	41
III.1	Etude et conception du dispositif DICAPRIO	42
III.1.1	Le dimensionnement et la simulation numérique de l'aérodynamique de DICAPRIO	43



III.1.2	Validation expérimentale par traçage gazeux	50
III.2	Quantification des aérosols mis en suspension dans DICAPRIO par épuration	56
III.2.1	Prélèvement local à faible débit : un échantillon des aérosols	58
III.2.2	Prélèvement total à fort débit : la totalité des aérosols	59
III.2.3	Croissance et décroissance de la concentration des aérosols dans DICAPRIO avec un mélange homogène.	60
III.2.4	Effet de la sédimentation des aérosols sur la masse d'aérosols collectée	62
III.3	Banc optique de visualisation des mécanismes	68
III.4	Reproductibilité des expériences	70
IV	Résultats	73
IV.1	Comment se comporte le jet avant l'impact ?	77
IV.2	Quelle est l'influence de la hauteur d'impact sur la production d'aérosols ? . .	80
IV.2.1	Concentration en aérosols et distribution granulométrique	82
IV.2.2	Fraction mise en suspension	90
IV.3	Étude de la dynamique de l'impact : influence du diamètre du jet et de la vitesse	95
IV.3.1	Granulométrie	98
IV.3.2	Loi d'échelle de la fraction massique des aérosols mis en suspension .	100
IV.3.3	Étude de la robustesse du seuil de production des aérosols K_c : faible hauteur d'impact	107
IV.4	Étude de la robustesse du paramètre d'éclaboussures sur la mise en suspension	108
IV.4.1	Application à un liquide à forte viscosité et à forte tension de surface	108
IV.4.2	Application à un liquide à faible tension de surface et à faible viscosité	114
V	Discussion sur la production d'aérosols	121
V.1	Conséquence de l'impact des jets fragmentés	122
V.2	Relation entre toutes les gouttelettes secondaires émises (aérosolisées et non aérosolisées)	127
V.2.1	Quantification de la production de gouttelettes secondaires aérosolisées avec la masse d'aérosols collectés	127
V.2.2	Nombre de gouttelettes secondaires non aérosolisées et aérosolisées par impact de goutte	129
V.2.3	Ratio de masse totale de gouttelettes secondaires non aérosolisées et aérosolisées	130
VI	Conclusions et perspectives	133



A Annexes	a
A.1 Taux de croissance de l'instabilité capillaire	a
A.2 Influence de la structure géométrique du jet	c
A.3 Génération de structures tourbillonnaires	d
A.3.1 Les trajectoires des gouttelettes secondaires	e
A.4 Éclatement d'une bulle causée par l'impact d'une goutte	h
A.5 Conséquence de l'impact des jets non fragmentés	j
A.6 Récapitulatif des données sur les tests de reproductibilité	m
A.7 Récapitulatif des données expérimentales sur la dynamique de l'impact . . .	p
A.8 Récapitulatif des données sur l'influence de la hauteur d'impact, de la tension de surface et de la viscosité	r



Table des figures

I.1	Schématisation d'un évaporateur de produit de fission	3
I.2	Illustration d'une source de production d'aérosols non désirable sous forme de microgouttelettes induites par l'impact d'un jet de liquide sur une surface. Les fines gouttes (contenant de la radioactivité ou des virus) se mettent en suspension dans l'air et les plus grosses se déposent sur les surfaces	5
II.1	Illustration des différentes zones d'intérêt pour la recherche bibliographique sur un jet impactant	11
II.2	Gauche) Paramètres géométriques d'une buse pour un jet de liquide. Droite) Ligne de courant (ligne noire) et zone de recirculation (tourbillon rouge) dans une buse	16
II.3	Comportement du jet. Courbe de stabilité du jet adaptée de Leroux et al. (1996). A : régime goutte à goutte, B : régime de Rayleigh, C : premier régime induit par les forces aérodynamiques, D : second régime induit par les forces aérodynamiques	18
II.4	Frontière des régimes de fragmentation d'un jet de liquide Miesse (1955) . .	19
II.5	Comparaison des longueurs de rupture du jet entre Zhan et al. (2018a) (cercles) et Grant and Middleman (1966a) (ligne continue). Gauche) : jet laminaire. Droite) : jet turbulent	21
II.6	Résumé des scénarios investigués. Les scénarios #1 et #2 correspondent aux configurations où le jet impacte la surface de manière non fragmentée et le scénario #3 correspond au cas où le jet est fragmenté en série de gouttes avant l'impact	22
II.7	Schéma d'un jet éclaboussant à l'impact	25
II.8	Taux d'éclaboussures ξ en fonction de l'amplitude efficace des perturbations de la surface du jet, notée ω_{pert} dans le texte. Comparaison des données de Lienhard et al. (1992) et Bhunia and Lienhard (1994) pour différents diamètres de jet ainsi que différentes valeurs de Reynolds et de Weber. La corrélation en trait plein correspond à la relation II.15	26



II.9	Corrélation du taux d'éclaboussures S_p^* avec le nombre de Weber d'impact noté We_{imp} dans le texte. Figure adaptée de Zhan et al. (2018a)	27
II.10	Reconstruction de l'évolution des éclaboussures. Les images montrent les différences entre le <i>crown splash</i> et le <i>prompt splash</i> sur une surface lisse et sèche à différents temps d'impact. Barre d'échelle 1 mm au niveau du plan focal. Adapté de (Burzynski et al. (2020))	31
II.11	Effet de la viscosité sur les éclaboussures. L'influence relativement faible de la tension de surface est révélée en comparant les résultats obtenus avec l'eau et l'éthanol, où la tension de surface varie, mais la viscosité varie peu. Le rôle plus dominant de la viscosité est révélé en comparant les impacts avec des solutions contenant de l'acétone et de l'éthanol, où la viscosité augmente, mais la tension de surface ne varie pas. Les diamètres sont en mm, et les vitesses en m/s. Barres d'échelle de 1 mm. Adapté de (Burzynski et al. (2020))	31
II.12	Esquisse d'une goutte impactante et de la rupture du film de liquide. Elle montre le mécanisme d'éclaboussures et les quantités les plus importantes utilisées dans l'analyse théorique, telles que la vitesse du film de liquide, l'épaisseur du bord et la force de portance agissant sur le film, qui sont respectivement V_l et H_l et F_l	32
II.13	Conditions d'impact pour le prompt (PS) et le corona (CS) obtenues à partir de différents liquides, tailles de gouttes et vitesses d'impact. La zone grise représente la zone où le prompt splash est attendu. Cette zone est définie par les conditions calculées à partir des équations II.18 et II.19. Cette figure est adaptée de Burzynski et al. (2020)	34
III.1	Schéma de principe du dispositif expérimental	43
III.2	Trajectoire des microgouttelettes éclaboussées par l'impact de plusieurs gouttes.	44
III.3	Trajectoire balistique de microgouttelettes éclaboussées par l'impact d'une goutte suivant plusieurs vitesses et plusieurs angles d'éjection.	45
III.4	Vue détaillée des 3 buses de diamètre $d_{buse} = 1; 1,5$ et 2 mm utilisées dans cette thèse. Avec $L_B LdB = 20$, $D_B/d_B = 16$ et $\alpha_b = 30^\circ$	46
III.5	CAO et détails du dispositif DICAPRIO. Gauche) : Vue en 3D. Milieu) : Vue en coupe sur le plan YZ de la vue en 3D. Droite) : zoom en détail sur le système d'injection	47
III.6	Géométrie du dispositif DICAPRIO et les conditions aux limites. Dimension de l'enceinte $0,63 \times 0,80 \times 1m$	48



III.7	Champs de vecteurs et de contours de vitesses à l'intérieur de DICAPRIO pour différentes tranches. Haut) Vue à l'arrière de l'enceinte. Milieu) Vue au milieu de l'enceinte. Bas) Vu à l'avant de l'enceinte	49
III.8	Schématisation du traçage gazeux, 3 bouches de soufflage (flèches vertes) et 1 bouche d'extraction (ligne rouge)	50
III.9	Évolution de la concentration en Hélium en fonction du temps pour une position du plateau d'impact fixée à 40 cm. Bas) Zoom sur la phase de décroissance de l'extraction de l'Hélium	52
III.10	Variation de la position du plateau de la surface d'impact. Les lettres S et E désignent les Soufflages et l'Extraction respectivement. $p = \max$ correspond à une hauteur de 57 cm et $p = \min$ à une hauteur de 17 cm	54
III.11	Décroissance de la concentration de l'hélium à l'extraction pour différentes positions du plateau de la surface d'impact	54
III.12	Schéma de la zone de prélèvement des aérosols. Flèche pointant <i>APS</i> : pour le prélèvement local. Flèche pointant <i>Filtre</i> : pour le prélèvement total . . .	57
III.13	Schéma du dispositif DICAPRIO. Gauche) Vue complète en 3D. Droite) Vue en section sur le plan <i>YZ</i> . Cette vue en section présente également les différents éléments de quantification des aérosols	58
III.14	Description schématique du principe de fonctionnement de l'APS	59
III.15	Vitesse de sédimentation des aérosols de diamètre inférieur à 100 μm	64
III.16	Ligne noire : coefficient de correction de la sédimentation. Ligne rouge : fraction d'aérosols prélevée en (%)	65
III.17	Schématisation temporel d'un point expérimental avec 3 répétitions	67
III.18	Photo du dispositif expérimental DICAPRIO (0,80 m \times 0,68 m \times 1m). Vue de 3/4) On me voit remplir la cuve. Vue de côté) Les filtres THE (Très Haute Efficacité) sont placés au niveau des points d'admission d'air (inlet) afin de filtrer l'air entrant dans l'enceinte à cause de l'aspiration. Vu de face) On peut apercevoir la surface d'impact posée de support élévatrice placé au milieu de l'enceinte. On voit également comment le liquide est évacué. Sur la droite de l'image sont représentés les techniques de quantifications et de prélèvements des aérosols	67
III.19	Configuration d'imagerie. Nous avons utilisé une technique d'imagerie ombroscopique de l'impact du liquide et le long du jet. a) champ d'observation de la zone d'impact pour identifier les mécanismes à l'origine de la production des gouttelettes secondaires et des aérosols. b) Observation le long du jet pour caractériser la longueur de fragmentation du jet, pour déterminer la vitesse d'impact et ainsi que la fréquence d'impact.	69



III.20	Vitesse d'impact d'une goutte V_{imp} en fonction de la hauteur d'impact H_{imp} pour différents liquides. Les symboles ◀, ■ et ● représentent les liquides eau (ESEL), eau+ethanol (50EE) et eau+glycérol (50EG) respectivement. Les lignes continues représentent les vitesses de chute théoriques d'une sphère en chute libre données par l'équation (III.32). Chaque vitesse d'impact expérimentale a été déterminée sur au moins 10 gouttes impactantes.	70
III.21	Distribution granulométrique en masse des aérosols produits par l'impact d'un jet de 2 mm placé à 57 cm de la surface d'impact. Pour chaque vitesse de jet, l'expérience est répétée 3 fois. La figure insérée illustre l'évolution du coefficient de variations des mesures pour chaque vitesse de jet	71
III.22	Masse totale des aérosols produits par l'impact d'un jet de 2 mm placé à 57 cm de la surface d'impact. Pour chaque vitesse de jet, l'expérience est répétée 3 fois. La figure insérée illustre l'évolution du coefficient de variations des mesures pour chaque vitesse de jet.	72
IV.1	Été 2022, vaguelette fragmentée par impact sur une paroi rocheuse sur une plage de la péninsule du Péloponnèse au sud de la Grèce. Sur cette image, on peut voir plusieurs mécanismes/instabilités étudiés en mécanique des fluides. Les plus fines gouttelettes générées par l'impact de la vaguelette se sont probablement transformées en aérosols et transportées par l'écoulement du vent. (Photo de M.Mbaye)	73
IV.2	Esquisse du mécanisme d'éclaboussure. L'augmentation de la hauteur d'impact fait apparaître une instabilité et modifie la dynamique de l'impact, ce qui entraîne en partie l'aérocontamination. Pendant le <i>splash</i> , zone de zoom, plusieurs tailles de gouttelettes secondaires sont générées, des petites gouttelettes avec des grosses gouttelettes secondaires. Les petites gouttelettes sont responsables de l'aérocontamination (gouttelettes respirables). Les grosses gouttelettes peuvent contaminer différentes surfaces.	76
IV.3	Nature du jet avant impact pour différentes valeurs de distance buse/surface d'impact avec le liquide L_1 . a) vitesse du jet en sortie de buse de 1,3 m/s. b) vitesse du jet en sortie de buse de 1,5 m/s. c) vitesse du jet en sortie de buse de 2,5 m/s. Dans les 3 configurations, la longueur de fragmentation du jet est autour de 10 cm	78
IV.4	Nature du jet avant impact pour différentes valeurs de distance buse/surface d'impact avec le liquide L_1 et une vitesse du jet en sortie de buse de 3,5 m/s. Dans cette configuration, la longueur de fragmentation du jet est autour de 15 cm	79



IV.5	Gauche) Reconstruction d'un jet sur une distance de 50 cm et l'illustration de la longueur de fragmentation. Droite) Données expérimentales et corrélation sur la longueur de fragmentation du jet de liquide. Les données correspondent à l'expérience de type E_2 dans le tableau IV.1	80
IV.6	Observations expérimentales de différents jets d'eau impactant une plaque solide pour différents paramètres de jet. a) et a'), $d_{jet} = 1\text{ mm}$, $v_{imp} = 2,2\text{ m/s}$ et $H_{imp} = 13\text{ cm}$, un jet liquide lisse est observé sans éjection de gouttelettes; b) et b') : $d_{jet} = 1\text{ mm}$, $v_{imp} = 2,8\text{ m/s}$ et $H_{imp} = 20\text{ cm}$, le jet est fortement perturbé et conduit à la formation de gouttelettes par l'éclaboussement de la nappe de liquide en expansion; c) $d_{jet} = 2\text{ mm}$, $v_{imp} = 3,1\text{ m/s}$ et $H_{impact} = 30\text{ cm}$, le jet est totalement brisé en gouttes qui ont un impact irrégulier dans l'espace et le temps sur la plaque. Pour les images a) et b) la focalisation est faite sur le jet et pour a') et b') la focalisation est faite sur 3 mm du jet	82
IV.7	Évolution temporelle de la production d'aérosols suite à l'impact d'un jet de liquide sur une surface	83
IV.8	Illustration de l'équation IV.2. Relation entre la vitesse d'impact et la hauteur d'impact pour différentes vitesses de jet	84
IV.9	Impact d'un jet de liquide de 2 mm injecté à 1,3 m/s pour différentes hauteurs d'impact illustrées avec la légende en couleur. Les vitesses d'impact associées varient de 1,6 à 2,9 m/s. (a) Évolution de la concentration en nombre en fonction du temps. (b) Distribution granulométrique en nombre des aérosols collectés. (c) Distribution granulométrique en masse des aérosols collectés. (d) Distribution granulométrique en masse normalisée des aérosols collectés. Le trait plein rouge correspond à l'ajustement avec une loi log-normal (eq. IV.3)	85
IV.10	Impact d'un jet de liquide de 2 mm injecté à 2,5 m/s pour différentes hauteurs d'impact illustrées avec la légende en couleur. Les vitesses d'impact associées varient de 2,7 à 3,5 m/s. (a) Évolution de la concentration en nombre en fonction du temps. (b) Distribution granulométrique en nombre des aérosols collectés. (c) Distribution granulométrique en masse des aérosols collectés. (d) Distribution granulométrique en masse normalisée des aérosols collectés. Le trait plein rouge correspond à l'ajustement avec une loi log-normal (eq. IV.3)	86



IV.11	Impact d'un jet de liquide de 2 mm injecté à 3,5 m/s pour différentes hauteurs d'impact illustrées avec la légende en couleur. Les vitesses d'impact associées varient de 3,6 à 4,3 m/s. (a) Évolution de la concentration en nombre en fonction du temps. (b) Distribution granulométrique en nombre des aérosols collectés. (c) Distribution granulométrique en masse des aérosols collectés. (d) Distribution granulométrique en masse normalisée des aérosols collectés. Le trait plein rouge correspond à l'ajustement avec une loi log-normal (eq. IV.3)	87
IV.12	Impact d'un jet de liquide injecté à 4,0 m/s pour différentes hauteurs d'impact illustrées avec la légende en couleur. Les vitesses d'impact associées varient de 4,1 à 4,5 m/s. (a) Évolution de la concentration en nombre en fonction du temps. (b) Distribution granulométrique en nombre des aérosols collectés. (c) Distribution granulométrique en masse des aérosols collectés. (d) Distribution granulométrique en masse normalisée des aérosols collectés. Trait plein rouge correspond à l'ajustement avec une loi log-normal (eq. IV.3)	88
IV.13	Nombre total de particules échantillonné avec l'APS en fonction de la hauteur d'impact. L'échelle de couleur illustre l'évolution de la vitesse d'impact. Les symboles ★, ■, ◆ et ● correspondent aux vitesses de jet V_{jet} de 1,5; 2,5; 3,4 et 4,0 m/s respectivement	89
IV.14	Nombre total de particules échantillonné avec l'APS en fonction de la vitesse d'impact. L'échelle de couleur illustre l'évolution de la hauteur d'impact. Les symboles ★, ■, ◆ et ● correspondent aux vitesses de jet V_{jet} de 1,5; 2,5; 3,4 et 4,0 m/s respectivement. Plus le symbole est grand, plus la hauteur d'impact est élevée	90
IV.15	Fraction massique totale de particules mise en suspension et collectées avec le filtre, K_{MES} , en fonction de la hauteur d'impact, H_{imp} . L'échelle de couleur illustre l'évolution de la vitesse d'impact. Les symboles ★, ■ et ◆ correspondent aux vitesses de jet V_{jet} de 1,5; 2,5 et 3,4 m/s respectivement. Plus le symbole est grand, plus la hauteur d'impact est élevée. La ligne rouge correspond au bruit fond de fluorescéine avant l'impact du liquide de fluorescéine. $BF = 10^{-8}$	92
IV.16	Fraction massique total de particules mise en suspension et collectée sur le filtre, K_{MES} , en fonction de la vitesse d'impact, V_{imp} . L'échelle de couleur illustre l'évolution de la vitesse d'impact. Les symboles ★, ■ et ◆ correspondent aux vitesses de jet V_{jet} de 1,5; 2,5 et 3,4 m/s respectivement. Plus le symbole est grand, plus la hauteur d'impact est élevée. Les images insérées correspondent à l'observation du jet à l'impact pour chaque point de mesure expérimental	94



IV.17	Description des phénomènes se déroulant avant, pendant et après l'impact. a) Description de l'état du jet entre la buse et la surface d'impact, de 0 à 57 cm. b) Visualisation de l'impact pour les diamètres de jet de 1 et 2 mm, pour différentes vitesses d'impact. c) Description de différents scénarios d'impact.	97
IV.18	Distribution en masse de la taille des gouttelettes secondaires aérosolisées en fonction du diamètre aérodynamique des aérosols pour différentes valeurs de la vitesse d'impact V_{imp} (barre de couleur et différents symboles). a) $d_{jet} = 1$ mm, b) $d_{jet} = 1,5$ mm, c) $d_{jet} = 2$ mm	99
IV.19	Normalisation de la distribution en masse de la taille des gouttelettes secondaires aérosolisées avec la masse totale collectée sur l'APS M_0 , en fonction du diamètre aérodynamique des aérosols pour différentes valeurs de la vitesse d'impact (barre de couleur). La distribution en masse est ajustée avec une loi log-normale, fit #1, #2 et #3. a) $d_{jet} = 1$ mm , b) $d_{jet} = 1,5$ mm , c) $d_{jet} = 2$ mm et d) comparaison des trois diamètres de jet de liquide . . .	100
IV.20	Fraction massique d'aérosols libérée par l'impact du jet liquide en fonction de la vitesse d'impact pour : haut) $d = 1$ mm ; milieu) $d = 1,5$ mm et bas) $d = 2$ mm. La hauteur d'impact est fixée à 57 cm. BF correspond au bruit de nos essais. Il est égale à 10^{-8}	101
IV.21	Fraction d'aérosols mise en suspension par l'impact d'un jet de liquide fragmenté, K_{MES} , en fonction du nombre de Weber d'impact pour une petite variation du nombre d'Ohnesorge. Les symboles ◀, ★ et ✪, correspondent à un jet de liquide de diamètre 1, 1.5 et 2 mm respectivement	102
IV.22	Fraction d'aérosols mise en suspension par l'impact d'un jet de liquide fragmenté, K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K . Les figures a), b) et c) correspondent au diamètre de jet 1, 1,5 et 2 mm respectivement. La figure d) correspond à la comparaison des 3 diamètres de jet. Les lignes continues représentent les courbes d'ajustement. Les symboles ◀, ★ et ✪, correspondent au diamètre 1, 1,5 et 2 mm respectivement	104
IV.23	Fraction d'aérosols mise en suspension par l'impact de jet de liquide fragmenté (train de gouttes), K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K basée sur le nombre de Weber et d'Ohnesorge d'impact pour trois diamètres de jet de liquide 1 mm, 1,5 mm et 2 mm correspondant aux symboles ◀, ★ et ✪. Le rectangle en trait noir placé à $K = 4987 \pm 870$ représente le seuil de la production d'aérosols, nommé K_c et la flèche pointant vers le bas est sa valeur moyenne. La ligne noire continue représente la courbe d'ajustement aux points expérimentaux. BF est le bruit du K_{MES} et est égal à 10^{-8}	106



IV.24	Fraction d'aérosols mise en suspension par l'impact de liquide fragmenté, K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K . La ligne noire en tiret placée à $K = 4987 \pm 870$ représente le seuil moyen de la production d'aérosols, nommé K_c . La ligne noire continue représente la courbe d'ajustement des points expérimentaux. La légende en couleur correspond aux différentes hauteurs d'impact normalisées par le diamètre du jet. BF est le bruit du K_{MES} et est égal à 10^{-8}	107
IV.25	K_{MES} en fonction du paramètre d'éclaboussures K . La solution L_3 , composée de 50% d'eau déminéralisée et de 50% de glycérol a été utilisée. BF est le bruit du K_{MES} et est égal à 10^{-8}	109
IV.26	Fraction d'aérosols mise en suspension par l'impact de jet de liquide fragmenté, K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K établi sur le nombre Weber d'Ohnesorge d'impact. Un jet de diamètre de 2 mm et deux solutions, L_3 et L_1 correspondant aux symboles ● et ★, ont été utilisés. La ligne noire continue représente la courbe d'ajustement des points expérimentaux. La légende en couleur correspond aux différentes hauteurs d'impact normalisées par le diamètre du jet. BF est le bruit du K_{MES} et est égal à 10^{-8}	110
IV.27	Inter-comparaison des distributions granulométriques en masse normalisées pour les solutions L_1 et L_3 , symboles ● et ★ respectivement, pour différentes gammes de vitesses d'impact illustrées avec les barres de couleurs. a) : inter-comparaison pour de faibles vitesses d'impact $2,3 < V_{imp}(m/s) < 3,6$. b) : inter-comparaison pour des vitesses d'impact modérées $3,8 < V_{imp}(m/s) < 4,4$. c) : inter-comparaison pour de fortes vitesses d'impact $V_{imp}(m/s) > 4,8$. d) : inter-comparaison de toutes les gammes de vitesse. Les lignes continues sont les courbes d'ajustement d'une loi log-normales	113
IV.28	K_{MES} en fonction du paramètre d'éclaboussures K . La solution L_3 , composée de 50% d'eau déminéralisée et de 50% d'éthanol a été utilisée	115
IV.29	Fraction mise en suspension, K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K . Les symboles ◆ et ★ correspondent aux solutions L_2 et L_1 . Les lignes continues bleues et noires représentent les courbes des corrélations empiriques obtenues pour les solutions L_2 et L_1 respectivement. La légende en barre de couleur correspond aux différentes hauteurs d'impact adimensionnelles	116



IV.30	Inter-comparaison des distributions granulométriques en masse de la taille des aérosols normalisée pour les solutions L_1 et L_2 représentées par les symboles ● et ◆ respectivement. Différentes vitesses d'impact ont été testées. Elles sont illustrées avec les barres de couleurs. a) : inter-comparaison pour des vitesses d'impact inférieures à 3,5 m/s. b) : inter-comparaison pour des vitesses d'impact supérieures à 3,5 m/s. c) : inter-comparaison de toutes les vitesses d'impact pour les solutions.	118
V.1	Illustrations du crown splash généré par l'impact successif de gouttes millimétriques sur un mince film de liquide	122
V.2	Illustrations des phénomènes en jeu durant l'impact d'un jet sur une surface solide. L'encadré en rouge est une présentation des différents états de la corolle au moment de son développement (formations de digitations, fragmentations de digitations, génération de gouttelettes secondaires et de gouttelettes satellites secondaires). L'encadrée en bleu est un zoom sur la fragmentation d'une digitation. Le triangle à droite schématise les étapes de la formation des gouttelettes secondaires	126
V.3	Courbe issue du modèle EAIM. Ligne bleue : activité de l'eau vs mfs, la fraction massique de NaCl. Ligne rouge : masse volumique en fonction de la fraction massique de NaCl. Les flèches se réfèrent aux masses volumiques correspondant à 70% et 90% d'humidité relative (a_e égale à 0,7 et 0,9 respectivement)	128
V.4	Comparaison entre les gouttelettes secondaires aérosolisées et les grosses gouttelettes secondaires non aérosolisées lors de l'impact d'une goutte. Symboles noirs : nombre de gouttelettes secondaires aérosolisées obtenu à partir de la masse des aérosols collectés sur le filtre. Symboles rouges : nombre de grosses gouttelettes secondaires provenant des résultats de l'analyse de l'impact des gouttes de Okawa et al. (2021a). Ses gouttelettes sont produites avec une goutte d'eau pure de 2 mm de diamètre	130
V.5	Evolution de la fraction massique de gouttelettes secondaires produites lors de l'impact de gouttes. Les Symboles et le trait rouge correspondent aux données de Okawa et al. (2021a)	131
A.1	Taux de croissance de l'onde en fonction du nombre d'onde dans le régime de fragmentation de Rayleigh. Le trait plein représente la théorie de Rayleigh et les symboles carrés, les mesures de Glaberson, R.J. Donnelly (1966) . . .	c
A.2	Fraction massique total de particules mise en suspension et collectée sur le filtre, K_{MES} , en fonction de la vitesse d'impact, V_{imp} pour différentes vitesses de jet V_{jet} de 1,8 ; 2,5 et 4,0 m/s respectivement.	d



A.3	(a) illustrations des conditions d'entrée. Du fumigène est injecté au-dessus de la surface d'impact, à 2 cm. (b) Description des perturbations induites par la goutte impactante. La durée entre deux images est 1 <i>ms</i> . (c) Description de l'évolution de la corolle après l'impact de la goutte. Les flèches rouges font référence à l'évolution de la corolle et du fumigène	e
A.4	Effet stroboscopique : visualisations des trajectoires des gouttelettes secondaires générées par l'impact d'une sur un champs de 1,5 cm x 0,6 cm. Ce champ est positionné à droite de la corolle du splash suivant différentes à hauteur à partir de la surface d'impact : (a) à 0 cm, (b) à 1 cm, (c) à 2 cm et (d) à 3 cm	g
A.5	(a) Visualisations de la formation et l'éclatement d'une bulle causée par l'impact d'une goutte de 3 mm de diamètre, ayant une vitesse de 3,8 mm, correspondant à un Weber de 1237. Le temps entre chaque image est de 1 ms (b) Effet stroboscopique de l'éclatement de la bulle et visualisations des trajectoires des gouttelettes générées par l'éclatement de la bulle. La durée de l'effet est de 10 ms	i
A.6	Illustration de l'évolution d'une microgouttelette éjectée par l'éclatement de la bulle. Les flèches rectilignes noires illustrent le sens de la trajectoire. L'image insérée fait référence à la gouttelette en question	j
A.7	(a) Illustration du ressaut hydraulique de rayon R_H provoqué par l'impact du jet. $V_{imp} = 2,3 \text{ m/s}$; $d_{jet} = 2 \text{ mm}$	k
A.8	Illustrations de la propagation des ondes de surfaces provoquées lors de l'impact d'un jet de liquide rugueux sur une surface solide.	l
A.9	Illustrations de la transformation des ondes surfaciques en une corolle de liquide.	m

Liste des tableaux

II.1	Résumé des relations de rapport d'aspect pour un écoulement établi en sortie de buse	16
II.2	Critères de fragmentation des jets de liquide.	19
II.3	Effet de divers paramètres favorisant chaque mécanisme de désintégration. Adapté de Rioboo et al. (2001)	30
II.4	Effet de divers paramètres pour favoriser chaque mécanisme de désintégration. Adapté de Rioboo et al. (2001)	36
II.5	Sous modèle permettant de prédire la fraction massique de liquide éclaboussé	38
III.1	Coefficient de correction de sédimentation ainsi que le rendement d'aérosols prélevés en (%) pour un débit d'extraction de $275L/min$ et une surface de dépôt de $0,54 m^2$	66
IV.1	Résumé des différents paramètres utilisés dans notre étude. Les paramètres que l'on a fait varier dans les expériences E_1 et E_2 sont V_i , d_i , H_i , μ et σ qui sont la vitesse d'impact, le diamètre et la hauteur d'impact ainsi que la viscosité dynamique et la tension de surface respectivement. Trois différents liquides ont été utilisés, de l'eau déminéralisée, 50% d'eau déminéralisée avec 50% d'éthanol et 50% d'eau déminéralisée avec 50% de glycérol. Chaque liquide a été mélangé avec du NaCl à une concentration $C_{NaCl} = 199 g/L$ et de la fluorescéine sodée à une concentration $C_{ftuo} = 0.4 g/L$	75
IV.2	Paramètres des lois log-normales utilisés dans la figure IV.19	99
IV.3	Paramètre des ajustements de la figure IV.22	104
IV.4	Paramètres utilisés pour les lois log-normales de la figure IV.27	111
IV.5	Paramètres utilisés pour les lois log-normales de la figure IV.30	117



- A.1 Valeurs pour les tests de reproductibilité des expériences avec la solution 100%Eau déminéralisée + 199 g/L de NaCl et 0,4 g/L de Fluorescéine sodée. Ces valeurs correspondent aux K_{MES} du diamètre de jet de 2 mm. Un volume de 2,5 L a été utilisé pour chaque expérience. La hauteur d'impact est fixée à 57 cm (impact en train de gouttes). n
- A.2 Tableau des valeurs de K_{MES} pour la solution 100%Eau déminéralisée + 199 g/L de NaCl et 0.4 g/L de Fluorescéine sodée. Ces valeurs correspondent aux K_{MES} des 3 diamètres de jet de 1, 1,5 et 2 mm. Un volume de 2,5 L a été utilisé pour chaque expérience. La hauteur d'impact est fixée à 57 cm (impact en train de gouttes). Les valeurs d'humidité relative varient entre 40% et 90%, ces valeurs dépendent du débit du jet de liquide. q
- A.3 Tableau des valeurs de K_{MES} pour les solutions 100%Eau déminéralisée + 199 g/L de NaCl et 0,4 g/L de Fluorescéine sodée ; 50%Eau-Ethanol + 199 g/L de NaCl et 0,4 g/L de Fluorescéine sodée et 50%Eau-Glycérol + 199 g/L de NaCl et 0,4 g/L de Fluorescéine sodée. Ces valeurs correspondent aux K_{MES} du diamètre de jet de 2 mm. Un volume de 2,5 L a été utilisé pour chaque expérience. La hauteur d'impact a été variée de 5 à 57 cm (impact en jet continu VS impact en train de gouttes). r

Préambule

C'est l'été. Il fait beau. Vous vous promenez le long de la plage. En même temps que vous admirez un surfeur qui réalise son Take-off, vous sentez l'odeur de l'océan. C'est assez paradoxal : en effet, l'eau n'a pas d'odeur. Vous sentez sans doute des molécules odorantes de sulfure de diméthyle (DMS) provenant de l'océan et converti en aérosols sulfurés suite au déferlement des vagues (figure ci-contre), et transportées jusqu'à vous par la force du vent turbulent. (D'ailleurs, ces aérosols contribuent aux équilibres climatiques et à la formation des nuages.) (Song et al. (2019))



adapté de Curl (2020)



adapté de Pierre (2021)

Tout à coup, le ciel gronde. Il fait moins beau. Des gouttes commencent à vous mouiller et à heurter le sol. Pendant que vous vous mettez à l'abri pour vous protéger des gouttes de pluie, vous sentez une odeur caractéristique, à la fois terreuse et végétale : c'est l'impact des gouttes de pluie sur la terre qui libère des molécules odorantes sous forme d'aérosols, provenant des poussières et des composés d'origine minérale ou végétale présents sur le sol. D'ailleurs, si vous y aviez prêté attention, vous auriez remarqué que vous avez dû sentir cette odeur avant que les gouttes de pluie

vous mouillent. Souvent, l'instabilité provoquant la pluie génère un vent puissant qui transporte ces aérosols sur des distances parfois importantes. Ainsi, vous pouvez sentir les aérosols libérés depuis l'endroit où elle prend source.

Dans la situation où le liquide fragmenté puis aérosolisé est composé de matière dangereuse telle que des virus ou de la radioactivité, les aérosols qui en résultent sous forme de gouttelettes peuvent être dangereuses pour la santé lorsqu'ils sont inhalés. De ce fait, il est crucial de quantifier ces aérosols mise en suspension.



Chapitre I

Introduction et généralités

Sommaire

I.1	Illustration de l'origine des gouttelettes aérosolisées non désirables	3
I.2	Objectif de la thèse	5
I.3	Plan de la thèse	6

De manière générale, le processus de production de gouttelettes d'aérosols par fragmentation de liquide est un phénomène très complexe. Par exemple, durant l'impact de gouttes pluie, les mécanismes en jeu, que l'œil humain ne peut pas percevoir, combinent les forces inertielles, capillaires et visqueuses du liquide. Ces phénomènes de combinaison de mécanismes s'appliquent également lors de l'impact de n'importe quelle forme de liquide. Dans le cadre de cette thèse, la production d'aérosols sous forme de microgouttelettes, à la suite de l'impact d'un jet de liquide sur une surface, est un phénomène qui peut être décrit par la mécanique des fluides. La physique des aérosols permet par ailleurs de caractériser leur transport. Le processus de fragmentation de liquide en plusieurs petites gouttelettes est un procédé présent dans de nombreuses applications industrielles. Ces processus peuvent être observés à différentes échelles. Par exemple, à l'échelle micrométrique, certains procédés industriels tels que l'impression à jet d'encre, la peinture en spray ou l'injection de carburant dans les chambres de combustion des moteurs thermiques, sont réalisés sous la forme de l'impact de gouttes. Dans ces procédés, il est nécessaire de bien comprendre comment les gouttes impactantes se comportent après l'impact afin d'améliorer le rendement de ces processus. À l'échelle millimétrique (impact de goutte de l'ordre du millimètre), dans l'industrie agricole, le phénomène d'éclaboussures peut être indésirable à cause de la propagation de virus chez les végétaux ; où, une goutte de pluie qui impacte une feuille d'une plante malade, peut transporter des virus sur les feuilles des plantes voisines avec les éclaboussures générées par l'impact. Une autre situation indésirable concerne notre cas d'étude, l'industrie nucléaire, où une partie de la matière radioactive est manipulée sous forme de liquide. Dans un scénario de déversement accidentel de ce liquide sous la forme d'une fuite par exemple, lors de l'impact de ce dernier sur une surface solide ou liquide, le liquide impactant peut être fragmenté en plusieurs tailles de gouttelettes. Ces tailles peuvent varier du millimètre (gouttes, gouttelettes) au micromètre (microgouttelettes). Les microgouttelettes produites par l'impact peuvent se mettre en suspension dans l'air et devenir un terme source d'aérocontamination pour les opérateurs se trouvant dans un milieu confiné. De plus, lors de leur transport dans le réseau de ventilation, une partie d'entre elles sédimente potentiellement dans les gaines de ventilation ce qui a pour conséquence une contamination sur plusieurs années du réseau de ventilation. Les plus fines de ces gouttelettes peuvent également passer à travers le réseau de filtration, si ces dernières sont de l'ordre de grandeur des particules les plus pénétrantes (MPPS en anglais : Most Penetrating Particle Size).



I.1 Illustration de l'origine des gouttelettes aérosolisées non désirables

Dans cette sous partie, nous donnons quelques exemples pour illustrer l'origine des aérosols non désirables.

Le recyclage des combustibles usés et les situations accidentelles

Dans les centrales nucléaires, le combustible utilisé pour produire de l'énergie est retraité, une fois usé, dans des usines de traitement de déchets nucléaires. En France, le plus grand site de traitement se trouve à la Hague. Le combustible usé est par la suite vitrifié sous forme de concentrats de produits de fission pour former des colis de verre destinés à être stockés à terme dans un centre de stockage géologique profonde. Avant vitrification, le combustible usé est dissous dans de l'acide nitrique. À travers un procédé chimique, l'uranium et plutonium présent dans le combustible usé en sont extraits. Après extraction, la solution restante, que l'on appelle solution de produits de fission, contient encore de la radioactivité. Pour la vitrification, la solution d'acide nitrique est évaporée dans les évaporateurs de produits de fission. Il en existe six dans les usines de la Hague. Ces évaporateurs sont constitués d'un bouilleur et leur chauffe est assurée par de l'eau surchauffée autour au 145° C et une pression d'environ 10 bars.

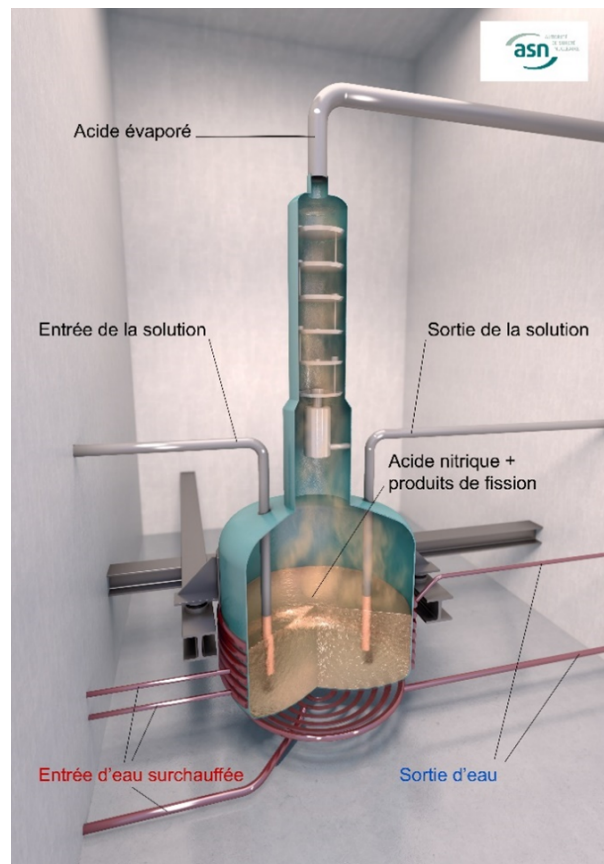


FIGURE I.1 – Schématisation d'un évaporateur de produit de fission



Ces évaporateurs en acier construits dans les années 1980 et implantés dans des casemates individuels en béton armé inaccessibles au personnel en raison du niveau de radiation subissent des examens périodiques par l'Autorité de sûreté nucléaire (ASN).

Les résultats de mesures d'épaisseur de parois des évaporateurs issus d'un des examens périodiques ont mis en évidence une corrosion de certains évaporateurs plus rapide que prévu lors de leur conception. De plus, le réseau de ventilation et de filtration d'air des casemates où sont stockés ces évaporateurs n'ont pas été conçus pour un scénario d'accidents de fuite de produit de fission, car l'exploitant avait pris une marge de sécurité sur l'épaisseur de la paroi des évaporateurs. Dans une telle hypothèse, il est difficile de prédire le bon maintien d'une ambiance radiologique pour les opérateurs en cas de fuite intense de solution de produit de fission. Il est apparu donc urgent de quantifier la remise en suspension de radionucléides associée à une fuite de liquide. De plus, toujours dans le nucléaire, en dehors des centres de traitement des déchets nucléaires, des liquides contenant des radioéléments sont manipulés en routine dans les laboratoires. Il est important pour l'IRSN d'évaluer la fraction d'aérosols mise en suspension lors d'un accident durant une expérience telle que la chute d'un bécher rempli de liquide dangereux par exemple.

Aérosolisation des gouttelettes contenant des virus

Un mois et demi après le début de cette thèse, l'épidémie de maladie à coronavirus 2019 (COVID-19) a été signalée par l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS) le 31 décembre 2019. À ce jour, vers la fin de cette thèse, plus de 600 millions de personnes dans le monde ont été contaminées par ce virus, dont plus de 36 millions en France, soit un Français sur deux¹. Toutefois, la contamination de ce virus n'est pas très bien caractérisée. Cependant, elle est semblable au SRAS, qui s'est répandu par contact, gouttelettes et voies aéroportées (Bourouiba (2021)). L'OMS a signalé que, le plus souvent, le virus était plus transmis dans les aérosols sous forme de microgouttelettes que dans les gouttelettes se déposant sur les surfaces (OMS (2020)). En effet, des gouttelettes sont constamment générées durant la phase de parole, de toux, d'éternuement ou d'expirations. En fonction de leur taille, ces gouttelettes générées par l'hôte malade peuvent, soit rester en suspension dans l'air pendant des heures (microgouttelettes $< 5 \mu m$), soit se déposer sur les surfaces (gouttelettes respiratoires $> 5 \mu m$) (OMS (2020); Prather et al. (2020); Zhang et al. (2020)). Ces gouttelettes et microgouttelettes sont donc des vecteurs de contaminations de surface et d'aérocontamination. Cependant, dans la littérature, il existe divers diamètres de coupure, une dichotomie, de 5 à 10 μm , permettant de classer la transmission des maladies infectieuses respiratoires (Bourouiba (2021)).

La distribution des tailles des gouttelettes mise en suspension par un hôte infecté ou par l'impact d'un liquide contaminé semble être important pour l'étude de l'aérocontamination.

La présente thèse traite du phénomène de mise en suspension de microgouttelettes aéro-

1. <https://fr.statista.com/statistiques/1091585/morts-infections-coronavirus-monde/>



solisées suite à une fragmentation de liquide par impact. Ce processus de fragmentation par impact se fait sous la forme d'un jet de liquide heurtant une surface initialement sèche et lisse. Un exemple du phénomène est illustré sur la figure I.2

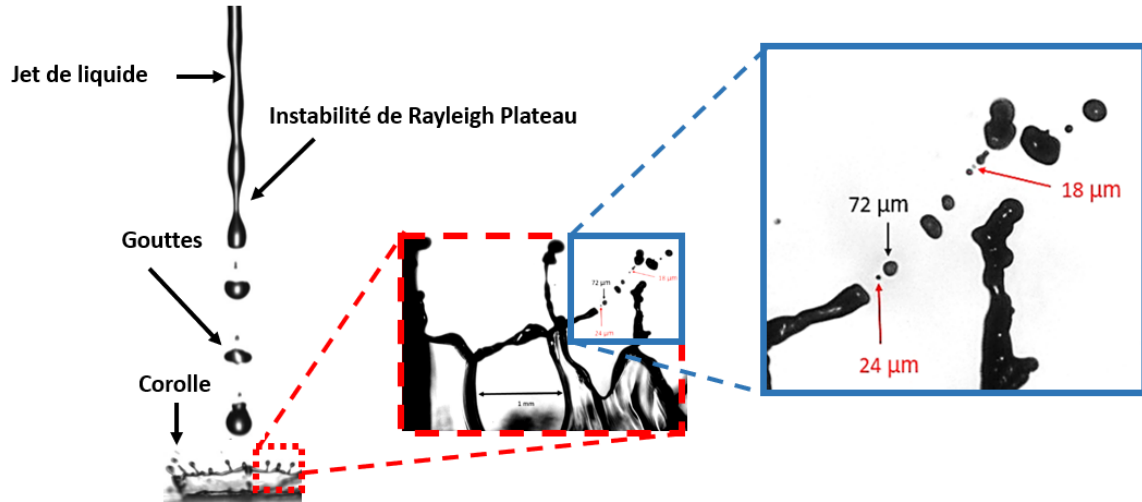


FIGURE I.2 – *Illustration d'une source de production d'aérosols non désirables sous forme de microgouttelettes induites par l'impact d'un jet de liquide sur une surface. Les fines gouttes (contenant de la radioactivité ou des virus) se mettent en suspension dans l'air et les plus grosses se déposent sur les surfaces*

I.2 Objectif de la thèse

Cette thèse a plusieurs vocations. D'une part, elle permet d'apporter des éléments de connaissance pour une meilleure compréhension des phénomènes physiques à l'origine de la production d'aérosols à la suite de l'impact d'un jet de liquide sur une surface. D'autre part, elle sera utilisée en support pour alimenter la base de données de l'IRSN sur la mise en suspension d'aérosols en situation accidentelle dans les installations nucléaires. Les objectifs de l'étude sont de :

- ▣ décrire les concepts et les notions originelles de la fragmentation de liquide par son impact sur une surface,
- ▣ identifier les situations de chute de liquide accidentelles les plus pénalisantes,
- ▣ quantifier les microgouttelettes générées en termes de concentration en nombre et en masse ainsi que leur distribution granulométrique,
- ▣ identifier par imagerie les mécanismes à l'origine de cette production de microgouttelettes,
- ▣ proposer une loi d'échelle sous forme de nombre adimensionnel permettant de prédire l'évolution de l'aérocontamination.



I.3 Plan de la thèse

Nous étudions dans cette thèse le phénomène de remise en suspension particulaire suite à la fragmentation d'un liquide par impact. Ce processus de fragmentation induit une aérosolisation de gouttelettes potentiellement dangereuses.

Dans le Chapitre II, nous explorons *l'état de l'art* lié à l'impact d'un jet surface une surface. Nous commençons par étudier la dynamique du jet avant impact. Pour de grandes hauteurs d'impact, le jet peut se fragmenter en série de gouttes avant de heurter la surface. Une fois fragmenté, l'impact s'effectue en série de gouttes impactantes. De ce fait, l'étude bibliographique s'effectue en deux parties. D'une part, nous examinons les gouttelettes générées par l'impact d'*un jet non fragmenté*, puis celles générées par l'impact d'*un jet fragmenté* en série de gouttes. Les impacts de gouttes isolées sont souvent étudiés dans la littérature, nous nous focaliserons dans ce type d'impact que sur la partie de la détermination des lois d'échelle.

Dans le Chapitre III, nous détaillons le *dispositif expérimental* qui nous permet d'étudier la remise en suspension d'aérosols lors de l'impact d'un liquide sur une surface. Nous présenterons tout le cheminement qui nous a permis de dimensionner et de valider le dispositif expérimental. Nous avons développé une approche expérimentale spécifique qui favorise l'évaluation de la production d'aérosols. À partir de cette approche, nous déterminons la granulométrie et la masse totale des aérosols produits pour l'impact d'un liquide sur une surface. En parallèle, un système optique mis en place, aide à déterminer la nature du liquide impactant (jet ou gouttes) et permet aussi de déterminer les mécanismes en jeu durant l'impact.

Dans le Chapitre IV, nous étudions les *gouttelettes secondaires aérosolisées et générées lorsqu'on change la hauteur, la dynamique de l'impact du jet ainsi que les propriétés du liquide impactant*. À partir des données collectées sur la granulométrie, la masse totale mise en suspension et la théorie issue du chapitre II, nous proposons une prédiction de la fraction massique d'aérosols mise en suspension. En s'appuyant sur les expériences, sur le nombre de Weber et d'Ohnesorge, nous montrons que la théorie appliquée sur l'impact d'une goutte isolée peut être appliquée sur l'impact d'un jet de liquide lorsque ce jet est fragmenté en série de gouttes avant l'impact. De plus, à partir de l'imagerie, nous mettons en évidence l'origine de ces microgouttelettes.

Dans le Chapitre V, nous proposons une *discussion* sur la quantité d'aérosols produits par l'impact. Cette discussion est établie sur un raisonnement avec les nombres de Weber et de Reynolds. Les visualisations obtenues par caméra rapide permettront également d'appuyer ce qui est proposé dans cette partie. Ainsi, nous proposons une prédiction analytique de la quantité d'aérosols produits lors de l'impact du liquide.

Dans le Chapitre VI, nous résumons les résultats clés de chaque chapitre de cette thèse.



Nous proposons aussi des perspectives sur les recherches axées sur cette thématique.



Chapitre II

État de l'art

Sommaire

II.1 Quelques concepts de base	11
II.1.1 Définition de quelques termes utilisés dans la thèse	11
II.1.2 Analyse dimensionnelle du problème	12
II.1.3 Nombres adimensionnels	13
II.2 Pré-impact : qu'est-ce qu'une fuite de liquide sous forme de jet ?	14
II.2.1 Influence de la buse d'injection sur la dynamique du jet	15
II.2.2 Comment se comporte le jet à la sortie de l'orifice d'injection?	17
Classification des différents régimes de fragmentation d'un jet de liquide	17
Longueur de rupture d'un jet	19
II.3 Post-impact d'un jet de liquide	22
II.3.1 Conditions pour lesquelles un jet impactant éclabousse	22
II.3.2 Fraction massique du liquide éclaboussée	24
II.4 Post-impact de gouttes isolées : début de production de gouttelettes secondaires	28
II.4.1 <i>Splashing</i> aux temps courts : conditions pour le régime du <i>prompt splash</i>	30
II.4.2 <i>Splashing</i> aux temps longs : conditions critiques de début des éclaboussures	34
II.5 Post-impact de gouttes isolées : gouttelettes éclaboussées et aérosolisées	37
II.5.1 Fraction massique du liquide éclaboussée	37
II.5.2 Fraction massique du liquide aérosolisée	38
II.6 Synthèse de l'état de l'art	39

Lorsqu'un jet de liquide impacte sur une surface, des perturbations sont présentes le long de la surface du jet. Au moment de l'impact, elles sont transférées sur la zone d'impact, ce qui se traduit par l'apparition d'ondes de surface sur le film de liquide présent sur la cible d'impact. L'amplification de ces ondes le long de la surface du film est à l'origine de la fragmentation du liquide en gouttelettes secondaires au niveau du film de liquide. Pour rendre compte des mécanismes qui aboutissent à la production de gouttelettes secondaires évaporables par l'impact d'un jet de liquide, la recherche bibliographique de cette thèse est organisée autour de trois zones caractéristiques de l'impact :

- ▣ État de l'art sur la zone de pré-impact (nature de la buse et stabilité du jet) :
 - ◆ Quelle est l'influence de la géométrie de la buse sur la nature du jet ?
 - ◆ Quel est le comportement du jet vis-à-vis des paramètres du problème (propriétés physico-chimiques du liquide, diamètre, vitesse du jet et hauteur de chute) ?
- ▣ État de l'art sur la zone d'impact (nature de la surface d'impact) :
 - ◆ Quelle est l'influence de la morphologie du jet à l'impact sur la surface ?
 - ◆ Quelle est l'influence de la surface d'impact ?
- ▣ État de l'art sur la zone de post-impact (formation de gouttelettes secondaires) :
 - ◆ Quelles études théoriques et expérimentales notables ont été réalisées sur les conditions de début d'éclaboussures ?
 - ◆ Existe-t-il des modèles ou des corrélations entre la fraction de liquide éclaboussée puis aérosolisée et les paramètres du jet ?

Un résumé de la stratégie de l'étude bibliographique est présenté sur la figure II.1.

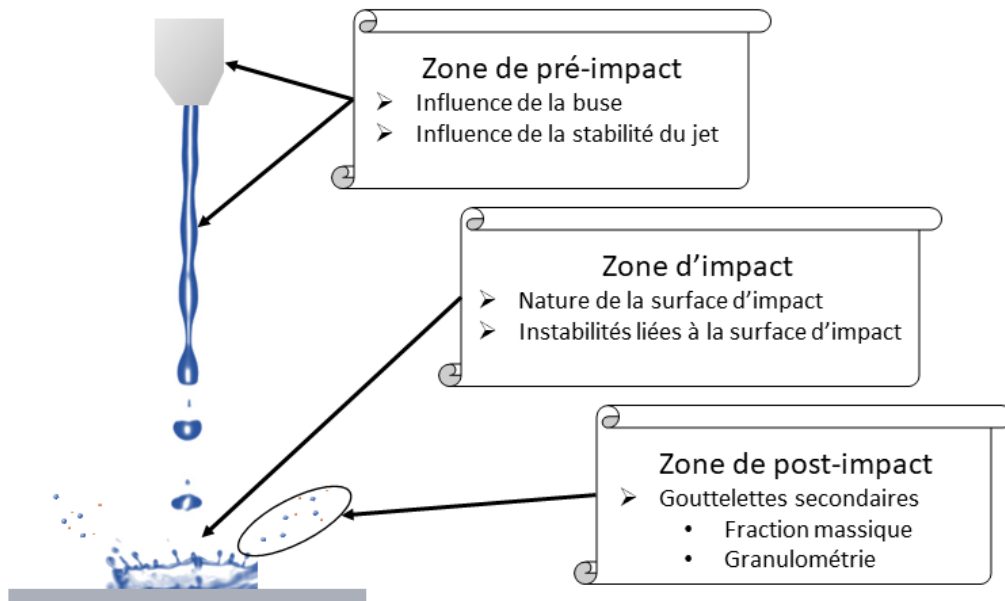


FIGURE II.1 – Illustration des différentes zones d'intérêt pour la recherche bibliographique sur un jet impactant

Toutefois, avant de commencer l'état de l'art sur le sujet en question, nous présenterons quelques concepts de base qui permettront aux lecteurs de mieux appréhender le sujet.

II.1 Quelques concepts de base

II.1.1 Définition de quelques termes utilisés dans la thèse

Dans cette partie, nous allons définir les différentes terminologies utilisées dans ce manuscrit. La photographie de la figure II.1 résume ce qui se sera décrit ici. Lorsque nous parlerons de jet impactant, il s'agira d'un jet de liquide qui impacte une surface solide ou liquide. À l'impact, le jet peut être sous différents états. D'une part, il peut être non fragmenté, c'est-à-dire que le liquide va heurter la surface sous la forme d'un jet continu. D'autre part, il peut être fragmenté, autrement dit, le liquide va heurter la surface de manière discontinue, à savoir sous la forme d'un train de goutte.

Lors de l'impact du jet fragmenté, les gouttes impactantes seront appelées gouttes primaires, ou gouttes impactantes pour simplifier. Après l'impact, les éclaboussures causées par l'impact seront appelées *splashing*, désignation anglaise d'éclaboussures. À l'impact, les gouttes primaires impactantes se fragmentent en plusieurs petites gouttes, appelées gouttelettes, formant donc les éclaboussures ou le *splashing*. Ces gouttelettes vont être appelées



gouttelettes secondaires, car elles proviennent de la fragmentation des gouttes primaires. À titre d'exemple, une goutte primaire de l'ordre du millimètre va générer à l'impact, des gouttelettes secondaires de quelques micromètres. Nous nous intéressons à la fraction aérosolisée de ces gouttelettes secondaires.

Parmi ces gouttelettes secondaires, certaines sont susceptibles de se mettre en suspension dans l'air. Nous les appellerons parfois les gouttelettes secondaires aérosolisée, parfois les microgouttelettes, ou bien parfois aérosols simplement. Tous ces termes désignent les fines gouttelettes qui sont le vecteur de l'aérocontamination.

II.1.2 Analyse dimensionnelle du problème

En mécanique des fluides, on utilise les nombres adimensionnels, pour comprendre, étudier et expliquer certains phénomènes physiques. Nous faisons dans cette sous partie, l'analyse dimensionnelles du problème.

Dans le cas de l'impact d'un jet de liquide, les phénomènes souvent observés peuvent être exprimés par les grandeurs ou les échelles caractéristiques X_i :

- ◆ longueur d_{jet} ,
- ◆ vitesse V_{jet} ,
- ◆ pression ρV_{jet}^2 ,
- ◆ force F ,

Les grandeurs en question sont les forces de :

- ◆ inertie,
- ◆ viscosité,
- ◆ tension de surface ρV^2 ,
- ◆ gravité.

En définissant la longueur caractéristique d_{jet} , la vitesse caractéristique V_{jet} et la pression ρV_{jet}^2 , les variables adimensionnelles X_i^* suivantes sont formées :

$$\left\{ \begin{array}{l} x^* = \frac{x}{d_{jet}} \\ V^* = \frac{V}{V_{jet}} \\ p^* = \frac{p}{\rho V^2} \\ t^* = \frac{t V}{d_{jet}} \\ \nabla^* = d_{jet} \nabla \end{array} \right. \quad (II.1)$$

En remplaçant les grandeurs et les opérateurs physiques du problème x , V , t , p et ∇ par le produit des échelles caractéristiques X_i et des grandeurs adimensionnées X_i^* , puis en multipliant par $d_{jet}/\rho V^2$, l'équation de conservation de la quantité de mouvement peut être écrite comme suit :



$$\left(\frac{\partial \vec{V}_{jet}^*}{\partial t^*} + \vec{u}^* \nabla^* \vec{V}_{jet}^* \right) = -\nabla^* p^* - \frac{\mathbf{1}}{Fr^2} \frac{\vec{g}}{\|g\|} + \frac{1}{Re} \nabla^{*2} \vec{V}_{jet}^* + \frac{1}{We} \vec{n} \quad (\text{II.2})$$

Les principaux nombres adimensionnels qui pilotent l'écoulement sont donc le nombre de Reynolds Re , le nombre de Froude Fr et le nombre de Weber We , définis dans ce qui suit.

II.1.3 Nombres adimensionnels

L'équation II.2 suggère que l'impact du jet est gouverné par plusieurs nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds Re , le nombre Froude Fr et le nombre Weber We . Ces nombres sans dimensions contiennent des grandeurs physiques caractéristiques du problème qui sont :

- ◆ la vitesse du jet V_{jet} ,
- ◆ le diamètre du jet d_{jet} ,
- ◆ les propriétés physico-chimiques du fluide (masse volumique ρ ; viscosité dynamique μ et tension de surface liquide-gaz σ),

Le nombre de Reynolds compare les forces inertielles et visqueuses du fluide considéré (gaz ou liquide). Il permet de caractériser en particulier la nature du régime de l'écoulement (laminaire ou turbulent).

$$Re = \frac{\rho V_{jet} d_{jet}}{\mu} \quad (\text{II.3})$$

Le nombre de Froude est défini comme le rapport entre la force d'inertie et la force gravitationnelle. Ce nombre apparaît essentiellement dans les phénomènes à surface libre et permet de caractériser l'importance de la gravité.

$$Fr = \frac{V_{jet}}{\sqrt{g d_{jet}}} \quad (\text{II.4})$$

Le nombre de Froude permet aussi de déterminer la nature du régime (super-critique ou sous critique) des écoulements à surface libre, des écoulements hydrauliques fluviaux et maritimes.

- ◆ Pour $Fr < 1$, le régime est sous-critique, le fluide s'écoule moins vite que les ondes de surface.
- ◆ Pour $Fr > 1$, le régime est super-critique, le fluide s'écoule plus vite que les ondes de surface.

La transition entre ces deux régimes correspond à un régime transitoire responsable de l'apparition du ressaut hydraulique.

Le nombre de Weber compare les forces d'inertie et de tension superficielle. Ce nombre sans dimension permet d'étudier l'écoulement de fluide à l'interface d'un système polypha-



sique dans lequel interviennent des ruptures fréquentes de portions d'interfaces, donnant naissance à des structures secondaires (bulles ou gouttes) et à la formation de gouttes suite à des instabilités de rupture de masse de liquide.

$$We = \frac{\rho V_{jet}^2 d_{jet}}{\sigma} \quad (\text{II.5})$$

Il est à noter que l'effet des forces de tension de surface peut être comparé aux autres forces mises en jeu telles que les forces visqueuses et la force de gravité.

Le nombre d'Ohnesorge correspond au rapport entre la dissipation visqueuse et les forces de tension superficielle. Ce nombre permet de caractériser la déformation de bulles ou de gouttes.

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\rho d_{jet} \sigma} \quad (\text{II.6})$$

Le nombre de Bond représente le rapport entre la force gravitationnelle et la tension de surface sur une interface entre deux fluides. Ce nombre est souvent utilisé pour traiter les problèmes de capillarité.

$$Bo = \frac{We}{Fr^2} = \frac{\rho g d_{jet}^2}{\sigma} \quad (\text{II.7})$$

Ces nombres sans dimensions nous permettent de comparer les différents mécanismes prépondérants durant l'impact d'un liquide (jet ou gouttes). De plus, ils vont nous permettre de déterminer des lois d'échelle. À noter que les nombres de Bo et d' Oh sont des combinaisons des nombres de (We et Fr) et de (We et Re), respectivement. Par exemple, le nombre de Bo est de l'ordre de 0,13 pour une goutte d'eau de 1 mm. Son effet est négligeable sur la caractérisation de la déformation de la goutte, il sera ne pas considérer pour la suite. De même, le nombre de Fr est à considérer que pour caractériser le ressaut hydraulique généré par l'impact du jet et non pour caractériser les gouttelettes secondaires issues de l'impact, il ne sera pas considéré dans la suite. Toutefois, dans cette étude, les principaux nombres adimensionnels liés à la fragmentation du liquide à l'impact sont les nombres de We , et Re . Le nombre d' Oh sera utilisé lorsqu'il sera utile de comparer que les effets visqueux et capillaires.

II.2 Pré-impact : qu'est-ce qu'une fuite de liquide sous forme de jet ?

L'état de l'art sur la désintégration de jets de liquide issus d'un orifice, dans une atmosphère au repos est examiné dans ce chapitre. Les jets de liquide sont connus pour se



briser à une certaine distance en aval de la buse d'injection à cause des forces de tension de surface, des forces aérodynamiques et de la turbulence. Le processus général de rupture du jet, illustré sur la figure II.1, est investigué depuis longtemps et il est maintenant bien connu. Cependant, la littérature récente indique que la géométrie de la buse d'injection et l'écoulement interne dans la buse jouent un rôle important sur la stabilité du jet.

II.2.1 Influence de la buse d'injection sur la dynamique du jet

Pour une bonne maîtrise des conditions d'injection, il est crucial de bien dimensionner la buse (qui est de forme circulaire dans notre étude). Lors des écoulements dans les conduites, tels qu'une buse, on observe le développement d'une couche limite qui peut être définie comme étant l'épaisseur dans laquelle les particules de fluide ont une vitesse inférieure à 0,99 fois la vitesse maximale dans la conduite. Selon les conditions d'écoulement et les propriétés du fluide, la couche limite est soit laminaire, soit turbulente. À partir d'une distance critique suffisamment longue par rapport au diamètre de la buse, cette couche limite envahit toute la buse (McCarthy and Molloy (1974)). De ce fait, l'injection peut se faire dans les conditions sur lesquelles la vitesse débitante, la contrainte de cisaillement pariétale, le gradient de pression statique et les intensités turbulentes sont pleinement développés (Barbin and Jones (1963)). De nombreuses études expérimentales se sont intéressées à l'influence de la forme de la buse. Ceci dans le but de voir son effet sur la dynamique du jet pour des applications relatives à la découpe au jet d'eau, au refroidissement de surface par impact de jet ou à la lutte contre les incendies pour les sapeurs-pompiers (Leach, S. Walker (1966); Lienhard (1995); McCarthy and Molloy (1974); Murakami, M. Katayama (1966); Rouse (1951)). L'ensemble des paramètres géométriques de la buse est illustré sur la figure II.2 gauche.

D'après McCarthy and Molloy (1974), les principales caractéristiques de la buse qui peuvent influencer la distribution de vitesse à la sortie de la buse et illustrées sur la figure II.2 gauche sont :

- a) le rapport de contraction de la buse d_B/D_B , D_B de d_B étant les diamètres en amont et à la sortie de la buse respectivement ;
- b) l'angle de contraction α ;
- c) le rapport d'aspect L_B/d_B et la rugosité intérieure de la buse, L_B étant la longueur pour laquelle la couche limite est développée à l'intérieur de la buse.

Plusieurs études ont permis d'établir la longueur de buse pour laquelle les quantités telles que la couche limite, le profil de vitesse et toutes les grandeurs turbulentes sont pleinement développés (Bowlus and Brighton (1968); Eisenklamp, P. et Hooper (1958); Hinze (1959); Langhaar (1942); Latzko (1944); Nikuradse (1932)). Cependant, la longueur de la buse a un effet considérable sur les lignes de courants et le profil de vitesse du jet en sortie de buse, ce qui peut provoquer des changements sur la forme de la surface du jet. L'angle de contraction

II.2. Pré-impact : qu'est-ce qu'une fuite de liquide sous forme de jet ?



α de la buse peut générer des zones de recirculation internes dans la buse, ce qui perturbe potentiellement le profil de vitesse de sortie de buse. Ces zones de recirculations, illustrées sur la figure II.2, incluent dans le jet de liquide sortant, des bulles (Dumouchel (2008)). Il est important de bien choisir l'angle de contraction de la buse pour éviter cela, car ces bulles rendent le jet instable à la sortie. De ce fait, deux buses avec des caractéristiques géométriques différentes ne vont pas être identiques en sortie de buse.

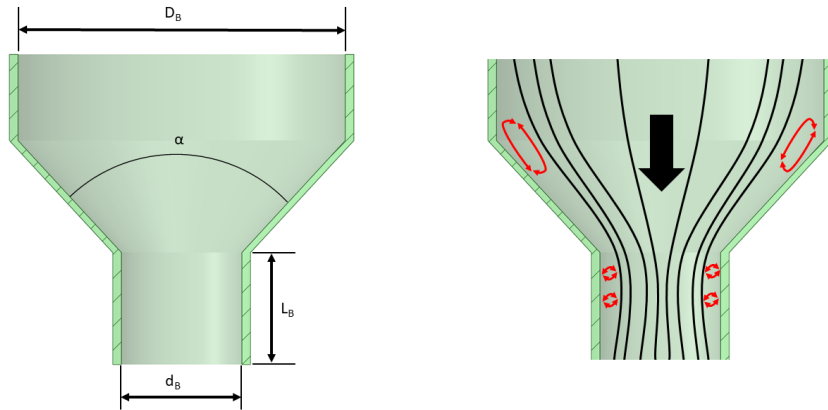


FIGURE II.2 – Gauche) Paramètres géométriques d'une buse pour un jet de liquide. Droite) Ligne de courant (ligne noire) et zone de recirculation (tourbillon rouge) dans une buse

TABLE II.1 – Résumé des relations de rapport d'aspect pour un écoulement établi en sortie de buse

Auteurs	L_B/d_B	Régime
Langhaar (1942)	$0,057Re$	Laminaire
Latzko (1944)	$0,693 Re^{0,25}$	Turbulent
D. A. Bowlus (1968)	$14,25 \log(Re) - 46$	Turbulent

La fonction principale d'une buse est de convertir l'énergie potentielle du fluide en énergie cinématique par le biais d'une contraction prompte ou douce. Le rapport de contraction de la buse a pour effet d'atténuer la turbulence en sortie de buse. L'angle de contraction optimum se trouve entre 15° et 100° . Le rapport d'aspect L_B/d_B a un effet significatif sur la distribution de vitesse en sortie de buse, et donc sur la stabilité du jet. Le tableau II.1 résume des relations trouvées dans la littérature permettant de prédire la longueur d'entrée ou le rapport d'aspect d'une buse. Lors de la conception du dispositif expérimental de la thèse, nous avons pris le soin de considérer des caractéristiques géométriques similaires des buses utilisées pour être dans des conditions optimum identiques.



II.2.2 Comment se comporte le jet à la sortie de l'orifice d'injection ?

Cette partie traite de la stabilité à la surface du jet. La première partie est consacrée à la classification des différents régimes, puis au taux de croissance généralisé de l'instabilité capillaire avant de l'appliquer au régime de Rayleigh. La seconde partie est appliquée aux relations permettant de prédire la longueur de la partie continue du jet pour un liquide non visqueux et un liquide visqueux.

À la sortie de la buse, avant l'impact, le jet de liquide est injecté dans un milieu gazeux au repos. En raison des conditions d'écoulement, de la non-miscibilité des deux phases et des différents mécanismes physiques concernés, le jet peut se décomposer en gouttes de diamètre comparable au diamètre du jet, voire plus petit. La stabilité et la désintégration du jet ont longtemps été étudiées. Les premières études expérimentales et théoriques sur des jets circulaires ont été menées par Plateau (1873); Rayleigh (1879); Savart (1833); Weber (1931). Ces études ont permis de démontrer que la fragmentation du jet se fait naturellement et indépendamment des forces externes ou de la direction du jet. La conclusion commune à ces études, est que la désintégration du jet est intrinsèquement liée à sa dynamique. L'analyse de Weber (1931) a permis de montrer que la longueur du jet est inversement proportionnelle à sa vitesse. À partir des expériences de Savart (1833) et de la théorie de Rayleigh (1879), plusieurs mécanismes de rupture sont identifiés en fonction de la vitesse du jet. Un moyen de classer ces mécanismes de rupture est de représenter la longueur de la partie continue du jet L_{rup} , au regard de la vitesse du jet V_{jet} (Lin and Reitz (1998)). Le phénomène de rupture du jet a été revu de façon plus large par de nombreux auteurs (se référer par exemple, à Dumouchel (2008); Eggers and Villermaux (2008a); McCarthy and Molloy (1974); Reitz (1978)). Cependant, l'effet de la tension de surface et de la viscosité sur la longueur de fragmentation du jet a notamment été étudié par Zhan et al. (2020).

Classification des différents régimes de fragmentation d'un jet de liquide

Jusqu'à une certaine distance de la buse, le jet de liquide est continu. Des instabilités commencent à se développer sur son interface, ce qui le conduit à se fragmenter en gouttelettes pour retrouver un équilibre énergétique. Les régimes de fragmentation peuvent être classés comme suit :

- ▣ A : régime de goutte-à-goutte (Dripping regime),
- ▣ B : **régime de Rayleigh (Rayleigh regime)**,
- ▣ C : premier régime induit par les forces aérodynamiques (First wind-induced regime),
- ▣ D : second régime induit par les forces aérodynamiques (Second wind-induced regime),
- ▣ E : régime d'atomisation (atomization regime).

Le régime de Rayleigh, en rouge, sera le principal régime considéré dans cette étude.



Nous considérons ce régime, car c'est celui qui se rapprochera le plus d'une fuite de liquide ou d'un déversement. De plus, ce régime est bien documenté dans la littérature. Le cas goutte-à-goutte a, par exemple, été étudié par Motzkus et al. (2011). La figure II.3 illustre l'évolution de la partie continue du jet en fonction de la vitesse moyenne du jet définie comme étant le rapport entre le débit de liquide et la section de la buse. Cette courbe est appelée la courbe de stabilité du jet.

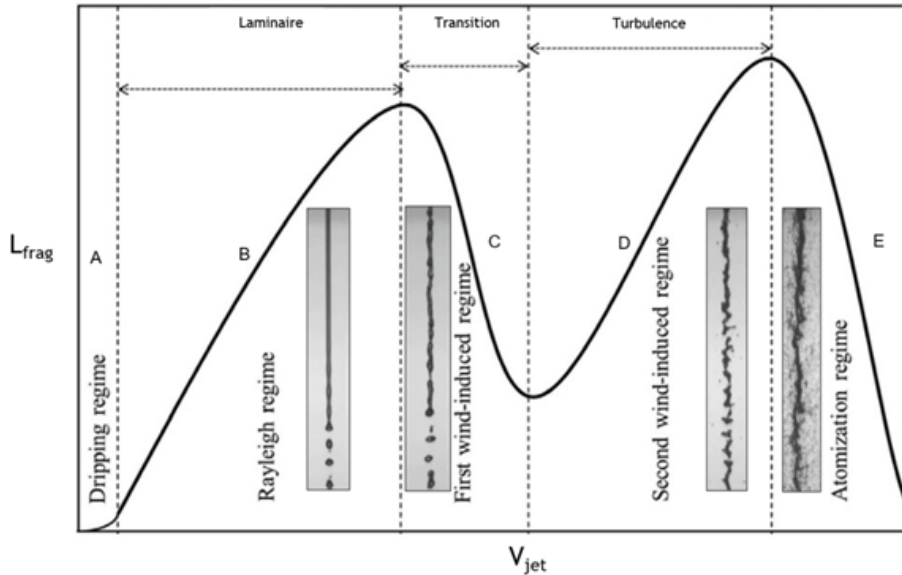


FIGURE II.3 – *Comportement du jet. Courbe de stabilité du jet adaptée de Leroux et al. (1996). A : régime goutte à goutte, B : régime de Rayleigh, C : premier régime induit par les forces aérodynamiques, D : second régime induit par les forces aérodynamiques*

Le régime de Rayleigh correspond au jet de liquide laminaire de la zone B ; la longueur de la partie continue du jet augmente avec la vitesse jusqu'à atteindre un maximum. Pour les faibles vitesses de jet, les perturbations sur sa surface sont faibles, ce qui favorise l'interaction entre le liquide et le gaz environnant. Cette interaction liquide/gaz participe aux processus de fragmentation du jet. Quand l'amplitude de cette perturbation s'amplifie et devient comparable au rayon du jet, une goutte se détache de la colonne de liquide. Les gouttes issues de ce régime ont toutes le même diamètre et Rayleigh (1879) a montré que le comportement du liquide est majoritairement piloté par les instabilités capillaires.

Plusieurs auteurs ont proposé des critères permettant de classifier les régimes de fragmentation. Ces critères de fragmentation de jet de liquide a été revu par Lin and Reitz (1998) en fonction du nombre de Weber du liquide et du gaz et du nombre d'Ohnesorge comme illustré dans le tableau II.2. Les exposants a, b et c correspondent aux références Sterling and Sleicher (1975), Sterling and Sleicher (1975) et Miesse (1955), respectivement.



TABLE II.2 – Critères de fragmentation des jets de liquide.

Régimes de fragmentation	Critères
A : Régime goutte à goutte	$We_l < 8^a$
B : Régime de Rayleigh	$We_l > 8^a$
C : premier régime induit par les forces aérodynamiques	$We_g < 0,4^a$ ou $1,2 + 3,41 Oh^{0,9b}$
D : Second régime induit par les forces aérodynamiques	$1,2 + 3,41 Oh^{0,9b} < We_g < 13^a$
E : Atomisation	$13^a < We_g < 40,3^c$ $40,3^c < We_g$

Miesse (1955) a également réalisé une classification des frontières des différents régimes de jets de liquide en fonction du nombre de Reynolds et d'Ohnesorge. Toutefois, cette frontière reste une indication. Comme mentionné plus haut, l'état du jet peut fortement être perturbé par la buse. De ce fait, deux jets de liquide avec le même le nombre de Reynolds Re et d'Ohnesorge Oh peuvent avoir des comportements différents à la sortie de la buse.

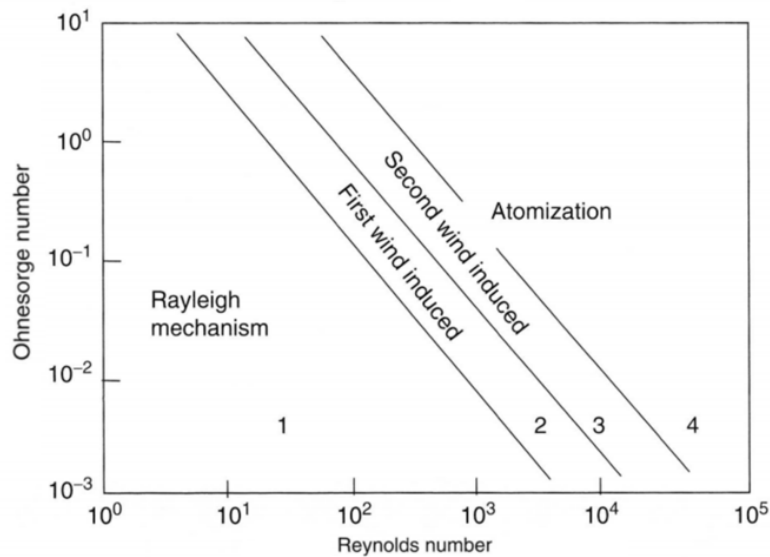


FIGURE II.4 – Frontière des régimes de fragmentation d'un jet de liquide Miesse (1955)

Longueur de rupture d'un jet

À la sortie de la buse, pour un temps caractéristique de rupture donné, donc pour une certaine distance de la buse, le jet de liquide se fragmente en une série de gouttes. Il existe dans la littérature différentes relations empiriques permettant de prédire la distance à partir



de laquelle le jet se fragmente en gouttes. Cette distance est appelée longueur de fragmentation. Toutefois, la stabilité du jet est influencée par le milieu ambiant, la turbulence dans la buse et le degré de développement du profil de vitesse. Grant and Middleman (1966b) ont évalué le rôle joué par ces facteurs dans la déstabilisation du jet. Ils ont proposé des corrélations pour prédire la stabilité des jets turbulents et laminaires à grande vitesse dans l'air stagnant. Par ailleurs, Zhan et al. (2018b) ont observé le processus de rupture du jet à l'aide d'une caméra rapide dans le but d'utiliser le modèle de Grant and Middleman (1966b). Ils ont notamment étudié l'effet des propriétés physico-chimiques du liquide sur la stabilité du jet. Les résultats qu'ils ont obtenus sur la longueur de rupture du jet ont été comparés avec les corrélations empiriques de Grant and Middleman (1966b) données par :

$$(L_{rupture}/d_{jet})_{laminaire} = 19,5 \left(We^{0,5} + \frac{3We}{Re} \right)^{0,85} \quad (\text{II.8})$$

$$(L_{rupture}/d_{jet})_{turbulent} = 8,5 \left(We^{0,5} \right)^{0,64}. \quad (\text{II.9})$$

Les résultats de Zhan et al. (2018c) sur la longueur de fragmentation du jet sont en partie en accord avec les corrélations des équations II.8 et II.9. Les résultats sont illustrés sur la figure II.5. Pour certaines valeurs du nombre de Weber We et de Reynolds Re , leurs résultats expérimentaux sur la longueur de fragmentation du jet sont en accord avec les résultats de Grant and Middleman (1966b). Toutefois, on peut souligner le fait que, la relation sur la prédiction de la longueur de fragmentation ne fonctionne pas sur toutes les gammes de Reynolds et de Weber. Ce qui montre explicitement que, ces relations sont fortement dépendantes des caractéristiques géométriques de la buse du jet qui, ne sont pas considérées lors de l'élaboration de ces relations. Toutefois, dans notre étude, nos caractéristiques géométriques de buse sont semblables à celles de Grant and Middleman (1966b). Nous allons présenter dans la partie résultats la longueur de fragmentation de plusieurs jets de liquide. Cette longueur expérimentale sera comparée aux relations de Grant and Middleman (1966b) donnée par les relations II.8 et II.9. En effet, dans notre étude, nous allons simultanément illustrer l'impact d'un jet de liquide non fragmenté et l'impact d'un jet de liquide fragmenté en ajustant la hauteur d'impact. De ce fait, il suffit de connaître la hauteur à partir de laquelle le jet est fragmenté.

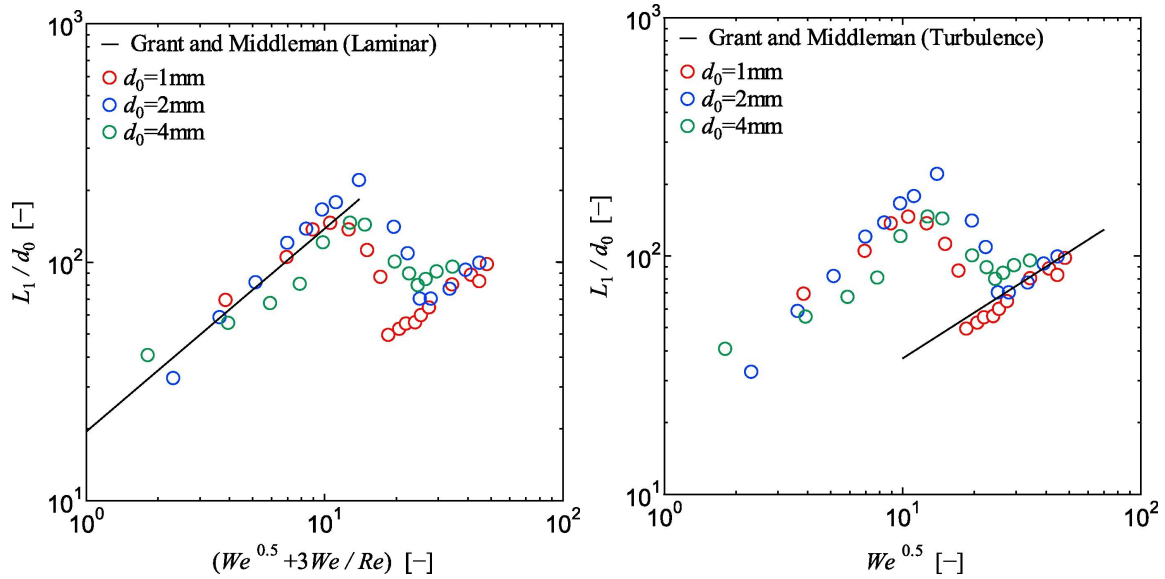


FIGURE II.5 – Comparaison des longueurs de rupture du jet entre Zhan et al. (2018a) (cercles) et Grant and Middleman (1966a) (ligne continue). Gauche) : jet laminaire. Droite) : jet turbulent

Résumé 1: La partie pré-impact

La fonction principale de la buse est la conversion de l'énergie potentielle de la charge (pression du liquide dans le réservoir) en énergie cinétique. Cette conversion est optimisée pour :

- ➡ une contraction d_{jet}/D faible,
- ➡ un angle de convergence de la contraction entre 15° à 100° ,
- ➡ un rapport d'aspect L_B/d_{jet} de la buse égale à : $L_B = 15 \times d_{jet}$ pour $Re = 20000$.

Il existe des corrélations empiriques permettant de déterminer la longueur d'onde de la perturbation responsable de la rupture du jet, la longueur de la partie continue du jet (longueur avant la rupture du jet), la taille des gouttes de la rupture du jet.

Dans le domaine de la mécanique des fluides, il existe plusieurs processus de fragmentation par impact. Un des mécanismes le plus étudié est le phénomène de *splashing* d'une goutte, traduit littéralement par éclaboussures d'une goutte. Dans les deux parties suivantes, nous présentons l'état de l'art lié aux gouttelettes secondaires produites par l'impact d'un jet (continu, rugueux et fragmenté) puis les gouttelettes secondaires produites par l'impact d'une goutte isolée. Pour rappel, lorsque nous parlons de gouttelettes secondaires, nous parlons des gouttelettes issues des éclaboussures. Ces dernières englobent les microgouttelettes pouvant se mettre en suspension dans l'air et celles qui retombent *ipso facto* par leur poids. La figure II.6 résume les différents scénarios traités. Les scénarios #1, #2 et #3 correspondent à l'étude de la production de gouttelettes secondaires suite à l'impact d'un jet continu ou



fragmenté avant impact et le scénario #3 bis correspond à l'étude du *splashing* d'une goutte isolé à faible fréquence.

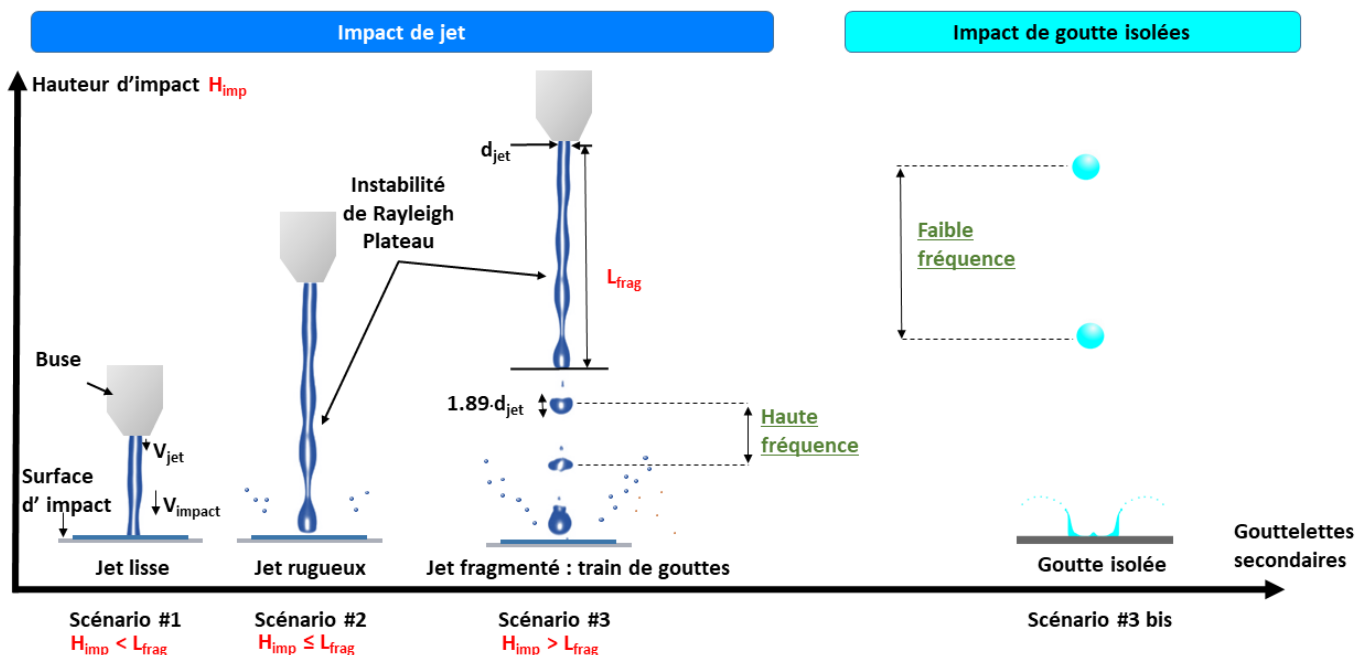


FIGURE II.6 – Résumé des scénarios investigués. Les scénarios #1 et #2 correspondent aux configurations où le jet impacte la surface de manière non fragmentée et le scénario #3 correspond au cas où le jet est fragmenté en série de gouttes avant l'impact

II.3 Post-impact d'un jet de liquide

Dans cette partie, nous présentons quelques études pertinentes de la littérature traitant de la génération des gouttelettes secondaires par impact de jet de liquide sur une surface solide. Dans le cas de l'impact des **jets** de liquide sur une surface solide, la production d'aérosols est très peu étudiée dans la littérature, se référer aux études de Salter et al. (2014); Sow et al. (2019). Ces travaux sont appliqués pour l'étude des aérosols radioactifs et des aérosols marins. La production de gouttelettes secondaires, non aérosolisées, à la suite de l'impact d'un jet liquide est quant à elle faiblement étudié. Ces projections de gouttelettes sont des sujets d'intérêt pour l'industrie thermique, nucléaire, ou bien l'environnement (Bhunia and Lienhard (1994); Lienhard (1995); Zhan et al. (2018d)).

II.3.1 Conditions pour lesquelles un jet impactant éclabousse

Lorsqu'un jet de liquide impacte sur une surface solide, une émission de gouttelettes se détache du film de liquide présent sur la cible d'impact. Dans le cas de l'industrie nucléaire, la caractérisation de la quantité de liquide éclaboussée à l'impact du jet est un paramètre



clé pour estimer la fraction de liquide susceptible d'être mise en suspension. Les études qui ont examiné la fraction de liquide éclaboussée et leur distribution en taille sont présentées dans ce qui suit.

De nombreux travaux ont montré que les éclaboussures sont pilotées par les perturbations présentes sur la surface du jet impactant (Errico (1986); Lienhard et al. (1992)). La stabilité du jet et la propagation des perturbations sur sa surface ont longtemps été étudiés (McCarthy and Molloy (1974)). Lors de l'impact d'un jet de liquide, les éclaboussures peuvent être minimisées en réduisant la hauteur de chute puisque la rugosité de surface du jet et l'amplitude des perturbations augmentent avec la hauteur de chute du jet. De ce fait, la quantité de liquide pulvérisée depuis la surface d'impact est associée à la présence de renflements sur la surface du jet.

Errico (1986) a été le premier à s'intéresser aux liens entre les renflements du jet de liquide dû à l'instabilité de Rayleigh-Plateau et les éclaboussures. Il a tenté de contrôler les perturbations surfaciques du jet. Ses expériences ont permis de mettre en lumière que les jets perturbés produisent plus d'éclaboussures à l'impact que les jets non perturbés. Toutefois, le jet utilisé par Errico (1986) n'était pas naturellement perturbé. Bhunia and Lienhard (1994) ont réalisé des mesures sur la quantité de liquide éclaboussée lors de l'impact d'un jet naturellement perturbé (perturbé avec un signal électrique). Comme l'avait mentionné Errico (1986), Bhunia and Lienhard (1994) ont montré que les éclaboussures sont liées aux renflements présents sur la surface du jet. Ils ont déclaré également que le début des éclaboussures est associé à une hauteur de chute l_0 à partir de laquelle 5% du liquide entrant est pulvérisé en gouttelettes secondaires. Ils ont alors estimé que le début des éclaboussures doit être aussi piloté par une hauteur de chute critique de début d'éclaboussures l_0 et son nombre de We. En d'autres termes, pour un We fixé, le début des éclaboussures est atteint à un certain l_0/d_{jet} .

La relation (II.10) permet de prédire de manière empirique la hauteur à partir de laquelle les éclaboussures apparaissent.

$$\frac{l_0}{d_{jet}} = \frac{130}{1 + 5 \times 10^{-7} We_d^2} \quad (\text{II.10})$$

Par ailleurs, dans l'étude de Bhunia and Lienhard (1994), ils ont identifié le début des éclaboussures comme étant le moment où 5% du liquide impactant est éclaboussée, soit un ratio de masse de 10^{-2} (ratio entre le liquide impactant et les gouttelettes éclaboussées). Toutefois, on peut se demander si ce critère est fiable au cas où l'on s'intéresserait aux fines gouttelettes aérosolisées de faible masse. De plus, ils suggèrent que la quantité de liquide éclaboussée ne dépend que du nombre de Weber et non du nombre de Reynolds pour une hauteur de chute fixée. Wassenberg et al. (2019) ont étudié une plus large gamme de Reynolds et ils ont montré que, pour une hauteur de chute fixée, la quantité de liquide éclaboussé était



fortement liée au nombre de Reynolds. Ces travaux présentent des corrélations empiriques dont la forme diffère en fonction des conditions d'étude.

Dans la littérature, il existe peu de donnée traitant du seuil de production des gouttelettes lors de l'impact de jet sur une surface. Les peu de données existantes sur le sujet présente parfois des contradictions. Néanmoins, les conclusions de ses travaux convergent sur le fait que les éclaboussures sont liées aux perturbations surfaciques présentes sur la surface du jet. De plus, la hauteur d'impact à partir de laquelle les éclaboussures apparaissent est comparable à la longueur de fragmentation du jet. Toutefois, ces travaux sur les impacts de jets de liquide ne traitent pas de la production d'aérosols (gouttelettes secondaires aérosolisées). À notre connaissance, aucuns travaux dans la littérature sur la fragmentation de jets de liquide, ne s'y est intéressé. On peut se demander, si le début de production des aérosols est aussi lié aux perturbations surfaciques du jet de liquide, ou si ce dernier est dans le régime de Rayleigh ?

II.3.2 Fraction massique du liquide éclaboussée

Lorsqu'un jet instable s'impacte sur une surface, les perturbations de surface du jet sont transférées sur la zone d'impact, entraînant des ondes de surface sur le film de liquide présent sur la cible d'impact. Pour des jets fortement turbulents, l'amplification des ondes le long de la surface du jet provoque l'émission de gouttelettes depuis le film de liquide. Dans les travaux de Errico (1986); Lienhard et al. (1992), les gouttelettes sont émises à partir d'une certaine distance du point d'impact, connu sous le nom de rayon de départ des gouttelettes. Il a notamment été démontré que les perturbations présentes sur la surface du jet ne provoquent des éclaboussures qu'à partir d'un seuil qui dépend de la vitesse V_{jet} ou de la hauteur de chute du jet H_{imp} , figure II.7 (Bhunia and Lienhard (1994)).

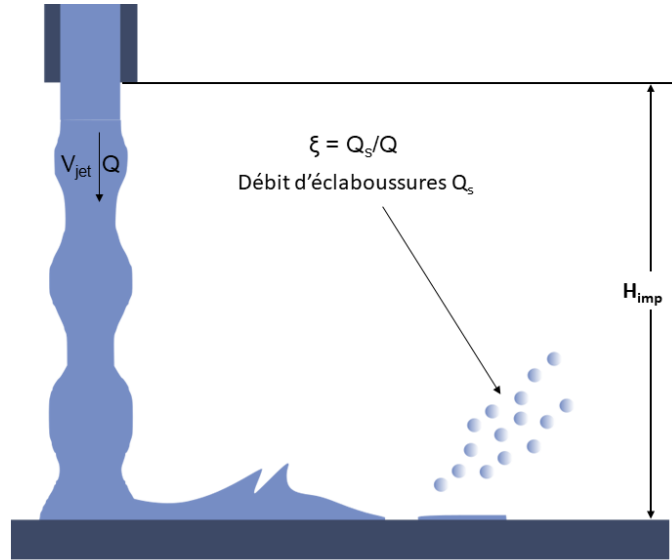


FIGURE II.7 – Schéma d'un jet élaboussant à l'impact

Lienhard et al. (1992) ont mesuré le débit du liquide élaboussé après l'impact d'un jet sous la forme du rapport entre le débit élaboussé Q_s et le débit entrant Q :

$$\xi = \frac{Q_s}{Q} \quad (\text{II.11})$$

Ils ont aussi proposé une relation pour la fraction massique de liquide élaboussée par l'impact d'un jet vertical sur une surface. Leur relation relie l'amplitude efficace des perturbations de la surface du jet, ω_{pert} , au taux d'éclaboussures, ξ . Il s'appuie sur l'hypothèse que les perturbations de surface proviennent de fluctuations de pressions turbulentes à la sortie de la buse qui s'amplifient de façon exponentielle dans le temps, sur la surface du jet (instabilité de Rayleigh).

$$\omega_{pert} = We \exp\left(\frac{0,971 H_{imp}}{\sqrt{We} d_{jet}}\right) \quad (\text{II.12})$$

où

$$We = \frac{\rho V_{jet} d_{jet}}{\sigma} \quad (\text{II.13})$$

avec We le nombre de Weber calculé à partir de la vitesse moyenne à la sortie de la buse V_{jet} , d_{jet} le diamètre de la buse et σ la tension de surface du liquide. La hauteur de chute est nommée H_{imp} . Lienhard et al. (1992) ont obtenu une corrélation entre ξ et ω_{pert} :

$$\xi = -0,0935 + 3,41 \cdot 10^{-5} \omega_{pert} + 2,25 \cdot 10^{-9} \omega_{pert}^2 \quad (\text{II.14})$$

Leur modèle est établi à partir de l'ajustement de la courbe correspondant au mieux à la forme générale de leurs résultats expérimentaux sur l'évaluation de la quantité de liquide



éclaboussée en fonction de la hauteur de chute du jet et du nombre de Weber. Le modèle est applicable dans les gammes $2120 \leq \omega_{pert} \leq 8000$. Ils ont notamment mentionné une absence d'éclaboussures pour $\omega_{pert} < 2120$, ce qui correspond à des valeurs de hauteur de chute et de We de : $1, 2 \leq x/d \leq 28, 7$ et $1000 \leq We \leq 5000$. La validité du modèle au-delà de ces gammes n'a pas été vérifiée. Bhunia and Lienhard (1994) ont établi les limites de la plage d'applicabilité du modèle LLG et ont obtenu un critère applicable plus généralement pour le début des éclaboussures sous un jet de liquide turbulent.

Bhunia et Lienhard ont corrélié la fraction ξ à l'amplitude instantanée des perturbations ω qu'ils ont mesurées avec une technique optique. Ils ont proposé une corrélation améliorée :

$$\xi = -0,258 + 7,85 \cdot 10^{-5} \omega_{pert} - 2,51 \cdot 10^{-9} \omega_{pert}^2 \quad (\text{II.15})$$

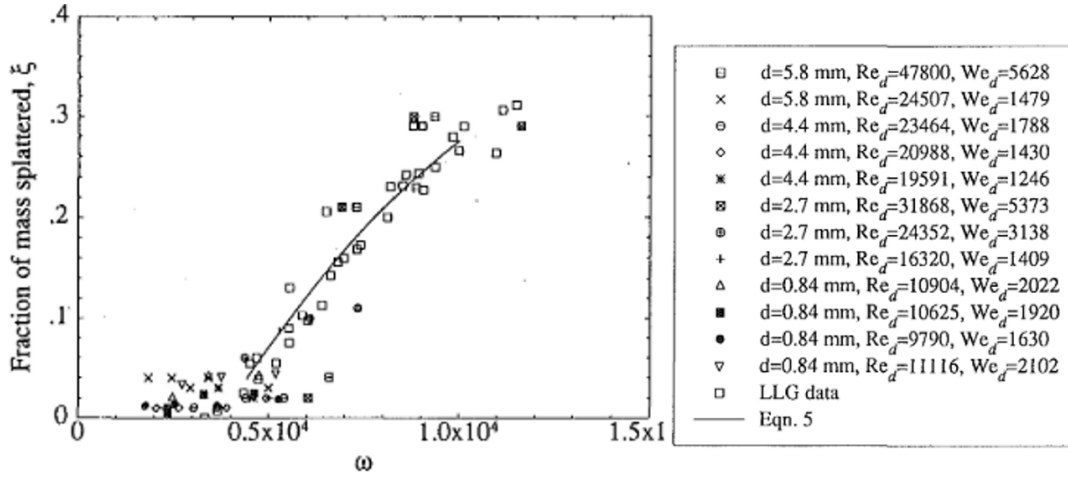


FIGURE II.8 – Taux d'éclaboussures ξ en fonction de l'amplitude efficace des perturbations de la surface du jet, notée ω_{pert} dans le texte. Comparaison des données de Lienhard et al. (1992) et Bhunia and Lienhard (1994) pour différents diamètres de jet ainsi que différentes valeurs de Reynolds et de Weber. La corrélation en trait plein correspond à la relation II.15

Toutefois, Wang et al. (2013) ont comparé leurs résultats expérimentaux, sur la quantité de liquide éclaboussé par l'impact d'un jet sur une surface solide, aux corrélations d'éclaboussures proposée par Bhunia and Lienhard (1994); Lienhard et al. (1992). La corrélation II.15 n'a pas donné de prédictions fiables sur leur quantité de liquide éclaboussé. Ils suggèrent que la raison de cette divergence est la différence dans la conception de la buse. De ce fait, il est assez compliqué de trouver une loi universelle permettant de prédire l'évolution de la fraction de liquide éclaboussé.

Zhan et al. (2018c) ont pris la peine de bien concevoir leur buse en termes de rapport d'aspect, et d'angle de convergence de la buse. Ils ont réalisé des travaux sur la génération de gouttelettes secondaires suite à l'impact d'un jet de liquide sur une surface solide. Ils ont établi une méthode de prédiction de la fréquence d'impact des gouttes issues de la brisure



du jet. Pour prédire le taux d'éclaboussures, ils ont relié cette fréquence d'impact au nombre de Weber. Le taux de liquide éclaboussé adimensionnée $S_p * f_{max}/f$, augmente avec We_{imp} avec une puissance de 1,9 avant de devenir constant pour les grands We_p . Ils ont proposé les équations suivantes :

$$S_p^* \frac{f}{f_{max}} = \begin{cases} 4.10^{-7} We_{imp}^{1,9} & \text{pour } We_{imp} < 1300 \\ 4,47.10^{-3} We_{imp}^{0,6} & \text{pour } 1300 < We_{imp} < 3500 \\ 0,6 & \text{pour } We_{imp} > 3500 \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

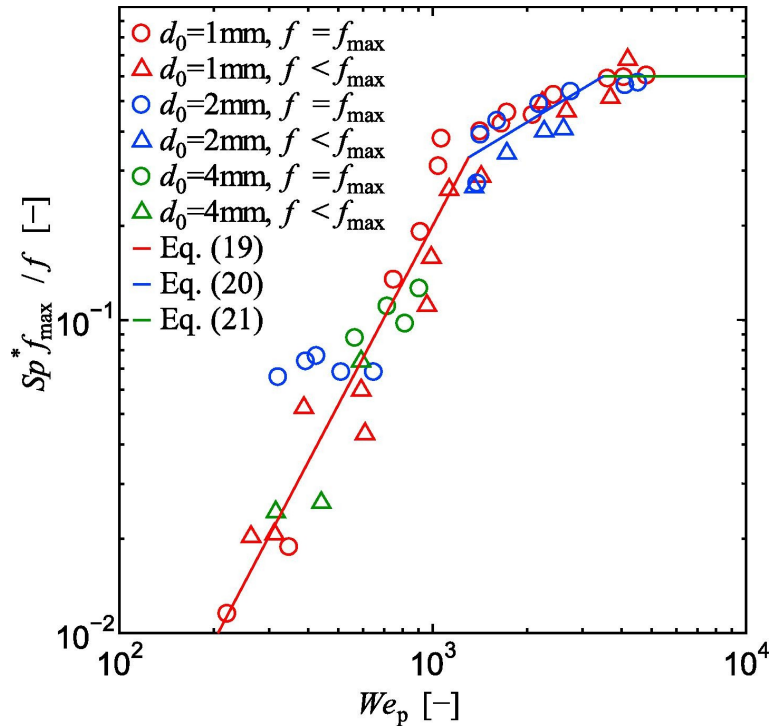


FIGURE II.9 – Corrélation du taux d'éclaboussures S_p^* avec le nombre de Weber d'impact noté We_{imp} dans le texte. Figure adaptée de Zhan et al. (2018a)

Bhunia and Lienhard (1994) et Zhan et al. (2018c) ont proposé des corrélations expérimentales pour décrire l'évolution massique de liquide éclaboussée lors de l'impact d'un jet sur une surface. Leurs corrélations sont différentes sur la forme alors qu'elles sont censées décrire le phénomène. Sur la même gamme de Weber, la relation de Bhunia and Lienhard (1994) présente une valeur seuil de production de gouttelettes secondaires $\omega < 2120$, tandis que la relation de Zhan et al. (2018c) n'en présente pas. Les corrélations des deux études semblent bien fonctionner pour leurs expériences, mais elles ne sont pas universelles. Jusqu'ici, nous savons juste que la fraction de liquide éclaboussée évolue avec les paramètres dynamiques du jet (Bhunia and Lienhard (1994); Errico (1986); Lienhard (1995); Wassenberg et al. (2019); Zhan et al. (2018c)). Il n'existe à notre connaissance, à ce jour, aucune étude ou loi théo-



rique permettant de prédire l'évolution de cette fraction éclaboussée de liquide éclaboussé. De même pour la production d'aérosols suite à l'impact d'un jet sur une surface solide ou film mince.

Résumé 2: Production de gouttelettes par impact de jet

L'étude de la production d'aérosols suite à l'impact d'un jet de liquide sur une surface solide est quasiment inexistant dans la littérature. D'où l'importance de ce travail de thèse. De même, La production de gouttelettes secondaires par impact de jet de liquide sur une surface solide est quant à elles très peu étudié dans la littérature. Voici quelques conclusions que l'on peut tirer de ces études :

- ▀ dans une certaine gamme de Reynolds et de Weber, un jet impactant non fragmenté ne produit pas de gouttelettes secondaires et la condition critique de production des gouttelettes secondaires est liée aux perturbations surfaciques du jet,
- ▀ pour un jet liquide avec un $We < 800$ la hauteur critique d'apparition des gouttelettes secondaires l_0 est $l_0/d_{jet} \approx 100$, équation II.10. Cette valeur est approximativement égale à la longueur de fragmentation du jet.
- ▀ il existe différentes corrélations expérimentales permettant de prédire l'évolution des gouttelettes secondaires lors de l'impact d'un jet. Toutefois, ces corrélations sont en contradiction. De plus, il y a *presque* autant de papier de recherche que de corrélation empirique qui ne fonctionne que pour leurs configurations expérimentales.

II.4 Post-impact de gouttes isolées : début de production de gouttelettes secondaires

Dans ce chapitre, nous détaillons quelques phénomènes physiques pertinents de l'impact d'une goutte isolée sur des surfaces sèches ou mouillées. L'objectif est de comparer certains résultats expérimentaux majeurs sur la production de gouttelettes secondaires. Dans le cadre des impacts de **gouttes** isolées (différent des impacts de jets, voir figure II.6), la production des gouttelettes secondaires **aérosolisées** est peu étudiée. Les études existantes sur ce type de recherche sont appliquées à l'étude de l'impact des gouttes de pluie, à l'industrie nucléaire ou la combustion dans les moteurs thermique, se référer à Joung and Buie (2015); Joung et al. (2017); Motzkus et al. (2011); Villermaux et al. (2013). La production de gouttelettes secondaires, **non aérosolisées**, à la suite de l'impact de gouttes isolées est qu'à elle souvent étudiée dans la littérature de manière théorique comme expérimentale Allen (1988); Burzynski et al. (2020); Gordillo et al. (2014); Moreira et al. (2010); Mundo et al. (1995);



Rioboo et al. (2001); Roisman et al. (2015); Thoroddsen et al. (2012); Worthington (1897); Yarin and Weiss (1995).

De manière générale, lors de l'impact d'une goutte de diamètre d_g , sur une surface, soit elle éclabousse en plusieurs gouttelettes, soit elle se dépose totalement sur la surface ou, soit elle rebondit sur la surface. Les éclaboussures durent autour d'un temps caractéristique de l'ordre d_0/V_{imp} . Lorsque la goutte éclabousse, en fonction de la vitesse d'impact, V_{imp} , trois types d'éclaboussures (*splash*) peuvent être observés (Burzynski et al. (2020)). Toutefois, ces différents types de *splash* sont généralement difficiles à distinguer. Au regard du temps d'éclaboussures $t = d_0/V_{imp}$, ces trois types d'éclaboussures peuvent être décrits comme :

- ▣ *le prompt splash* : il se manifeste sur une échelle de temps courts $t < d_0/V_{imp}$. Ce type d'éclaboussures correspond au cas où les gouttelettes secondaires sont formées à partir de micro-digitations se trouvant dans la direction azimutale de la corolle formée près de la surface d'impact au premier stade de l'impact (Thoroddsen et al. (2012)). Dans ce type d'impact, aucune corolle n'est visible, mais plutôt des micro jets à la base de la goutte lorsque la goutte touche la surface d'impact. Voir figure II.10.
- ▣ *le crown splash* : il dure quelques millisecondes et se manifeste sur une échelle de temps long. Lorsque $t > d_0/V_{imp}$, après que la goutte ait touché la surface d'impact, un mince film de liquide se développe en corolle et se propage radialement à partir du point d'impact. L'instabilité sur l'extrémité de la corolle se traduit par l'apparition de plusieurs digitations. Durant l'élongation des digitations, ces dernières se brisent en plusieurs gouttelettes. L'instabilité à l'origine des digitations est l'instabilité de Rayleigh-Taylor, celle qui est responsable de sa fragmentation est celle de Rayleigh-Plateau, la même qui est responsable de la brisure du jet en gouttes. Les processus de générations des gouttelettes secondaires par le *crown splash* sont décrits dans de nombreux papiers, lire par exemple (Levin and Hobbs (1971), Yarin and Weiss (1995), Cossali et al. (1997), Thoroddsen (2002), Moreira et al. (2010) et Burzynski et al. (2020)). Ce phénomène d'éclaboussures est généralement appelé «corona» ou «crown» splash.
- ▣ *prompt/jet splash* : dans certaines configurations, il est possible d'avoir à la fois du *prompt splash*, $t < d_0/V_{imp}$, et du *crown splash* $t > d_0/V_{imp}$

En dessous des vitesses d'impact pour lesquelles ces trois types d'éclaboussures sont observés, la goutte s'étale simplement sur la surface d'impact sans générer de gouttelettes secondaires. Le mécanisme de désintégration de la goutte en gouttelettes à l'impact dépend de la combinaison d'une multitude de paramètres liés à l'impact. Ces paramètres en questions sont la vitesse d'impact V_{imp} , le diamètre d'impact d_{imp} , la tension de surface du liquide σ ,



la viscosité du liquide μ , la rugosité de la surface d'impact R_a . Le tableau II.3 résume les résultats obtenus par Rioboo et al. (2001) sur l'influence des différents paramètres des gouttes (pouvant provenir de la fragmentation d'un jet) sur le *prompt* et le *crown splash*. Les flèches indiquent le comportement des différents types d'éclaboussures lorsqu'un des paramètres augmente.

TABLE II.3 – *Effet de divers paramètres favorisant chaque mécanisme de désintégration. Adapté de Rioboo et al. (2001)*

Augmentation de :	<i>Prompt splash</i>	<i>crown splash</i>
V_{imp}	↗	↗
d_{imp}	↗	↘
σ	↘	↘
μ	↘	↘
R_a	↗	↘

II.4.1 *Splashing* aux temps courts : conditions pour le régime du *prompt splash*

Pour le cas du *prompt splash*, figures II.10 droite) et II.11 milieu), il a été montré par Burzynski et al. (2020), que dans certaines situations, le *prompt splash* se fait sous la forme de fragmentations de plusieurs micro-jets, II.11 milieu). Cette situation est souvent présente dans le cas du *prompt splash* pour de l'eau (forte tension de surface). Par comparaison au cas de l'acétone (faible tension de surface), figure II.11 gauche), lors du *prompt splash*, aucune fragmentation de micro-jets n'est visible depuis la surface d'impact. Burzynski et al. (2020) ont étudié l'effet de la viscosité sur le *prompt splash* en choisissant deux solutions de même tension de surface, mais avec des viscosités différentes. En effet, l'acétone et l'éthanol ont des tensions de surfaces et des masses volumiques similaires, mais la viscosité de l'éthanol est quatre fois supérieure à celle de l'acétone. Cela entraîne une modification du nombre de Reynolds pour la même vitesse et le même diamètre d'impact, tandis que le nombre de Weber reste constant. Par conséquent, d'après la figure II.11 gauche) et droite) de Burzynski et al. (2020), il semble que, l'augmentation de la viscosité fait passer le régime du *prompt* au *corona splash*. Par ailleurs, dans les travaux de Rioboo et al. (2001), résumé dans le tableau II.3, il a été montré que l'augmentation de la viscosité tend à diminuer le *prompt* et le *crown splash*.

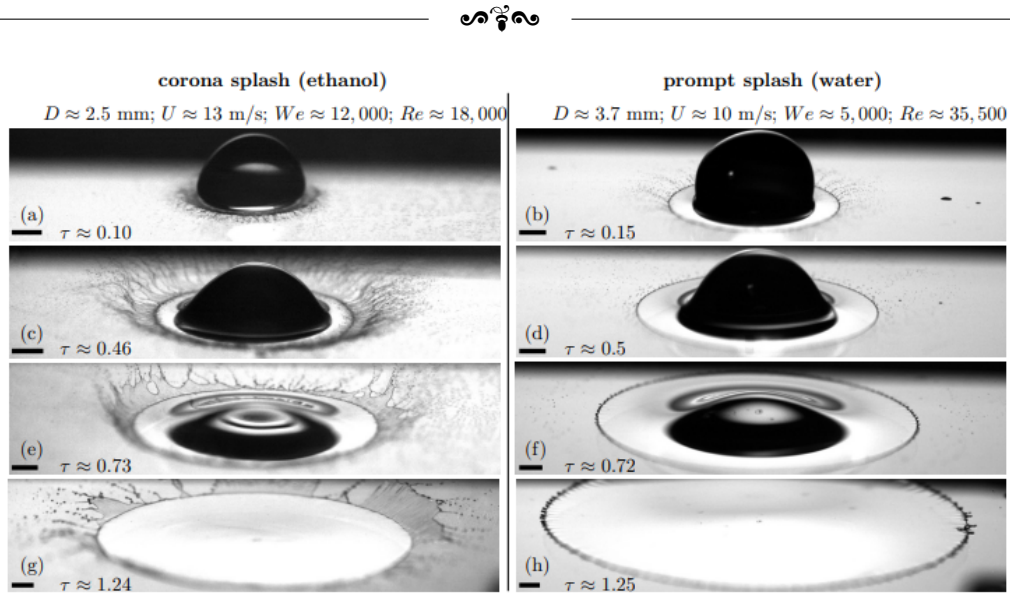


FIGURE II.10 – *Reconstruction de l'évolution des éclaboussures. Les images montrent les différences entre le crown splash et le prompt splash sur une surface lisse et sèche à différents temps d'impact. Barre d'échelle 1 mm au niveau du plan focal. Adapté de (Burzynski et al. (2020))*

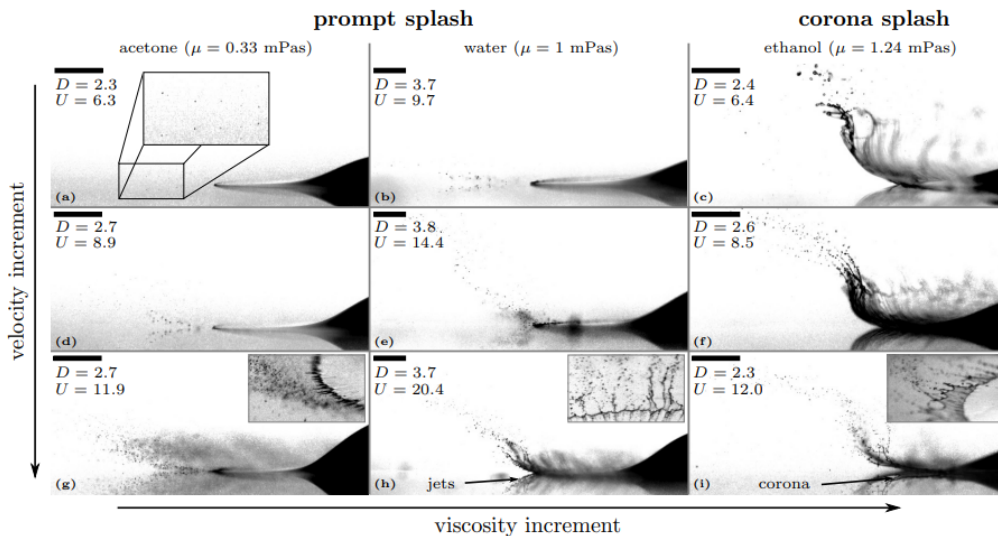


FIGURE II.11 – *Effet de la viscosité sur les éclaboussures. L'influence relativement faible de la tension de surface est révélée en comparant les résultats obtenus avec l'eau et l'éthanol, où la tension de surface varie, mais la viscosité varie peu. Le rôle plus dominant de la viscosité est révélé en comparant les impacts avec des solutions contenant de l'acétone et de l'éthanol, où la viscosité augmente, mais la tension de surface ne varie pas. Les diamètres sont en mm, et les vitesses en m/s. Barres d'échelle de 1 mm. Adapté de (Burzynski et al. (2020))*

La figure II.12 schématise l'évolution du prompt splash. Pour déterminer le seuil d'apparition des éclaboussures dans ce régime, estimons la croissance des perturbations ω des



petites perturbations antisymétriques d'un mince film liquide accéléré. Après simplification, voir Yarin and Weiss (1995), Burzynski et al. (2020), le taux de croissance ω et la longueur d'onde l du mode instable le plus rapide dans le film d'étalement est égale à :

$$\omega \approx \frac{V_{imp} We^{1/2}}{\sqrt{2} d_{imp} Re^{1/4}} \quad l \approx 2\sqrt{2}\pi d_{imp} \frac{Re^{1/6}}{We^{2/3}}. \quad (\text{II.17})$$

À partir de l'analyse du mouvement d'onde linéaire d'un film mince, la longueur de rupture de la corolle due à l'instabilité de Rayleigh-Taylor peut être estimée égale à V_f/ω , voir par exemple Huang (1970), avec V_f la vitesse du film de liquide.

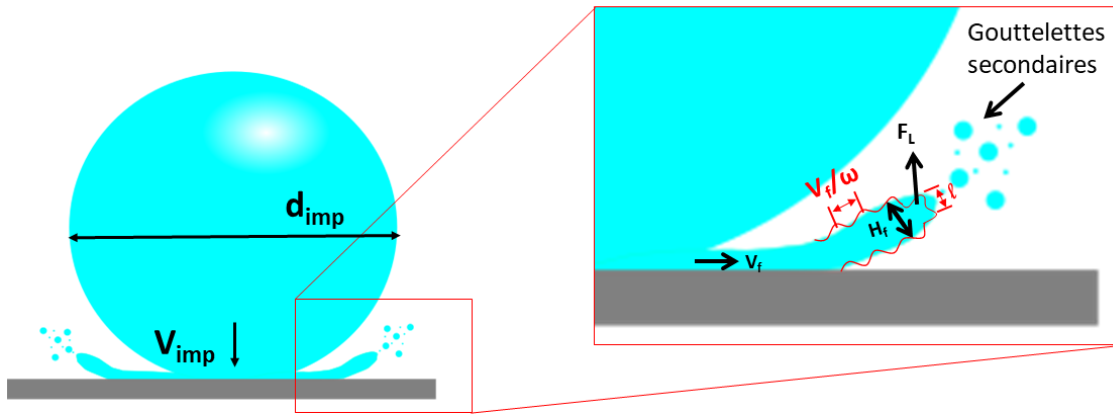


FIGURE II.12 – *Esquisse d'une goutte impactante et de la rupture du film de liquide. Elle montre le mécanisme d'éclaboussures et les quantités les plus importantes utilisées dans l'analyse théorique, telles que la vitesse du film de liquide, l'épaisseur du bord et la force de portance agissant sur le film, qui sont respectivement V_f et H_f et F_L .*

De plus, il a été montré par Fukai et al. (1995); Roisman and Tropea (2002) que l'épaisseur du film de liquide où les gouttelettes secondaires sont originaires est équivalent à $H_f \sim d_{imp} Re^{-1/2}$ dans la gamme $500 < Re < 5000$.

La première condition pour que les gouttelettes secondaires se détachent du film de liquide, est $V_f/\omega < H_f$. Cette condition peut être réécrite comme suit :

$$We^{1/2} \leq Oh^* Re \quad (\text{II.18})$$

avec Oh^* le nombre d'Ohnesorge seuil.

La seconde condition pour avoir un *prompt splash* est le développement de nombreux jets sur l'extrémité du film de liquide dans la direction azimutale. Pour satisfaire cette condition, il faut que la longueur d'onde du mode le plus instable soit inférieure au diamètre de la goutte impactante, sinon le *prompt splashing* conduit à l'absence de jets au premier instant de l'impact de la goutte. À l'aide de la longueur d'onde de l'équation II.17, la seconde condition peut être écrite comme suit :



$$We \geq ZRe^{1/4} \quad (\text{II.19})$$

avec Z une constante empirique sans dimension. Les équations II.18 et II.19, illustrées sur la figure II.4, représentent les limites à l'intérieur desquelles se produisent le prompt splash. En dehors de ces seuils, l'impact sur une surface solide lisse et sèche peut engendrer un autre régime, tels que l'éclaboussure par effet de couronne, le dépôt ou la rupture progressive. Le seuil Oh^* permet de déterminer la limite pour laquelle la goutte éclabousse en *prompt splash* ou en *crown splash*. Le *prompt splash* génère de nombreuses fines gouttelettes au premier instant de l'éclaboussure. Cette valeur limite de $Oh = 0,0044$ pour le *prompt splash* a été obtenue de manière empirique par Palacios et al. (2013) et confirmé par Roisman et al. (2015).

Le seuil (Z^*) permet de savoir la limite entre les éclaboussures en *prompt splash*, le dépôt ou le rebond à l'impact de la goutte. Cette valeur seuil (Z^*) est importante à caractériser. En effet, le *prompt splash* est un phénomène très rapide et très compliqué à visualiser, car cela nécessite des caméras à haute définition spatiale et temporelle. De nombreux auteurs ont, par exemple, déclaré qu'une goutte se déposait totalement alors qu'il y avait un prompt splash dans la gamme de Re et de We qu'ils utilisaient, (Burzynski et al. (2020)). La résolution de leur caméra ne leur permettait pas de déterminer cette valeur seuil. Dans les travaux de Burzynski et al. (2020), une caméra avec une résolution de $5 \mu m / px$ a été utilisée. Pour toutes leurs observations, cette valeur seuil Z^* est égale à, 34, voir figure II.4.

Thoroddsen et al. (2012) ont été les premiers à déterminer de manière précise, grâce à de l'imagerie vidéo ultra-rapide, la taille et la vitesse des microgouttelettes émises par le prompt splash. D'après leurs études, les microgouttelettes du prompt splash sont éjectées, aux premiers instants, à des vitesses de l'ordre de dix fois la vitesse d'impact. La vitesse d'éjection évolue en \sqrt{t} soit $\sqrt{d_{goutte}/V_{imp}}$. La taille des gouttelettes est de l'ordre de $5 \mu m$ soit 1000 fois plus petite que la goutte impactante. De plus, Thoroddsen et al. (2012) rajoutent que ces résultats présentent des défis pour la simulation numérique de ce processus, non seulement à cause de la grande quantité d'échelles à considérer, mais également à cause de la nature fondamentalement tridimensionnelle de l'instabilité. Les plus grandes vitesses d'impact produisent une myriade de gouttelettes de la taille du micron. Ces impacts de gouttes ont potentiellement un grand effet sur la production d'aérosols pouvant présenter des propriétés physico-chimiques dangereuses pour le climat et la santé. Cette conclusion de Thoroddsen et al. (2012) est au cœur de cette thèse. Néanmoins, dans leur étude, ils n'ont pas quantifié les aérosols mise en suspension. De ce fait, s'il est possible de quantifier les aérosols produits par l'impact de la goutte, tous les aérosols produits par l'impact d'une goutte proviendraient-ils que du *prompt splash*? Le *crown splash*, temps long, pourrait-il par ailleurs y jouer un rôle? Quelles instabilités ou mécanismes est à l'origine de la formation



de ces aérosols (gouttelettes secondaires aérosolisées) ?

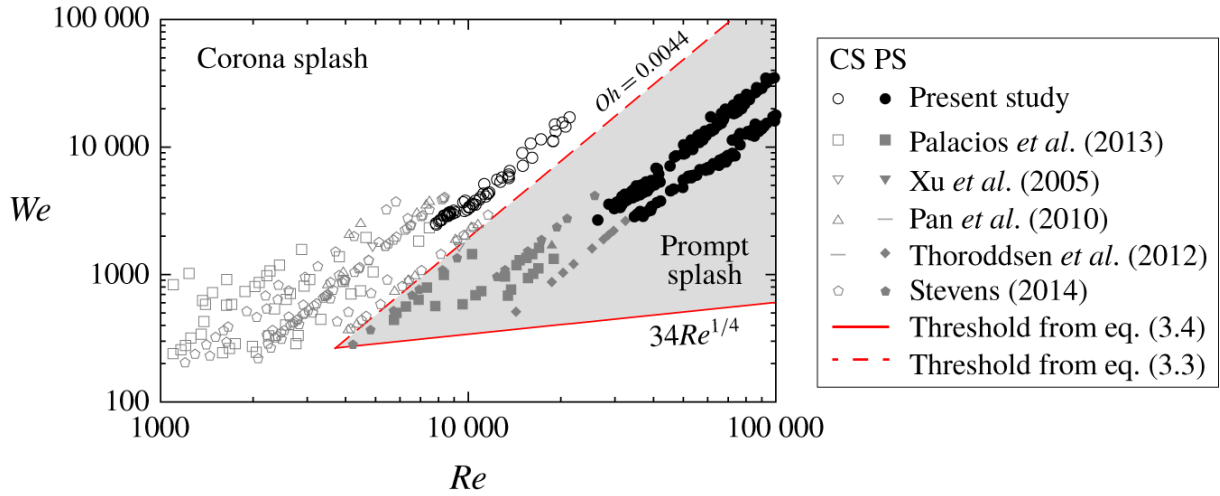


FIGURE II.13 – Conditions d’impact pour le prompt (PS) et le corona (CS) obtenues à partir de différents liquides, tailles de gouttes et vitesses d’impact. La zone grise représente la zone où le prompt splash est attendu. Cette zone est définie par les conditions calculées à partir des équations II.18 et II.19. Cette figure est adaptée de Burzynski et al. (2020)

Toutefois, la dynamique de l’impact des gouttes est un phénomène complexe. Seule la présence d’un film de liquide sur la surface d’impact ou de rugosité peut complètement changer la dynamique du *splashing*.

Résumé 3: Le *prompt splash*

Le mécanisme principal qui cause le prompt splash est l’instabilité de Rayleigh-Taylor. Une des conditions à satisfaire pour qu’il y ait *prompt splash* est que la longueur de rupture du film éjecté soit comparable à l’épaisseur du film de liquide. Dans cette configuration, de nombreux micro-jets sont formés dans la direction azimutale de l’impact. La taille et la vitesse des micro-gouttelettes causées par le prompt splash sont $\mathcal{O}(5 - 10 \mu m)$ et 10 fois la V_{imp} respectivement (Thoroddsen et al. (2012)).

II.4.2 *Splashing* aux temps longs : conditions critiques de début des éclaboussures

Maintenant que les différents paramètres influant la production de gouttelettes secondaires sont identifiés, tableau II.3, l’étape suivante consiste à déterminer un seuil pour la fragmentation de la goutte en gouttelettes secondaires lors de l’impact. De manière générale, dans la littérature, ce seuil est donné en termes de nombre sans dimension tels que le nombre de Reynolds Re ou de Weber We . Souvent, il est donné aussi en fonction du nombre



d'Ohnesorge Oh , qui est une combinaison de Re et We . Ces différents nombres permettent de caractériser les forces relatives agissant sur la goutte.

Dans l'étude de Yarin and Weiss (1995), la vitesse seuil expérimentale, V_c , pour l'apparition des éclaboussures lors de l'impact d'un train de gouttes avec une fréquence f est la suivante :

$$V_c = 18 \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^{1/4} \nu^{1/8} f^{3/8} \quad (\text{II.20})$$

En prenant la fréquence d'impact égale à $f \sim V_{imp}/d_{imp}$, en utilisant les définitions des nombres adimensionnels de Re , We et Oh , donnés par les équations II.3, II.5 et II.6, un paramètre d'éclaboussures K émerge de l'équation II.20 et est défini comme :

$$K = We.Oh^{-0,4} \quad (\text{II.21})$$

Lorsque K est plus petit qu'une valeur seuil K_c la goutte s'étale sans s'éclabousser, tandis que lorsque $K > K_c$ les éclaboussures se développent. La valeur du seuil d'éclaboussures K_c dépend fortement de la rugosité de la surface ou de l'épaisseur liquide présente sur la surface d'impact. Ce paramètre a été introduit en premier, de manière expérimentale, par Stow and Hadfield (1981) et puis confirmé par la suite par Yarin and Weiss (1995) de manière théorique. Leur théorie est fondée sur le fait que : les éclaboussures se produisent quand l'énergie cinétique et de tension superficielle de la goutte avant impact sont supérieurs à l'énergie dissipée lorsque la goutte s'étale sur la surface à l'impact. Leur théorie a été consolidée par de nombreuses mesures expérimentales sur la vitesse et la taille des gouttelettes secondaires produits par l'impact de la goutte.

Toutefois, on peut trouver dans la littérature plusieurs expressions pour le paramètre d'éclaboussures seuil. La forme générale de ces expressions est la suivante :

$$K_c = A We^\alpha Oh^b \quad (\text{II.22})$$

Le tableau II.4 illustre un résumé de ces expressions. Pour des conditions d'impact particulières pour lesquelles Oh est négligeable, le paramètre de seuil se réduit à une expression ne contenant que le nombre de Weber. Il est important de souligner que ces corrélations ne tiennent pas compte de l'interface liquide/solide. En effet, la rugosité de la surface d'impact a un réel effet sur le seuil de la production de gouttelettes secondaires, voir par exemple, les travaux de Moita and Moreira (2007); Stow and Hadfield (1981); Xu et al. (2005). De ce fait, il est assez compliqué de trouver une valeur seuil unique, K_c , permettant de déterminer les résultats de l'impact de la goutte : dépôt ou éclaboussures.



TABLE II.4 – *Effet de divers paramètres pour favoriser chaque mécanisme de désintégration. Adapté de Rioboo et al. (2001)*

Référence pour $K_c = A We^a Oh^b$	A	a	b	Surfaces d'impact
Stow and Hadfield (1981)	1	1	-0.37	surfaces solides et différentes rugosités
Wu (1992)	1	1	0	surfaces solides et différentes rugosités
Bai and Gosman (1995)	f(rugosité)	0	0,36	surfaces solides
Gavaises et al. (1996)	1	1	0	-
Vander Wal et al. (2006)	1	-0,3	0.4	surfaces solides lisses
Mundo et al. (1995)	1	1	-0,4	surface liquide
Yarin and Weiss (1995)	1	1	-0,4	surface liquide

Par ailleurs, Cossali et al. (1997) ont établi de manière expérimentale la condition pour laquelle une goutte isolée éclabousse à l'impact sur une surface liquide d'épaisseur H_{film} . Cette condition est de la forme :

$$K > K_c = 2100 + 5880 \times H^{1,44} \quad \text{avec} \quad 0,1 \times d_{goutte} < H_{film} < 1 \times d_{goutte} \quad (\text{II.23})$$

où H est l'épaisseur du film normalisé par le diamètre de la goutte impactante définit comme H_{film}/d_{goutte} . Par exemple, lorsque la hauteur du film de liquide présent sur la surface d'impact est égale à la moitié de la taille de la goutte impactante, les éclaboussures se produisent que si $K_c > 4267$ et si l'impact s'effectue sur une surface totalement sèche, $K_c = 2100$. En effet, lorsqu'une goutte impact sur un film très mince $H_{film}/d_{goutte} < 0,1$, des films peu profonds $1,5 < H_{film}/d_{goutte} < 4$, ou une piscine $H_{film}/d_{goutte} > 4$, le résultat du *splashing* diffère notablement, comme le montrent (Liang and Mudawar (2016); Moreira et al. (2010)). De ce fait, il est important de considérer cette épaisseur du film de liquide lors de l'établissement du seuil des éclaboussures, s'il est possible de le maîtriser. Toutefois, d'après l'étude de Burzynski et al. (2020); Motzkus et al. (2011); Okawa et al. (2006) l'épaisseur de ce film de liquide n'a pas une grande influence sur la quantité totale de liquide éclaboussé pour le cas des impacts sur films mince.


Résumé 4: *Splashing* par impact de goutte isolée

- Finalement, le résultat des éclaboussures de l'impact des gouttes peut être réparti en 3 trois catégories : le *crown splash*, le *prompt splash* et *prompt/crown splash*.
- Généralement, pour que la goutte éclabousse, il faut que : $We.Oh^{0.4} > K_c$. Cette valeur seuil, K_c , dépend de paramètres géométriques et il n'y a pas de valeurs seuil unique, (Moreira et al. (2010)).

II.5 Post-impact de gouttes isolées : gouttelettes éclaboussées et aérosolisées

II.5.1 Fraction massique du liquide éclaboussée

La prédiction de la fraction de liquide éclaboussée lors de l'impact d'une ou de plusieurs gouttes sur une surface est utile pour valider certains codes de simulation numérique (pour la combustion par exemple) ou pour anticiper une situation accidentelle grave (pour la sûreté nucléaire par exemple). Toutefois, pour des conditions d'impact similaires, pour un impact de goutte isolée et un impact de spray de goutte, les mécanismes pilotant les éclaboussures sont différents dans les deux situations. Lors d'un impact de spray, plusieurs gouttes côte à côte impactent simultanément la surface, les corolles des gouttes générées à la surface d'impact interagissent entre elles. Ces interactions complexes dans le cadre des impacts de spray sont, par exemple, bien étudiés par Panão and Moreira (2005), Roisman et al. (2006) et Moreira et al. (2010). Toutefois, pour les impacts de gouttes isolées ou de spray, la quantité de liquide éclaboussée est évaluée grâce à la fraction massique K_E :

$$K_E = m_e/m_i \quad (\text{II.24})$$

où K_E est la fraction massique éclaboussée (pour les gouttelettes non aérosolisée), m_e la masse éclaboussée et m_i la masse impactante. Le tableau II.5 synthétise quelques sous modèles de la littérature permettant de prédire la fraction de liquide éclaboussée où ρ , σ , et ν sont la masse volumique, la tension de surface et la viscosité cinématique du liquide respectivement ; We_{tb} et We_{nb} sont le nombre de Weber établi à partir de la vitesse d'impact tangentielle et normale, respectivement.

Les modèles de prédiction et de description de la fraction massique éclaboussée dépendent de la nature de l'impact. Par exemple, les modèles de Bai and Gosman (1995); Mundo et al. (1995); Okawa et al. (2021a); Stanton and Rutland (1996) ont été développés expérimentalement, sur le fondement de l'impact de gouttes isolées tandis que les modèles de Han et al.



(2000); Kalantari and Tropea (2007) ont été développés à partir d'impact de spray. Comme pour la condition de début des éclaboussures, on peut constater qu'il existe différents sous modèles expérimentaux permettant de décrire l'évolution de la fraction massique de liquide éclaboussé. On peut souligner un point de convergence sur toute cette diversité de sous modèle qui est le fait que l'ensemble des auteurs utilisent le groupe sans dimensions We , Re et Oh pour leur sous modèle.

TABLE II.5 – *Sous modèle permettant de prédire la fraction massique de liquide éclaboussé*

Nature de l'impact	Référence	m_e/m_i	paramètres
goutte isolée	Mundo et al. (1995)	$\begin{cases} 3.987 \times 10^{-21} K_m^{9.213} \text{ (lisse)} \\ 8.035 \times 10^{-11} K_m^{4.171} \text{ (rugueux)} \end{cases}$	$K_M = We^{0.5} Re^{0.25}$
	Bai and Gosman (1995)	$0,2+0,6 \times rand(0..1)$	-
	Stanton and Rutland (1996)	$-27.2 + 3.15u - 0.12u^2 + 1,4 \times 10^{-3}u^3$	$u = V_{imp}(\rho/\sigma)^{1/4} \nu^{-1/8} (V_{imp}/d_{imp})^{3/8}$
	Okawa et al. (2021b)	$1,55 \times 10^{-9} K^2$	$K = WeOh^{-0.4}$
spray	Han et al. (2000)	$0,75 \times (1 - \exp(-10^{-7}(H - H_{cr})^{1.5}))$	$H = WeRe^{0.5}$
	Kalantari and Tropea (2007)	$\begin{cases} 6,74 \times 10^{-3} We_{nb} - 0.204 \text{ (} a < 0,1 \text{)} \\ 35We_{nb} \text{ (} a > 0,1 \text{)} \end{cases}$	$a = We_{tb}/We_{nb}$

II.5.2 Fraction massique du liquide aérosolisée

Dans le cas des éclaboussures aérosolisées, il existe très peu d'études. Toutefois, Motzkus et al. (2011) ont étudié expérimentalement l'émission de particules lors de l'impact de gouttes isolée sur un film liquide. Grâce à des mesures de particules très sensibles, ils ont apporté de nouveaux résultats sur la prédiction des éclaboussures mises en suspension dans l'air lors de l'impact d'une goutte isolée. Dans leur étude, la loi permettant de prédire les gouttelettes éclaboussées puis aérosolisées est la suivante :

$$K_{MES} = 7 \times 10^{-10} \times X^{7.3482} = 7 \times 10^{-10} \times \left(\frac{d_{50v}}{d_i} \left(We^{0.5} + H^{1.44} \right) Oh^{-0.4} \right)^{7.3482} \quad (\text{II.25})$$

avec K_{MES} le ratio de masse entre les gouttelettes aérosolisées et les gouttes impactantes ; H représente la hauteur de film adimensionnée et X leur variable adimensionnelle définit comme $X = \frac{d_{50v}}{d_i} \left(We^{0.5} + H^{1.44} \right) Oh^{-0.4}$. Cependant, on peut constater qu'ils ont utilisé une loi de puissance pour décrire l'évolution de la fraction de liquide éclaboussé, ce qui implique qu'il n'existe pas de seuil de début des éclaboussures. Ceci est en contradiction avec le concept de seuil de production d'éclaboussures.



Résumé 5: Prédiction des gouttelettes éclaboussées et aérosolisées

Pour la prédiction des gouttelettes éclaboussées, il existe différents sous modèles permettant de décrire leurs évolutions. Le point commun de ces différents sous modèles est l'utilisation des couples de nombres adimensionnels : (We, Re) ou (We, Oh) .

Pour la prédiction de la quantité de liquide éclaboussé puis aérosolisé, il n'existe qu'une étude complète. Cependant, la loi utilisée pour la prédiction présente des limites, au sens physique.

II.6 Synthèse de l'état de l'art

Cette partie résume l'état de l'art lié à la production de gouttelettes secondaires issues de l'impact d'un jet de liquide et d'une goutte sur une surface. L'état de l'art a été effectué en partant des mécanismes en jeu dans la buse d'injection du jet ; jusqu'à la caractérisation de la quantité de gouttelettes secondaires éclaboussées par l'impact en passant par la dynamique de fragmentation du jet avant impact.

1 - Dans la phase pré-impact, nous avons investigué l'influence de la buse sur la forme du jet. La morphologie du jet est indéniablement associée à la distribution de la vitesse à la sortie de la buse, aux propriétés physico-chimiques du liquide et de la géométrie de la buse (McCarthy and Molloy (1974)). Lorsque le liquide sort de la buse sous forme de jet de liquide circulaire. De plus, à partir d'une certaine distance de la buse, le jet se fragmente en série de gouttes à cause des instabilités capillaires et inertielles (Eggers and Villermaux (2008b)). Il existe des corrélations permettant de déterminer la longueur de fragmentation du jet (Grant and Middleman (1966b); Rein (1993); Zhan et al. (2018c)). La taille des gouttes issue de la fragmentation du jet est égale à $1,89 \times d_{jet}$ (Dumouchel (2008)).

2 - Dans la phase post impact, plusieurs configurations ont été considérées. Soit le jet impacte la surface de manière continue où en train de gouttes.

2.2 - Dans le cas de l'impact d'une goutte sur une surface solide (provenant de la fragmentation du jet par exemple), trois types de *splashing* peuvent être considérés : le *crown splash*, le *prompt splash* et le *prompt/jet splash*. Le mécanisme principal qui cause le prompt splash est l'instabilité de Rayleigh-Taylor. À titre d'exemple, dans l'étude de Thoroddsen et al. (2012), la taille et la vitesse des micro-gouttelettes causées par le *prompt splash* sont $\mathcal{O}(5 - 10 \mu m)$ et 10 fois la V_{imp} respectivement .

Généralement, pour que la goutte éclabousse, il faut que : $We.Oh^{0,4} > K_c$ (Josserand and Zaleski (2003)). Cette valeur seuil, K_c , dépend de paramètres géométriques et il n'y a pas de valeurs seuil universel. De même, pour la prédiction des gouttelettes éclaboussées (non aérosolisée), il existe différents sous modèles permettant de les prédire (Moreira et al. (2010)) mais il n'existe pas une seule loi universelle. Pour la prédiction de la quantité de liquide



éclaboussée puis aérosolisée, il n'existe qu'une étude complète (Motzkus et al. (2011)). Ceci montre la complexité liée au simple impact d'une goutte.

Dans la littérature, quasiment toutes les études utilisent un système de caméra à haute vitesse pour étudier les gouttelettes secondaires générées par l'impact d'une goutte. Ces gouttelettes secondaires sont composées de plusieurs tailles. Les systèmes optiques qu'ils utilisent présentent des limitations techniques en termes de tailles pixels. Il est assez difficile de caractériser des gouttelettes aérosolisable de tailles inférieures à $10 \mu m$ sur un grand champs avec ces techniques d'imagerie. Généralement, ces gouttelettes sont souvent négligées dans ces études (Burzynski et al. (2020); Wang and Khayat (2018)). Dans cette thèse, les gouttelettes d'intérêt sont justement ces fines gouttelettes habituellement négligées et mal caractérisées. Nous présentons dans le chapitre suivant le dispositif que développé pour caractériser ces gouttelettes aérosolisées par l'impact de liquide sur une surface.

Chapitre III

Matériels et méthodes



Sommaire

III.1 Etude et conception du dispositif DICAPRIO	42
III.1.1 Le dimensionnement et la simulation numérique de l'aéraulique de DICAPRIO	43
Choix des dimensions de l'enceinte	44
Paramètres mécaniques de contrôle de DICAPRIO	46
Vérifications des vitesses locales : calcul CFD	47
III.1.2 Validation expérimentale par traçage gazeux	50
III.2 Quantification des aérosols mis en suspension dans DICAPRIO par épuration	56
III.2.1 Prélèvement local à faible débit : un échantillon des aérosols	58
III.2.2 Prélèvement total à fort débit : la totalité des aérosols	59
Technique d'analyse des filtres	60
III.2.3 Croissance et décroissance de la concentration des aérosols dans DICAPRIO avec un mélange homogène.	60
III.2.4 Effet de la sédimentation des aérosols sur la masse d'aérosols collectée	62
Vitesse de sédimentation des aérosols	62
Masse collectée VS masse générée	63
Protocole expérimental	66
III.3 Banc optique de visualisation des mécanismes	68
III.4 Reproductibilité des expériences	70
Granulométrie	71
Masse totale collectée sur filtre	71

III.1 Etude et conception du dispositif DICAPRIO

Dans cette partie sont exposées, les différentes expériences réalisées pour valider le dispositif expérimental qui a été spécialement développé dans cette thèse, dont le schéma de principe est illustré sur la figure III.1. **DICAPRIO** (**DI**positif de **CA**ractérisation des **P**articules **R**emises en suspension par **I**mpact de liquides et leur **O**bservation), nom du dispositif, permet de quantifier la fraction massique de particules mise en suspension dans une enceinte en fonction de différents paramètres tels que la hauteur de chute, la vitesse et le diamètre du jet ainsi que les propriétés physico-chimiques du liquide. Cette fraction mise en suspension va essentiellement dépendre de l'aéraulique : extraction/soufflage et du volume libre de l'enceinte. Pour mener notre étude, qui consiste, entre autres à, mesurer la masse et les concentrations



locales de particules mise en suspension, nous utilisons respectivement un système de prélèvement total à grand débit (prélèvement sur filtre) et un système de prélèvement à faible débit (échantillonnage avec un compteur de particules). La présence d'encombrants à l'intérieur de l'enceinte tels que la surface d'impact pourrait perturber les écoulements internes lors des prélèvements. Ces perturbations peuvent se traduire par l'apparition de zones mortes : zone où les aérosols ne sont pas homogénéisés. Le suivi de l'aéraulique, en faisant un bilan sur la concentration en soufflage et en extraction dans l'enceinte, permet d'avoir des informations sur le taux de renouvellement de l'air présent dans l'enceinte et sur l'existence éventuelle d'une zone morte dans l'enceinte. L'un des inconvénients de ces zones mortes est que l'échantillonnage des aérosols n'est plus représentatif de la production d'aérosols à la source. De plus, le bon mélange des aérosols à l'intérieur de l'enceinte n'est plus assuré malgré la turbulence. Pour vérifier le bon mélange des aérosols et l'éventuelle présence de zones mortes, un traçage gazeux (hélium) a été effectué à l'intérieur de DICAPRIO et des simulations CFD ont été également réalisées pour déterminer les vitesses locales à l'intérieur de l'enceinte.

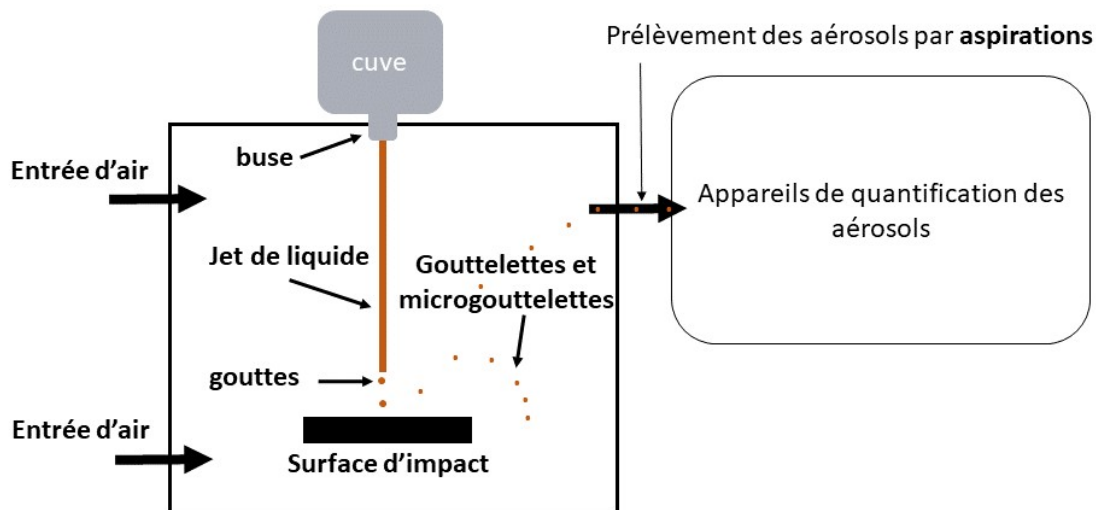


FIGURE III.1 – Schéma de principe du dispositif expérimental

III.1.1 Le dimensionnement et la simulation numérique de l'aéraulique de DICAPRIO

L'enceinte DICAPRIO a été dimensionnée afin de pouvoir échantillonner et quantifier les aérosols produits lors de l'impact de liquide sur une surface. Pour cela, nous allons détailler dans un premier temps les différents choix qui ont conduit à l'enceinte expérimentale.



Choix des dimensions de l'enceinte

Les dimensions de l'enceinte ont été déterminées à partir de la distance que pouvaient atteindre les éclaboussures. Lors de l'impact d'une goutte isolée, une partie des gouttelettes secondaires générées ont une trajectoire balistique. Les motifs des trajectoires des gouttelettes sont illustrés sur la figure III.2. La distance entre le point de génération de ces gouttelettes et les parois de l'enceinte est choisie pour que les gouttelettes éclaboussées atteignent les parois de l'enceinte avec une faible vitesse. Ceci permet d'éviter une production d'éclaboussures secondaires lors de l'impact des gouttelettes sur les parois (une seconde remise en suspension provoquée par l'impact des éclaboussures sur les parois). Les parois de l'enceinte sont aussi protégées par un film souple pour faciliter également le nettoyage de l'enceinte entre deux expériences.

À partir de l'équation balistique d'un projectile, trajectoire parabolique, nous avons estimé la distance et la hauteur que peut atteindre une gouttelette éjectée avec une V_{ejec} avec un angle θ . Cependant, cela reste une estimation et la loi utilisée ne prend pas en compte les frottements de l'air. Allen (1988) a étudié la trajectoire balistique des gouttelettes éclaboussées. De manière générale, l'équation balistique, sans les forces de frottement du fluide, peut être définie comme suit :

$$y = -\frac{1}{2} \frac{g x^2}{V_{ejec}^2 \cos(\theta)^2} + x \tan(\theta) \quad (\text{III.1})$$

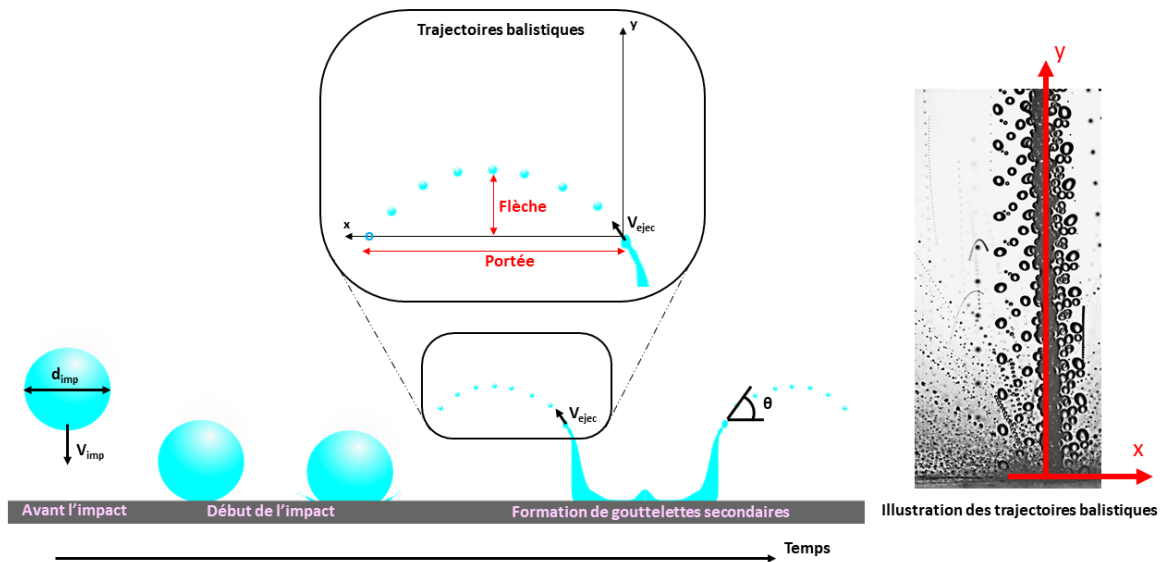


FIGURE III.2 – Trajectoire des microgouttelettes éclaboussées par l'impact de plusieurs gouttes.

Dans le but de déterminer la portée des gouttelettes, distance entre point d'impact et le point de chute des gouttelettes, et la flèche des gouttelettes, l'altitude maximale atteinte par



les gouttelettes, nous avons représenté sur la figure III.3 la trajectoire balistique d'une gouttelette. Ces trajectoires sont tracées pour différentes valeurs d'angles et de vitesses d'éjection depuis la surface d'impact, équation III.1. D'après les travaux de Allen (1988) et nos vérifications par imagerie, l'angle moyen d'éjection des microgouttelettes est de 60° . Cet angle semble être indépendant de la vitesse d'impact. Par exemple, pour un angle de 60° , dans les cas où la vitesse d'éjection est de 1 m/s ou 3 m/s , la portée de la gouttelette générée est de 9 cm ou 80 cm respectivement, voir figure III.3 a) et b). Pour les cas de fortes vitesses, 5 m/s et 7 m/s , la portée est supérieure à 2 m , mais nous n'étudierons pas ces cas. Toutefois, pour les vitesses d'éjection inférieures à 5 m/s , la flèche maximale pour un angle de 60° est inférieure à 1 m .

De ce fait, à partir de ces calculs préliminaires de portée, nous avons conclu que la section de l'enceinte serait de $0,54\text{ m}^2$, soit $0,68\text{ m} \times 0,80\text{ m}$. En plus de la nécessité d'étudier l'influence de la hauteur d'impact, nous avons choisi une hauteur d'enceinte de 1 m . Les dimensions du dispositif DICAPRIO sont donc $0,68\text{ m} \times 0,80\text{ m} \times 1\text{ m}$ correspondant à un volume de $0,54\text{ m}^3$.

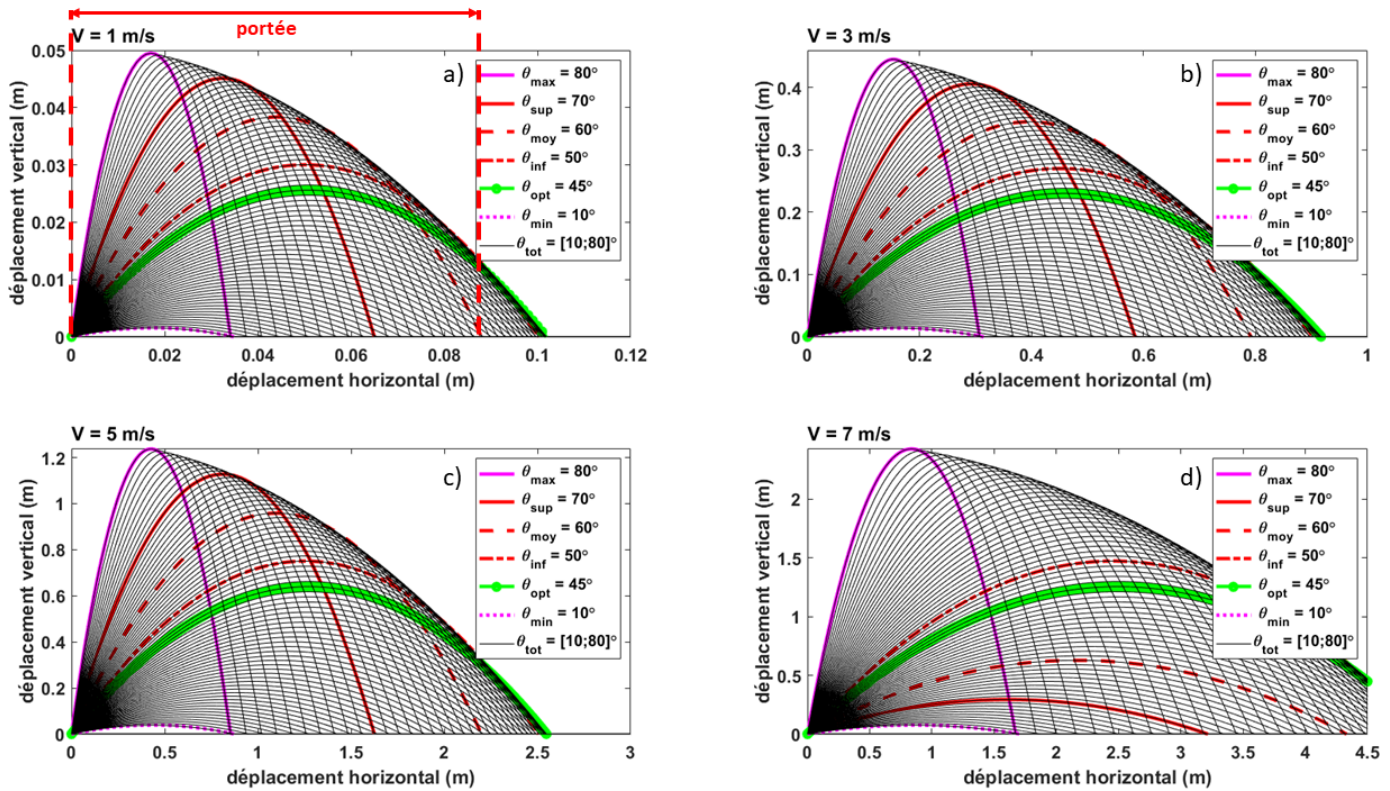


FIGURE III.3 – Trajectoire balistique de microgouttelettes éclaboussées par l'impact d'une goutte suivant plusieurs vitesses et plusieurs angles d'éjection.



Paramètres mécaniques de contrôle de DICAPRIO

Dans le but de réaliser une étude paramétrique, nous avons besoin de contrôler les 3 paramètres suivants :

- la hauteur d'impact du jet de liquide H_{imp} ,
- la vitesse d'impact du jet de liquide V_{imp} .
- la taille du jet de liquide d_B ,

La hauteur d'impact est contrôlée à l'aide d'une liaison glissière encastrée sur le support de la surface d'impact. En effet, en couissant le support de haut en bas, on peut imposer la hauteur d'impact que l'on souhaite, voir figure III.5. Pour la taille du jet, 3 buses différentes diamètres ont été soigneusement conçues, de sorte à amortir la turbulence du liquide en sortie de buse, figure III.4. Les critères de choix des caractéristiques géométriques de la buse en termes de : rapport de contraction de la buse d_B/D_B , d'angle de contraction α_b et de rapport d'aspect L_B/d_B sont présentés dans le chapitre état de l'art, section II.2.1. Pour plus de détails sur cette caractéristique, voir McCarthy and Molloy (1974). Dans notre étude, les valeurs choisies pour les caractéristiques géométriques sont données sur la figure III.5. La vitesse du jet est contrôlée via la pression de l'air comprimé imposée dans la cuve dont la valeur est obtenue par un débitmètre placé entre la cuve et la buse d'injection, figure III.5.

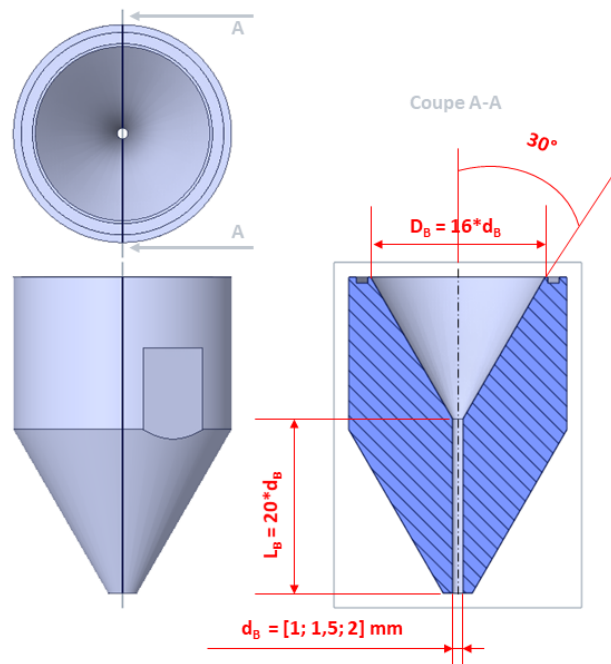


FIGURE III.4 – Vue détaillée des 3 buses de diamètre $d_{buse} = 1 ; 1,5$ et 2 mm utilisées dans cette thèse. Avec $L_B/d_B = 20$, $D_B/d_B = 16$ et $\alpha_b = 30^\circ$

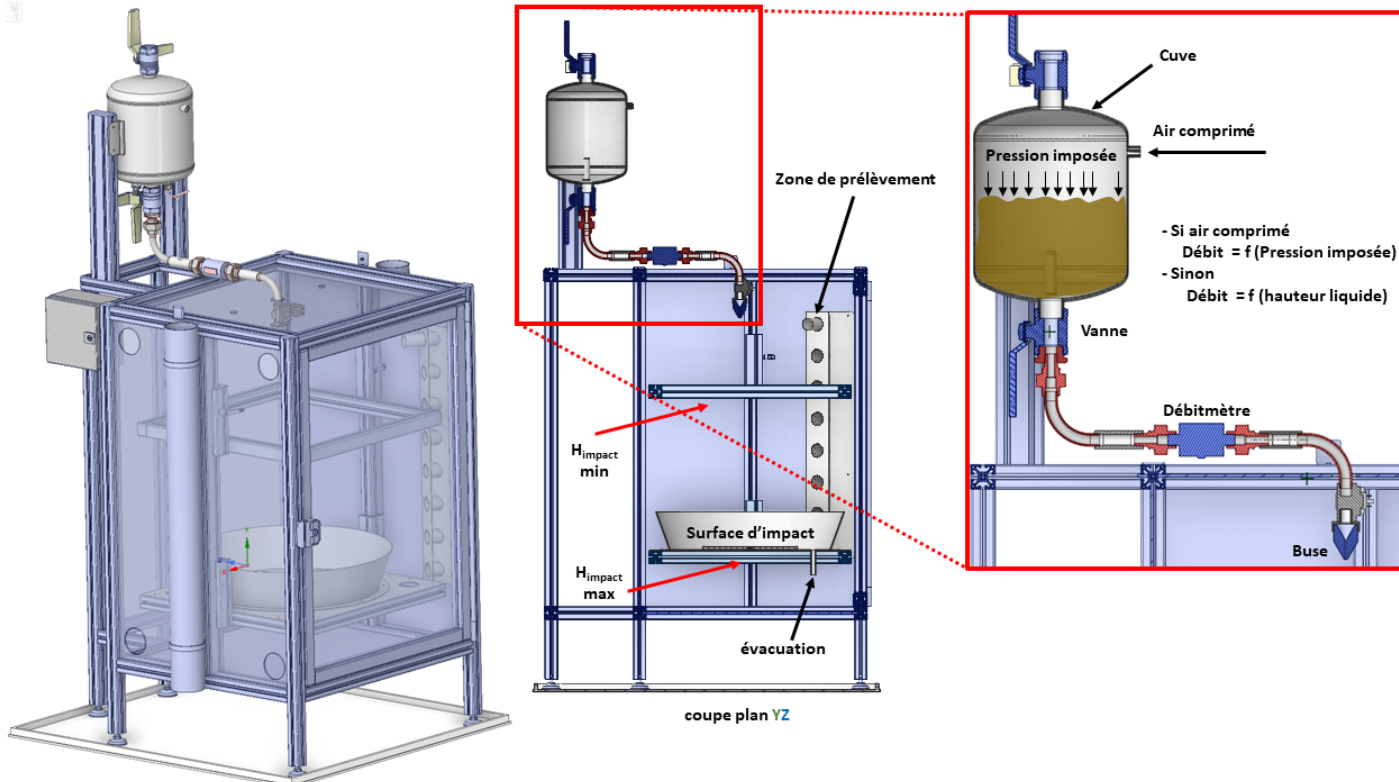


FIGURE III.5 – CAO et détails du dispositif DICAPRIO. Gauche) : Vue en 3D. Milieu) : Vue en coupe sur le plan YZ de la vue en 3D. Droite) : zoom en détail sur le système d'injection

Vérifications des vitesses locales : calcul CFD

Dans le but de calculer les écoulements d'air liés à l'extraction des aérosols, des simulations numériques monophasique ont également été réalisées à l'aide d'ANSYS Fluent. Ces calculs permettent de caractériser d'une part, les vitesses locales à l'intérieur de l'enceinte et d'autre part, de vérifier si l'échantillonnage des aérosols se fait en conditions stables ou turbulentes. Ansys Fluent est un code commercial dédié à la simulation numérique de la mécanique des fluides. Dans le solveur, les équations utilisées pour les simulations sont les équations des Navier-Stokes. Un système de maillage permet de calculer dans chaque maille, les équations de Navier-Stokes. Les schémas numériques aident à réaliser la communication entre les mailles voisines.

Maintenant que les dimensions de l'enceinte sont connues, la CAO du dispositif a été réalisée à l'aide de SpaceClaim puis le maillage d'ANSYS a été utilisé pour faire le maillage de l'enceinte. Une fois que le maillage est terminé, le solveur fluent d'ANSYS a été utilisé pour réaliser les calculs. La géométrie et les conditions aux limites sont illustrées sur la figure III.6. La turbulence est simulée avec un modèle RANS. Trois bouches de soufflage ont été choisies comme condition aux limites d'entrées de pression atmosphérique. La bouche



d'extraction a été choisie comme condition aux limites de sortie avec un débit d'aspiration imposé à 275 L/min . Dans la conception du dispositif, nous avons évité de mettre face à face la bouche de soufflage (inlet) et la bouche d'extraction (outlet), car ceci génère un mauvais mélange du gaz, et donc des aérosols.

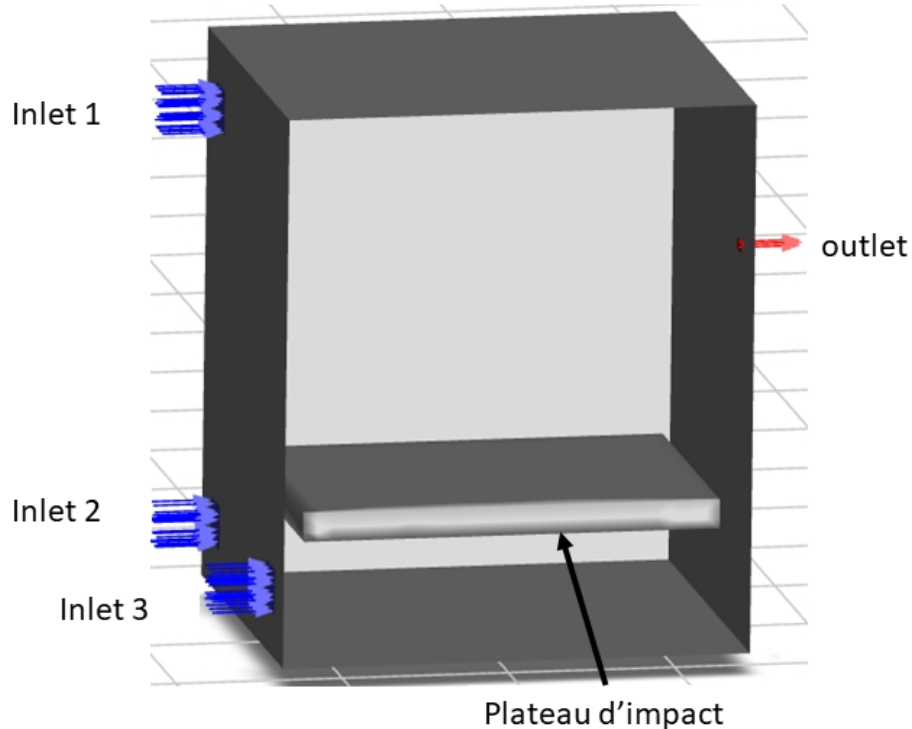


FIGURE III.6 – Géométrie du dispositif DICAPRIO et les conditions aux limites. Dimension de l'enceinte $0,63 \times 0,80 \times 1 \text{ m}$

Les résultats obtenus par la simulation numérique, figure III.7, montrent que les vitesses moyennes locales ne dépassent pas $0,5 \text{ m/s}$. Ceci montre que le prélèvement des aérosols s'effectue en air calme. De plus, sur la figure III.7 haut, on constate que la superposition du contour des champs de vitesses et des vecteurs vitesses montre que la bouche de soufflage en haut à gauche permet de bien brasser le fluide à l'intérieur, car le fluide est soufflé à l'intérieur sous la forme d'un jet d'air impactant la paroi d'en face. Cet impact génère par la suite au milieu de l'enceinte une zone de recirculation sous la forme d'un tourbillon qui permet de bien mélanger le fluide porteur des aérosols. Le tourbillon généré par la bouche de soufflage du bas est cassé par la présence de la surface d'impact.

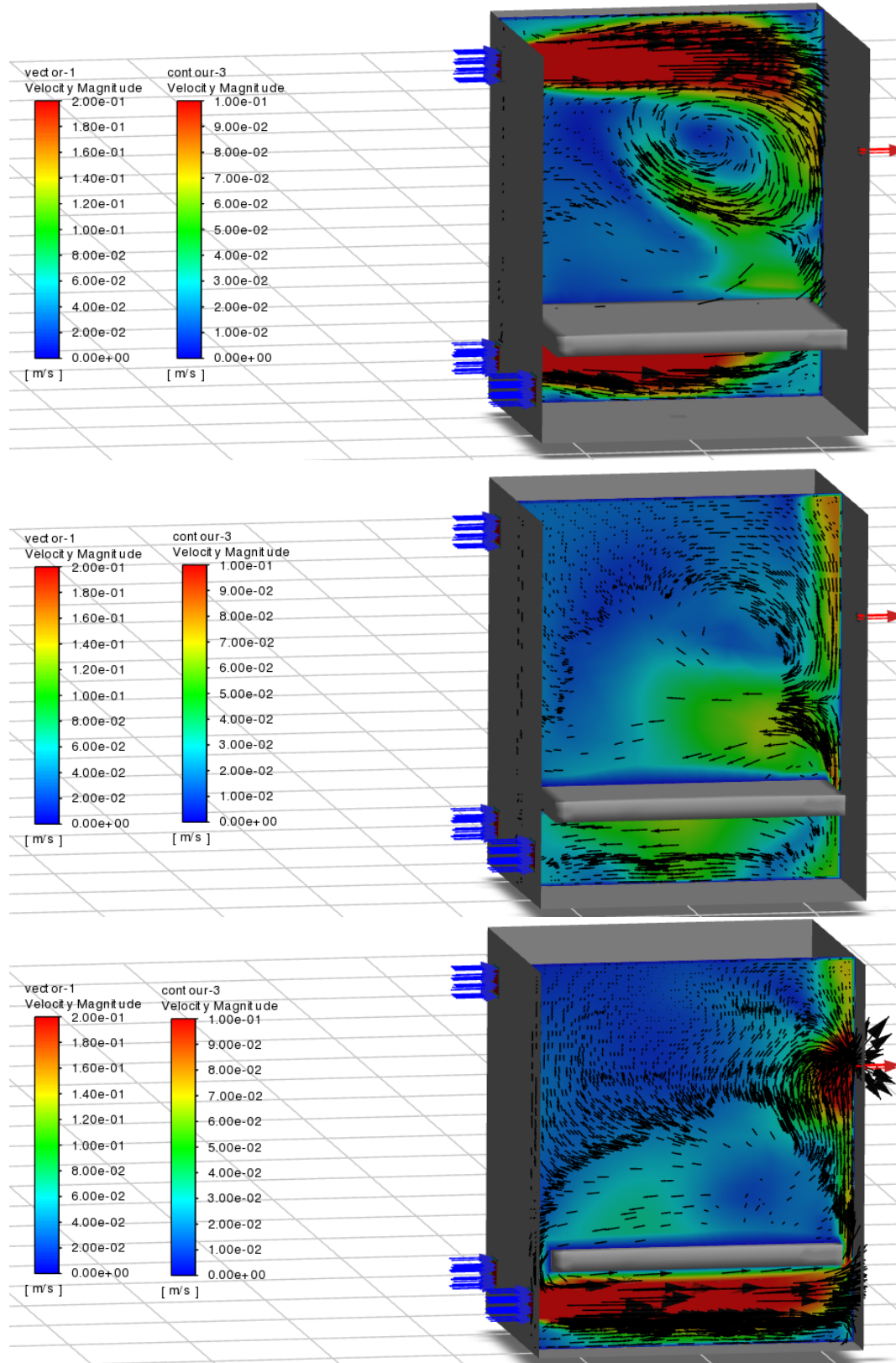


FIGURE III.7 – Champs de vecteurs et de contours de vitesses à l'intérieur de DICAPRIO pour différentes tranches. Haut) Vue à l'arrière de l'enceinte. Milieu) Vue au milieu de l'enceinte. Bas) Vu à l'avant de l'enceinte



Ces résultats nous permettent de confirmer que l'on réalise un échantillonnage représentatif en air calme. De plus, ils nous informent sur la manière dont le gaz et les particules sont transportés de la source jusqu'à l'extraction.

III.1.2 Validation expérimentale par traçage gazeux

Dans cette partie, l'objectif est de vérifier le bon mélange des aérosols produits dans l'enceinte. Nous montrons les expériences réalisées pour accéder au taux de renouvellement d'air à l'intérieur de l'enceinte; afin de vérifier l'existence éventuelle de zones mortes et de courts-circuits pendant l'extraction. Pour rappel, une zone morte est un volume de gaz dans laquelle aucun brassage de la concentration d'aérosols n'existe; un court-circuit est une communication directe entre la bouche soufflage et la bouche d'extraction sans brassage de la concentration du polluant. Ces vérifications permettent de valider la partie numérique qui montre que la présence des tourbillons permet de bien brasser le fluide à l'intérieur de l'enceinte. La figure III.8 illustre la métrologie du traçage gazeux à l'intérieur de l'enceinte. Différentes configurations de soufflage ont été testées. Le dispositif est composé de 4 bouches de soufflage et de l'hélium est injecté sur 3 bouches de soufflage avec un débit de 60 ml/min. Le 4^e bouche de soufflage a été condamnée, car elle communique directement avec la bouche d'extraction, ce qui provoque un court-circuit (observé expérimentalement). L'hélium et le gaz sont extraits à 425 L/min, on a choisi ce débit par défaut. L'influence de la position du plateau de la surface d'impact sur le renouvellement du gaz a été étudiée ici suivant différentes positions.

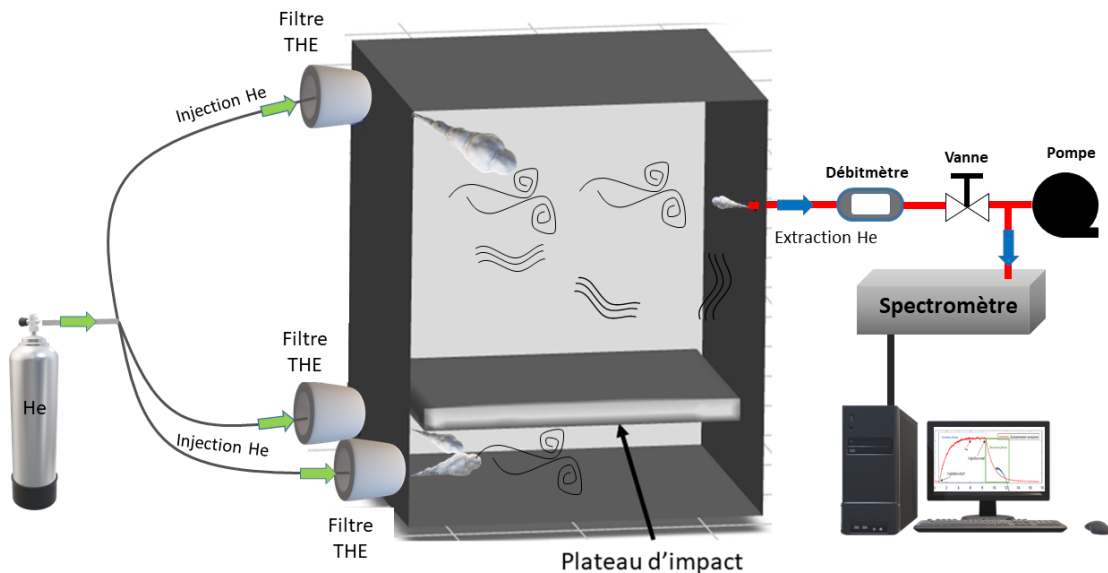


FIGURE III.8 – Schématisation du traçage gazeux, 3 bouches de soufflage (flèches vertes) et 1 bouche d'extraction (ligne rouge)

La concentration en hélium est mesurée à l'extraction grâce à un spectromètre. L'étalon-



nage de la concentration est réalisé à l'aide de deux bouteilles étalons pour des concentrations de 100 et 250 *ppm* respectivement. La figure III.9 Haut) illustre l'évolution de la concentration C en hélium dans l'enceinte de volume V_D . Avant l'injection en hélium, pour $t < 1 \text{ min}$, la concentration en hélium présente dans l'enceinte mesurée par le spectromètre est inférieure à 5 *ppm* (ordre de grandeur de la concentration en hélium naturellement présent dans l'air). Après l'injection de l'hélium à un débit q_{He} , pour $t > 1 \text{ min}$, la concentration en hélium dans l'enceinte augmente rapidement. Au bout de $t = 3 \text{ min}$ l'évolution de la concentration commence à ralentir, avant d'atteindre un état d'équilibre autour de $t = 5 \text{ min}$. Cet état d'équilibre se traduit par le fait que la quantité en hélium extraite est équivalente à la quantité en hélium injectée dans l'enceinte. Connaissant cette concentration à l'équilibre, on peut connaître le débit d'injection d'hélium. Inversement, en connaissant la concentration en hélium injectée et la concentration en hélium à l'équilibre, on peut déterminer le débit d'aspiration. À la fin de l'injection, $t > 8,5 \text{ min}$, la concentration en hélium commence à chuter rapidement puisque $q_{He} = 0$. Durant cette phase de décroissance, il est possible de connaître :

- ▣ le taux renouvellement de l'air dans l'enceinte (le temps nécessaire pour vider l'hélium),
- ▣ la nature du renouvellement (homogène ou hétérogène).

Dans le cas d'un mélange homogène, la courbe de décroissance de la concentration est constituée d'une seule exponentielle décroissante. Dans le cas du mélange hétérogène, la courbe de décroissance est constituée d'une superposition de plusieurs exponentielles décroissantes. Il est en fait assez difficile de dire si la décroissance est constituée d'une seule ou de plusieurs exponentielles. La manière la plus simple de faire la différence est de transformer l'échelle linéaire des ordonnées en échelle logarithmique. C'est ce qui a été fait sur la figure III.9 bas, on constate que dans cette configuration, la décroissance du logarithme de la concentration est linéaire avec une seule pente (pas une superposition de deux pentes). Ceci montre que, dans cette configuration, le mélange entre l'air et l'hélium est homogène et ne révèle pas de présence de zones mortes.

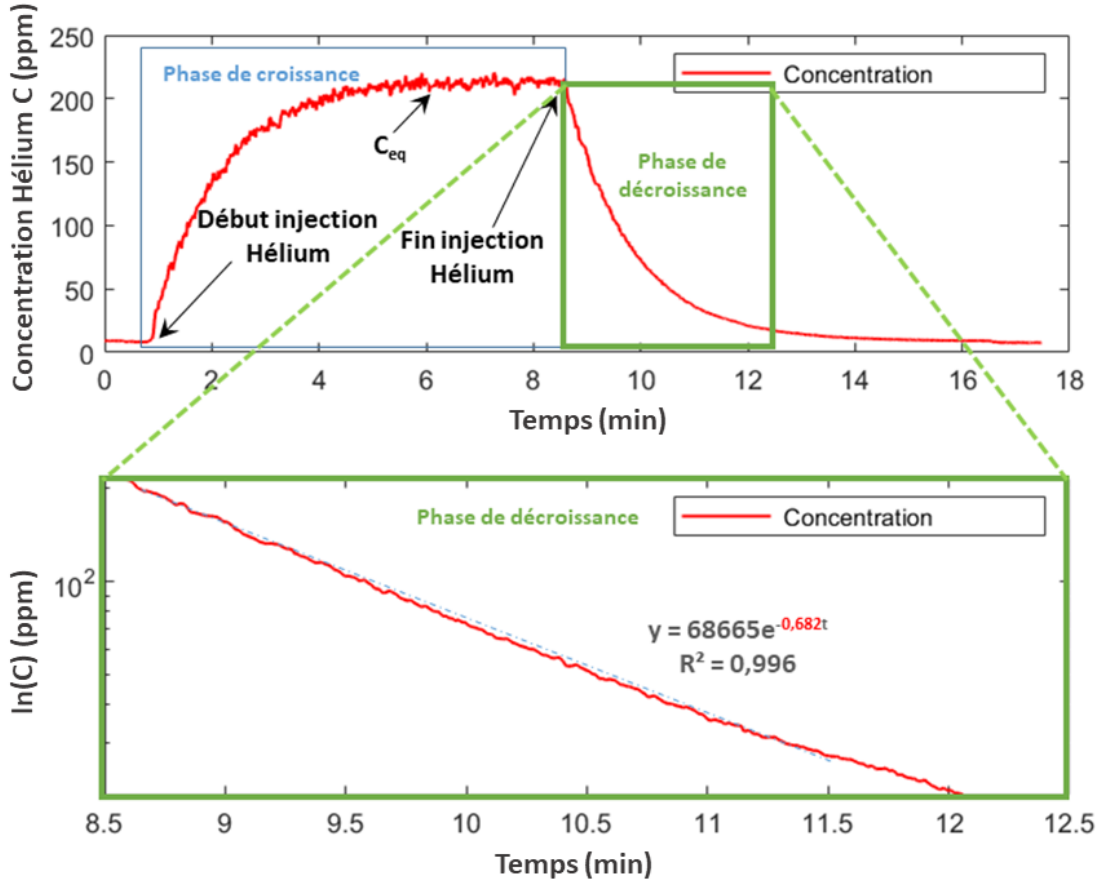


FIGURE III.9 – Évolution de la concentration en Hélio en fonction du temps pour une position du plateau d'impact fixée à 40 cm. Bas) Zoom sur la phase de décroissance de l'extraction de l'Hélium

Cette évolution de la concentration en hélium (croissance et décroissance) peut mathématiquement se traduire en faisant le bilan de la concentration entre des temps t et $t + dt$.

* Bilan dans la phase d'injection : croissance entre t_0 et t_1

Si le mélange air et hélium est homogène et instantané, on a :

$$V_D dC = q_{He} dt - Q_{ext} C dt \quad (III.2)$$

où V_D est le volume de l'enceinte, dC le différentiel de la concentration, q_{He} le débit d'hélium injecté, Q_{ext} le débit d'extraction de l'hélium, C l'évolution temporelle de la concentration et dt le pas de temps. A noter que les concentrations sont exprimées en ppm. L'équation III.2 modifiée donne :

$$\frac{dC}{dt} + \frac{Q_{ext}}{V_D} C = \frac{q_{He}}{V_D} \quad (III.3)$$

A $t = 0$, C tend vers 0 d'où par intégration on a



$$C(t) = \frac{q_{He}}{Q_{ext}} \left(1 - \exp(-Rt) \right) \quad (\text{III.4})$$

Avec R , le taux de renouvellement (h^{-1}) définit par :

$$R = \frac{Q_{ext}}{V_D}. \quad (\text{III.5})$$

Pour des valeurs de t grand, la concentration dans l'enceinte vaut C_{eq} et est égale à :

$$C_{eq} = \frac{q_{He}}{Q_{ext}} \quad (\text{III.6})$$

* Bilan dans la phase après injection : décroissance entre t_1 et t_2

Dans cette phase, q_{He} vaut 0, et donc :

$$V_D dC = -Q_{ext} C dt \quad (\text{III.7})$$

A $t = 0$, C tend vers 0 d'où par intégration, on a

$$C(t) = C_{eq} \left(\exp(-Rt) \right) \quad (\text{III.8})$$

Maintenant que nous avons vu les principes généraux de la ventilation qui s'applique à DICAPRIO, nous allons voir si la position du plateau d'impact a une influence sur le mélange entre l'air et l'hélium. Pour ce faire, nous avons réalisé une série de 4 expériences en gardant le même débit d'extraction et d'injection en hélium, tout en changeant la position du plateau d'impact sur une course relative de 47 *cm* avec différentes positions. La position minimale correspond à la position où le plateau de la surface d'impact est en haut, à 17 *cm* à partir de la buse du jet et proche de la bouche d'extraction, la position maximale, quant à elle, correspond à la position où le plateau d'impact est en butée maximale vers le bas, c'est-à-dire positionné à 57 *cm* de la buse du jet. Ces différentes positions du plateau sont illustrées sur la figure III.10

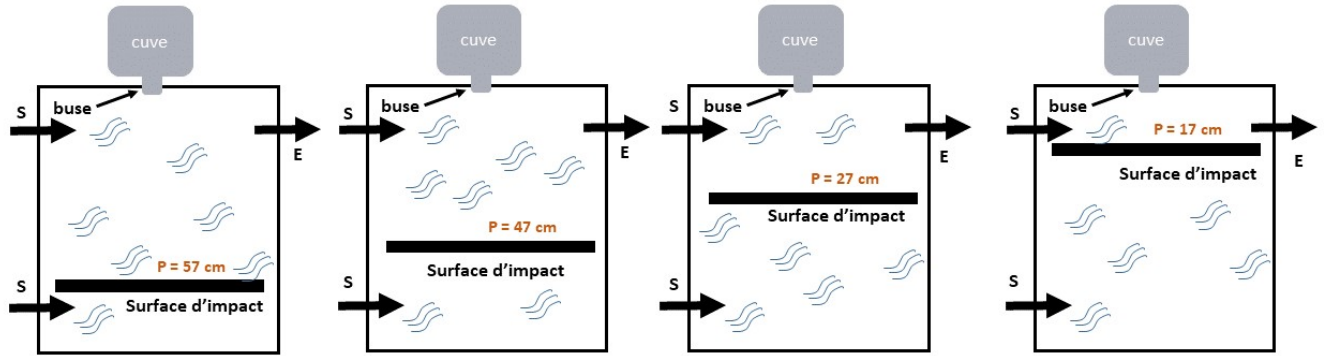


FIGURE III.10 – Variation de la position du plateau de la surface d'impact. Les lettres *S* et *E* désignent les Soufflages et l'Extraction respectivement. $p = \max$ correspond à une hauteur de 57 cm et $p = \min$ à une hauteur de 17 cm

La figure III.11 illustre les courbes de décroissance de l'hélium à l'extraction, c'est-à-dire lorsqu'on a fini d'injecter l'hélium à l'intérieur de l'enceinte pour différentes positions du plateau d'impact. Ces positions varient entre la position minimale et maximale en incluant deux positions intermédiaires. Le taux de renouvellement du gaz à l'intérieur de l'enceinte est établi grâce à la décroissance à l'extraction.

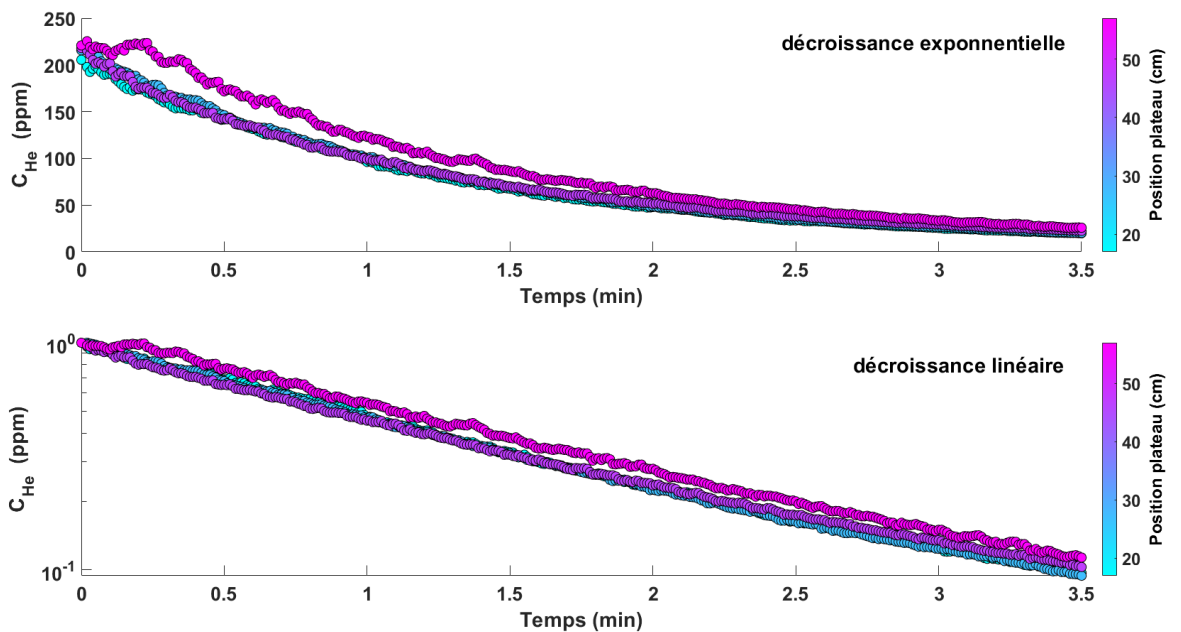


FIGURE III.11 – Décroissance de la concentration de l'hélium à l'extraction pour différentes positions du plateau de la surface d'impact

Si on considère que la concentration en hélium est homogène à l'intérieur de l'enceinte, la courbe de décroissance prend la forme suivante :



$$\frac{C}{C_{eq}} = \exp(-Rt) \quad (\text{III.9})$$

Les résultats expérimentaux obtenus montrent que, quelle que soit la position du plateau d'impact dans l'enceinte, à l'arrêt de l'injection de l'hélium, l'extraction de l'hélium suit une loi de décroissance exponentielle. Pour les 4 positions testées, la valeur du taux de renouvellement du gaz est comprise entre $0,64 < R(h^{-1}) < 0,70$. En d'autres termes, le temps nécessaires pour extraire 63% du volume d'air chargé d'aérosols de l'enceinte est compris entre 1 minute 33 secondes et 1 minute 25 secondes. L'influence de la position du plateau d'impact sur le taux de renouvellement du gaz dans l'enceinte est inférieure à 10%. De plus, le taux de renouvellement moyen expérimental est égal à $0,68 \text{ min}^{-1}$ soit 1 minute 28 secondes. Pour un volume de l'enceinte pris à $0,54 \text{ m}^3$ avec un débit d'extraction pris à $0,350 \text{ m}^3/\text{min}$, le taux de renouvellement moyen expérimental correspond à 5% près, au taux renouvellement théorique ($Q_{ext}/V_{enceinte}$) égal à $0,64 \text{ min}^{-1}$ soit 1 minute 33 secondes. De plus, la décroissance de la concentration n'est composée que d'une seule exponentielle, ce qui confirme que le mélange est homogène à l'intérieur de l'enceinte. L'échantillonnage d'aérosols que l'on réalisera sera représentatif de ce qui se passe à l'intérieur de DICAPRIO. De plus, si l'on choisit des débits inférieurs à $350 \text{ L}/\text{min}$, par exemple, un débit égal $275 \text{ L}/\text{min}$ comme celui utilisé pour la simulation numérique, on aura toujours un écoulement d'air et d'hélium bien mélangé et une concentration homogène. La seule chose qui changera, c'est le temps nécessaire pour extraire 63% du volume d'air chargé d'aérosols, qui passera de 1 minute 33 secondes à 1 minute 57 secondes.

De ce fait, la population d'aérosols, produit par l'impact du jet de liquide, échantillonné dans DICAPRIO, sera bien homogène.

**Résumé 6: Dimensionnement de DICAPRIO**

L'enceinte DICAPRIO a été dimensionnée à l'échelle du laboratoire avec une parfaite maîtrise des conditions d'échantillonnage de l'aérosol produit.

- Les dimensions horizontales de l'enceinte DICAPRIO ont été choisies à partir de calculs préliminaires sur les trajectoires balistiques des gouttelettes secondaires. De plus, ceci permet d'éviter une seconde remise en suspension dû à l'impact des éclaboussures sur des parois de l'enceinte. DICAPRIO a pour dimension : 0,68 m x 0,80 m x 1 m.
- Les calculs CFD dans l'enceinte permettent de confirmer que le choix du débit d'extraction des aérosols induit un bon mélange des aérosols sous forme d'un écoulement en air calme, $v_{air} < 0,5 \text{ m/s}$.
- Le traçage gazeux permet de confirmer que la concentration de polluant est homogène dans l'enceinte.

III.2 Quantification des aérosols mis en suspension dans DICAPRIO par épuration

L'objectif de cette partie est de présenter notre stratégie de quantification des aérosols mis en suspension lors de l'impact d'un jet liquide sur une surface, en fonction des différents paramètres du problème. La totalité des aérosols produits sont prélevés de deux manières : un prélèvement total et un prélèvement local. Le prélèvement total, à fort débit, permet d'accéder à la masse totale de particules mise en suspension dans l'enceinte. Tandis que le prélèvement local, à faible débit, permet de déterminer les concentrations moyennes en fonction du temps, ainsi que la distribution granulométrique des aérosols produits par l'impact du jet de liquide. Dans notre étude, nous avons réalisé un couplage entre le prélèvement local et total. Un tuyau coudé à 45° de diamètre nominal de 40 mm est connecté à une sonde de diamètre 2 mm qui permet de collecter les aérosols de manière isocinétique. Le prélèvement isocinétique se traduit par le fait que les aérosols prélevés dans l'enceinte arrivent sur la ligne de prélèvement local à la même vitesse que les aérosols arrivant sur la ligne de prélèvement total. Les détails de ce prélèvement sont donnés dans la suite.

Toutefois, durant le prélèvement, il faut savoir qu'une fraction des aérosols produits dans l'enceinte peut sédimenter avant d'arriver dans la zone de mesure, car le temps de séjour de certaines particules, notamment celle de taille grossière, peut être supérieur au temps de dépuraison de l'enceinte. Cette fraction d'aérosols non collectés dépend principalement de leur granulométrie, du volume de l'enceinte et du débit d'extraction. De ce fait, pour prédire de manière précise la fraction mise en suspension, cette fraction d'aérosols mise en suspension



puis déposée sur les surfaces de l'enceinte doit être considérée. De plus, pour connaître le débit d'émission des aérosols à la source, il faut connaître l'évolution de la concentration dans le temps. Dans cette partie, nous allons décrire les différentes techniques utilisées pour caractériser les aérosols produits par l'impact du liquide puis nous développerons la méthode permettant de considérer l'effet de la sédimentation sur les aérosols produits. La figure III.12 illustre comment nous avons échantillonné les aérosols, suivant les lignes de prélèvement local à faible débit et total à fort débit.

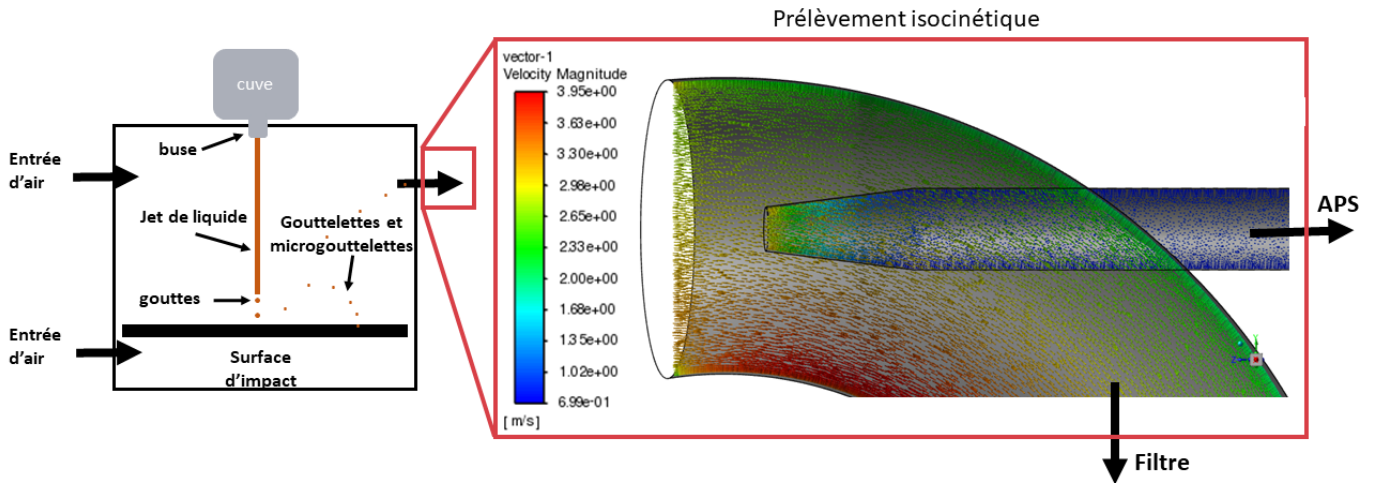


FIGURE III.12 – Schéma de la zone de prélèvement des aérosols. Flèche pointant APS : pour le prélèvement local. Flèche pointant Filtre : pour le prélèvement total

Le schéma complet du dispositif expérimental accompagné de son instrumentation est donné sur la figure III.13

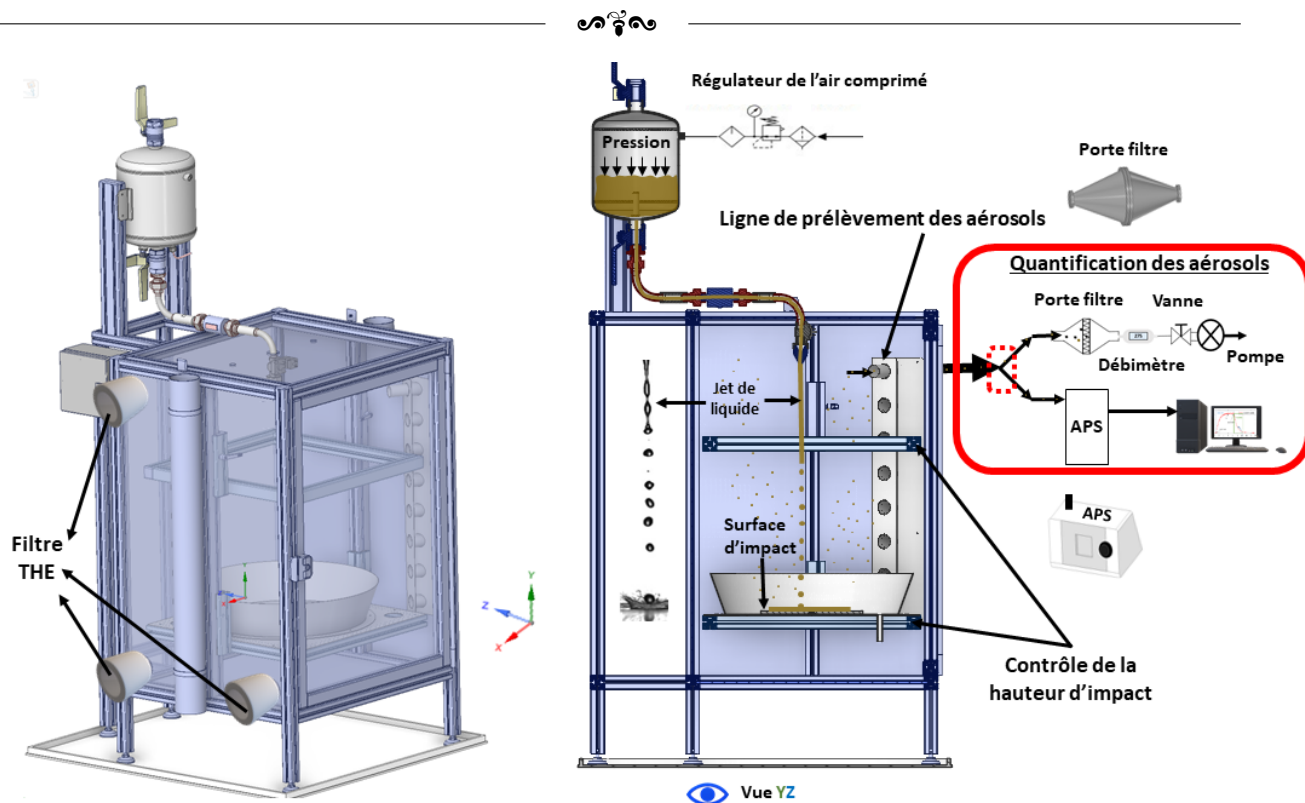


FIGURE III.13 – Schéma du dispositif DICAPRIO. Gauche) Vue complète en 3D. Droite) Vue en section sur le plan YZ. Cette vue en section présente également les différents éléments de quantification des aérosols

III.2.1 Prélèvement local à faible débit : un échantillon des aérosols

Le prélèvement local à faible débit consiste à échantillonner les aérosols produits dans l'enceinte de sorte à avoir accès à leur distribution granulométrique (distribution en nombre et en masse de la taille des aérosols) ainsi qu'un champ de concentration. À quoi peuvent servir ces grandeurs ? À titre d'exemple, l'intégration de la concentration en masse dans le temps peut servir à déterminer la masse des aérosols mise en suspension. Dans notre étude, l'APS (Aerodynamic Particle Sizer) est utilisé comme granulomètre. Pour la distribution de la taille et de la masse des particules en suspension dans l'air, l'air chargé d'aérosols est dirigé vers une buse à arête vive de 2 cm de diamètre reliée à un tube antistatique de 15 cm de long. Le tube antistatique permet d'éviter le dépôt des aérosols dans le tube de prélèvement par les effets électrostatiques. Le tube est relié à un spectromètre de particules aérodynamiques (APS, TSI modèle 3321). L'APS mesure le diamètre aérodynamique par l'intensité de la diffusion de la lumière. L'appareil fournit des distributions de tailles de comptage précises pour les particules dont le diamètre aérodynamique d_{ae} se situe dans la plage de taille $0,5 < d_{ae}(\mu m) < 20$. La lumière diffusée par les particules passant à travers deux faisceaux laser successifs est collectée par un photodétecteur qui convertit le signal lumineux en un signal électrique dont l'impulsion de forme détermine la taille des particules aérodynamiques par



la méthode du temps de vol (TOF). Son principe de fonctionnement est donné sur la figure III.14. Son faible débit d'échantillonnage de 5 L/min permet de surveiller la concentration totale des particules et leur distribution en tailles sans altérer la concentration des aérosols produite par l'impact du jet à l'intérieur de l'enceinte.

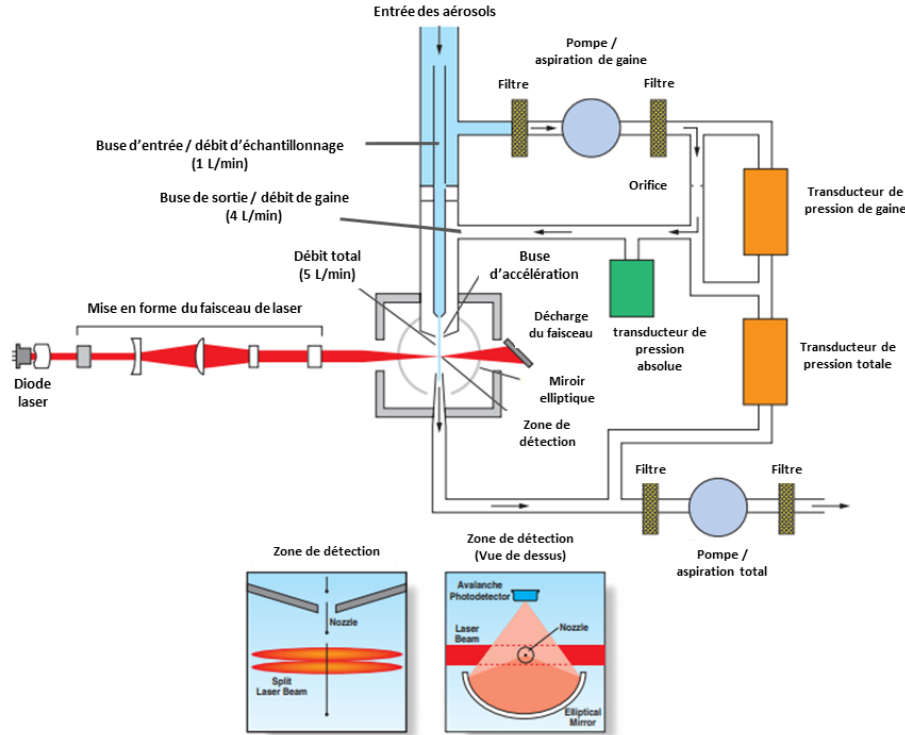


FIGURE III.14 – Description schématique du principe de fonctionnement de l'APS

Toutefois, soulignons que, dans notre étude, la quantification des aérosols par la seule méthode du prélèvement local peut ne pas être représentative de la mise en suspension réelle, car nous utilisons une enceinte de grand volume avec un faible débit d'aspiration. La conséquence en est que le taux de renouvellement de l'air porteur des aérosols est grand devant le temps de vie des aérosols dans l'enceinte et une fraction significative d'aérosols peut se sédimer avant qu'on les prélève.

III.2.2 Prélèvement total à fort débit : la totalité des aérosols

Le prélèvement total à fort débit permet d'avoir accès à la masse totale des aérosols mise en suspension lors de l'impact du liquide, car ces derniers sont entièrement collectés sur un filtre et ensuite analysés. La technique d'analyse pour accéder à la masse totale est donnée dans la section suivante. Le prélèvement à fort débit a pour avantage de collecter rapidement les aérosols sans avoir beaucoup de pertes par sédimentation (temps de séjour vs temps d'épuration), et de plus, il permet de bien homogénéiser la concentration des aérosols dans l'enceinte. Les essais de traçage à l'hélium et les simulations numériques présentés



précédemment, dans la section III.1.1 et III.1.2, montrent que les valeurs des vitesses sur toutes les directions de l'espace sont inférieures à 0,5 m/s (écoulement en air calme dans l'enceinte) et que le mélange entre air et hélium est bien homogène dans l'enceinte (échantillonnage représentatif). Toutefois, la fraction la plus grossière des aérosols va sédimenter de manière du fait de la gravité essentiellement, et ne pourra pas arriver au niveau du système d'échantillonnage.

Technique d'analyse des filtres

Dans notre cas, la masse des aérosols collectés sur le filtre est faible. De ce fait, il est impossible d'accéder à la masse des aérosols par pesée. Pour pallier ce problème, nous avons choisi d'utiliser un traceur qui va marquer chaque particule mise en suspension. Une fois collectées, on peut analyser le filtre pour accéder à la masse de traceur présente sur le filtre avec la sensibilité adéquate. La fluorescéine sodée est utilisée comme traceur, car elle est adaptée dans notre étude pour caractériser la masse totale d'aérosols produits par sa spécificité et sa haute sensibilité. Elle peut être détectée jusqu'à 100 ng/L en solution. Une certaine concentration de fluorescéine est mise en suspension, lors de l'impact de cette solution sur le plateau d'impact, des gouttelettes contenant de la fluorescéine sont pulvérisées depuis la surface d'impact et les plus fines d'entre elles s'évaporent et deviennent des résidus secs (ou semi-résidus secs) de fluorescéine. Ces résidus de fluorescéine sont par la suite collectés sur un filtre par aspiration à grand débit puis analysés avec un spectrofluorimètre afin d'avoir la concentration massique totale d'aérosols produit par l'impact. Cette technique d'analyse s'établit sur la loi de Beer-Lambert pour évaluer la concentration de fluorescéine en fonction de l'absorbance. À partir de la loi de conservation de la matière, on remonte à la masse totale d'aérosols mis à suspension après l'impact. Pour ce faire, à la fin de l'expérience, le filtre contenant les aérosols aspirés est trempé dans de l'eau ammoniacquée durant au moins 5h dans l'obscurité. Le filtre est trempé dans une solution ammoniacquée (basique). Les propriétés fluorescente du traceur se dégradent en solution en présence d'acidité ou de lumière. Un échantillon de cette solution ammoniacquée est ensuite analysé avec un fluorimètre, ESML03-MB-5100 de la marque QIAGEN calibré en amont. Nous allons décrire dans les sections suivantes comment évaluer cette fraction déposée et non collectée.

III.2.3 Croissance et décroissance de la concentration des aérosols dans DICAPRIO avec un mélange homogène.

Dans cette sous section, nous allons décrire l'évolution de la concentration en aérosols dans une enceinte moyenne ventilée. L'évolution temporelle de la concentration de l'aérosol est donnée dans notre étude par l'APS. Deux cas de figure seront étudiés, l'évolution de la concentration avec terme source (croissance de la concentration) et l'évolution sans terme



source (décroissance de la concentration). À partir de cette concentration, nous allons déterminer la concentration massique qui nous permettra d'évaluer le coefficient de correction à considérer pour la quantification des aérosols non collectés et déposés. Les hypothèses suivantes ont été retenues pour cette partie et ce qui suivra :

- ▣ la concentration des aérosols est homogène dans l'enceinte à chaque instant,
- ▣ l'écoulement dans l'enceinte est en air calme,
- ▣ la sédimentation est le mécanisme de dépôt prépondérant,
- ▣ la vitesse de dépôt des aérosols est sa vitesse de sédimentation.

Comme avec le traçage gazeux, on peut déterminer la concentration d'aérosols dans l'enceinte en faisant un bilan sur la concentration en aérosols.

* Bilan sur l'évolution de la concentration avec terme source : prélèvement durant l'impact

Le débit d'émission des aérosols q_{aero} du terme source dans l'enceinte de volume V_D est généré par l'impact du jet de liquide sur la surface. Ainsi, l'évolution de la concentration en nombre s'écrit :

$$V_D dC = q_{aero} dt - Q_{ext} C dt - V_s S_d C dt, \quad (III.10)$$

avec dC le différentiel de la concentration, Q_{ext} le débit d'extraction, V_s la vitesse de sédimentation des particules qui dépend de leur taille, S_d la surface de dépôt des aérosols et C la concentration des aérosols. L'équation III.10 peut être réécrit sous la forme :

$$\frac{dC}{dt} + \frac{(Q_{ext} + V_s S_d)}{V_D} C = \frac{q_{aero}}{V_D} \quad (III.11)$$

L'équation ci-dessus est une équation différentielle du 1^{er} ordre avec second membre dont la solution est, pour $t = 0$, C tend vers 0 :

$$C(t) = C_{eq} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \right), \quad (III.12)$$

avec T , la constante de temps d'épuration de l'enceinte (h^{-1}) définit par :

$$T = \frac{V_D}{Q_{ext} + V_s S_d}. \quad (III.13)$$

Pour des valeurs de t grand, la concentration en aérosols dans l'enceinte vaut C_{eq} et est égale à :

$$C_{eq} = \frac{q_{aero}}{Q_{ext} + V_s S_d} \quad (III.14)$$

* Bilan sur l'évolution de la concentration sans terme source : prélèvement à la fin de l'impact

Dans cette phase, q_{aero} vaut 0, et donc :



$$V_D dC = -Q_{ext} C dt - V_s S_d \quad (\text{III.15})$$

A $t = 0$, C tend vers 0 d'où par intégration, on a :

$$C(t) = C_{eq} \left(\exp\left(-\frac{t}{T}\right) \right) \quad (\text{III.16})$$

Les équations décrites dans cette partie seront utilisées dans la section suivantes pour prédire la fraction produite et non collectée.

III.2.4 Effet de la sédimentation des aérosols sur la masse d'aérosols collectée

Vitesse de sédimentation des aérosols

Pour une particule en suspension, sa force de traînée met en relation la pression de résistance de l'air avec sa pression dynamique (pression liée à la vitesse) induite par le mouvement. Lorsque la taille de la particule est plus grande que la distance entre les molécules de gaz (milieu continu) la force de traînée est définie comme :

$$F_{traînee} = \frac{\pi}{8} C_d \rho_g V_p^2 d_p^2 \quad (\text{III.17})$$

Lorsque la force inertielle de la particule induite par la vitesse relative de la particule par rapport au gaz est plus petite, la force de résistance visqueuse du fluide, le coefficient de traînée C_d se traduit par :

$$C_d = \frac{24}{Re_p}; \quad \text{pour } Re_p < 0,1 \quad (\text{III.18})$$

Le nombre de Reynolds de la particule, Re_p , est défini par :

$$Re_p = \frac{\rho_p V_p d_p}{\mu_g} \quad (\text{III.19})$$

où ρ_g représente la masse volumique du fluide, d_p le diamètre de la particule et μ_g la viscosité dynamique du fluide et V_p la vitesse de la particule souvent prise égale à sa vitesse de sédimentation.

En substituant l'équation de force de traînée et la définition du nombre de Reynolds, on retrouve la loi de Stokes, pour des valeurs de Reynolds inférieur à 0,1, défini comme :

$$F_{traînee} = 3 \pi \mu V_p d_p \quad (\text{III.20})$$

Cette équation est valable pour $0,8 < d_p(\mu m) < 35$, ce qui correspond à des Reynolds inférieur à 0,1. Toutefois, en utilisant la relation III.20 pour des diamètres dans la gamme



$35 < d_p(\mu m) < 75$, l'erreur commise sur la force de trainée est de 12% maximum. De ce fait, la relation III.20 peut être utilisée pour des Reynolds inférieur à 1.

De manière plus générale, c'est-à-dire pour des particules avec une forme particulière, un facteur de forme dynamique χ est introduit permettant de relier le mouvement de la particule considérée à celui d'une particule sphérique ($\chi = 1$).

$$F_{trainee} = 3 \pi \mu_g V_p \chi d_{ev} \quad (\text{III.21})$$

avec d_{ev} le diamètre équivalent en volume défini comme le diamètre d'une sphère possédant la même masse m_p et la même masse volumique que la particule considérée de forme quelconque. Le diamètre équivalent en volume est relié au diamètre aérodynamique de la particule par la formule suivante :

$$d_a = d_{ev} \times \left(\frac{\rho_p}{1000 \times \chi} \right) \quad (\text{III.22})$$

Toutefois, pour les petites particules, approchant le libre parcours moyen des molécules de gaz, il est important de considérer l'effet de glissement des particules lors du calcul de la force de trainée. À partir de là, le facteur correctif de glissement de Cunningham C_u définit comme :

$$C_u = 1 + \frac{\lambda}{d_p} \left(2,34 + 1,05 \exp(-0,39 \frac{d_p}{\lambda}) \right) \quad (\text{III.23})$$

La loi de Stokes corrigé devient :

$$F_{trainee} = \frac{3 \pi \mu_g V_p \chi d_{ev}}{C_u} \quad (\text{III.24})$$

Lors de la chute de la particule, la force extérieure prépondérante en jeu est la force de gravité qui est proportionnelle à sa masse m_p et à l'accélération par :

$$F_{gravite} = \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_g g \quad (\text{III.25})$$

La vitesse terminale de chute ou de sédimentation V_s , d'une particule sphérique ($\chi = 1$), est atteinte lorsque la force de trainée et de gravité sont en équilibre ; on obtient alors :

$$V_s = \frac{\rho_g d_{ev}^2 g C_u}{18 \mu} \quad (\text{III.26})$$

Masse collectée VS masse générée

Maintenant que l'on connaît comment évolue la concentration en nombre d'aérosols dans le temps avec l'équation (III.16) et que l'on sait calculer la vitesse de sédimentation des

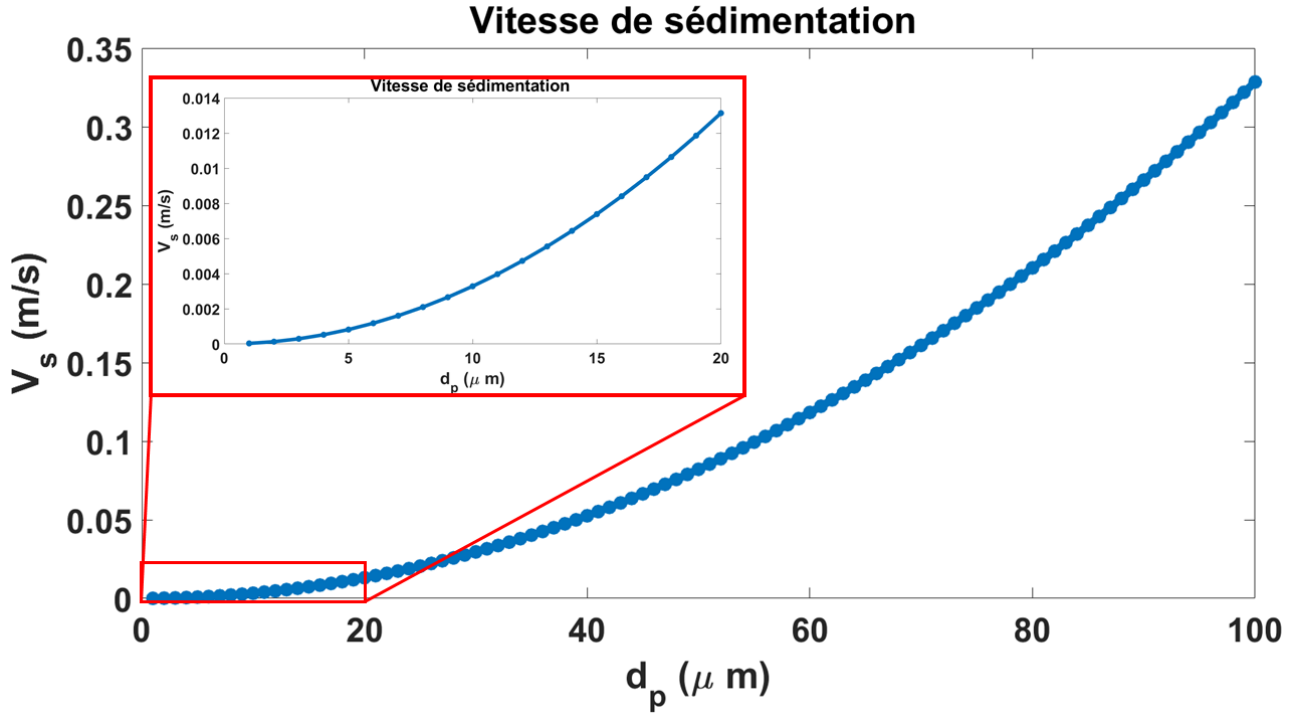


FIGURE III.15 – *Vitesse de sédimentation des aérosols de diamètre inférieur à 100 μm*

particules avec l'équation (III.26), nous allons nous intéresser maintenant au lien entre la masse d'aérosols collectée et la masse d'aérosols réellement produite à la source. Si l'on suppose que l'on génère des aérosols monodispersés, l'évolution de la concentration massique C_m des particules s'écrit :

$$C_m = \rho_p \frac{\pi}{6} d_p^3 C_0 \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \quad (\text{III.27})$$

avec ρ_p la masse volumique des particules, d_p le diamètre équivalent en masse des particules, C_0 la concentration en nombre, et T la constante d'épuration donnée par l'équation (III.13). Dans le cas de la production d'aérosols par impact d'un jet de liquide, si l'on suppose que les aérosols proviennent de l'impact du jet de liquide, alors la durée de production des aérosols Δt est égale à la durée de l'impact et, la masse produite durant Δt et extrait à un débit Q_{ext} s'exprime :

$$m(\Delta t) = Q_{ext} \int_0^{\Delta t} C_m(t) dt \quad (\text{III.28})$$

Avec l'équation (III.27) dans (III.28), après intégration, on obtient :

$$m(\Delta t) = Q_{ext} \rho_p \frac{\pi}{6} d_p^3 C_0 T \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{T}\right)\right) \quad (\text{III.29})$$

avec Q_{ext} le débit de prélèvement des aérosols, Q le débit total des systèmes d'épuration présent dans l'enceinte. Pour un échantillonnage dans un régime stationnaire, c'est-à-dire



pour un temps de production d'aérosols $\Delta t/T \gg 1$, et un pour une valeur de $Q_{ext} = Q$, on a :

$$m_R = m(\Delta t) \left(1 + \frac{V_s S_d}{Q_{ext}} \right) = m(\Delta t) \alpha \quad (\text{III.30})$$

Lors d'un prélèvement d'aérosols dans un local ventilé, il est important de considérer la partie des aérosols non collectés du fait de leur dépôt par sédimentation. Cette fraction non collectée peut être prise en compte avec le coefficient correctif α ($= 1 + \frac{V_s S_d}{Q_{ext}}$).

De plus, la fonction de transfert k définie comme :

$$k = \frac{T}{V_e} = \frac{1}{V_s S_d + Q_{ext}}, \quad (\text{III.31})$$

permet de quantifier le pourcentage d'aérosols prélevée. Le facteur correctif de la masse totale collectée ainsi que la fraction prélevée pour un débit d'extraction de 275 L/min avec une surface de dépôt de 0,54 m^2 est donnée sur la figure III.16 et résumé dans le tableau III.1.

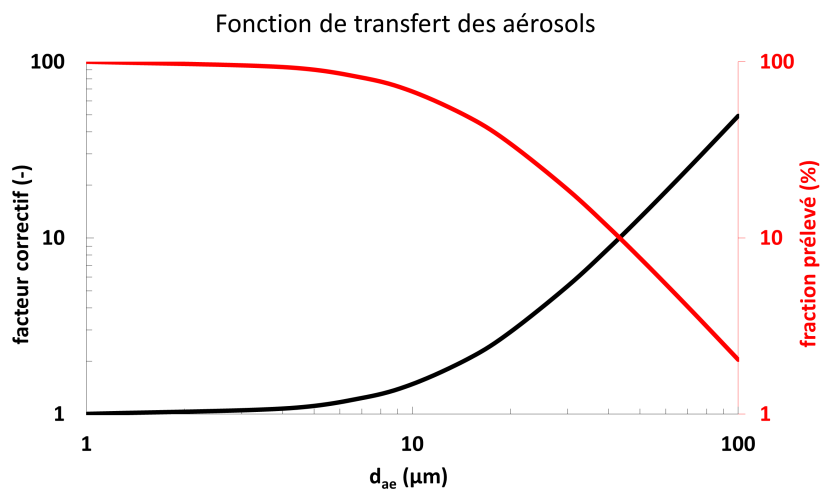


FIGURE III.16 – *Ligne noire : coefficient de correction de la sédimentation. Ligne rouge : fraction d'aérosols prélevée en (%)*



TABLE III.1 – Coefficient de correction de sédimentation ainsi que le rendement d'aérosols prélevés en (%) pour un débit d'extraction de 275L/min et une surface de dépôt de 0,54 m²

Diamètre aérodynamique (μm)	Coef. de correction $\alpha(-)$	rendement (-)
1	1,004	100
4	1,058	94,844
7	1,178	85,181
10	1,364	73,594
15	1,818	55,193
20	2,455	40,882
30	3,273	30,660
40	6,820	14,716
50	10,094	9,943
60	14,095	7,121
70	18,824	5,332
80	24,280	4,134
100	37,375	2,685

Protocole expérimental

Dans notre étude, l'obtention d'un point de mesure propre passe par trois étapes : protection interne de l'enceinte, mesure à blanc et mesure avec impact d'un jet de liquide.

La technique la plus précise dont on dispose pour déterminer la masse mise en suspension est l'utilisation du traceur fluorescent. Pour garder l'enceinte le plus propre possible entre deux essais, ses parois sont entièrement recouvertes d'un film plastique remplacé après chaque essai de chute de liquide. Cette étape peut prendre 45 minutes. La phase de protection est suivie par une phase de mesure à blanc d'une durée de 30 minutes où la quasi-totalité des aérosols présents dans l'enceinte est aspiré à un débit de 275 L/min. Ce débit correspond à la somme du débit de la pompe qui permet d'aspirer la totalité des aérosols sur filtre, 270 L/min, et du débit du compteur optique de particules 5 L/min. Ceci nous permet d'avoir le bruit de fond de nos essais. Après avoir changé le filtre de l'expérience à blanc, on fait chuter le liquide sur le plateau d'impact. Tous nos essais ont été effectués avec un volume de 2,5 L. La durée de l'impact dépend du débit du jet de liquide. Ce temps est compris de 2,5 à 20 minutes. Durant l'impact du jet de liquide et 30 minutes après la fin de l'impact du jet, les aérosols produits sont aspirés sur un filtre à 270 L/min et échantillonné avec l'APS à 5 L/min.

Dans certaines configurations (étude de reproductibilité), chaque point de mesure est répété trois fois. Les cycles des trois répétitions d'un point de mesure expérimental, sont illustrés sur la figure III.17. Un point de mesure expérimental complet est obtenu en une demi-journée en comptant les phases de pré-expériences et post-expériences. La photo du dispositif expérimentale est donnée sur la figure III.18.

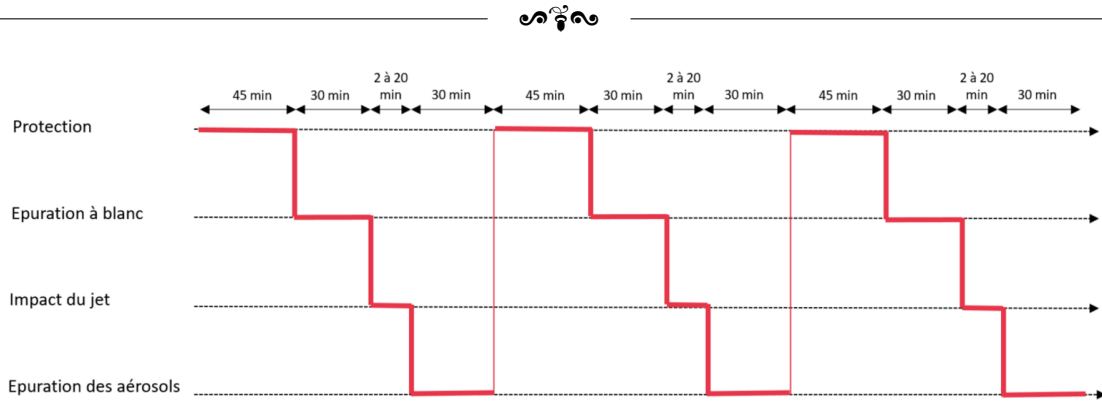


FIGURE III.17 – Schématisation temporelle d'un point expérimental avec 3 répétitions

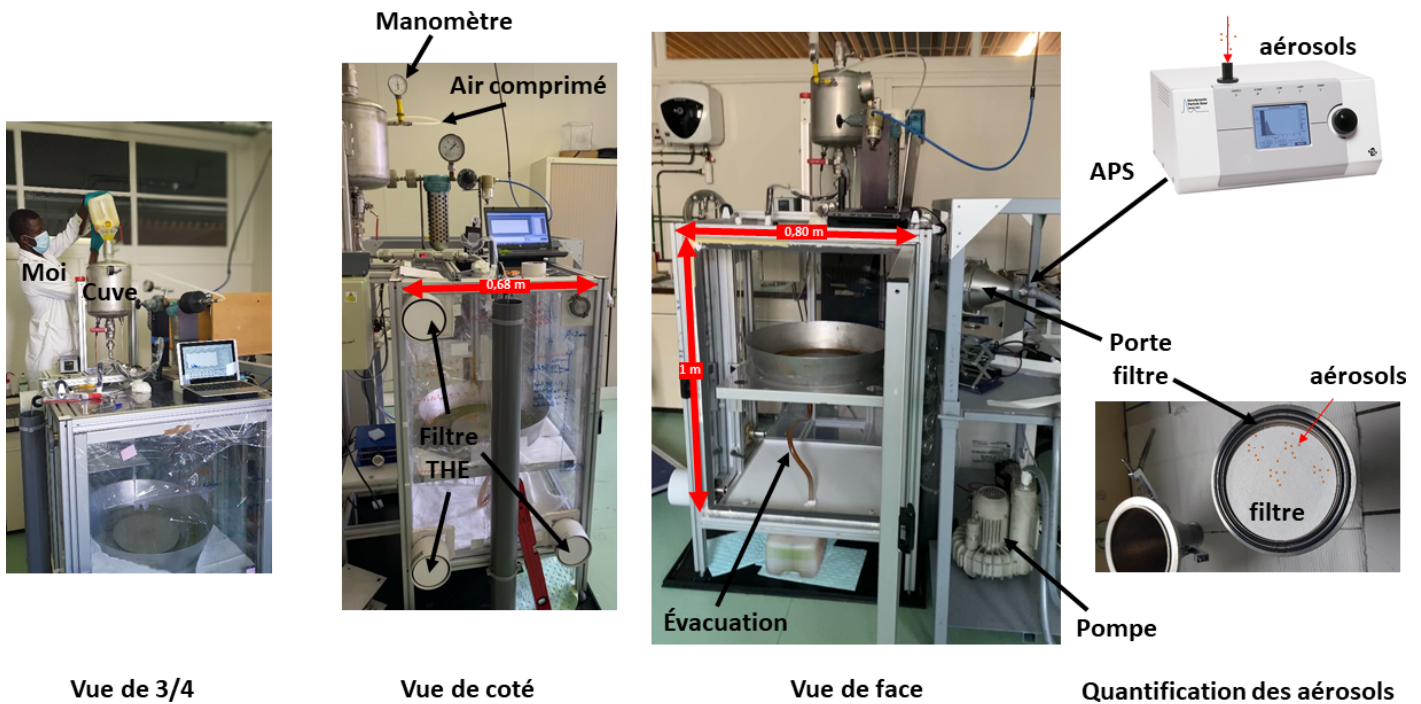


FIGURE III.18 – Photo du dispositif expérimental DICAPRIO (0,80 m × 0,68 m × 1m).
 Vue de 3/4) On me voit remplir la cuve. Vue de côté) Les filtres THE (Très Haute Efficacité) sont placés au niveau des points d'admission d'air (inlet) afin de filtrer l'air entrant dans l'enceinte à cause de l'aspiration. Vu de face) On peut apercevoir la surface d'impact posée de support élévatrice placée au milieu de l'enceinte. On voit également comment le liquide est évacué. Sur la droite de l'image sont représentés les techniques de quantifications et de prélèvements des aérosols

**Résumé 7: Quantification des aérosols**

- Les aérosols produits dans DICAPRIO seront quantifiés avec un APS et une collecte totale sur filtre. L'APS donne accès à la granulométrie des aérosols échantillonnés et le filtre, indique la masse totale d'aérosols mis en suspension dans DICAPRIO.
- Nous avons déterminé le coefficient de correction de sédimentation ainsi que le pourcentage d'aérosols prélevé en (%) pour un débit d'extraction de 275 L/min et une surface de dépôt de $0,54 \text{ m}^2$. Par exemple, si la distribution en masse des aérosols produits a un diamètre aérodynamique médian en masse de $10 \mu\text{m}$, DICAPRIO ne pourra prélever que $73,6 \%$ de la totalité des aérosols produits. Il faudra appliquer un coefficient correctif de $1,36$ pour remonter à la masse initiale totale.

III.3 Banc optique de visualisation des mécanismes

Pour capturer les détails des mouvements dans la zone de pré-impact, d'impact et de post impact, deux techniques des visualisations ont été utilisées. D'une part, dans le but de caractériser la longueur continue du jet liquide, une caméra à hautes vitesses avec une résolution temporelle suffisante pour capter le phénomène de fragmentation a été utilisée. Cette caméra a été utilisée également pour caractériser la vitesse d'impact des gouttes ou du jet, la trajectoire ainsi que les vitesses de quelques gouttelettes secondaires produites après l'impact. Le dispositif optique de visualisation est schématisé sur la figure III.19. La caméra à haute vitesse NAC'S, HI-Dcam a une résolution spatiale 512×1280 pixels avec une cadence de 2000 images par seconde. D'autre part, une caméra à très haute définition spatiale combinée avec un laser Nd-Yag a été utilisée pour capter les détails de l'impact, et ainsi déterminer la plus petite taille de gouttelettes secondaires observable. La caméra à haute définition spatiale, Baumer, LXG-500C est composée de 7920×6004 pixels avec une cadence de 18 images par seconde. Sur un champ de 1 cm , la taille d'un pixel est égale à $2 \mu\text{m}$.

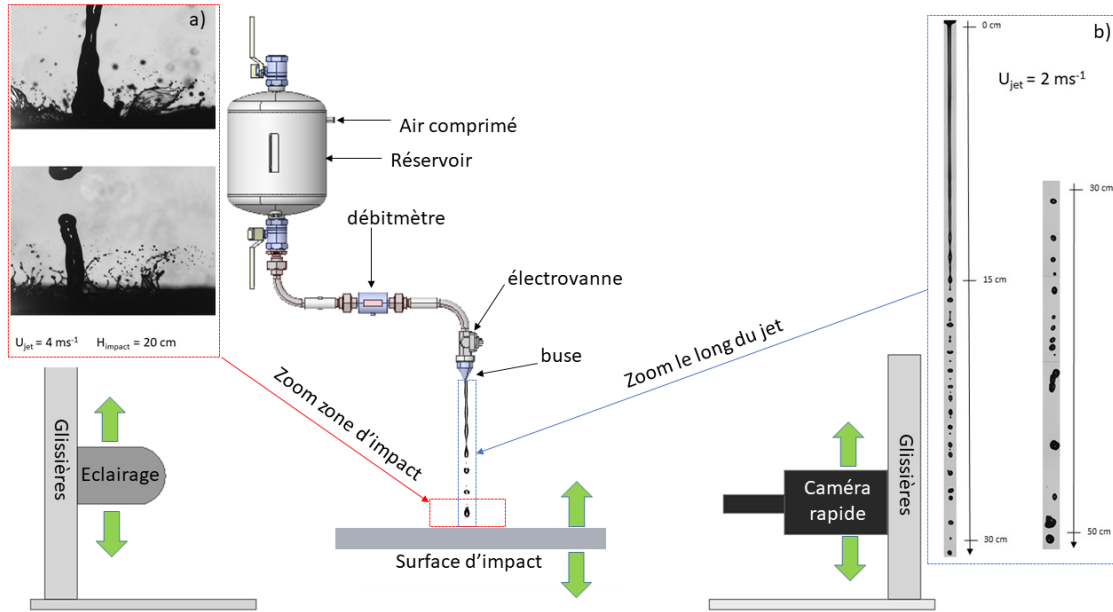


FIGURE III.19 – Configuration d'imagerie. Nous avons utilisé une technique d'imagerie ombroscopique de l'impact du liquide et le long du jet. a) champ d'observation de la zone d'impact pour identifier les mécanismes à l'origine de la production des gouttelettes secondaires et des aérosols. b) Observation le long du jet pour caractériser la longueur de fragmentation du jet, pour déterminer la vitesse d'impact et ainsi que la fréquence d'impact.

Pour l'étude de l'impact de gouttes sur une surface, un des paramètres importants est la vitesse d'impact de la goutte. Par exemple, le modèle populaire de Yarin and Weiss (1995) sur le seuil des éclaboussures est principalement établi sur une vitesse d'impact critique de début des éclaboussures. On peut facilement comprendre qu'un critère fondé sur la vitesse d'impact va être beaucoup plus consistant qu'un critère établi sur la vitesse en sortie de buse.

La vitesse d'impact des gouttes a été déterminée expérimentalement pour : une vitesse de sortie de jet donnée V_{jet} (contrôlé avec de l'air comprimé), pour des solutions de masse volumique différentes (eau, eau+glycérol et eau + ethanol) et pour des hauteurs d'impact différentes H_{imp} . Ces vitesses d'impact ont été par la suite comparées à la vitesse de chute d'une sphère isolée en faisant l'hypothèse que nos gouttes sont totalement sphériques. La relation théorique de la vitesse de chute est donnée par :

$$V_{thc} = V_{jet} \sqrt{\left(1 + \frac{2gH_{imp}}{V_{jet}^2}\right)} \quad (\text{III.32})$$

où $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ représente la gravité. Sur la figure III.20, la vitesse d'impact expérimentale des gouttes évolue en $\sqrt{H_{imp}}$. La vitesse d'impact expérimentale peut être modélisée par la vitesse de chute théorique d'une sphère donnée par l'équation (III.32). L'écart relatif entre les expériences et la vitesse théorique est inférieur à 5%.

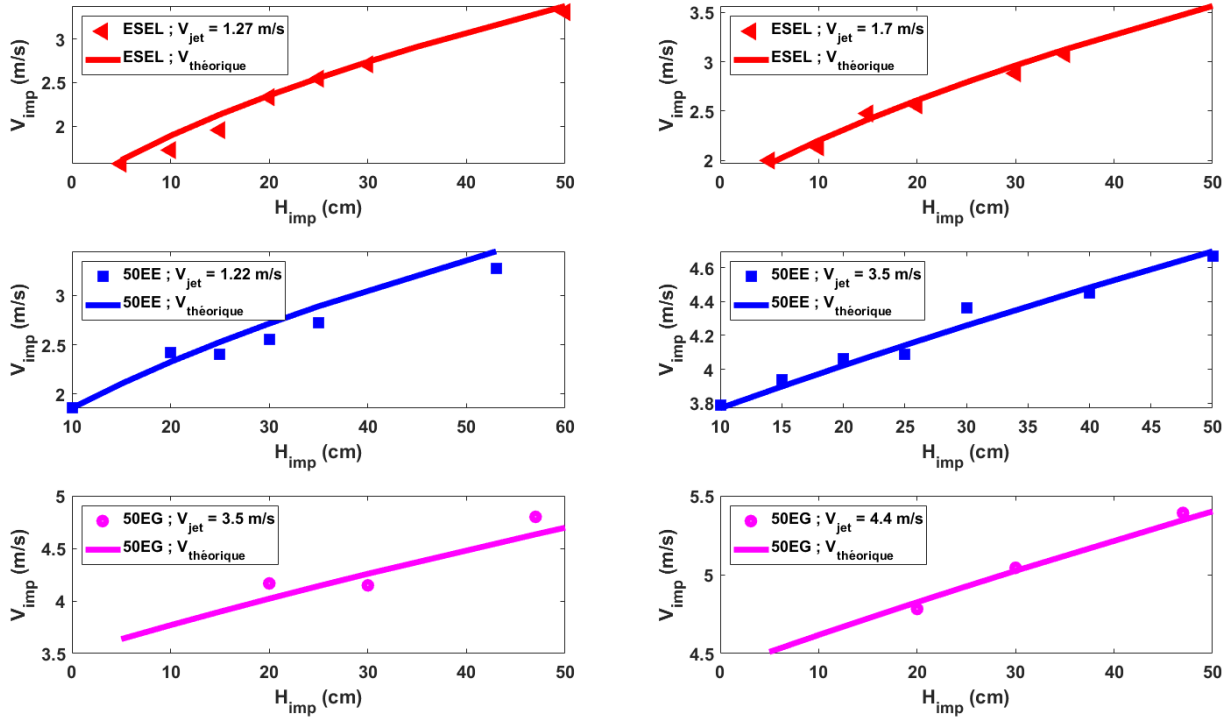


FIGURE III.20 – Vitesse d’impact d’une goutte V_{imp} en fonction de la hauteur d’impact H_{imp} pour différents liquides. Les symboles \blacktriangle , \blacksquare et \bullet représentent les liquides eau (ESEL), eau+ethanol (50EE) et eau+glycérol (50EG) respectivement. Les lignes continues représentent les vitesses de chute théoriques d’une sphère en chute libre données par l’équation (III.32). Chaque vitesse d’impact expérimentale a été déterminée sur au moins 10 gouttes impactantes.

Dans la partie résultats, la vitesse d’impact sera calculée directement à partir de l’équation III.32 pour une vitesse de jet et une hauteur d’impact donnée.

III.4 Reproductibilité des expériences

Dans cete partie, nous présentons les résultats de reproductibilité de nos expériences. Le but est de vérifier si les expériences sont reproductibles lorsqu’on change, par exemple, la vitesse du jet, et de déterminer le coefficient de variation des expériences. Pour ce faire, nous avons considéré un jet de liquide 2 mm que l’on a fait impacter sur une surface d’impact placé à une hauteur de 57 cm de la buse. Le liquide impactant est composé d’eau déminéralisée avec une concentration de NaCl et de fluorescéine sodée de 199 g/L et 0,4 g/L, respectivement. Les propriétés physico-chimiques du liquide sont $\rho = 1197 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 10^{-3} \text{ Pa.s}$ et $\sigma = 68 \times 10^{-3} \text{ N/m}$. Le test reproductibilité a été réalisé de deux manières. Pour commencer, nous avons vérifié la reproductibilité des expériences sur la distribution granulométrique donnée par le compteur optique de particules l’APS. Pour finir, nous l’avons vérifié sur la masse d’aérosols collectée sur le filtre.



Granulométrie

Dans la section III.1.2, il a été montré que la concentration des polluants de l'enceinte de DICAPRIO est bien homogène. En tous points de l'espace de l'enceinte, la concentration d'aérosols est donc homogène. Le but ici est de vérifier, pour une vitesse de jet donnée, si les aérosols échantillonnés sont inchangés lorsqu'on fait 3 répétitions. Cette vérification a été réalisée pour 4 vitesses de jet, $V = V_{jet}$, de 2,3 à 3,9 m/s. Ce qui nous fait un total de 12 expériences. Il faut savoir qu'une expérience complète dure une demi-journée. La figure III.21 représente la distribution en masse des aérosols collectée en fonction du diamètre aérodynamique. L'amplitude de la distribution augmente avec la vitesse du jet. Pour une vitesse donnée, les 3 répétitions changent très peu la forme de la distribution. De plus, on voit sur la figure insérée dans la figure III.4, que le coefficient de variation, défini comme le ratio entre la moyenne des 3 répétitions et l'écart type, baisse avec la vitesse. Ce qui indique que les mesures sont de plus en plus fiables pour des grandes vitesses, car c'est probablement là que l'on produit plus d'aérosols à échantillonner. Le coefficient de variation moyen des 12 expériences de répétabilité sur la mesure de la distribution granulométrique en masse des aérosols produits dans l'enceinte DICAPRIO est de 17,6%.

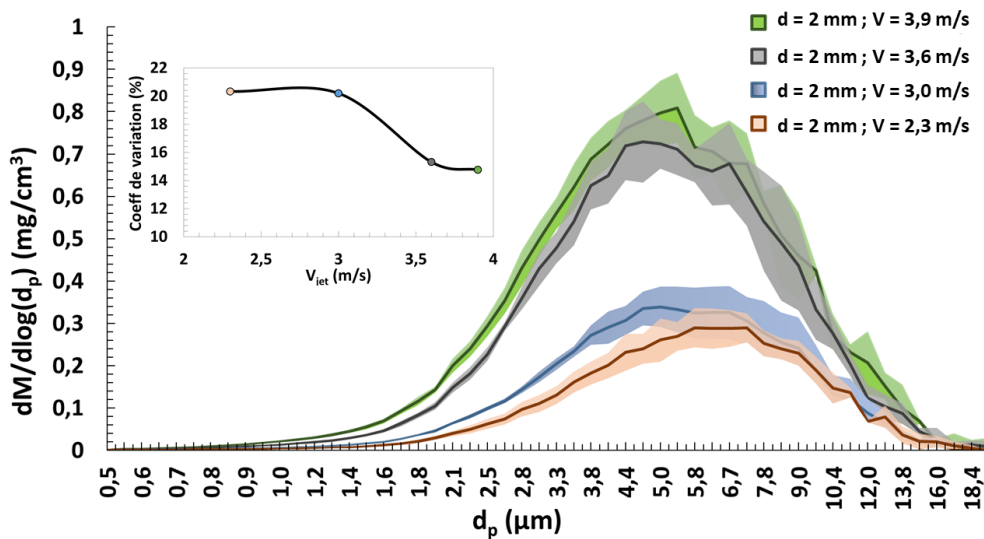


FIGURE III.21 – *Distribution granulométrique en masse des aérosols produits par l'impact d'un jet de 2 mm placé à 57 cm de la surface d'impact. Pour chaque vitesse de jet, l'expérience est répétée 3 fois. La figure insérée illustre l'évolution du coefficient de variations des mesures pour chaque vitesse de jet*

Masse totale collectée sur filtre

Nous présentons ici la reproductibilité des expériences réalisées sur le prélèvement total des aérosols sur filtre. La figure III.22 illustre l'évolution de la masse totale d'aérosols mise en suspension par l'impact du jet de liquide 2 mm, présenté précédemment, en fonction de



la vitesse du jet qui varie de $1,2 \text{ m/s}$ à $5,1 \text{ m/s}$. Chaque point expérimental a été répété 3 fois. Sur la figure insérée, on peut voir que le coefficient de variation de la masse totale d'aérosols collectée est inférieure à 15% pour les 12 répétitions dans la gamme de vitesse de jet de $1,2$ à $5,1 \text{ m/s}$. Le coefficient de variation moyen est de $9,7\%$.

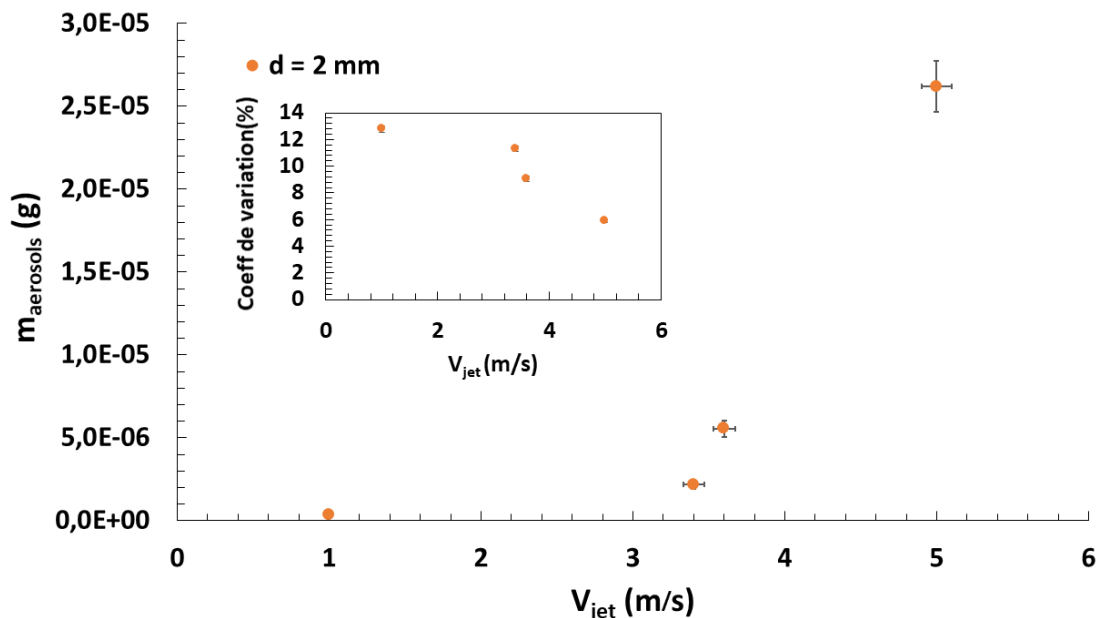


FIGURE III.22 – Masse totale des aérosols produits par l'impact d'un jet de 2 mm placé à 57 cm de la surface d'impact. Pour chaque vitesse de jet, l'expérience est répétée 3 fois. La figure insérée illustre l'évolution du coefficient de variations des mesures pour chaque vitesse de jet.

Pour raisons de lisibilité, nous ne présenterons pas les résultats avec des barres d'erreur dans le chapitre résultats IV. Néanmoins, nous avons vu que, si les expériences sont réalisées dans les mêmes conditions opératoires, la granulométrie est reproductible à 83% et les résultats sur la masse totale des aérosols collectée étaient reproductibles à 91%. De ce fait, nous considérerons une variabilité des résultats sur la granulométrie de 17,6% et sur la masse totale collectée de $\pm 9,7\%$.

Résumé 8: Banc optique et répétabilité

- Le dispositif optique réalisé permet donc de caractériser les mécanismes en jeu durant la production des gouttelettes secondaires ainsi que leur taille et leur vitesse. L'écart relatif entre la vitesse d'impact théorique et expérimentale est de 5%.
- Les essais de reproductibilité présentent un coefficient de variation de 17,6% sur la granulométrie et un coefficient de variation de 9,7% sur la masse totale collectée sur filtre.

Chapitre IV

Résultats



FIGURE IV.1 – *Eté 2022, vaguelette fragmentée par impact sur une paroi rocheuse sur une plage de la péninsule du Péloponnèse au sud de la Grèce. Sur cette image, on peut voir plusieurs mécanismes/instabilités étudiés en mécanique des fluides. Les plus fines gouttelettes générées par l'impact de la vaguelette se sont probablement transformées en aérosols et transportées par l'écoulement du vent. (Photo de M.Mbaye)*

Sommaire

IV.1 Comment se comporte le jet avant l'impact ?	77
IV.2 Quelle est l'influence de la hauteur d'impact sur la production d'aérosols ?	80
IV.2.1 Concentration en aérosols et distribution granulométrique	82
Description de l'évolution de la concentration en aérosols	82
Distribution granulométrique	83
IV.2.2 Fraction mise en suspension	90
IV.3 Étude de la dynamique de l'impact : influence du diamètre du jet et de la vitesse	95
IV.3.1 Granulométrie	98
IV.3.2 Loi d'échelle de la fraction massique des aérosols mis en suspension	100
IV.3.3 Étude de la robustesse du seuil de production des aérosols K_c : faible hauteur d'impact	107
IV.4 Étude de la robustesse du paramètre d'éclaboussures sur la mise en suspension	108
IV.4.1 Application à un liquide à forte viscosité et à forte tension de surface	108
Fraction mise en suspension	108
Distribution granulométrique	111
IV.4.2 Application à un liquide à faible tension de surface et à faible viscosité	114
Fraction mise en suspension et distribution granulométrique	114



Ce chapitre est au cœur d'un article (Mbaye et al.), qui sera publié à Journal of Aerosol Science après des révisions mineures.

Dans cette section, sera détaillé, l'ensemble des résultats permettant de comprendre comment des aérosols potentiellement dangereux sont générés lorsqu'un jet de liquide impacte sur une surface. L'ensemble de ces résultats sur l'aérocontamination servira de socle aux autorités de sûreté nucléaire. Ils serviront également au bureau d'analyse du confinement pour évaluer les risques de dispersion de matières radioactives des Installations Nucléaires de Base (INB) ou des centres de traitements des déchets nucléaires.

Le but ici est d'étudier la production des aérosols par une fuite de liquide impactant sur une surface. Pour ce faire, nous considérons un jet de liquide délivré depuis un réservoir pressurisé. L'injection se fait par une buse, de diamètre d_{jet} où le jet sort avec une vitesse V_{jet} tombant d'une hauteur d'impact H_{imp} sur une plaque solide, comme le montre la figure IV.2. Nous commencerons par décrire par imagerie la nature du jet de liquide à la sortie de la buse. À partir de là, nous allons étudier l'influence de la hauteur d'impact sur la nature du jet, car ce dernier n'affecte pas que la vitesse d'impact. En effet, en fonction de la position de la hauteur d'impact, le jet peut impacter la surface de manière discontinue ou continue. Nous examinerons aussi l'influence de la taille du jet, autrement dit l'effet du diamètre du jet sur les aérosols produits. Par la suite, nous étudierons l'effet de la vitesse d'impact du jet. L'étude de l'effet de ces différents paramètres, c'est-à-dire de la dynamique de l'impact, nous permettra ensuite d'établir une loi d'échelle pour prédire l'aérocontamination. Nous consoliderons aussi l'influence de la nature du liquide impactant, par l'étude de l'influence de la viscosité et de la tension de surface du liquide impactant.

TABLE IV.1 – *Résumé des différents paramètres utilisés dans notre étude. Les paramètres que l'on a fait varier dans les expériences E_1 et E_2 sont V_i , d_i , H_i , μ et σ qui sont la vitesse d'impact, le diamètre et la hauteur d'impact ainsi que la viscosité dynamique et la tension de surface respectivement. Trois différents liquides ont été utilisés, de l'eau déminéralisée, 50% d'eau déminéralisée avec 50% d'éthanol et 50% d'eau déminéralisée avec 50% de glycérol. Chaque liquide a été mélangé avec du NaCl à une concentration $C_{NaCl} = 199$ g/L et de la fluorescéine sodée à une concentration $C_{fluo} = 0.4$ g/L*

Expé.	Influence :	Liquide	ρ (kg/m ³)	μ (Pa.s)	σ (N/m)	H_i (cm)	d_{jet} (m)	V_i (m/s)
E_1	V_i ; d_i	L_1 : Eau	1197	10^{-3}	68×10^{-3}	57	$[1;2] \times 10^{-3}$	[3;7]
E_2	H_i ; μ ; σ	L_1 : Eau	1197	10^{-3}	68×10^{-3}	[5;57]	2×10^{-3}	[3;7]
		L_2 : 50%Eth	895	$2,4 \times 10^{-3}$	28×10^{-3}	[5;57]	2×10^{-3}	[3;7]
		L_3 : 50%Gly	1132	5×10^{-3}	66×10^{-3}	[5;57]	2×10^{-3}	[3;7]

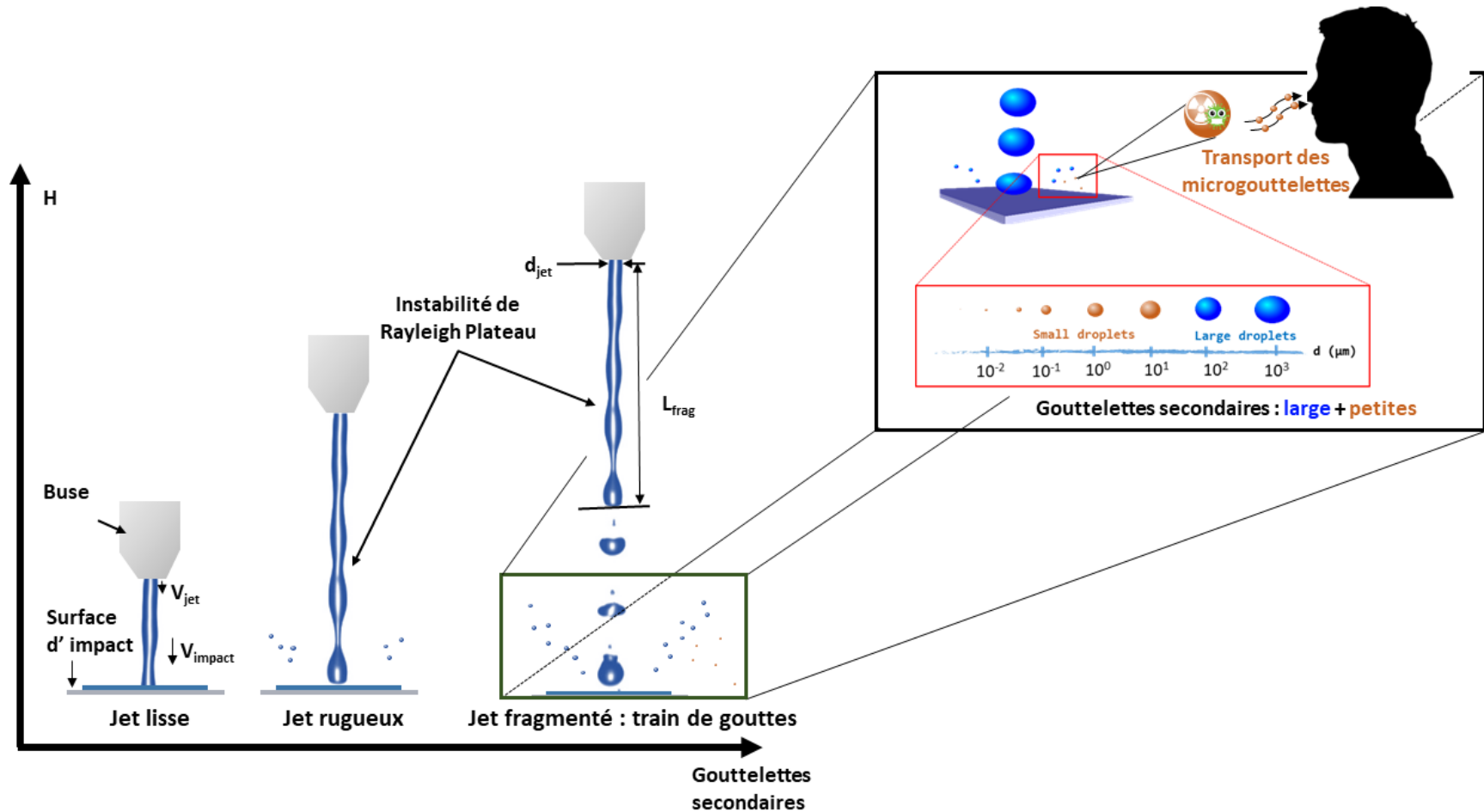


FIGURE IV.2 – Esquisse du mécanisme d'éclaboussure. L'augmentation de la hauteur d'impact fait apparaître une instabilité et modifie la dynamique de l'impact, ce qui entraîne en partie l'aérocontamination. Pendant le splash, zone de zoom, plusieurs tailles de gouttelettes secondaires sont générées, des petites gouttelettes avec des grosses gouttelettes secondaires. Les petites gouttelettes sont responsables de l'aérocontamination (gouttelettes respirables). Les grosses gouttelettes peuvent contaminer différentes surfaces.

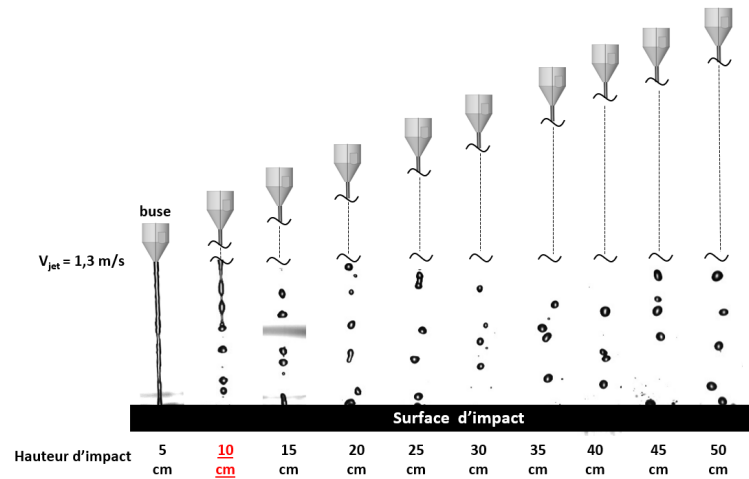


IV.1 Comment se comporte le jet avant l'impact ?

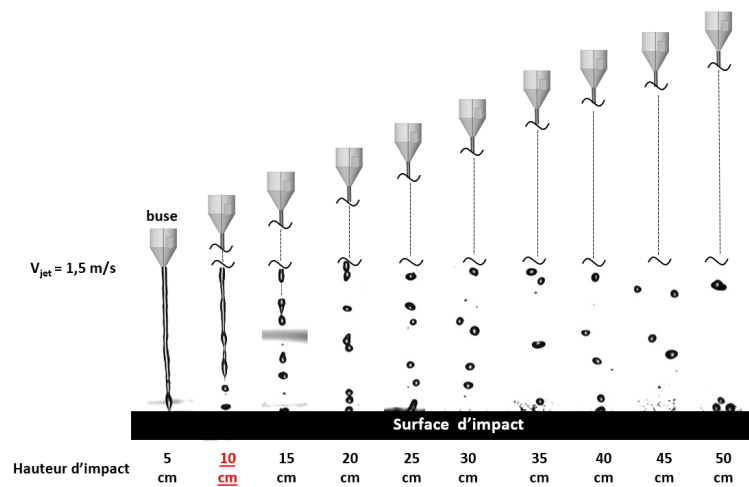
Dans le but de comprendre le comportement du jet avant qu'il impacte la surface, nous avons observé le jet avec une caméra rapide réglée sur une fréquence d'acquisition de 1000 images par seconde. Les détails du dispositif optique sont donnés dans la section III.3. L'objectif est de déterminer à partir de quelle hauteur le jet se fragmente en gouttes à cause de l'instabilité liée aux forces capillaires ou à la turbulence. La théorie et les différents régimes du jet sont donnés dans la section II.2.2. Les résultats dans cette partie ont été obtenus avec la solution L_1 , de l'eau déminéralisée mélangée avec du NaCl à une concentration $C_{NaCl} = 199 \text{ g/L}$ et de la fluorescéine sodée à une concentration $C_{fluo} = 0.4 \text{ g/L}$. La figure IV.3 illustre la dynamique du jet pour différentes hauteurs d'impact, pour une vitesse de jet donnée. On constate que pour une hauteur d'impact inférieure à 5 cm, distance buse/surface d'impact, le jet est continu et n'est pas brisé au moment de l'impact. Toutefois, dans cette configuration, le jet cylindrique présente quelques rugosités de surface, sous forme d'ondulations. Pour des valeurs de vitesse de jet comprises entre 1,3 et 2,5 m/s, la longueur de fragmentation est autour de 10 cm. Autrement dit, le jet de liquide est continu jusqu'à un maximum de 10 cm. Par ailleurs, de 5 à 10 cm, le jet présente une zone de transition avant sa fragmentation. Les motifs sur cette zone de transition, entre un jet continu et une série de gouttes, sont les ondes de surface qui se propagent le long du jet, ce qui se traduit par des bourrelets et des renflements. Lorsque le jet heurte la surface dans cette configuration, il n'est pas totalement cylindrique. Sur la figure IV.4, le jet est injecté avec une vitesse de 3,5 m/s. Dans cette configuration, la longueur de fragmentation du jet est autour de 15 cm, ceci indique que la longueur de fragmentation évolue avec la vitesse du jet comme discuté par Rein (1993).

Le but de cette étude n'est pas d'étudier en détail le jet et la longueur de fragmentation. Pour en apprendre plus, lire les travaux de (Dumouchel (2008); Grant and Middleman (1966b); Plateau (1873); Rayleigh (1879); Savart (1833); Weber (1931)). Toutefois, dans notre étude, il est important de savoir sous quelle forme le jet de liquide impacte la surface. Le jet heurte-t-il la surface d'impact sous la forme d'un jet non fragmenté (lisse ou rugueux) ou sous la forme d'un jet fragmenté (série de gouttes)? C'est la raison pour laquelle nous nous sommes intéressés à la longueur de rupture du jet dans notre étude. L'étude de cette longueur de stabilité/fragmentation du jet a fait l'objet de nombreuses études, (Grant and Middleman (1966b); Rein (1993); Weber (1931)), cherchant en général à établir des lois d'échelles.

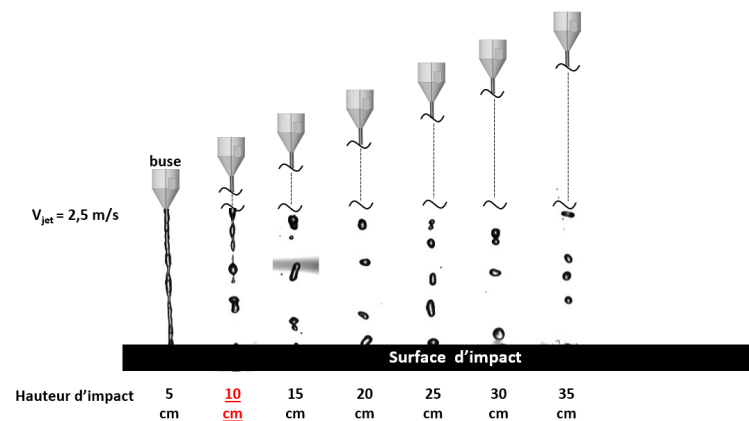
IV.1. Comment se comporte le jet avant l'impact ?



(a) $V_{jet} = 1,3 \text{ m/s}$



(b) $V_{jet} = 1,5 \text{ m/s}$



(c) $V_{jet} = 2,5 \text{ m/s}$

FIGURE IV.3 – Nature du jet avant impact pour différentes valeurs de distance buse/surface d'impact avec le liquide L_1 . a) vitesse du jet en sortie de buse de $1,3 \text{ m/s}$. b) vitesse du jet en sortie de buse de $1,5 \text{ m/s}$. c) vitesse du jet en sortie de buse de $2,5 \text{ m/s}$. Dans les 3 configurations, la longueur de fragmentation du jet est autour de 10 cm

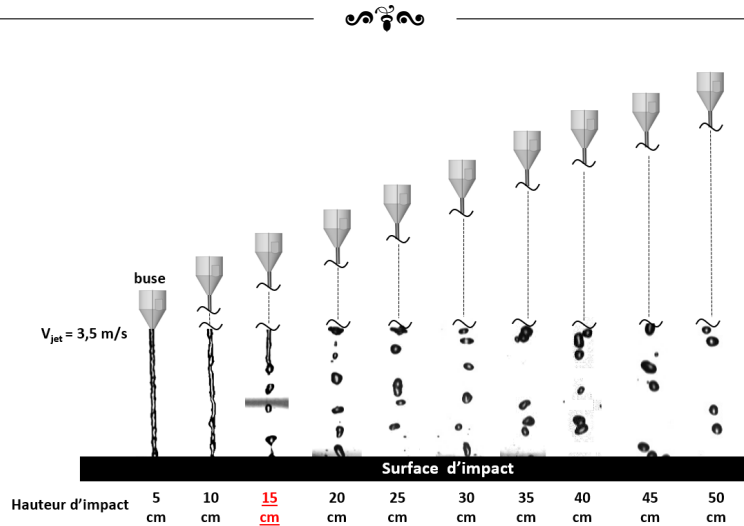


FIGURE IV.4 – Nature du jet avant impact pour différentes valeurs de distance buse/surface d'impact avec le liquide L_1 et une vitesse du jet en sortie de buse de $3,5 \text{ m/s}$. Dans cette configuration, la longueur de fragmentation du jet est autour de 15 cm

Par exemple, sur la figure IV.5, nous avons comparé nos résultats expérimentaux sur la longueur de fragmentation du jet avec la loi d'échelle semi-empirique de Grant and Middleman (1966b) donnée par l'équation IV.1. Nos résultats expérimentaux valident en partie leur relation. Pour le cas du jet avec le liquide L_1 , la longueur, la fragmentation semble être prédictible avec la relation IV.1. Toutefois, pour les liquides L_2 et L_3 la longueur de fragmentation décroît avec la vitesse, le nombre de Weber et de Reynolds du jet. La relation de Grant and Middleman (1966b) paraît ne pas être adaptée dans sur ces configurations. Par ailleurs, la longueur de rupture du jet peut fortement être influencée par la forme géométrique de la buse comme énoncé dans la section II.2.1. Deux jets du même liquide, de même diamètre et de même vitesse; donc de même nombre de Reynolds et de Weber, peuvent avoir des longueurs de fragmentation différentes si les formes géométriques des buses sont différentes (McCarthy and Molloy (1974)). Le fait d'avoir des formes géométriques de buse différentes pourrait expliquer, en partie, une telle différence d'évolution sur la longueur de rupture pour le cas des liquides à faible tension de surface et à forte viscosité.

$$L_{frag}/d_{jet} = 1,5 \times \left(We^{0,5} + 3 \frac{We}{Re} \right) \quad (\text{IV.1})$$

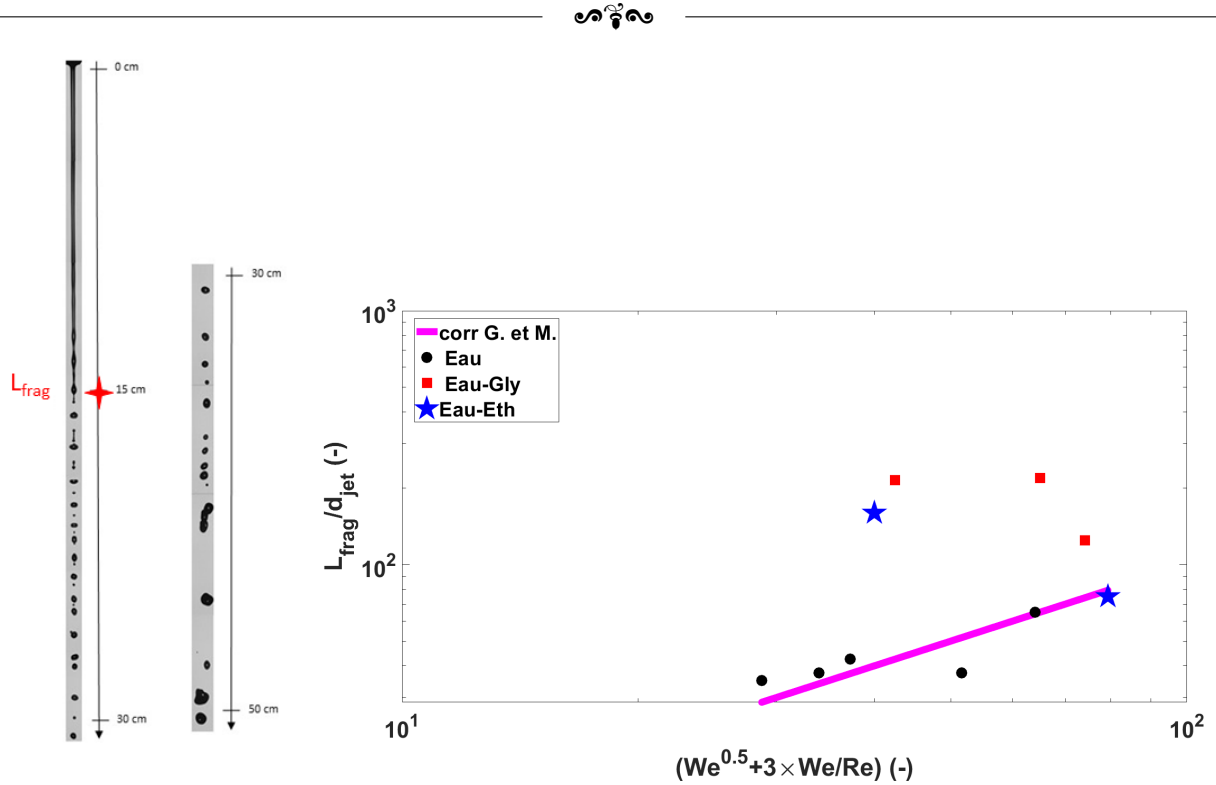


FIGURE IV.5 – Gauche) Reconstruction d'un jet sur une distance de 50 cm et l'illustration de la longueur de fragmentation. Droite) Données expérimentales et corrélation sur la longueur de fragmentation du jet de liquide. Les données correspondent à l'expérience de type E_2 dans le tableau IV.1

Pour étudier l'influence de la hauteur d'impact sur la production d'aérosols, nous utiliserons la relation IV.1, validée sur le cas du liquide L_1 (Eau), pour déterminer la forme du liquide impactant (gouttes ou jet). Par exemple si la hauteur d'impact est supérieure à longueur de fragmentation du jet alors l'impact se fait en train de gouttes sinon il se fait en jet continu (jet non fragmenté).

IV.2 Quelle est l'influence de la hauteur d'impact sur la production d'aérosols ?

Dans cette section sera détaillé l'effet de la hauteur d'impact sur la quantité d'aérosols produits. La quantification des aérosols a été réalisée avec un *Aerodynamic Particle Sizer* (APS) et une collecte sur filtre, schéma expérimental donné dans la section III.2, figure III.2. Comme nous l'avons déjà expliqué, en fonction des paramètres du jet de liquide et des propriétés du fluide (liquide impactant et gaz environnant), le jet de liquide peut impacter la plaque dans différents états (Dumouchel (2008); Eggers and Villermaux (2008a)). L'impact peut se faire sous la forme d'un jet laminaire à faible hauteur, à faible débit de liquide et pour des liquides visqueux, conduisant à des ressauts hydrauliques lisses (Bohr et al. (1996);



Passandideh-Fard et al. (2011)); sous la forme d'un impact turbulent où le jet présente de fortes déformations de surface, en particulier pour une grande hauteur d'impact H_{imp} (Lienhard (1995); Wassenberg et al. (2019)). L'impact de gouttes primaires est observé au-dessus de la longueur dite de rupture/fragmentation. Cette longueur correspond à la distance à partir de laquelle le jet continu se brise en gouttes primaires, en raison de l'instabilité de Rayleigh-Plateau qui peut se développer pour une hauteur, H_{imp} , suffisamment grande (Leroux et al. (1996)). Dans ce dernier cas, l'impact du jet est comparable aux impacts de pulvérisation (Breitenbach et al. (2018)) et il est souvent considéré comme une succession d'impact de gouttes (Roisman et al. (2006)). Ces différentes configurations sont illustrées sur la figure IV.5 où des images expérimentales (voir description du montage expérimental à la section III.3, figure III.19) de la géométrie du jet impactant et de la zone d'impact sont montrées pour différents paramètres du jet. Nous observons sur ces figures que la production d'éclaboussures, et donc de petites gouttelettes secondaires, est visible lorsque le jet est fortement perturbé ou lorsque l'impact se fait sous la forme d'un train de gouttes. Ces situations apparaissent quand l'instabilité du jet a suffisamment de temps pour se développer avant l'impact, ce qui correspond à une hauteur de chute suffisamment grande. Le but ici est de caractériser et de quantifier la production de gouttelettes d'aérosols en fonction de la hauteur d'impact du jet.

La hauteur d'impact du jet a deux effets sur la production d'aérosols. D'une part, elle affecte la nature du liquide impactant : jet non fragmenté (lisse ou rugueux) et jet fragmenté (train de gouttes), (IV.5). D'autre part, elle augmente ou diminue la vitesse d'impact, équation IV.2. De ce fait, pour caractériser plus précisément l'impact, il est préférable d'utiliser la vitesse d'impact V_{imp} au lieu de la vitesse initiale du jet, V_{jet} , puisque celle-ci est accélérée pendant sa chute, définie par :

$$V_{imp} = \sqrt{V_{jet}^2 + 2gH_{imp}} \quad (\text{IV.2})$$

où g est la gravité. À partir de là, il est possible de comparer, à des vitesses équivalentes, différentes natures de liquide impactant.

IV.2. Quelle est l'influence de la hauteur d'impact sur la production d'aérosols ?

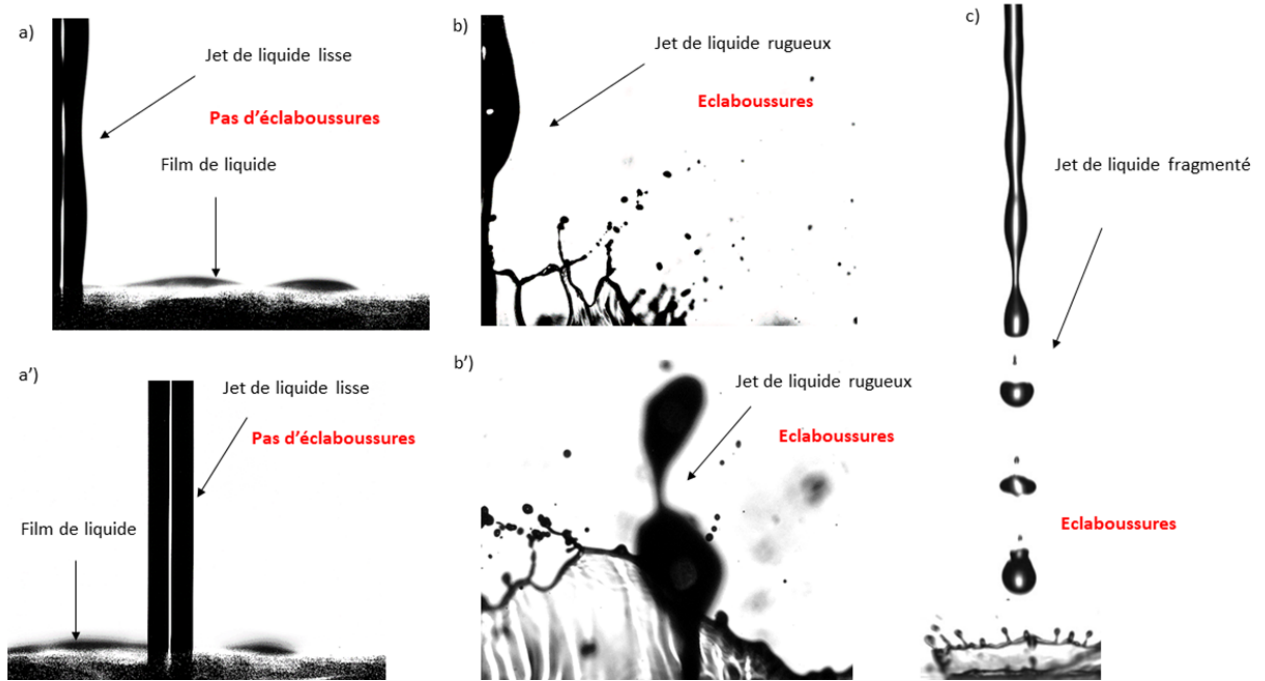


FIGURE IV.6 – Observations expérimentales de différents jets d'eau impactant une plaque solide pour différents paramètres de jet. a) et a'), $d_{jet} = 1 \text{ mm}$, $v_{imp} = 2,2 \text{ m/s}$ et $H_{imp} = 13 \text{ cm}$, un jet liquide lisse est observé sans éjection de gouttelettes ; b) et b') : $d_{jet} = 1 \text{ mm}$, $v_{imp} = 2,8 \text{ m/s}$ et $H_{imp} = 20 \text{ cm}$, le jet est fortement perturbé et conduit à la formation de gouttelettes par l'éclaboussement de la nappe de liquide en expansion ; c) $d_{jet} = 2 \text{ mm}$, $v_{imp} = 3,1 \text{ m/s}$ et $H_{impact} = 30 \text{ cm}$, le jet est totalement brisé en gouttes qui ont un impact irrégulier dans l'espace et le temps sur la plaque. Pour les images a) et b) la focalisation est faite sur le jet et pour a') et b') la focalisation est faite sur 3 mm du jet

IV.2.1 Concentration en aérosols et distribution granulométrique

Description de l'évolution de la concentration en aérosols

La figure IV.7 illustre l'évolution temporelle de la concentration d'aérosols produit durant l'impact du jet de liquide fragmenté dans l'enceinte de DICAPRIO. L'augmentation de la concentration au moment de l'impact confirme la production d'aérosols. Dans cette configuration, l'impact se déroule sur une durée de 2 à 14 minutes. Sur la figure IV.7, de 0 à 2 minutes, le bruit de fond de l'enceinte est collecté. Au bout de 2 minutes commence l'impact du jet. De 2 à 10 minutes, la concentration d'aérosols évolue en suivant une fonction $1 - \exp(-t/\tau)$ avec τ un temps caractéristique qui dépend du volume de l'enceinte et du débit de l'extraction. À partir de 10 minutes, l'évolution de la concentration dans l'enceinte se stabilise, car la quantité d'aérosols collectés par unité de volume correspond à la quantité d'aérosols produit par unité de volume de liquide impactant à la source. À la fin de l'impact du jet de liquide à 14 minutes, la concentration commence à décroître en suivant une fonction exponentielle $\exp(-t/\tau)$. La vitesse de décroissance dépend de la constante τ et donc



du volume de l'enceinte et du débit d'extraction. De 14 à 18 minutes, correspondant à 2τ , 87% des aérosols dans l'enceinte ont été extraits.

À partir des données sur la concentration par classe de tailles, il est possible d'extraire la distribution en nombre et en masse des aérosols.

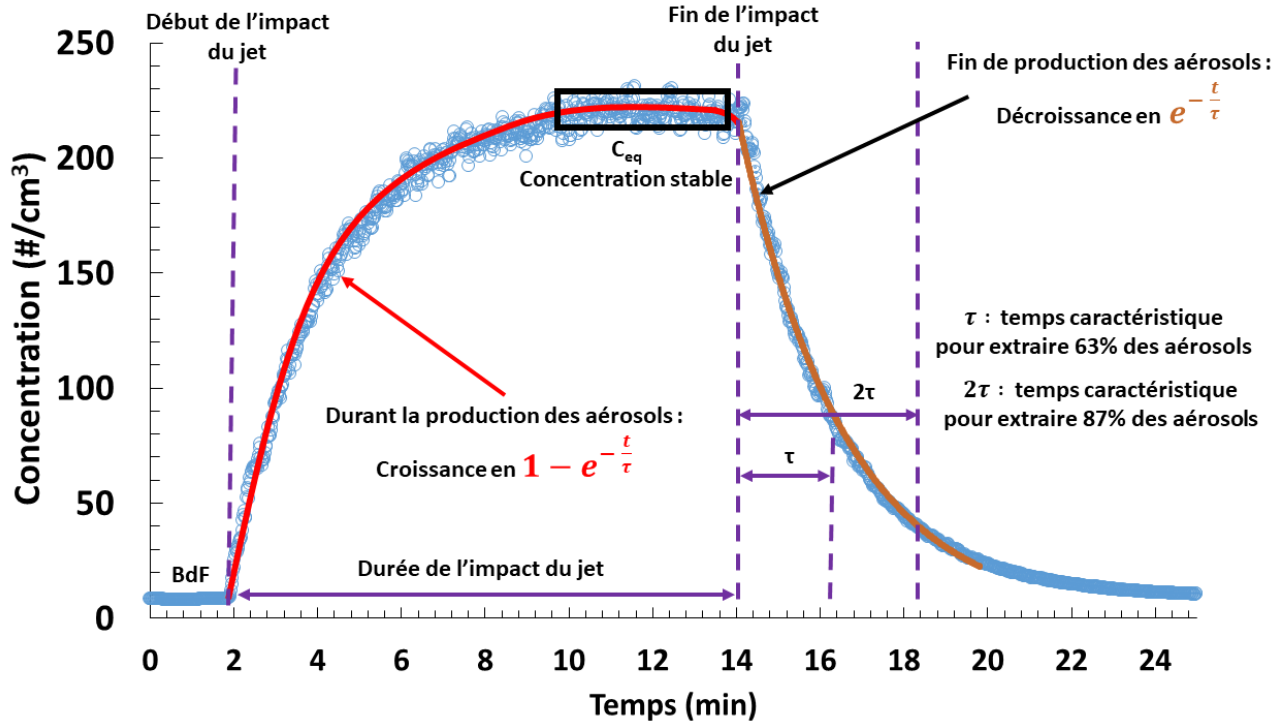


FIGURE IV.7 – Évolution temporelle de la production d'aérosols suite à l'impact d'un jet de liquide sur une surface

Distribution granulométrique

Dans le but de déterminer l'influence de la hauteur d'impact (impact en train de gouttes ou en jet continu) dans la production d'aérosols, nous avons fait varier la hauteur d'impact en maintenant les autres paramètres fixes : la viscosité, la masse volumique, la tension de surface du liquide ainsi que le diamètre du jet. Sachant que la vitesse d'impact est liée à la hauteur d'impact et à la vitesse du jet, nous avons fait varier la vitesse du jet et la hauteur d'impact dans le but d'avoir une gamme de vitesses d'impact plus large. La figure IV.8 illustre l'évolution de la hauteur d'impact en fonction de la vitesse d'impact pour des vitesses de jet données. Par exemple, des jets de liquide de la solution L_1 injectés à 1 ; 1,5 ; 2 et 2,5 m/s peuvent avoir la même vitesse d'impact, par exemple $V_{imp} = 3 m/s$, si leur hauteur d'impact est fixée à 14, 25, 34 et 41 cm , respectivement. D'après les illustrations de la figure IV.3 et IV.4 nous avons observé que si la hauteur d'impact est supérieure à 15 cm l'impact est en train de gouttes, sinon en jet continu. En faisant varier la vitesse du jet et la hauteur d'impact, il est possible de comparer plusieurs hauteurs d'impact ayant la même

IV.2. Quelle est l'influence de la hauteur d'impact sur la production d'aérosols ?



vitesse d'impact. Ce qui veut dire que l'on pourra identifier l'effet de la nature du liquide impactant sur la quantité d'aérosols produits (jet fragmenté ou jet non fragmenté) pour une même vitesse d'impact.

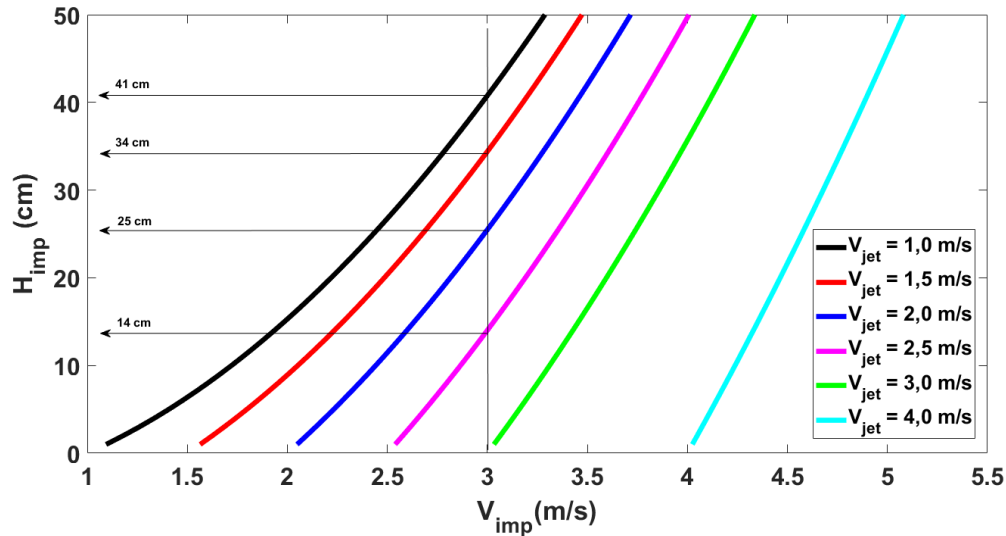


FIGURE IV.8 – Illustration de l'équation IV.2. Relation entre la vitesse d'impact et la hauteur d'impact pour différentes vitesses de jet

Les figures IV.9, IV.10, IV.11 et IV.12, illustrent l'évolution temporelle de la concentration, la distribution en nombre et en masse des aérosols pour des vitesses de jet de 1, 3 ; 2, 5 ; 3, 5 et 4 m/s , respectivement ; pour un diamètre de jet de 2 mm . La hauteur d'impact illustrée par une échelle de couleur a été variée de 0 et 35 cm . Dans les courbes de concentration, la hauteur 0 cm , correspond au bruit de fond mesuré avant l'impact du jet, dans la réalité la hauteur d'impact varie de 5 à 35 cm .

La figure IV.9 illustre l'évolution des grandeurs statistiques liées à la production d'aérosols pour une vitesse de jet de 1, 3 m/s et une hauteur d'impact qui varie de 5 à 35 cm . De ce fait, les vitesses d'impact associées à ces hauteurs d'impact varient de 1, 6 à 2, 9 m/s . La quantité d'aérosols produits pour les hauteurs d'impact inférieures à 15 cm est faible. Ceci est visible sur le graphe de la concentration en nombre, figure IV.9 (a), où la valeur de la concentration est presque confondue avec le bruit de fond (concentration sans production d'aérosols ($0 < Temps(min) < 2$)). C'est aussi visible sur la distribution en masse normalisée, figure IV.9 (d), où les aérosols collectés ne sont pas assez nombreux pour que les données statistiques suivent une loi de distribution lisse (non dispersée). Pour des hauteurs d'impact supérieures 15 cm , la production d'aérosols devient significatif. La distribution en masse normalisée des aérosols des figures IV.9 (d), IV.10 (d), IV.11 (d) et IV.12 (d) peut être ajusté par une loi log-normale dont l'équation est la suivante :



$$f(d_p) = \frac{dM}{M_0 d\log(d_p)} = \frac{1}{d_p \log(\sigma_g) \sqrt{2\pi}} \times \exp\left(-\frac{(\ln(d_p) - \ln(d_{amm}))^2}{2 \ln(\sigma_g)^2}\right) \quad (\text{IV.3})$$

avec d_p le diamètre des aérosols, d_{amm} le diamètre aérodynamique médian en masse et σ_g l'écart type géométrique de la distribution. Pour ces quatre graphes de distributions en masse des aérosols, lorsque la production de gouttelettes secondaires aérosolisées est importante, le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols est autour $6,47 \pm 0,96 \mu m$ et l'écart type géométrique est égale à $1,32 \pm 0,3$. De ce fait, la distribution en masse de ces aérosols a été ajusté avec une loi log-normale. On constate ici que les aérosols qui arrivent sur notre ligne de prélèvement ont un diamètre aérodynamique médian inférieur à $8 \mu m$.

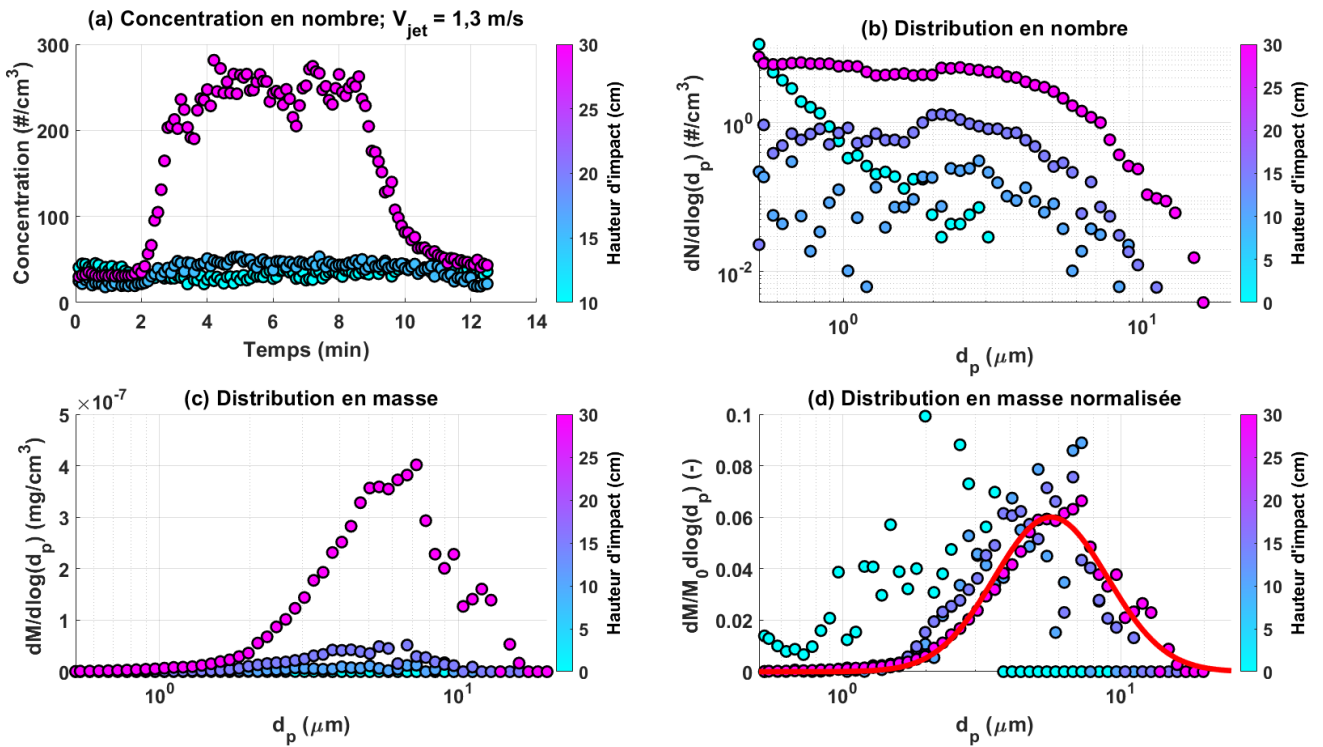


FIGURE IV.9 – Impact d'un jet de liquide de 2 mm injecté à 1,3 m/s pour différentes hauteurs d'impact illustrées avec la légende en couleur. Les vitesses d'impact associées varient de 1,6 à 2,9 m/s. (a) Évolution de la concentration en nombre en fonction du temps. (b) Distribution granulométrique en nombre des aérosols collectés. (c) Distribution granulométrique en masse des aérosols collectés. (d) Distribution granulométrique en masse normalisée des aérosols collectés. Le trait plein rouge correspond à l'ajustement avec une loi log-normal (eq. IV.3)

Sur la figure IV.10, pour une vitesse de jet de 2,5 m/s et une hauteur d'impact qui varie de 5 à 30 cm, les vitesses d'impact associées varient de 2,7 à 3,5 m/s. Ici, aucune hauteur d'impact seuil de production d'aérosols a été identifiée. Nous avons commencé par

IV.2. Quelle est l'influence de la hauteur d'impact sur la production d'aérosols ?



une hauteur de 10 cm. Pour une hauteur d'impact de 10 cm, les aérosols générés sont non négligeables. On voit nettement, sur le graphe de la distribution en masse normalisée, figure IV.10 (d), que la quantité d'aérosols générés est suffisante pour que la courbe de distribution soit aussi lisse comme pour les hauteurs d'impact les plus élevées.

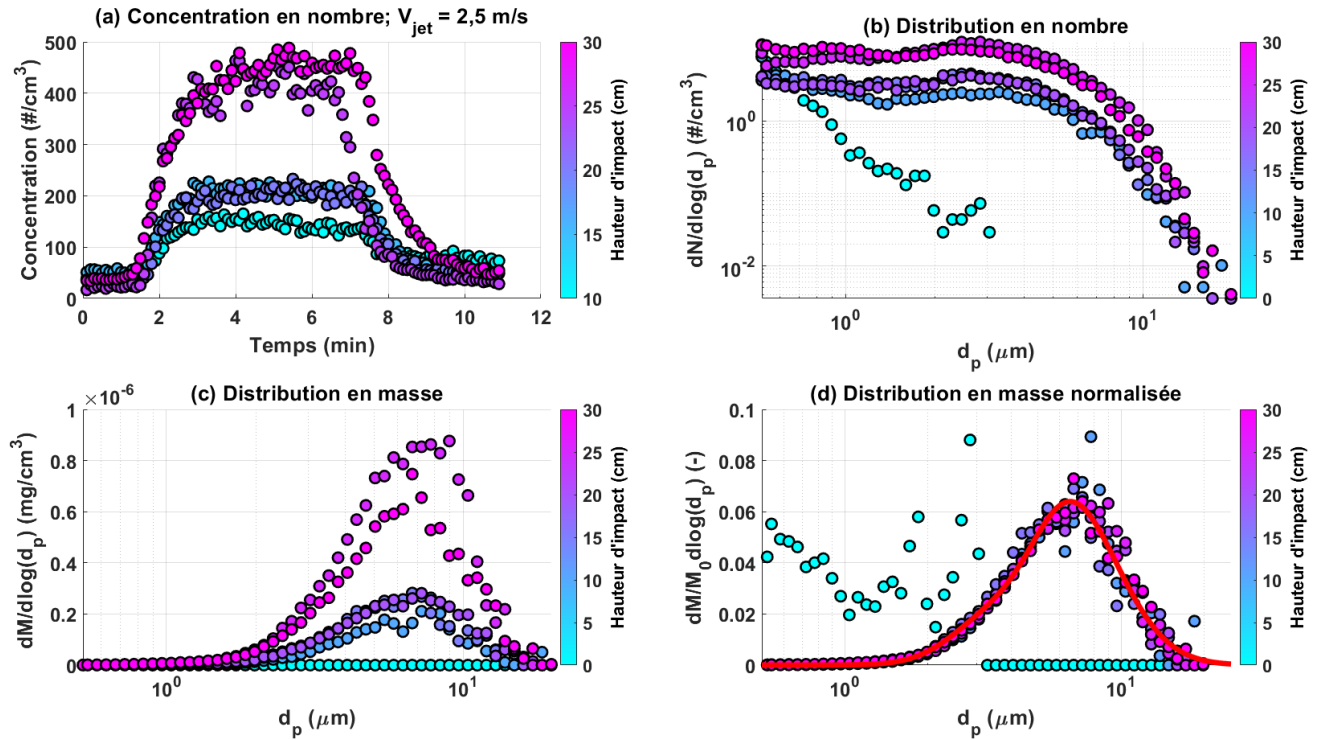


FIGURE IV.10 – Impact d'un jet de liquide de 2 mm injecté à 2,5 m/s pour différentes hauteurs d'impact illustrées avec la légende en couleur. Les vitesses d'impact associées varient de 2,7 à 3,5 m/s. (a) Évolution de la concentration en nombre en fonction du temps. (b) Distribution granulométrique en nombre des aérosols collectés. (c) Distribution granulométrique en masse des aérosols collectés. (d) Distribution granulométrique en masse normalisée des aérosols collectés. Le trait plein rouge correspond à l'ajustement avec une loi log-normale (eq. IV.3)

De même, sur la figure IV.11, pour une vitesse de jet de 3,5 m/s et une hauteur d'impact qui varie de 5 à 35 cm, les vitesses d'impact associées varient de 3,6 à 4,3 m/s. La hauteur seuil de production d'aérosols n'a pas été identifiée. Pour une hauteur d'impact de 10 cm, les aérosols générés commencent à être significatifs. Toutefois, on peut mentionner que plus la hauteur d'impact augmente, plus la quantité d'aérosols augmente aussi. Ceci veut dire que la quantité d'aérosols produits croît indirectement avec la vitesse d'impact, mais elle croît aussi en fonction de la nature du liquide impact (jet lisse, rugueux ou train de gouttes).

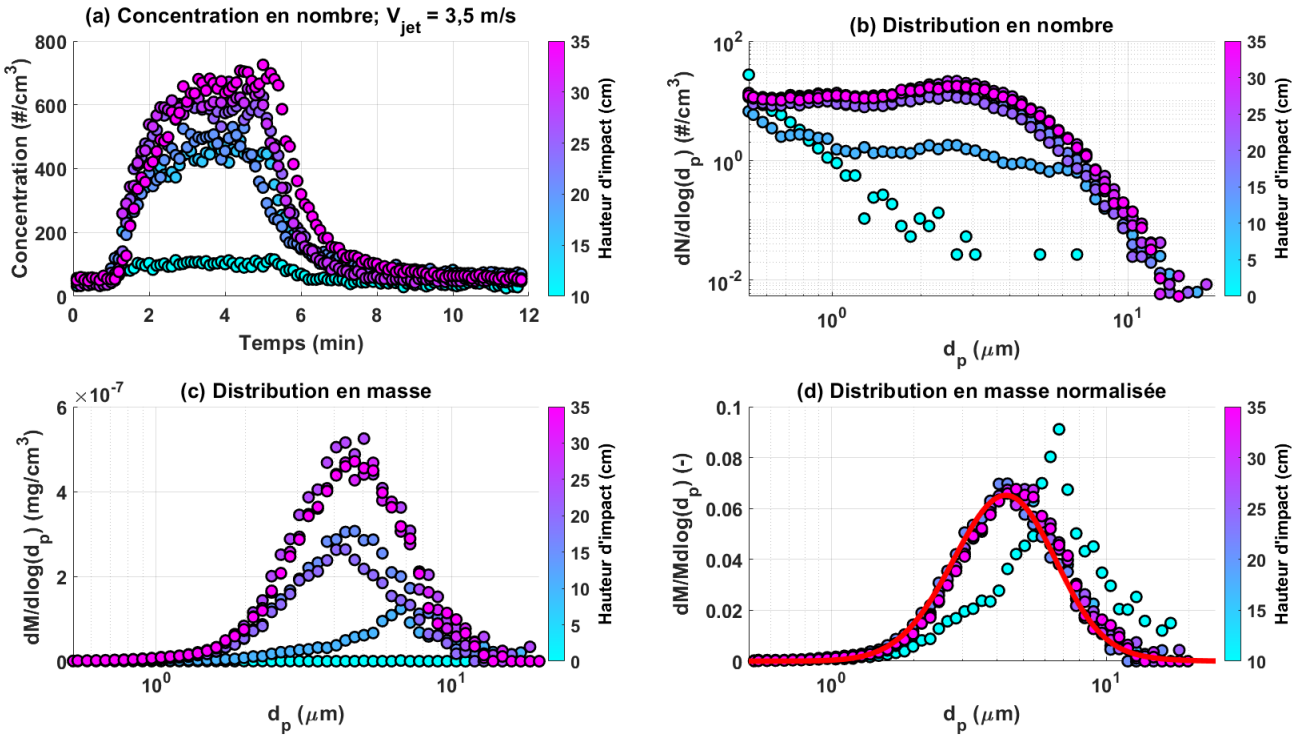


FIGURE IV.11 – Impact d’un jet de liquide de 2 mm injecté à 3,5 m/s pour différentes hauteurs d’impact illustrées avec la légende en couleur. Les vitesses d’impact associées varient de 3,6 à 4,3 m/s. (a) Évolution de la concentration en nombre en fonction du temps. (b) Distribution granulométrique en nombre des aérosols collectés. (c) Distribution granulométrique en masse des aérosols collectés. (d) Distribution granulométrique en masse normalisée des aérosols collectés. Le trait plein rouge correspond à l’ajustement avec une loi log-normal (eq. IV.3)

La figure IV.12 correspond à une vitesse de jet de 4,0 m/s, et une hauteur d’impact qui varie de 5 à 20 cm, les vitesses d’impact associées varient de 4,1 à 4,5 m/s. Sur le graphe de la concentration en nombre, figure IV.12 (a), pour les hauteurs d’impact de 5 et 10 cm, la concentration des aérosols est quasiment confondue avec le bruit de fond (concentration sans production d’aérosols ($0 < Temps(min) < 2$)). Sur le graphe de la distribution en nombre, figure IV.12 (b), la courbe bleu cyan correspond à la distribution en nombre du bruit de fond. Il est possible de constater que, la distribution en nombre des aérosols produit est faible lorsque la hauteur d’impact est entre 5 et 10 cm. La distribution pour ces deux de figure est presque confondue avec la distribution du bruit de fond, pour des valeurs de diamètre aérodynamique inférieur à 2 μ m. Pour le cas d’une hauteur d’impact de 5 cm, la distribution en nombre est superposée avec le bruit de fond. Sur le graphe de la distribution en masse normalisée, figure IV.12 (d), la distribution correspondante aux hauteurs 5 et 10 cm n’est pas assez lisse (dispersée) car suffisamment d’aérosols n’ont pas été produits pour que les données statistiques suivent une loi log-normale lisse comme pour le cas des fortes hauteurs d’impact.

IV.2. Quelle est l'influence de la hauteur d'impact sur la production d'aérosols ?

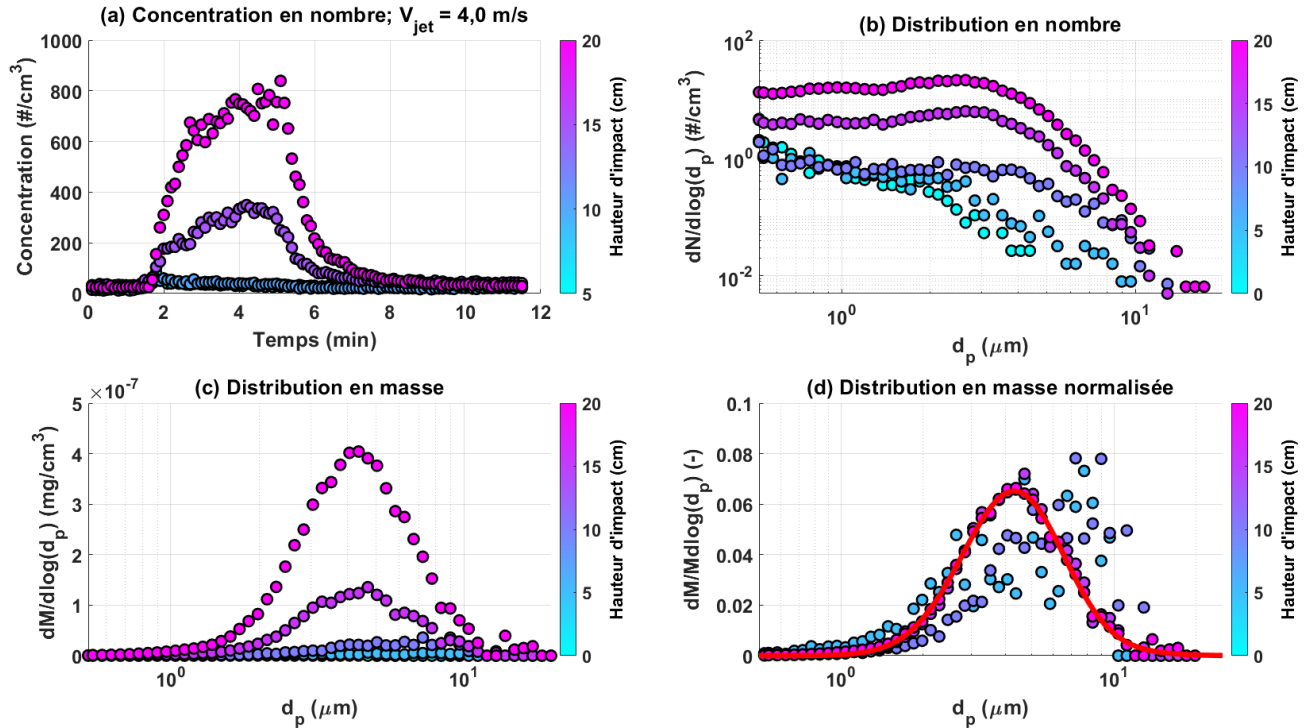


FIGURE IV.12 – Impact d'un jet de liquide injecté à 4,0 m/s pour différentes hauteurs d'impact illustrées avec la légende en couleur. Les vitesses d'impact associées varient de 4,1 à 4,5 m/s. (a) Évolution de la concentration en nombre en fonction du temps. (b) Distribution granulométrique en nombre des aérosols collectés. (c) Distribution granulométrique en masse des aérosols collectés. (d) Distribution granulométrique en masse normalisée des aérosols collectés. Trait plein rouge correspond à l'ajustement avec une loi log-normal (eq. IV.3)

La figure IV.13 représente l'évolution du nombre total d'aérosols échantillonné avec l'APS en fonction de la hauteur impact durant la phase d'impact des 2,5 L de liquide pour différentes valeurs de vitesse de jet V_{jet} . Ce graphe permet en partie de résumer les conclusions tirées sur les graphes des figures IV.9, IV.10, IV.11 et IV.12. L'échelle de couleur fait référence aux différentes valeurs de vitesses d'impact calculées avec l'équation IV.2. Pour une vitesse de jet donnée, $V_{jet} = 1,5$ m/s et $V_{jet} = 4,0$ m/s par exemple, le seuil de production des aérosols est atteint pour une hauteur d'impact de 15 cm et 10 cm respectivement. Pour les cas $V_{jet} = 2,5$ m/s et $V_{jet} = 3,4$ m/s, la hauteur seuil de production des aérosols n'a pas pu être identifiée, mais remarquons qu'à 10 cm, les aérosols produits commencent à être significatifs.

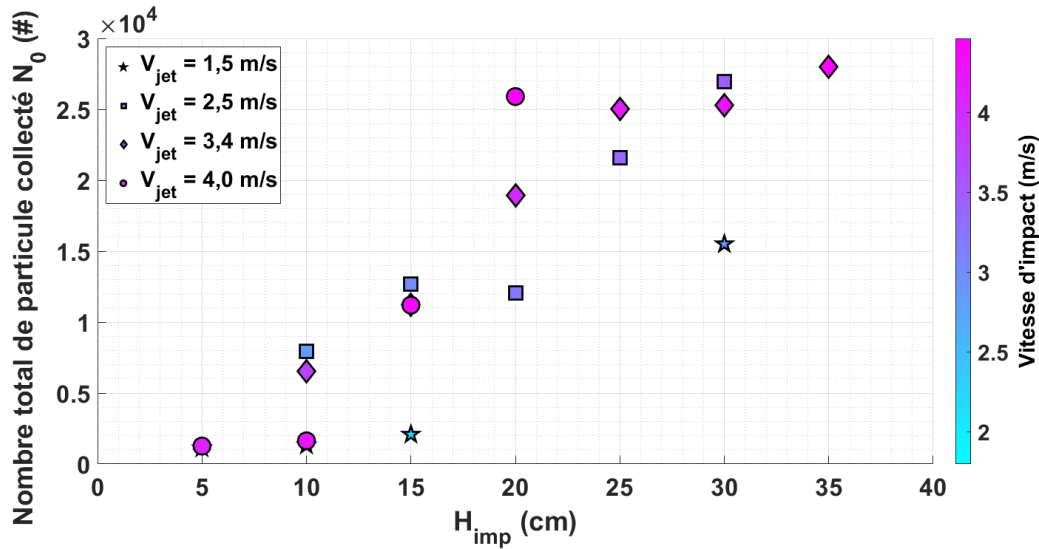


FIGURE IV.13 – Nombre total de particules échantillonné avec l'APS en fonction de la hauteur d'impact. L'échelle de couleur illustre l'évolution de la vitesse d'impact. Les symboles \star , \blacksquare , \blacklozenge et \bullet correspondent aux vitesses de jet V_{jet} de 1,5 ; 2,5 ; 3,4 et 4,0 m/s respectivement

Maintenant, nous allons illustrer, à travers la figure IV.14, l'influence de la vitesse d'impact sur le nombre d'aérosols produits. Pour toutes les vitesses de jet V_{jet} , lorsque la vitesse d'impact augmente, le nombre total d'aérosols échantillonné augmente aussi. Toutefois, pour une vitesse d'impact donnée, $V_{imp} = 2,8$ m/s par exemple, en se plaçant dans la série de données des vitesses $V_{jet} = 1,5$ et $2,5$ m/s correspondant aux symboles \star et \blacksquare respectivement, la quantité d'aérosols produits est plus importante pour la faible vitesse de jet $V_{jet} = 1,5$ m/s (haute hauteur d'impact) comparée à la plus forte vitesse $V_{jet} = 2,5$ m/s (faible hauteur d'impact). Ce résultat peut être expliqué grâce aux illustrations de la figure IV.3. Le cas du jet avec une vitesse de jet $V_{jet} = 2,5$ m/s impacte la surface à une faible hauteur d'impact de manière continue ($H_{imp} = 10$ cm). Par ailleurs, le cas du jet avec une vitesse $V_{jet} = 1,5$ m/s, le jet heurte la surface à forte hauteur d'impact en train de gouttes ($H_{imp} = 35$ cm). De manière générale, en se basant sur les codes couleurs de la légende de la figure IV.14, il est possible de voir que : pour une gamme réduite de vitesses d'impact donnée $V_{imp} \pm 0,5$, la quantité d'aérosols produits est toujours plus importante pour les jets à fortes hauteurs d'impact (nuance de couleurs de rose) et est toujours plus faible pour les faibles hauteurs d'impact (nuance de bleu). En d'autres termes, les impacts en train de gouttes (forte hauteur d'impact, donc avec un jet fragmenté) produisent plus d'aérosols que les impacts en jets continus (faible hauteur d'impact, donc avec un jet non fragmenté).

IV.2. Quelle est l'influence de la hauteur d'impact sur la production d'aérosols ?

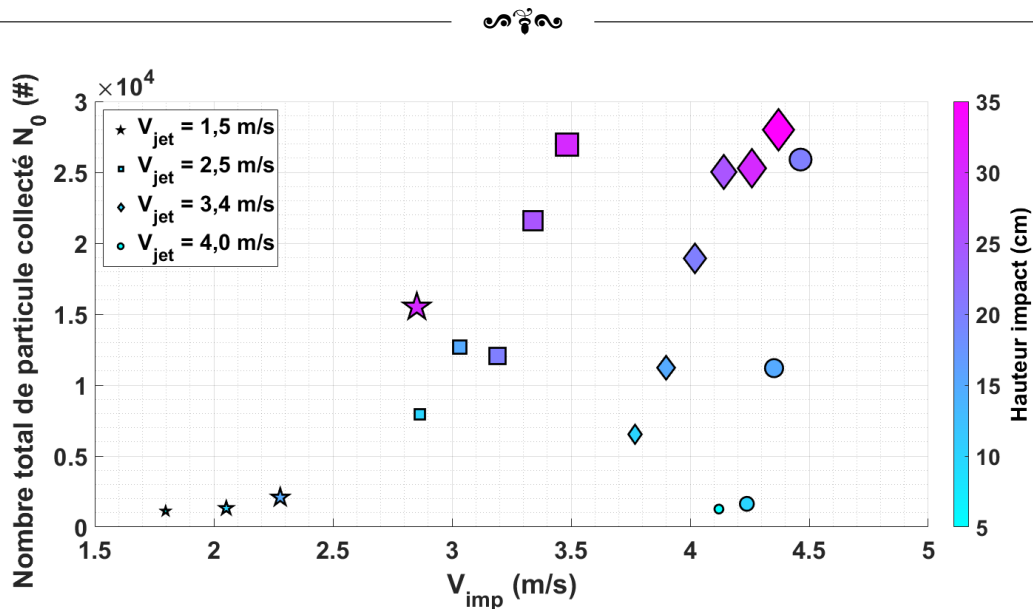


FIGURE IV.14 – Nombre total de particules échantillonné avec l'APS en fonction de la vitesse d'impact. L'échelle de couleur illustre l'évolution de la hauteur d'impact. Les symboles \star , \blacksquare , \blacklozenge et \bullet correspondent aux vitesses de jet V_{jet} de 1,5 ; 2,5 ; 3,4 et 4,0 m/s respectivement. Plus le symbole est grand, plus la hauteur d'impact est élevée

Résumé 9: Influence de la hauteur d'impact sur les aérosols

Lors de l'impact du jet, grâce à la granulométrie, nous avons observé deux principaux résultats.

- La quantité d'aérosols échantillonnés est très faible, voire inexistante lorsque la hauteur d'impact est inférieure à 10 cm (ordre de grandeur de la longueur de fragmentation)
- Lorsque la production d'aérosols est significatif, le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols est autour $6,47 \pm 0,96 \mu m < 8 \mu m$.

IV.2.2 Fraction mise en suspension

Nous allons continuer d'illustrer l'influence de la hauteur d'impact sur la production totale d'aérosols. Le but ici est de voir comment évolue la fraction massique totale des aérosols produits. Afin d'avoir accès à la masse totale d'aérosols produits, nous avons utilisé de la fluorescéine sodée comme traceur de la mise en suspension d'aérosols. Nous avons dissout 1 g de fluorescéine sodée dans 2,5 L d'eau déminéralisée, soit une concentration de 0,4 g/L. Pour rappel, nous présentons que les résultats obtenus avec l'eau déminéralisée ; les résultats avec les mélanges eau-glycérol et eau-éthanol seront présentés dans les parties suivantes. Lors de l'impact du liquide contenant de la fluorescéine, les micro-gouttelettes de fluorescéine mises en suspension sont collectées sur un filtre. Ce dernier est analysé avec un spectrofluorimètre afin d'accéder à la masse totale d'aérosols mise en suspension. À partir



de cette masse, définissons la fraction de mise en suspension K_{MES} brute comme :

$$K_{MES} = \frac{m_a}{m_i} \quad (\text{IV.4})$$

où m_a représente la masse de fluorescéine mise en suspension puis collectée sur le filtre et m_i la masse initiale de fluorescéine injectée (1 g). Cette valeur brute de K_{MES} est associée aux aérosols générés par l'impact, mises en suspension dans l'enceinte et collectés sur le filtre, sans la prise en compte de la fraction d'aérosols sédimentés. Pour accéder au $K_{MES_{corr}}$ corrigé, associé aux aérosols collectés en plus des aérosols sédimentés, il faut appliquer le coefficient correctif α développé à la section III.2.4, voir tableau III.1. De ce fait, le $K_{MES_{corr}}$ est défini comme :

$$K_{MES_{corr}} = \alpha \times \frac{m_a}{m_i} = \alpha \times K_{MES} \quad (\text{IV.5})$$

Dans la section précédente, nous avons vu que le diamètre aérodynamique médian en masse est des aérosols produits est de $6,47 \pm 0,96 \mu m$. Pour cette gamme de tailles d'aérosols, le pourcentage d'aérosols prélevés est de $78,58 \pm 7,1\%$, la partie complémentaire s'est sédimentée. Pour remonter à la totalité des aérosols produits, il faut multiplier le K_{MES} par le coefficient correctif appliqué à cette gamme de tailles, soit de $1,15 \pm 0,06$. En réalité, ceci change peu la valeur du K_{MES} et nous ne prenons pas en compte cette correction dans ce qui suit.

La figure IV.15 illustre l'évolution de la fraction massique d'aérosols mise en suspension en fonction de la hauteur d'impact pour différentes valeurs de vitesses de jet V_{jet} . Pour une vitesse de jet V_{jet} donnée, le K_{MES} augmente avec la hauteur d'impact H_{imp} . La courbe rouge horizontal correspond au bruit de fond du K_{MES} , mesuré à 10^{-8} . Pour une vitesse $V_{jet} = 1,5 m/s$, symbole \star , la production d'aérosols est détectée pour des hauteurs d'impact supérieures à 10 cm. Lorsque la hauteur d'impact est placée à 5 cm, aucune production d'aérosols n'a été détectée à cette vitesse. Pour les autres vitesses, $V_{jet} = 2,5$ et $3,4 m/s$, symbole \blacksquare et \blacklozenge respectivement, la production d'aérosols est significative avec des valeurs de l'ordre de 10^{-6} pour une hauteur d'impact $H_{imp} = 10 cm$ correspondant à la longueur de fragmentation du jet, L_{frag} . La production d'aérosols évolue rapidement de 10 à 15 cm pour la vitesse $V_{jet} = 3,4 m/s$, jusqu'à une valeur de l'ordre de 3×10^{-6} . Ceci s'explique par le fait que, même si la longueur de fragmentation de cette configuration, L_{frag} , est autour de 15 cm, à 10 cm le jet est très rugueux au moment de l'impact (rugosité du jet dû à la turbulence). La figure IV.15 montre bien que pour une hauteur d'impact donnée, la quantité totale d'aérosols produits augmente à la vitesse d'impact (légende en dégradé de couleur). Toutefois, on peut se demander, pour une vitesse d'impact donnée, si la quantité totale augmente avec la hauteur d'impact. Entre d'autres termes, se demandait quel est le rôle de la nature géométrique du liquide impactant.

IV.2. Quelle est l'influence de la hauteur d'impact sur la production d'aérosols ?

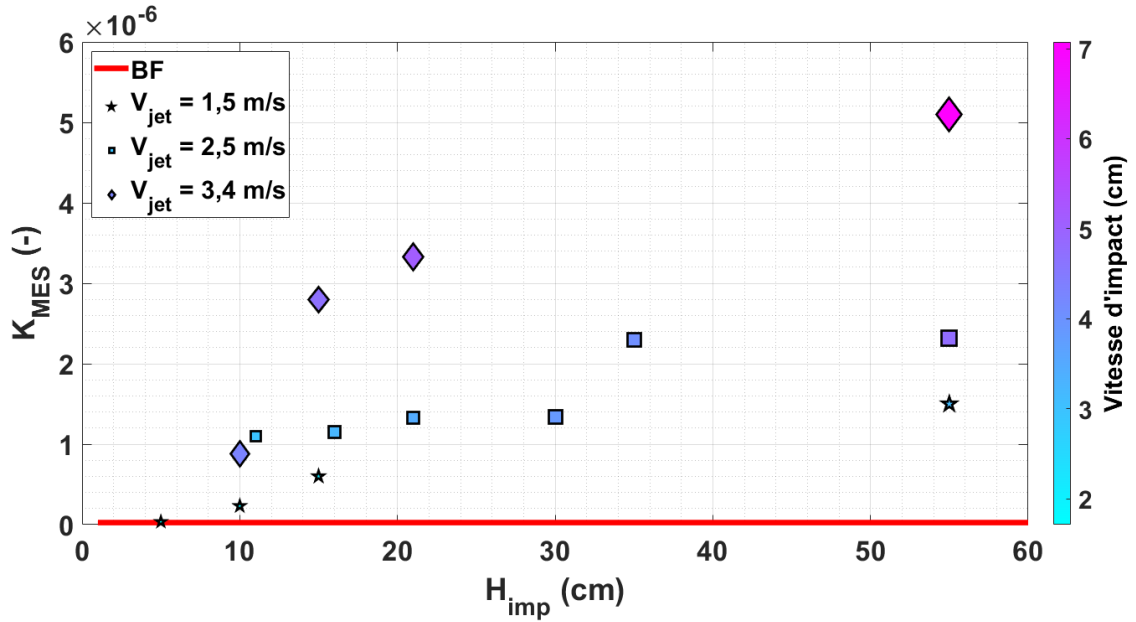


FIGURE IV.15 – Fraction massique totale de particules mise en suspension et collectées avec le filtre, K_{MES} , en fonction de la hauteur d'impact, H_{imp} . L'échelle de couleur illustre l'évolution de la vitesse d'impact. Les symboles ★, ■ et ◆ correspondent aux vitesses de jet V_{jet} de 1,5; 2,5 et 3,4 m/s respectivement. Plus le symbole est grand, plus la hauteur d'impact est élevée. La ligne rouge correspond au bruit fond de fluorescéine avant l'impact du liquide de fluorescéine. $BF = 10^{-8}$

Dans le but de démontrer le rôle crucial de la structure géométrique du jet, nous illustrons sur la figure IV.16 l'évolution de la fraction massique mise en suspension en fonction de la vitesse d'impact pour des jets du même liquide, avec le même diamètre de buse, mais avec trois différentes vitesses initiales de jet et des hauteurs d'impact H_{imp} différentes. Pour les jets injectés à $V_{jet} = 1,5 \text{ m/s}$, symbole ★, lorsque les vitesses d'impact sont inférieures à 2 m/s , la fraction massique totale d'aérosols produits pour une hauteur de 5 cm est de l'ordre du fond, 10^{-8} . Nous pouvons constater sur l'image insérée que le jet heurte la surface d'impact de manière continue et quasiment lisse ; au fur et à mesure que la hauteur d'impact augmente, et donc que la vitesse d'impact augmente, le jet se fragmente et s'impacte en série de gouttes, ce qui amplifie le K_{MES} . Avec la figure IV.15 nous savons que la fraction massique totale d'aérosols produits augmente, pour une hauteur d'impact donnée, avec la vitesse d'impact. Toutefois, des vitesses d'impact similaires peuvent être atteintes pour des vitesses initiales de jet différentes, voir figure IV.8. Par exemple, $V_{imp} = 3,0 \pm 0,1 \text{ m/s}$ peut être atteint à la fois pour $V_{jet} = 1,5 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 57 \text{ cm}$ et pour $V_{jet} = 2,5 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 10 \text{ cm}$. Bien que ces deux configurations ont presque les mêmes paramètres dynamiques (Re_{imp} et We_{imp}) ; nous observons de façon surprenante que pour la plus petite hauteur d'impact $H_{imp} = 10 \text{ cm}$, le K_{MES} est plus faible, alors qu'il est plus élevé pour $H_{imp} = 57 \text{ cm}$. De même, dans l'intervalle de vitesse $[4,1 ; 4,2] \text{ m/s}$ la fraction massique



d'aérosols générée par l'impact est plus important pour le cas où la hauteur d'impact est égale $H_{imp} = 30 \text{ cm}$ pour une vitesse de jet $V_{jet} = 2,5 \text{ m/s}$, symbole ■, alors qu'elle est plus faible avec $H_{imp} = 10 \text{ cm}$ pour une vitesse de jet à $V_{jet} = 3,4 \text{ m/s}$, symbole ◆. Dans cette comparaison à vitesse d'impact similaire, l'écart relatif entre la production en série de gouttes et la production par un jet rugueux est de 64%. Au vu de ces observations, nous pouvons dire que, la fraction massique totale d'aérosols générée par l'impact est plus important si le liquide impactant est en série de gouttes plutôt qu'en jet continu peu rugueux pour des valeurs de vitesse d'impact identique ($V_{jet} = 2,5 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 30 \text{ cm}$ **VS** $V_{jet} = 3,4 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 10 \text{ cm}$). De plus, nous pouvons rajouter que, l'impact d'un jet continu ne produit des aérosols que si le jet est très rugueux à l'impact ($V_{jet} = 1,5 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 5 \text{ cm}$ **VS** $V_{jet} = 3,4 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 10 \text{ cm}$). Cette rugosité est due à la turbulence. D'ailleurs, cette turbulence fragmente le jet en série de gouttes peu sphériques et légèrement plus grosses, voir $V_{jet} = 3,4 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 15 \text{ cm}$ ce qui rend l'impact très violent. À titre de comparaison, entre les impacts de gouttes sphériques et peu sphériques, on peut voir que, pour les mêmes vitesses d'impact, autour de $4,75 \text{ m/s}$, la fraction massique d'aérosols produit par l'impact du jet $V_{jet} = 3,4 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 15 \text{ cm}$ (gouttes peu sphérique dû à la turbulence) est plus élevé que celle générée par l'impact du jet $V_{jet} = 2,5 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 57 \text{ cm}$ (gouttes sphériques dû à la non-turbulence).

En résumé, la figure IV.16 montre explicitement que plus la hauteur de chute H_{imp} est élevée, plus le K_{MES} est élevé pour une même vitesse d'impact. Les images insérées sur la même figure près de chaque point expérimental montrent qu'aucune gouttelette secondaire aérosolisée (*mesurable*) n'est produite lorsque le jet n'est pas brisé à l'impact, sauf si le jet très rugueux (turbulence). Ces résultats montrent que la vitesse d'impact et donc les paramètres dynamiques ne peuvent pas être les seuls paramètres caractérisant la production d'aérosols; et que la géométrie du liquide impactant est cruciale. De plus, nous observons ce phénomène même lorsque l'on change de fluide, voir figure A.2 dans l'annexe A.2. C'est encore plus visible pour ce fluide.

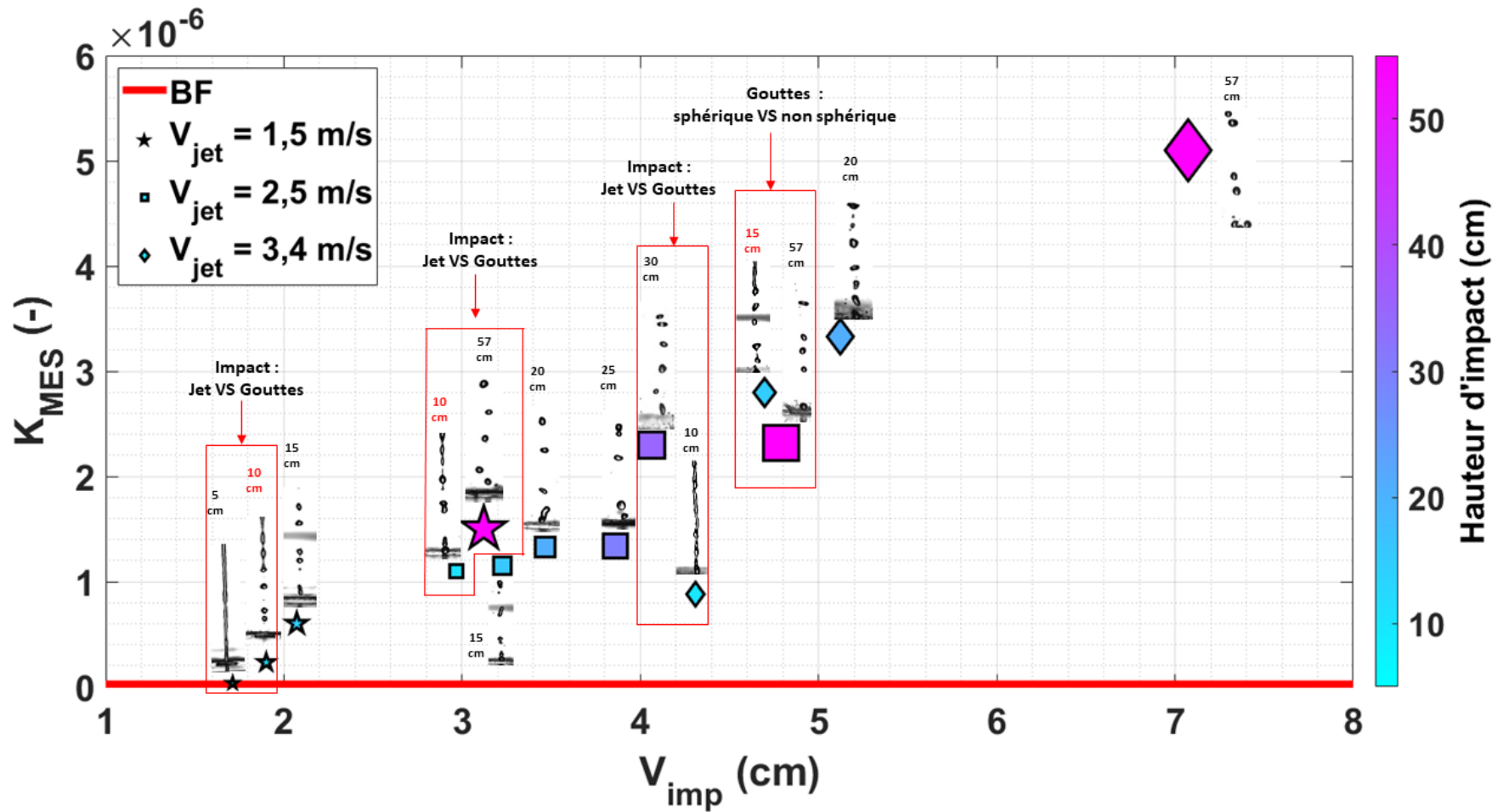


FIGURE IV.16 – Fraction massique total de particules mise en suspension et collectée sur le filtre, K_{MES} , en fonction de la vitesse d'impact, V_{imp} . L'échelle de couleur illustre l'évolution de la vitesse d'impact. Les symboles \star , \blacksquare et \blacklozenge correspondent aux vitesses de jet V_{jet} de 1,5; 2,5 et 3,4 m/s respectivement. Plus le symbole est grand, plus la hauteur d'impact est élevée. Les images insérées correspondent à l'observation du jet à l'impact pour chaque point de mesure expérimental



Résumé 10

- La longueur de fragmentation, distance pour laquelle le jet se brise en une série de gouttes, peut être prédite avec la relation $L_{frag}/d_{jet} = 1,5 \times \left(We^{0,5} + 3 \frac{We}{Re} \right)$. Dans notre étude, pour les solutions avec des propriétés physico-chimiques proches de celle de l'eau, la longueur de fragmentation est de 10 à 15 cm.
- À partir des données de l'APS et du prélèvement sur filtre, il a été montré que, la production d'aérosols est fortement liée avec la forme du jet de liquide impactant pour une même vitesse d'impact, les jets fragmentés génèrent plus d'aérosols à l'impact que les jets non fragmentés. De plus, la hauteur d'impact à partir de laquelle la production des aérosols est significative correspond à la longueur de fragmentation du jet de liquide.

IV.3 Étude de la dynamique de l'impact : influence du diamètre du jet et de la vitesse

Dans les sections précédentes, nous avons étudié l'influence de la hauteur d'impact pour différentes vitesses d'impact. Dans cette section, nous étudions l'influence du diamètre du jet pour plusieurs valeurs de vitesses d'impact. La hauteur d'impact a été fixée à 57 cm (série de gouttes impactantes). Les propriétés physico-chimiques du liquide, telles que, la tension de surface et la viscosité dynamique, correspondent celles de la solution L_1 (eau), soit $\sigma = 68 \times 10^{-3} N/m$ et $\mu = 1 \times 10^{-3} Pa.s$, respectivement. Trois diamètres de jet de 1, 1,5 et 2 mm ont été utilisés. Pour chaque diamètre de jet, la vitesse d'impact est balayée dans la gamme $3,5 < V_{imp}(m/s) < 7,5$. En effet, il est intéressant d'étudier l'influence de la taille du diamètre du jet de liquide car, par exemple, en cas de fuite ou de déversement, la taille de la fuite ou du liquide impactant peut souvent varier. De plus, cela permet d'avoir une plus large gamme de Reynolds et de Weber.

L'effet du diamètre du jet sur la production d'aérosols est caractérisé par une analyse de la distribution granulométrique en masse de la taille des aérosols et par le biais du K_{MES} . Pour rappel, le K_{MES} est défini comme étant le ratio entre la masse de fluorescéine impactante et celle collectée sur le filtre. D'après l'analyse faite dans la section IV.1, la longueur de fragmentation du jet vaut en moyenne 60 fois le diamètre du jet, soit 6, 9 et 12 cm pour les diamètres de 1, 1,5 et 2 mm, respectivement. Comme la hauteur d'impact est fixée à 57 cm, à l'impact, le jet est déjà fragmenté en série de gouttes primaires. La figure IV.17 illustre bien les phénomènes se déroulant, avant, pendant et après l'impact. L'impact en un train de gouttes primaires ne se fait pas forcément en impact de gouttes successives (les unes derrière les autres) avec une faible fréquence d'impact comme dans le *dripping régime* (goutte



à goutte d'un robinet de lavabo par exemple). Dans certaines configurations, l'impact des multiples gouttes est soit simultané, soit simultané et successif. Des gouttes impactantes très proches peuvent ainsi interagir entre elles à l'impact et changer le processus de fragmentation des gouttes à l'impact. De plus, dans notre situation, pour un diamètre de 2 *mm*, plus de 10^5 gouttes sont générées par la fragmentation du jet de liquide, heurtant par conséquent la surface d'impact. Au début de l'impact, la surface est sèche et lisse (très peu rugueuse). Après 10 impacts de gouttes (environ 0,02 *s*), la surface d'impact est déjà humide. Cependant, nous n'avons pas déterminé l'épaisseur du mince film liquide non relaxé présent sur la surface d'impact.

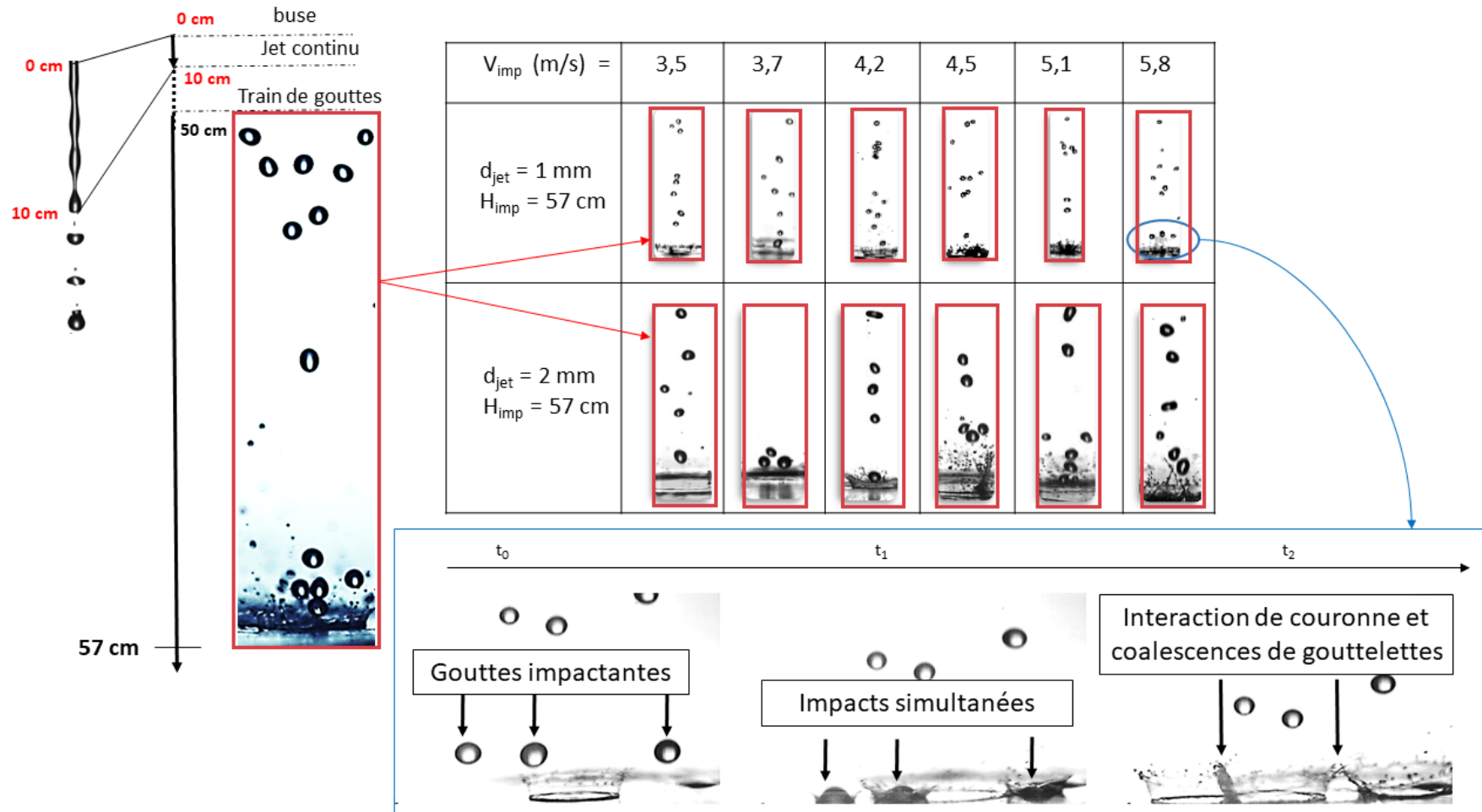


FIGURE IV.17 – Description des phénomènes se déroulant avant, pendant et après l’impact. a) Description de l’état du jet entre la buse et la surface d’impact, de 0 à 57 cm. b) Visualisation de l’impact pour les diamètres de jet de 1 et 2 mm, pour différentes vitesses d’impact. c) Description de différents scénarios d’impact.



IV.3.1 Granulométrie

La figure IV.18 illustre l'évolution de la distribution granulométrique en masse des gouttelettes secondaires aérosolisées par les éclaboussures de l'impact des gouttes primaires, $dM/d \log(dp)$, en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol d_p pour chaque diamètre de jet et pour des vitesses d'impact dans la gamme de $3,5 < V_{imp}(m/s) < 7,5$ représentée par légende en barre de couleurs. Dans la représentation $dM/d \log(dp)$, la distribution en masse de la taille des aérosols peut être définie comme *quasiment* uni-modale pour les trois diamètres de jet de liquide. Le diamètre aérodynamique médian massique des gouttelettes collectées, généralement noté *AMMD* (pour Aerodynamic Mass Median Diameter en anglais) mais noté ici d_{amm} , est de l'ordre de $7 \mu m$ et semble peu varier. En revanche, l'amplitude des distributions augmente avec la vitesse d'impact. De plus, le diamètre du jet de liquide ne change pas significativement, la forme de la distribution en masse. Plus précisément, on peut souligner pour les diamètres de jet de 1 et 1,5 mm le début de l'apparition d'une autre population d'aérosols autour de $10 \mu m$, pour de grandes vitesses d'impact (IV.18 a) et b)). Ceci peut être expliqué par le fait que, lors de l'impact des trains de gouttes, plusieurs gouttes voisines peuvent heurter la surface simultanément. Ces impacts multiples et simultanés, illustrés sur la figure IV.17, conduisent à une interaction entre les corolles éclaboussées qui généreraient soit des gouttelettes plus grosses, soit des coalescences de gouttelettes secondaires aérosolisées (Roisman et al. (2006)). Toutefois, cette population qui semble faible en nombre, pourrait avoir une influence sur l'évolution de la masse d'aérosols collectée.

Pour caractériser les effets de la vitesse d'impact du jet de liquide fragmenté sur la forme de la distribution en masse de la taille des aérosols, cette distribution en masse est normalisée avec la masse totale des aérosols échantillonnés, voir figure IV.19. Cette figure illustre bien que pour un diamètre de jet liquide donné, l'augmentation de la vitesse d'impact ne change pas significativement la forme de la distribution. De plus, le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols produits n'est pas décalé vers les aérosols plus fins, comme ce qui est observé pour des jets liquides atomisés Reitz and Bracco (1986). Ce résultat suggère que, dans la gamme de vitesse d'impact de nos essais, le mécanisme de production des aérosols est le même et que, par conséquent, la distribution des aérosols produits peut être ajustée par la même loi log-normale, définie par l'équation IV.3. Cette dernière est souvent utilisée pour décrire la distribution en taille des gouttelettes secondaires non aérosolisées, issues de l'impact d'une goutte isolée (Moreira et al. (2010)). Le résumé des paramètres de la distribution log-normale pour chaque diamètre de jet de liquide est présenté dans le tableau IV.2.

D'après la granulométrie des gouttelettes secondaires aérosolisées, l'étude a montré que la distribution de la taille des gouttelettes en masse est indépendante des conditions d'impact étudiées en termes de diamètre de jet d'impact et de vitesse d'impact. Pour toutes les confi-



gurations, le diamètre aérodynamique de la masse est de l'ordre de $\mathcal{O}(7\mu m)$ et l'écart-type géométrique de l'ordre de $\mathcal{O}(1,3)$. La distribution peut également être ajustée avec une loi log-normale.

TABLE IV.2 – Paramètres des lois log-normales utilisés dans la figure IV.19 .

d_{jet} (mm)	d_{amm} (μm)	σ_g (-)
1.0	$6,91 \pm 0,35$	$1,36 \pm 0,04$
1.5	$6,95 \pm 0,12$	$1,35 \pm 0,03$
2.0	$6,85 \pm 0,36$	$1,34 \pm 0,02$

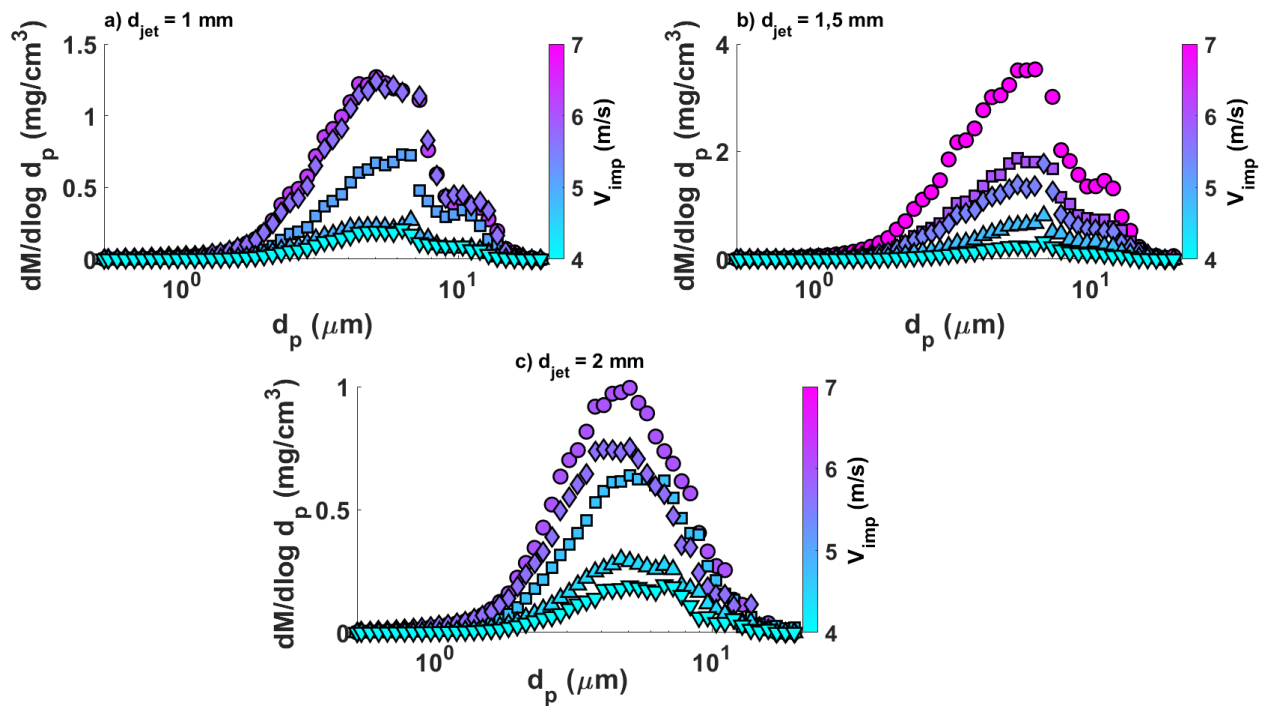


FIGURE IV.18 – Distribution en masse de la taille des gouttelettes secondaires aérosolisées en fonction du diamètre aérodynamique des aérosols pour différentes valeurs de la vitesse d'impact V_{imp} (barre de couleur et différents symboles). a) $d_{jet} = 1$ mm, b) $d_{jet} = 1,5$ mm, c) $d_{jet} = 2$ mm

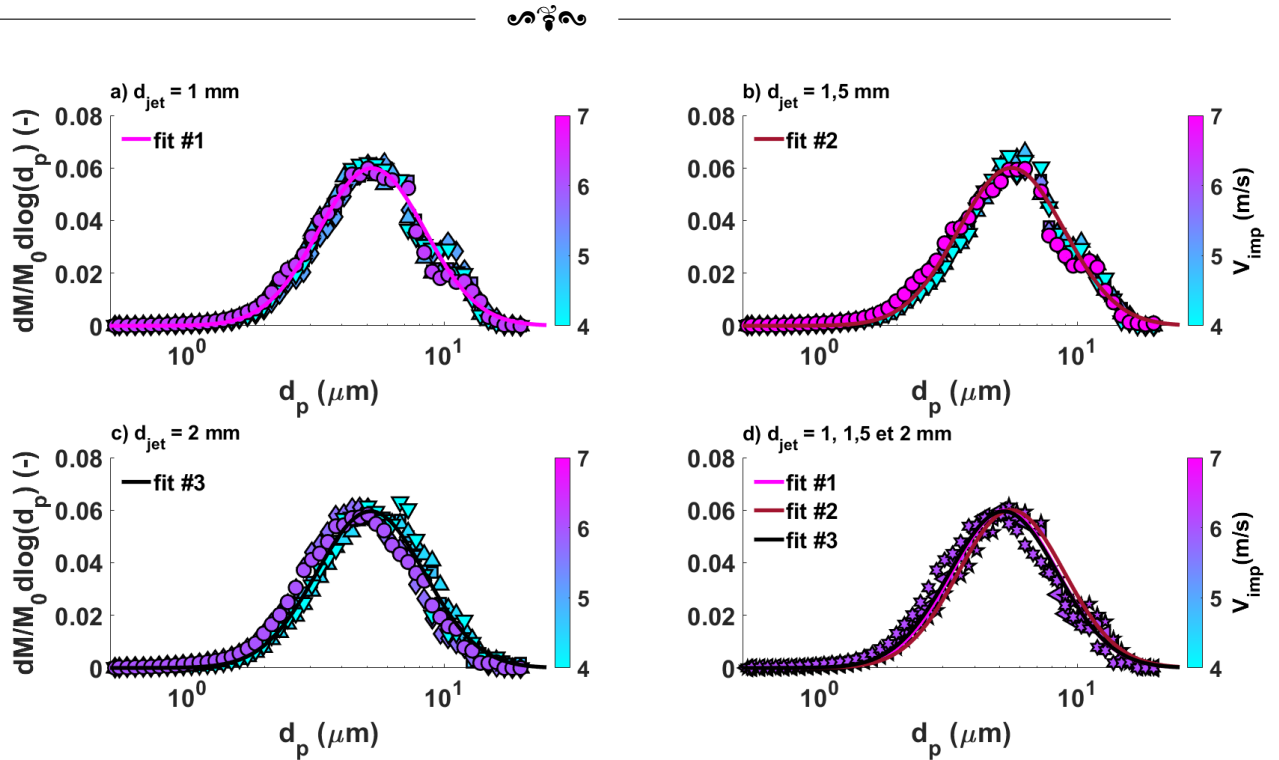


FIGURE IV.19 – Normalisation de la distribution en masse de la taille des gouttelettes secondaires aérosolisées avec la masse totale collectée sur l'APS M_0 , en fonction du diamètre aérodynamique des aérosols pour différentes valeurs de la vitesse d'impact (barre de couleur). La distribution en masse est ajustée avec une loi log-normale, fit #1, #2 et #3. a) $d_{jet} = 1 \text{ mm}$, b) $d_{jet} = 1,5 \text{ mm}$, c) $d_{jet} = 2 \text{ mm}$ et d) comparaison des trois diamètres de jet de liquide

IV.3.2 Loi d'échelle de la fraction massique des aérosols mis en suspension

L'effet de la taille du jet est évalué dans cette sous-section, à partir des données issues du prélèvement total sur le filtre, des aérosols produits par l'impact, traduit par le K_{MES} . Les figures IV.20 (haut), (milieu) et (bas) illustrent l'évolution de la fraction massique de gouttelettes secondaires aérosolisées K_{MES} en fonction de la vitesse V_{imp} . Pour les trois diamètres de jet $d_{jet} = 1 \text{ mm}$ (haut), $1,5 \text{ mm}$ (milieu) et 2 mm (bas), le K_{MES} généré par l'impact du jet de liquide fragmenté augmente avec la vitesse d'impact V_{imp} . Cette évolution va dans le sens des résultats obtenus précédemment. Pour un jet déjà fragmenté, l'énergie cinétique de l'impact a tendance à favoriser la production de gouttelettes secondaires, et donc d'aérosols.

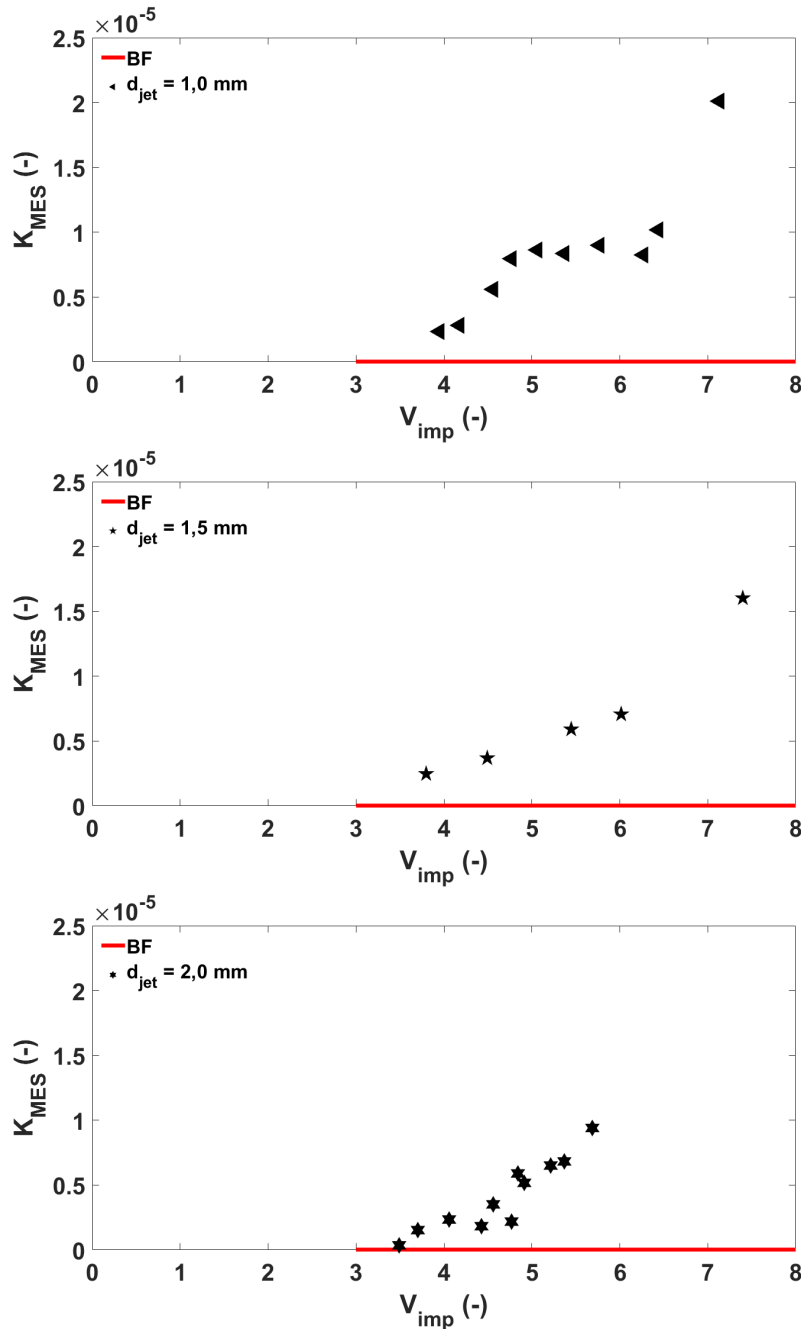


FIGURE IV.20 – Fraction massique d’aérosols libérée par l’impact du jet liquide en fonction de la vitesse d’impact pour : haut) $d = 1$ mm ; milieu) $d = 1,5$ mm et bas) $d = 2$ mm. La hauteur d’impact est fixée à 57 cm. BF correspond au bruit de nos essais. Il est égale à 10^{-8}

Suivant les références sur la production d’aérosols (Motzkus et al. (2011); Okawa et al. (2006); Sow et al. (2019); Thoroddsen et al. (2012)), nous traçons le K_{MES} en fonction du nombre de Weber, comme indiqué sur la figure IV.21, pour les différents diamètres de buse associés à différents nombres d’Ohnesorge. Alors que la courbe montre que la compétition entre l’inertie et la capillarité, quantifiée par le nombre de Weber, est cruciale pour la production d’aérosols, les effets visqueux ne peuvent pas être négligés puisque nous observons



également une légère dépendance au nombre d'Ohnesorge.

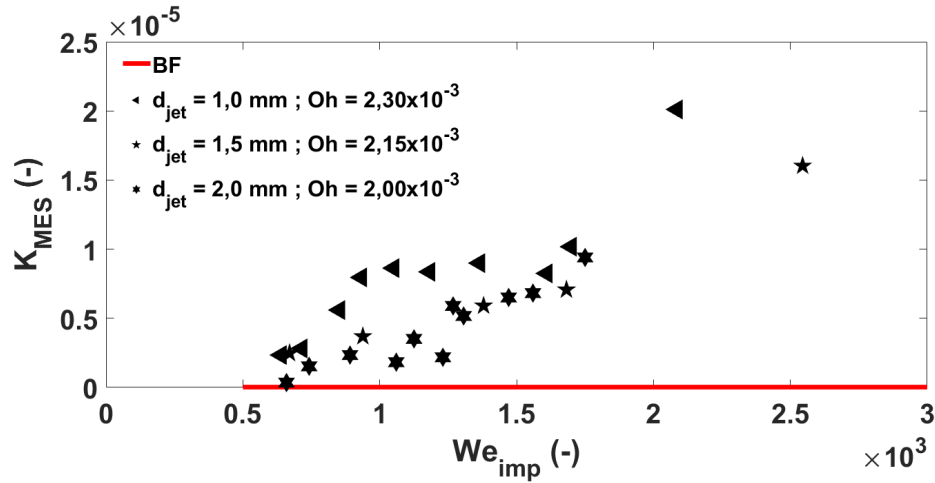


FIGURE IV.21 – Fraction d'aérosols mise en suspension par l'impact d'un jet de liquide fragmenté, K_{MES} , en fonction du nombre de Weber d'impact pour une petite variation du nombre d'Ohnesorge. Les symboles \blacktriangle , \star et \star , correspondent à un jet de liquide de diamètre 1, 1.5 et 2 mm respectivement

L'impact des gouttes primaires, dans les gammes des nombres de Weber et de Reynolds utilisés dans cette partie, sont dans le régime du *prompt splash* (voir chapitre II). Toutefois, les illustrations de la figure IV.17 montrent que nous avons également du *crown splash*. Nous discuterons de cette contradiction dans le chapitre V.

Par ailleurs, qu'il s'agisse du *prompt splash*, du *crown splash* ou du ménage des deux, les aérosols produits proviennent du splash. En effet, comme l'illustrent les visualisations des impacts de la figure IV.17, il est pertinent d'associer la production de gouttelettes secondaires aérosolisées à la quantité de liquide éclaboussée par l'impact. Pour rappel, dans la littérature, de nombreuses formules ont été proposées pour prédire principalement la transition vers le *splashing* mais également parfois le rapport de masse entre les gouttelettes secondaires émises par l'impact avec les gouttelettes primaires impactantes (Moreira et al. (2010); Okawa et al. (2022)). Considérant que l'éclaboussure est principalement due à l'interaction entre l'inertie, la capillarité et les effets visqueux, un paramètre d'éclaboussure K est habituellement introduit, en utilisant l'analyse dimensionnelle, qui peut être écrit sous une forme générale comme suit :

$$K = We^a Oh^b \quad (\text{IV.6})$$

où les exposants a et b varient selon les modèles, $-0,4 < a < 0,4$ et $-0,3 < b < 1$ et selon que la surface impactée soit sèche ou humide (Moreira et al. (2010)). Dans notre étude, au début de l'impact, le liquide s'impacte sur une surface solide et lisse. Au bout de quelques millisecondes, la surface solide et lisse est recouverte d'un mince film de liquide. Ce



dernier cas correspondant à la situation de cette étude, puisque les gouttes impactent sur le mince film liquide formé par les impacts des gouttes précédentes.

La transition vers les éclaboussures est alors caractérisée par une valeur critique du paramètre K_c , déduite soit d'expériences, soit de la modélisation, en dessous de laquelle la goutte s'étale simplement après l'impact et au-dessus de laquelle des éclaboussures apparaissent. Ce paramètre d'éclaboussures a été introduit pour la première fois comme une corrélation expérimentale par Stow and Hadfield (1981), suivi par d'autres travaux, utilisant des approches théoriques, expérimentales et numériques (Bai and Gosman (1995); Josserand and Zaleski (2003); Mundo et al. (1995); Vander Wal et al. (2006); Wu (1992); Yarin and Weiss (1995)). Parmi les différentes formules proposées, nous aimerions souligner celle qui est déduite de la modélisation de la lamelle d'écoulement produite par l'impact, qui a montré un bon accord avec les expériences :

$$K = WeOh^{-0,4}. \quad (IV.7)$$

Le lien entre le paramètre d'éclaboussures K et la fraction massique de gouttelettes éclaboussées au-dessus de K_c est assez complexe (Moreira et al. (2010); Roisman et al. (2006)). Toutefois, il semble pertinent de s'attendre à ce que cette fraction, K_{MES} , dépende également du paramètre d'éclaboussures K , la fraction éclaboussée étant nulle en dessous de $K < K_c$ et augmente au-dessus de $K > K_c$. Par exemple, Okawa et al. (2006) ont proposé une corrélation empirique pour la prédiction du nombre de gouttelettes secondaires non aérosolisées, N_{gsna} , produites pendant l'impact de gouttes isolées. Ce nombre permet par la suite de prédire la masse éclaboussée en fonction du paramètre d'éclaboussures K mis en évidence ci-dessus :

$$N_{gsna} = 7,8410^{-6} \times K^{1,8} \times H^{-0,3} \quad (IV.8)$$

avec H la hauteur du film d'impact adimensionné par le diamètre de la goutte impactante. Cette corrélation correspond aux impacts sur des films liquides minces. Cependant, notons que dans cette formule, N_{gsna} n'est pas nul en dessous du seuil de projection, mais diminue rapidement pour des faibles valeurs de K , ce qui est en contradiction avec la théorie du *splash*. Enfin, nous ne pouvons pas à première vue relier directement la fraction d'aérosol libérée à la masse totale éclaboussée : en particulier, nous observons que les plus grosses gouttelettes secondaires tombent simplement sur la surface d'impact sans produire d'aérosols. Par ailleurs, il est raisonnable de se demander si la fraction d'aérosols libérée (petites gouttelettes d'aérosols en suspension dans l'air) est une fonction du paramètre d'éclaboussure.

Dans ce but, les figures IV.22 illustrent l'évolution de la fraction d'aérosols mise en suspension par les éclaboussures K_{MES} en fonction du paramètre d'éclaboussures établi sur les nombres de Weber et d'Ohnesorge d'impact, $K = We_{imp}Oh^{-0,4}$. Les figures IV.22 a) b)



et c) ont été obtenues pour les 3 diamètres de jet, de 1, 1,5 et 2 mm. Le K_{MES} mesuré sur ces 3 cas de figures n'excèdent pas 3×10^{-5} . Toutefois, on peut souligner le fait que, pour les trois diamètres de jet, le K_{MES} augmente avec le paramètre d'éclaboussures en suivant une fonction quadratique convexe à deux racines, définie comme suit :

$$K_{MES} = aK^2 + bK + c = a(K - K_0) \times (K - K_c) \quad (IV.9)$$

où a, b et c sont les coefficients de la fonction polynomiale et, pour la forme factorisée, le paramètre K_0 est une racine non physique (car racine négative) ici et K_c le seuil de production des aérosols. Ces paramètres sont résumés dans le tableau IV.3.

TABLE IV.3 – Paramètre des ajustements de la figure IV.22

d_{jet} (mm)	a	b	c	K_0	K_c
1,0	$4,71 \times 10^{-14}$	$-1,11 \times 10^{-10}$	$-3,22 \times 10^{-7}$	$-1,69 \times 10^3$	$4,030 \times 10^3$
1,5	$2,54 \times 10^{-14}$	$-1,20 \times 10^{-10}$	$-1,44 \times 10^{-7}$	$-0,99 \times 10^3$	$5,73 \times 10^3$
2,0	$3,88 \times 10^{-14}$	$-1,55 \times 10^{-10}$	$-2,44 \times 10^{-7}$	$-1,20 \times 10^3$	$5,21 \times 10^3$

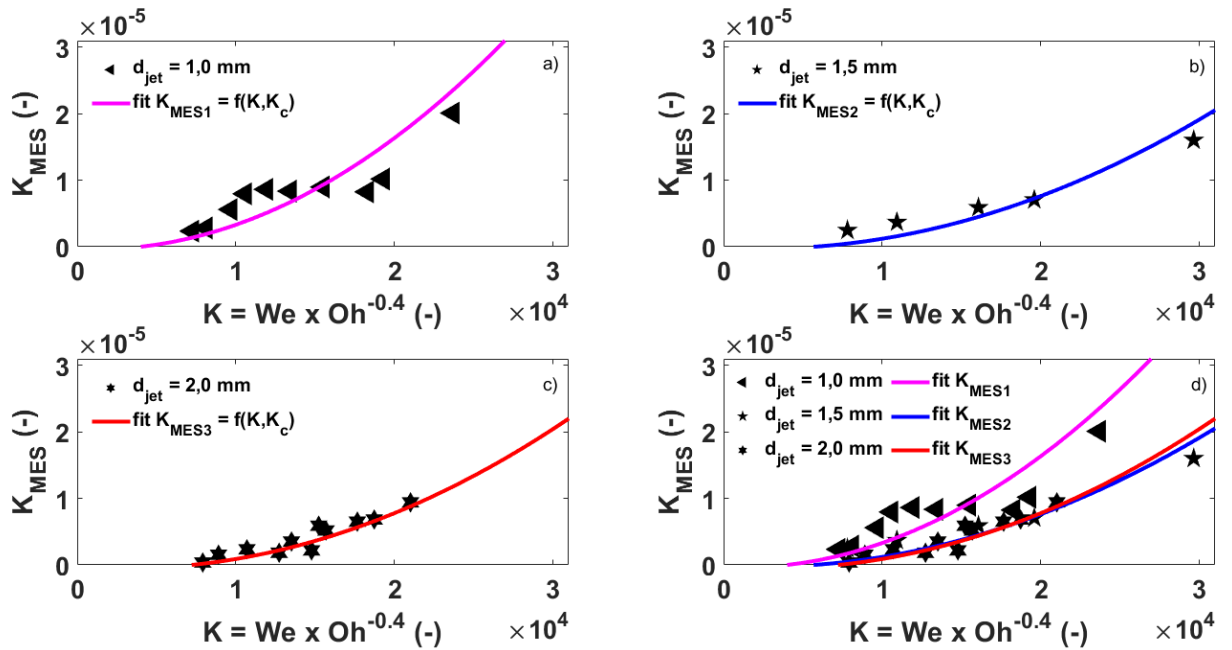


FIGURE IV.22 – Fraction d'aérosols mise en suspension par l'impact d'un jet de liquide fragmenté, K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K . Les figures a), b) et c) correspondent au diamètre de jet 1, 1,5 et 2 mm respectivement. La figure d) correspond à la comparaison des 3 diamètres de jet. Les lignes continues représentent les courbes d'ajustement. Les symboles \blacktriangle , \star et \star , correspondent au diamètre 1, 1,5 et 2 mm respectivement

Sur la figure IV.22 d) la fraction K_{MES} des trois diamètres de jet a été tracée sur la même graphie. Les courbes d'ajustements des trois diamètres de jet nommées $fit K_{MES1}$, K_{MES2} et



K_{MES3} ont la même allure et présentent des valeurs de seuil de production d'éclaboussures K_c assez proches. Pour les diamètres de jet de 1,5 et 2 mm, les courbes d'ajustement des points expérimentaux *fit* K_{MES2} et K_{MES3} sont *presque* confondus. Toutefois, il existe un écart entre ces courbes et celle du diamètre de 1 mm, K_{MES1} . Cet écart est probablement dû au fort ratio H_{imp}/d_{jet} pour le cas du jet à 1 mm ($H_{imp}/d_{jet} = 570$). Dans cette configuration, la distance parcourue par les gouttes primaires issues de la fragmentation du jet liquide est grande. Ce qui laisse le temps aux gouttes impactantes de se rattraper. Ceci favorise les impacts multiples et simultanés de gouttes. Ce type d'impact provoque une interaction entre la couronne du *splash* des différentes gouttes impactantes et la coalescence des gouttelettes issues du *splash*, voir figure IV.17. Il est assez raisonnable de soupçonner cet effet pour expliquer la variation du K_{MES} pour la petite buse par rapport aux grandes buses.

Si le paramètre empirique d'éclaboussures $K = We_{imp}Oh^{-0,4}$ introduit par Mundo et al. (1995) aide à prédire la fraction massique/volumique d'éclaboussures, défini comme le rapport entre la masse/volume des gouttelettes secondaires (non aérosolisées) et celle les gouttes primaires impactantes (Moreira et al. (2010); Okawa et al. (2022)), nous montrons sur la figure IV.23 que ce paramètre permet également de prédire la fraction massique d'éclaboussures de gouttelettes secondaires mis en suspension dans l'air. En moyennant les paramètres des courbes d'ajustement des trois diamètres de jet, donnés dans le tableau IV.3, il ressort une corrélation générale permettant de prédire l'évolution du K_{MES} . Cette corrélation est définie comme suit :

$$K_{MES} = 2.5 \times 10^{-14} \times (K - K_0) \times (K - K_c) \quad (\text{IV.10})$$

où K_c est la valeur seuil au-dessus de laquelle la production des aérosols est observée lors de nos expériences et K_0 est une racine non physique de la fonction polynomiale. La valeur de K_c trouvée ici est égale à 4987 ± 870 . Pour l'impact de gouttes millimétriques, on peut noter que cette valeur seuil de production de gouttelettes secondaires aérosolisées est légèrement supérieure à la valeur seuil de production des grosses gouttelettes secondaires pour l'impact de goutte isolée sur un mince film de liquide, (typiquement entre 2000 et 4000 selon l'épaisseur du film, voir par exemple, Cossali et al. (1997); Yarin and Weiss (1995)). Pour avoir une production de gouttelettes secondaires aérosolisées, il est nécessaire de produire d'abord les grosses gouttelettes secondaires (seuil de production plus petite). De plus pour qu'il ait *prompt splash* il faut être dans des conditions de fortes vitesses d'impact.

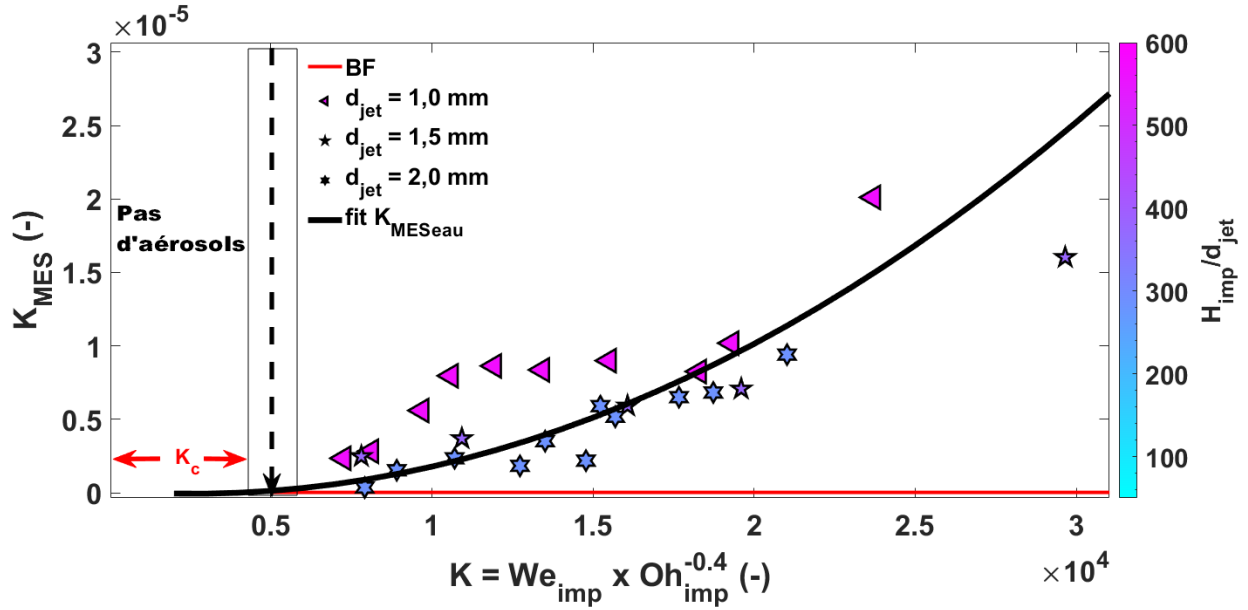


FIGURE IV.23 – Fraction d'aérosols mise en suspension par l'impact de jet de liquide fragmenté (train de gouttes), K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K basée sur le nombre de Weber et d'Ohnesorge d'impact pour trois diamètres de jet de liquide 1 mm, 1,5 mm et 2 mm correspondant aux symboles \blacktriangleleft , \star et \blacktriangleright . Le rectangle en trait noir placé à $K = 4987 \pm 870$ représente le seuil de la production d'aérosols, nommé K_c et la flèche pointant vers le bas est sa valeur moyenne. La ligne noire continue représente la courbe d'ajustement aux points expérimentaux. BF est le bruit du K_{MES} et est égal à 10^{-8}

Dans la configuration où la hauteur d'impact est fixée à 57 cm, la vitesse d'impact la plus petite imposée est conditionnée par la hauteur d'impact, pour une vitesse de jet minimale imposée. Par conséquent, cela conditionne la limite basse du paramètre d'éclaboussure. On peut néanmoins se demander, pour le même liquide, comment évolue le K_{MES} pour des valeurs de K encore plus petites, inférieures à 5000.

Résumé 11: Granulométrie et prédiction des aérosols produits

- À partir des données de l'APS, nous avons montré que la granulométrie des gouttelettes secondaires aérosolisées est indépendante des conditions dynamiques d'impact étudiées en termes de diamètre de jet d'impact et de vitesse d'impact. Pour toutes les configurations, le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols est de l'ordre de $\mathcal{O}(7 \mu\text{m})$ et l'écart-type géométrique est de l'ordre $\mathcal{O}(1,3)$. La distribution en masse peut également être ajustée avec une loi log-normale.
- À partir des données de collecte d'aérosols sur filtre, les aérosols générés sous forme de gouttelettes secondaires lors de la formation de la couronne peuvent être très bien estimés en utilisant le paramètre d'éclaboussures K .



IV.3.3 Étude de la robustesse du seuil de production des aérosols K_c : faible hauteur d'impact

Le but de cette partie est de déterminer comment évolue le K_{MES} pour de petites valeurs du paramètre d'éclaboussures $K = We \times Oh^{-0.4}$. Pour rappel, le nombre de Weber est défini comme $We = \rho d_{imp} V_{imp}^2 / \sigma$ et le nombre d'Ohnesorge est défini comme $Oh = \mu / \sqrt{\rho d_{imp} \sigma}$. Pour le cas du liquide L_1 (eau déminéralisée), le cas étudié dans la partie au-dessus, la réduction du paramètre d'éclaboussures est obtenue en baissant la vitesse d'impact V_{imp} par le biais de la hauteur d'impact qui était jusqu'ici fixé à 57 cm. Dans cette configuration de grande hauteur d'impact, la vitesse d'impact minimale imposable pour le jet de 2 mm est de 3,5 m/s. Lors de la réduction de la hauteur d'impact, nous nous sommes assurés que l'impact du liquide soit en train de gouttes et pas en jet non fragmenté. La hauteur d'impact a été variée de 15 à 55 cm ce qui nous a permis d'avoir des vitesses d'impact allant de 2,2 à 4,7 m/s. La vitesse d'impact minimale de 2,2 m/s nous a permis d'atteindre une valeur minimale du paramètre K de 1439.

La figure IV.24 illustre l'évolution du K_{MES} en fonction d'une plus large gamme du paramètre d'éclaboussures K . On peut voir que les aérosols produits pour les valeurs de K inférieur à $K = 4987 \pm 870$ sont proches du bruit de fond du K_{MES} . Ceci consolide le seuil de production K_c obtenu avec la relation IV.10.

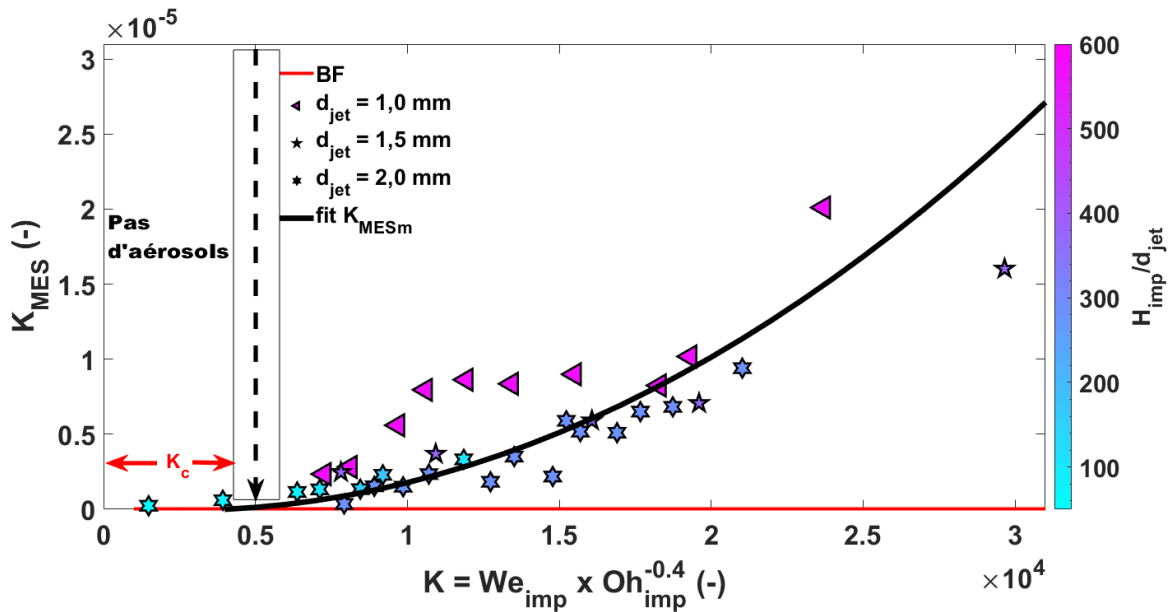


FIGURE IV.24 – Fraction d'aérosols mise en suspension par l'impact de liquide fragmenté, K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K . La ligne noire en tiret placée à $K = 4987 \pm 870$ représente le seuil moyen de la production d'aérosols, nommé K_c . La ligne noire continue représente la courbe d'ajustement des points expérimentaux. La légende en couleur correspond aux différentes hauteurs d'impact normalisées par le diamètre du jet. BF est le bruit du K_{MES} et est égal à 10^{-8}



Jusqu'ici, la solution L_1 composée de 100% d'eau déminéralisée a été utilisée pour étudier l'influence de la hauteur d'impact, du diamètre du jet et de la vitesse d'impact. Ceci a permis d'aboutir à la loi d'échelle IV.10 permettant de prédire l'évolution de la fraction d'aérosols produite par l'impact de cette solution. Cependant, on peut se demander comment évolue le seuil de production d'aérosols K_c lorsque l'on change les propriétés physico-chimiques du liquide. De plus, en changeant de liquide, les données expérimentales seront-elles toujours prédictibles avec le paramètre d'éclaboussures K ? Nous allons vérifier dans la suite, la robustesse de la relation IV.10, une fonction de K , permettant de prédire la mise en suspension d'aérosols lors de l'impact de jet de liquide sur une surface mouillée par l'impact des gouttes issues de la fragmentation du jet de liquide.

IV.4 Étude de la robustesse du paramètre d'éclaboussures sur la mise en suspension

IV.4.1 Application à un liquide à forte viscosité et à forte tension de surface

Le but de cette partie est d'étudier comment la production d'aérosols évoluent avec le paramètre d'éclaboussures K lorsqu'on augmente la viscosité dynamique du liquide μ . En effet, la viscosité intervient directement dans le nombre d'Ohnesorge Oh . Pour ce faire, nous avons utilisé la solution L_3 , composée de 50% d'eau déminéralisée et de 50% de glycérol, solution moyennement visqueuse. Cette solution a pour tension de surface $66 \times 10^{-3} \text{ N/m}$ et pour viscosité $5 \times 10^{-3} \text{ Pa.s}$. L'étude de l'influence de la viscosité sur le paramètre d'éclaboussures va se faire, d'une part, par l'étude de la fraction massique d'aérosols mise en suspension K_{MES} puis, par le biais de la distribution granulométrique en masse normalisée $dM/M_0 d \log(d_p)$.

Fraction mise en suspension

La figure IV.25 illustre l'évolution de la fraction massique d'aérosols mise en suspension, K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K , obtenue avec la solution L_3 . Nous avons tenté d'explorer ici, comment les données expérimentales acquises avec cette solution, sont organisées autour du paramètre K . La ligne horizontale correspond au bruit de fond de la mesure du K_{MES} , correspondant à une valeur de $2,8 \times 10^{-8}$. Les valeurs de K_{MES} obtenus avec la solution L_3 sont très faibles, seulement 13 fois au-dessus du bruit de fond. En revanche, on peut souligner le fait que, pour la solution visqueuse L_3 , le K_{MES} évolue avec le paramètre d'éclaboussures en suivant une fonction linéaire, définie comme suit :



$$K_{MES_{50\%Gly}} = 6,27 \times 10^{-11} \times K - K_c \quad (\text{IV.11})$$

avec K_c le seuil de production des aérosols égale à 2950. À noter que cette valeur est une racine de la fonction linéaire et elle est sous-estimée ici. Dans la réalité, en regardant la figure IV.25, nous pouvons voir que, la valeur seuil au-delà duquel la production des aérosols est significative par rapport au bruit de fond (le seuil) se retrouve entre 3825 et 5223.

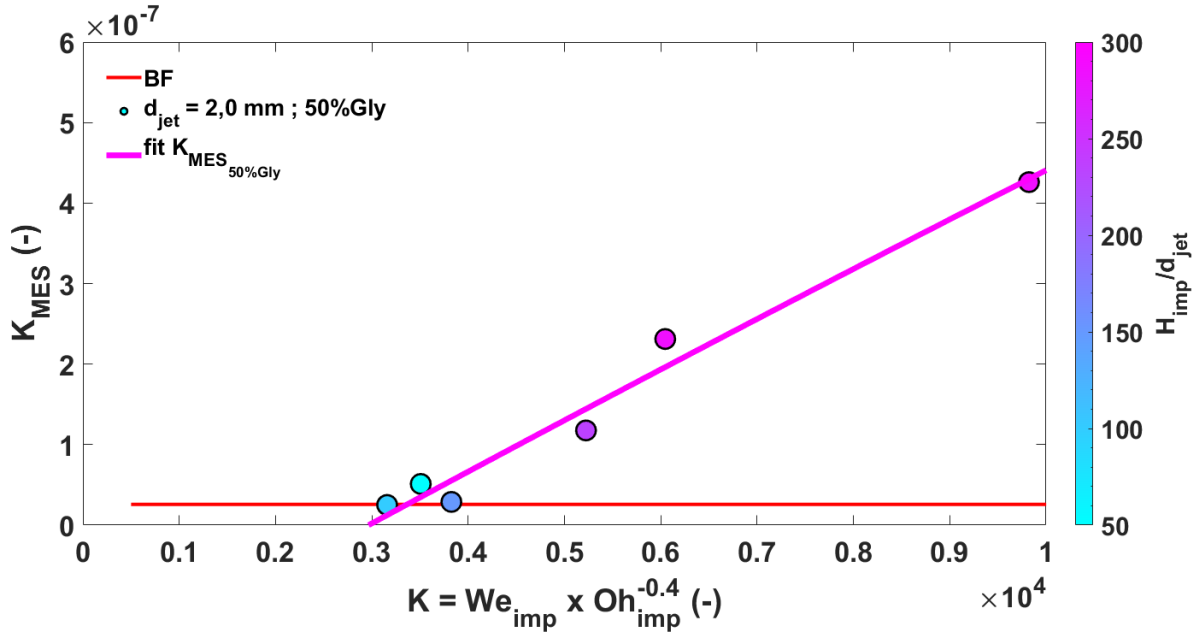


FIGURE IV.25 – K_{MES} en fonction du paramètre d'éclaboussures K . La solution L_3 , composée de 50% d'eau déminéralisée et de 50% de glycérol a été utilisée. BF est le bruit du K_{MES} et est égal à 10^{-8}

En prenant la moyenne entre ces deux valeurs, nous obtenons une valeur seuil de production d'aérosols égale 4524 ± 699 . Cette valeur seuil acquise pour cette solution moyennement visqueuse ($\mu = 5 \times 10^{-3} Pa.s$), L_3 , est très proche de la valeur seuil atteinte par la solution peu visqueuse, L_1 , soit 4987 ± 870 . L'écart relatif moyen entre les deux valeurs seuil est de 9,3%. De ce fait, la valeur de K_c , ne semble pas être affecté par l'augmentation de la viscosité du liquide. Il peut être intéressant de comparer la loi de solution L_3 à celle de solution L_1 (équation IV.10).

La figure IV.26 illustre l'évolution du K_{MES} en fonction du paramètre d'éclaboussures, K , obtenu avec les solutions L_1 (très peu visqueuse, $\mu = 1 \times 10^{-3} Pa.s$) et L_3 (moyennement visqueuse, $\mu = 5 \times 10^{-3} Pa.s$), pour un diamètre de jet de 2 mm. Sur cette figure de comparaison, le K_{MES} produit par l'impact de la solution L_3 est tellement faible que son signal est quasiment confondu avec le bruit de fond. Tandis que le signal de la solution L_1 est bien au-dessus du bruit de fond. De ce fait, pour la même gamme du paramètre d'éclaboussures K , les données issues des deux solutions ne sont pas prédictibles par une seule et même loi.

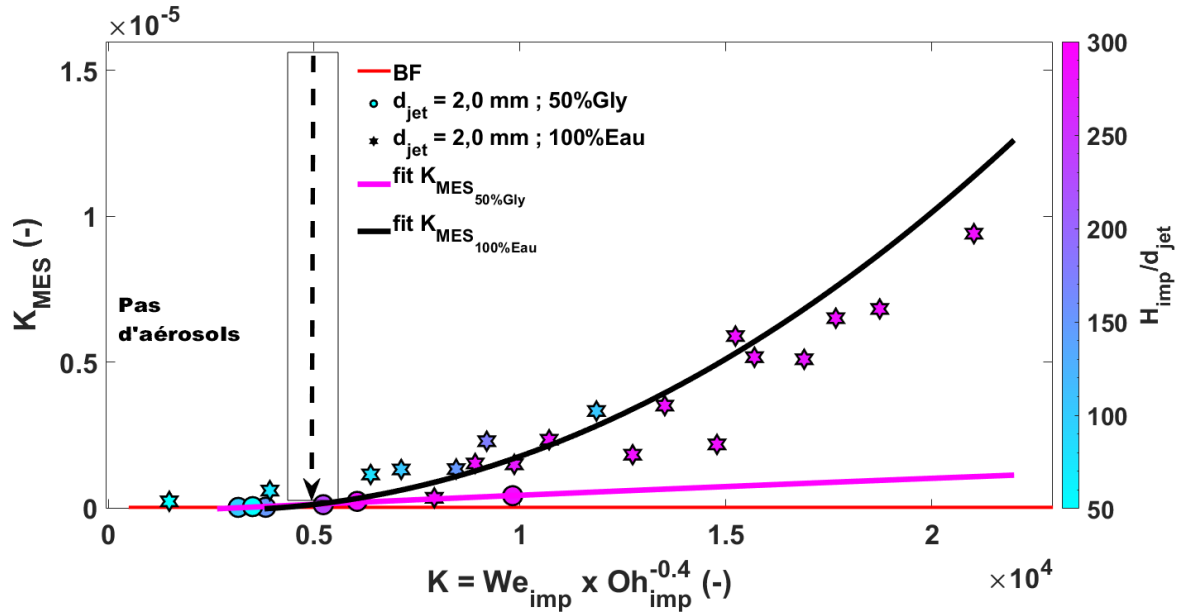


FIGURE IV.26 – Fraction d'aérosols mise en suspension par l'impact de jet de liquide fragmenté, K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K établi sur le nombre Weber d'Ohnesorge d'impact. Un jet de diamètre de 2 mm et deux solutions, L_3 et L_1 correspondant aux symboles \bullet et \star , ont été utilisés. La ligne noire continue représente la courbe d'ajustement des points expérimentaux. La légende en couleur correspond aux différentes hauteurs d'impact normalisées par le diamètre du jet. BF est le bruit du K_{MES} et est égal à 10^{-8}

Même si cette partie reste exploratoire, nous pouvons mentionner que le K_{MES} baisse lorsqu'on augmente la viscosité du liquide pour la même gamme de valeur du paramètre d'éclaboussures K . Ce qui n'est pas étonnant dans la mesure où la viscosité tend à stabiliser le fluide lorsqu'il est soumis à une contrainte inertielle (Moreira et al. (2010); Rioboo et al. (2001)). En revanche, Ce qui est contre-intuitif, c'est le fait que le seuil d'apparition des aérosols soit peu affecté par l'augmentation de la viscosité, une variation relative du seuil de 9,5% pour une variation relative de la viscosité de 80%. Rappelons que ces deux solutions, L_1 et L_3 , ont des valeurs de tension de surface comparables (variation de 3%). De ce fait, pour deux solutions de même (*comparable*) tension de surface, l'augmentation de la viscosité ne semble pas affectée le seuil d'apparition des aérosols lors de l'impact du train de gouttes issu du jet fragmenté. Nous mentionnons également qu'il semble que la loi polynomiale qui relie le K_{MES} au paramètre d'éclaboussures dépend de la nature du fluide. Ce qui assez paradoxale, car, le paramètre d'éclaboussures intègre déjà les propriétés physico-chimiques des deux fluides impactants. Ceci montre toute la complexité liée au *splash*.

Toutefois, rappelons que le signal obtenu par la solution L_3 est très faible par rapport au signal de la solution L_1 pour tirer des conclusions définitives sur l'universalité de la loi de prédiction du K_{MES} . De plus, nous n'avons pas suffisamment de points expérimentaux pour consolider cette évolution. En revanche, il serait intéressant d'étudier la distribution granulométrique en masse des aérosols produits avec les solutions L_1 et L_3 afin de comparer



le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols produits par l'impact de ces deux solutions.

Distribution granulométrique

Dans le but de mieux appréhender l'influence de la viscosité sur le diamètre aérodynamique médian en masse des gouttelettes secondaires aérosolisées, les résultats sur la distribution granulométrique en masse normalisée, des solutions L_1 et L_3 sont synthétisés sur la figure IV.27. Plusieurs gammes de vitesses d'impact ont été testées. Ce sont les mêmes vitesses qui ont été utilisées pour l'étude de la fraction mise en suspension présentée précédemment. Une gamme de faible vitesse d'impact, comprise entre 2,3 à 3,6 m/s, une gamme de vitesses d'impact modérées, comprise entre 3,8 à 4,7 m/s et une gamme de fortes vitesses d'impact, comprise à 4,8 et 5,1 m/s. En effet, pour chaque gamme de vitesses d'impact, nous avons superposé sur le même graphe les résultats de la distribution granulométrique en masse normalisée pour les solutions L_1 et L_3 , figure IV.27 a), b) et c). Les lois log-normales permettant de *d'ajuster* les distributions en masse sont données par l'équation IV.3. Sur la figure IV.27 d), nous avons superposé les lois log-normales des figures IV.27 a), b) et c). Au vu des résultats de la figure IV.27 résumé dans le tableau IV.4, le mécanisme responsable de la production des micro-gouttelettes en suspension dans l'enceinte DICAPRIO semble être indifférent à la viscosité du liquide en terme diamètre aérodynamique médian en masse, d_{amm} . En d'autres termes, pour des liquides de même tension de surface, et des valeurs de viscosité comprises entre 1×10^{-3} et 5×10^{-3} Pa.s, pour les solutions L_1 et L_3 respectivement, le d_{amm} évolue peu et il vaut $6,4 \pm 0,9 \mu m$ pour la solution L_1 et $5,75 \pm 0,1 \mu m$ pour la solution L_3 . Soit une variation moyenne de 10 %. Nous savons également par le K_{MES} que, la viscosité baisse la masse totale d'aérosols produits. De ce fait, comme le d_{amm} a peu changé par l'augmentation de la viscosité, la quantité des microgouttelettes aérosolisées produites baisse donc avec la viscosité.

TABLE IV.4 – Paramètres utilisés pour les lois log-normales de la figure IV.27

Type de solution	Vitesse d'impact (m/s)	d_{amm} (μm)	σ_g (-)
L_1	[2,3 ; 5,1]	[5,7 ; 7,1]	[1,2 ; 1,4]
L_3	[2,3 ; 5,1]	[5,6 ; 5,9]	[1,2 ; 1,35]

Pour deux solutions avec des tensions de surface similaire, l'augmentation de la viscosité ne présente pas une forte influence sur le d_{amm} des gouttelettes secondaires aérosolisées produits. Cependant, elle tend à réduire le nombre d'aérosols, et donc à réduire la masse totale d'aérosols produite par l'impact jet. On pouvait s'y attendre, car comme mentionné plus haut, la viscosité tend à stabiliser le fluide lorsque ce dernier est soumis à une contrainte



inertielle. Le liquide se fragmente en nombre de gouttelettes plus petites lorsque l'on augmente la viscosité. De plus, cette augmentation de viscosité a permis de consolider le seuil de production d'aérosols pour des valeurs de K . On peut se poser la question à l'inverse. Qu'en est-il des solutions avec des viscosités proches, mais avec des tensions de surface différentes ?

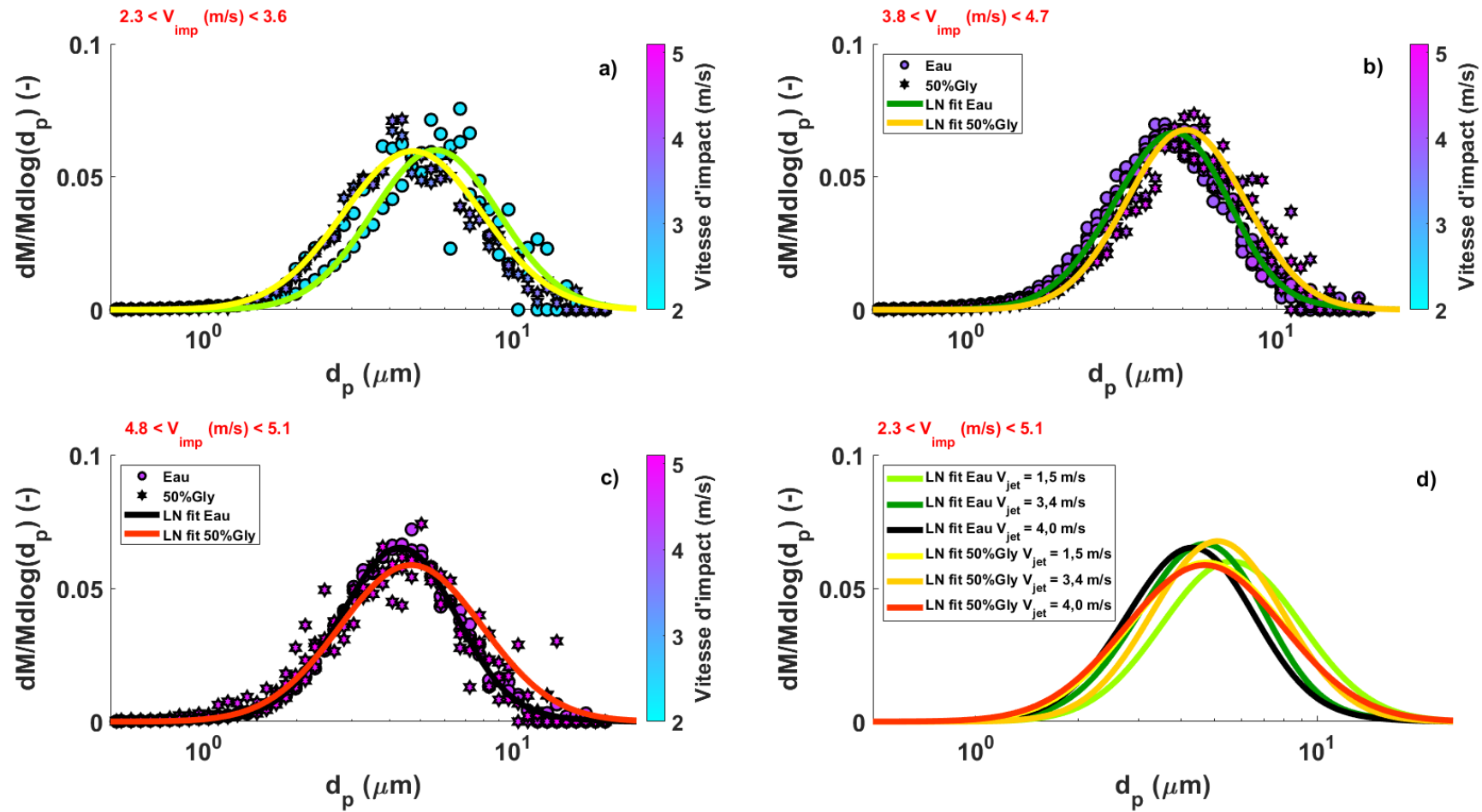


FIGURE IV.27 – Inter-comparaison des distributions granulométriques en masse normalisées pour les solutions L_1 et L_3 , symboles \bullet et \star respectivement, pour différentes gammes de vitesses d'impact illustrées avec les barres de couleurs. a) : inter-comparaison pour de faibles vitesses d'impact $2,3 < V_{imp}(m/s) < 3,6$. b) : inter-comparaison pour des vitesses d'impact modérées $3,8 < V_{imp}(m/s) < 4,4$. c) : inter-comparaison pour de fortes vitesses d'impact $V_{imp}(m/s) > 4,8$. d) : inter-comparaison de toutes les gammes de vitesse. Les lignes continues sont les courbes d'ajustement d'une loi log-normales



IV.4.2 Application à un liquide à faible tension de surface et à faible viscosité

Maintenant que l'influence de la viscosité sur la quantité d'aérosols a été explorée et mise en évidence, explorons maintenant l'influence de la tension de surface. Le but est d'étudier comment la production d'aérosols évolue avec la tension de surface du liquide. Par comparaison, nous avons utilisé la même solution L_1 composée de 100% d'eau et la solution L_2 composée de 50% d'eau et 50% d'éthanol. Les solutions L_1 et L_2 ont des viscosités légèrement différentes 1×10^{-3} et $2,4 \times 10^{-3} Pa.s$ respectivement, mais n'ont pas la même tension de surface. Les solutions L_1 et L_2 ont des tensions de surface de 68×10^{-3} et $28 \times 10^{-3} N/m$ respectivement. L'étude de l'influence de la tension de surface va se faire, d'abord, par l'étude de l'évolution de la fraction massique d'aérosols mise en suspension K_{MES} , puis de l'évolution de la distribution granulométrique en masse $dM/d\log(d_p)$. La tension de surface intervient dans le nombre de Weber qui compare les effets inertiels aux effets capillaires de l'écoulement. Les effets inertiels auront tendance à déstabiliser l'écoulement alors que les effets capillaires auront tendance à stabiliser l'écoulement.

Nous allons voir comment ces deux solutions à faible et à forte force stabilisatrice, L_2 et L_1 respectivement, agissent sur la production des aérosols face à la force déstabilisatrice inertielle de l'impact. Plus la tension de surface d'un liquide est faible, plus ce liquide peut facilement se fragmenter en plusieurs petites gouttes.

Fraction mise en suspension et distribution granulométrique

La figure IV.28 illustre l'évolution de la fraction massique d'aérosols mise en suspension, K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K , obtenu avec la solution L_2 . Nous avons tenté d'explorer ici, comment les données expérimentales sont organisées autour du paramètre K . La ligne horizontale correspond au bruit de fond de la mesure du K_{MES} , correspondant à une valeur de $2,8 \times 10^{-8}$. Les valeurs de K_{MES} obtenues avec la solution L_2 sont très élevées par rapport aux solutions L_1 et L_3 . Le K_{MES} le plus élevé est 333 fois plus grand que le bruit de fond (10^{-8}). En revanche, comme pour la solution L_1 , on peut souligner le fait que, le K_{MES} de la solution L_2 augmente avec le paramètre d'éclaboussures en suivant une fonction quadratique, définie comme suit :

$$K_{MES_{50\%eth}} = 9,47 \times 10^{-14} \times (K + 3901) \times (K - K_{c_{50\%eth}}) \quad (IV.12)$$

avec $K_{c_{50\%eth}} = 3919$, le seuil de production des aérosols produits par l'impact de solution L_2 . À noter que cette valeur est une racine de la fonction polynomiale acquise pour cette solution à faible tension de surface, L_2 . Elle est légèrement différente de la valeur seuil moyenne atteinte par les solutions à forte tension de surface, L_1 , et L_3 soit 4987. L'écart



relatif moyen entre les deux valeurs seuils est de 21,4%. De ce fait, la valeur de K_c , semble légèrement être affecté par la baisse de la tension de surface du liquide. Au vu de cette différence, il peut être intéressant de comparer la loi de solution L_2 à celle de solution L_1 (équation IV.10).

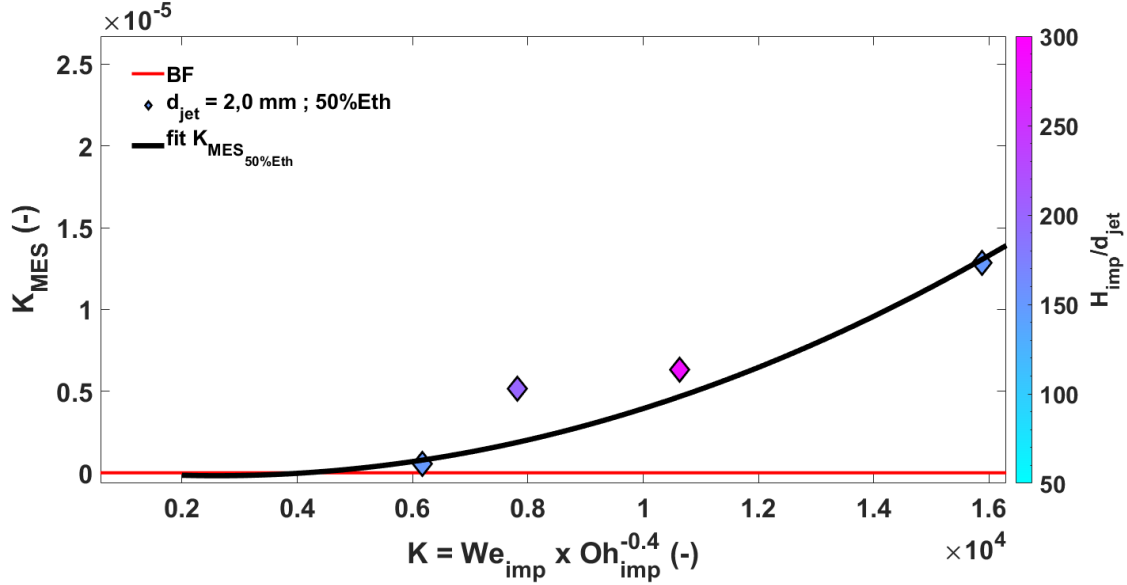


FIGURE IV.28 – K_{MES} en fonction du paramètre d'éclaboussures K . La solution L_3 , composée de 50% d'eau déminéralisée et de 50% d'éthanol a été utilisée

Dans le but de consolider la loi d'échelle trouvée pour la solution composée de 100% d'eau, L_1 , nous l'avons comparé avec les résultats obtenus pour la solution composée de 50% d'éthanol, L_2 . La figure IV.29 illustre l'évolution de la fraction massique d'aérosols mise en suspension, K_{MES} , pour un diamètre de jet de 2 mm, en fonction du paramètre d'éclaboussures K , pour les deux solutions. Globalement, on peut constater que, pour une valeur de K donnée, le K_{MES} est plus élevé pour la solution à faible tension de surface, c'est-à-dire la solution L_2 . Pour rappel, la courbe d'ajustement trouvée pour la solution L_1 , 100%Eau, est définie comme suit :

$$K_{MES_{eau}} = 2,51 \times 10^{-14} \times (K + 2677) \times (K - K_{c_{eau}}) \quad (IV.13)$$

avec $K_{c_{eau}} = 4987 \pm 870$, le seuil de production des aérosols pour la solution L_1 . Pour la même gamme du paramètre d'éclaboussures K , les données issues des deux solutions ne sont pas prédictibles par une seule et même loi.

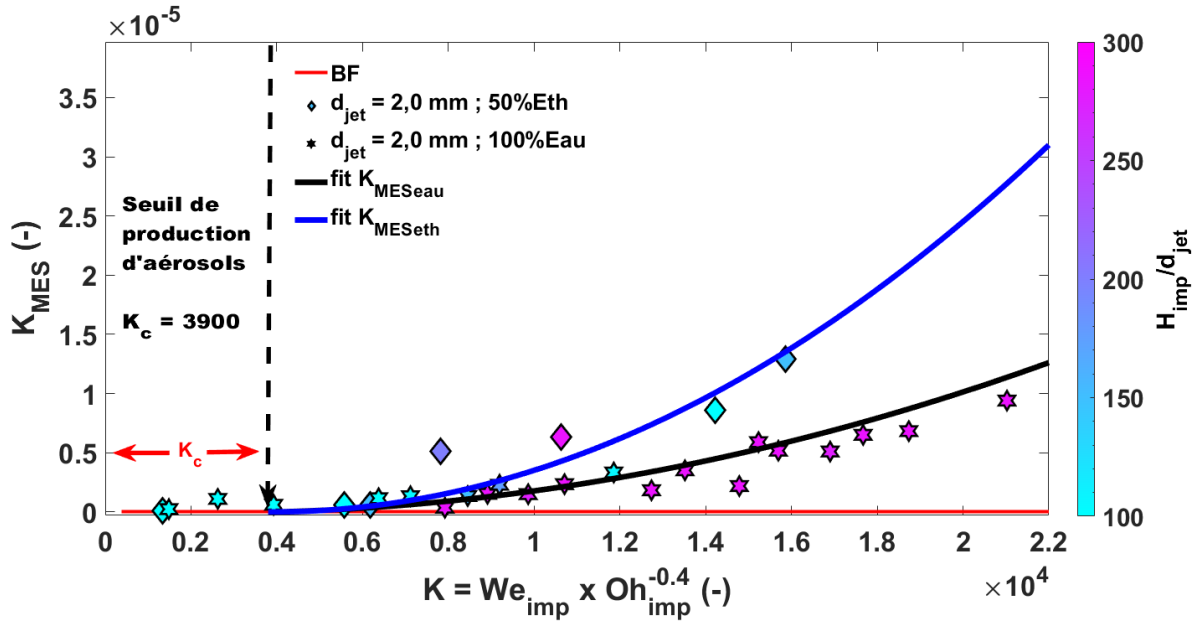


FIGURE IV.29 – Fraction mise en suspension, K_{MES} , en fonction du paramètre d'éclaboussures K . Les symboles \blacklozenge et \blackstar correspondent aux solutions L_2 et L_1 . Les lignes continues bleues et noires représentent les courbes des corrélations empiriques obtenues pour les solutions L_2 et L_1 respectivement. La légende en barre de couleur correspond aux différentes hauteurs d'impact adimensionnelles

Toutefois, dans cette configuration, mélange eau et éthanol, le seuil de production des aérosols paraît légèrement plus bas. Il est égal à 3919. On pouvait s'y attendre, car la solution avec la plus faible tension de surface se fragmente plus facilement pour une même vitesse d'impact. Dans la forme factorisée du polynôme, le coefficient du monôme quadratique, représentant la pente de la courbe parabolique, est d'autant plus raide que la tension de surface est faible. Ce qui veut dire que pour une même contrainte inertielle, la solution à faible tension de surface produit plus d'aérosols en termes de masse. De ce fait, on peut se questionner sur la taille des aérosols produits par l'impact de la solution à faible tension de surface, L_2 , afin de la comparer à la solution à forte tension de surface L_1 .

La figure IV.30 illustre les résultats sur la granulométrie des aérosols produits par l'impact des solutions L_1 et L_2 notée *Eau* et *50%Eth*, respectivement. Pour rappel, ces deux liquides ont des viscosités proches, et des valeurs de tension de surface 68×10^{-3} et de $28 \times 10^{-3} \text{ N/m}$, respectivement. En effet, sur la figure IV.30 a) et b), pour chaque gamme de vitesse d'impact, nous avons superposé sur le même graphe les résultats de la distribution granulométrique en masse normalisée pour les solutions L_1 et L_2 . Les lois log-normales, données par l'équation IV.3, et utilisées pour chaque solution et pour chaque vitesse d'impact, sont tracées sur la figure IV.30 c). D'après les résultats de la figure IV.30 résumés dans le tableau IV.5, le mécanisme responsable de la production des micro-gouttelettes en suspension dans l'enceinte DICAPRIO semble être sensible à la tension de surface du liquide en termes de diamètre



aérodynamique médian en masse d_{amm} . Autrement dit, pour les deux solutions, faible et forte tension de surface, L_1 et L_2 respectivement, le d_{amm} évolue beaucoup avec la tension de surface. Il vaut $6,4 \pm 0,9 \mu m$ pour la solution L_1 et $4,45 \pm 0,25 \mu m$ pour la solution L_2 . Soit une variation moyenne de 30 %

Cette différence sur la taille des aérosols produits par l'impact de ces deux solutions pourrait être à l'origine de la différence sur l'évolution du K_{MES} en fonction de K des solutions L_1 et L_2 donnée sur la figure IV.28. En effet, la relation utilisée pour l'eau semble mal fonctionner pour la solution eau-éthanol. Cela est cohérent avec le fait que la granulométrie est différente (figure IV.5). À ce stade, la loi sur K doit être (légèrement) modifiée en perspective à ce travail afin de la généraliser pour tous les liquides. En effet, la complexité du processus de fragmentation des gouttes à l'impact empêche la généralisation de la prédiction de la fine fraction de gouttelettes secondaires aérosolisées pour tous les liquides.

TABLE IV.5 – Paramètres utilisés pour les lois log-normales de la figure IV.30

Type de solution	Vitesse d'impact (m/s)	d_{amm} (μm)	σ_g (-)
L_1	[1,5 ; 3,4]	[5,7 ; 7,1]	[1,2 ; 1,4]
L_2	[1,5 ; 3,4]	[4,2 ; 4,7]	[1,2 ; 1,3]

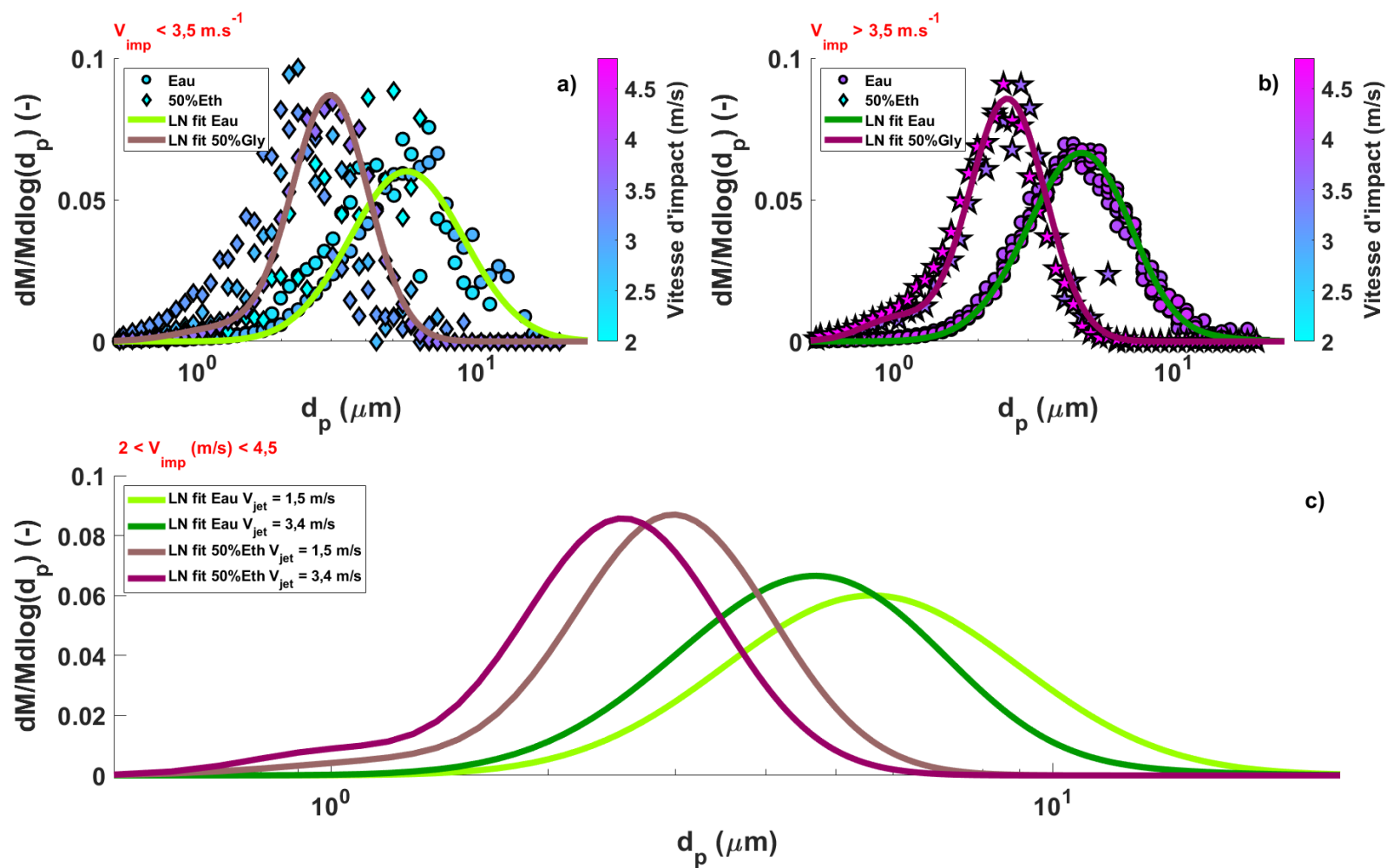


FIGURE IV.30 – Inter-comparaison des distributions granulométriques en masse de la taille des aérosols normalisée pour les solutions L_1 et L_2 représentées par les symboles \bullet et \blacklozenge respectivement. Différentes vitesses d'impact ont été testées. Elles sont illustrées avec les barres de couleurs. a) : inter-comparaison pour des vitesses d'impact inférieures à 3,5 m/s. b) : inter-comparaison pour des vitesses d'impact supérieures à 3,5 m/s. c) : inter-comparaison de toutes les vitesses d'impact pour les solutions.



Néanmoins, pour un liquide donné, L_1 , L_2 et L_3 , les lois trouvées pour ces solutions, équations IV.10, IV.11 et IV.12, respectivement, décrivent bien la masse de liquide totale aérosolisée par l'impact des trains de gouttes à des vitesses d'impact faibles, modérées et élevées sur des films liquides minces non relaxées. Ces lois peuvent facilement être utilisées pour prédire la masse de liquide totale aérosolisée dans plusieurs applications techniques, telles que l'usinage à hautes vitesses ou l'impression à jet d'encre. De plus, dans l'industrie nucléaire, ces relations pourraient prédire l'aérocontamination causée par la chute d'un liquide contenant des radioéléments.

Résumé 12: Granulométrie et prédiction des aérosols produits

- À partir des données de l'APS, la granulométrie des gouttelettes secondaires aérosolisées est dépendante des propriétés physico-chimiques du liquide impactant. Pour des configurations dynamiques d'impact similaires avec des solutions de différentes viscosités (1×10^{-3} et 5×10^{-3} Pa.s), mais ayant des tensions de surface similaires (66×10^{-3} et 68×10^{-3} N/m), (L_1 et L_3), le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols est quasiment constant et est de l'ordre de ($\mathcal{O}(6,02 \mu\text{m})$, *moyenne pour les deux solutions*) avec une variation moyenne de 10%. Toutefois, l'amplitude de la distribution est plus élevée pour des solutions de plus faible viscosité (L_1). Par ailleurs, le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols est plus petit ($\mathcal{O}(4,45 \mu\text{m})$) pour des solutions de viscosité comparables (L_1 et L_2), mais ayant de faibles valeurs de tension de surface différentes (L_2 , 28×10^{-3} N/m). Le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols de ces deux solutions présente une variation moyenne de 30%.
- À partir de la masse totale d'aérosols collectée sur filtre, les aérosols générés sous forme de gouttelettes secondaires, lors de l'impact des solutions L_1 et L_3 (forte tension de surface) ainsi que L_2 (faible tension de surface), peuvent être très bien estimés en utilisant le paramètre d'éclaboussures K avec une valeur seuil de production moyenne $K_c = 4987 \pm 870$. Les aérosols produits évoluent avec K en suivant une fonction quadratique pour les solutions à faibles viscosités (L_1 et L_2). Toutefois, les aérosols produits évoluent avec K en suivant une fonction linéaire pour la solution à forte viscosité (L_3). Cependant, les coefficients des monômes quadratique et linéaire dépendent du liquide utilisé. Ceci peut être expliqué par la différence de la granulométrie des différentes gouttelettes secondaires aérosolisées à partir de différentes solutions.



Chapitre V

Discussion sur la production d'aérosols

Sommaire

V.1	Conséquence de l'impact des jets fragmentés	122
V.2	Relation entre toutes les gouttelettes secondaires émises (aérosolisées et non aérosolisées)	127
V.2.1	Quantification de la production de gouttelettes secondaires aérosolisées avec la masse d'aérosols collectés	127
V.2.2	Nombre de gouttelettes secondaires non aérosolisées et aérosolisées par impact de goutte	129
V.2.3	Ratio de masse totale de gouttelettes secondaires non aérosolisées et aérosolisées	130



Dans ce chapitre, nous allons présenter une discussion sur les mécanismes en jeux durant l'impact de trains de gouttes sur un mince film de liquide non relaxé. Cette discussion, étayée par des illustrations, traite de l'origine des gouttelettes secondaires aérosolisées ainsi que du lien entre la production gouttelettes secondaires aérosolisées et les gouttelettes secondaires non aérosolisées. Nous ferons également une discussion sur le nombre d'aérosols produits par l'impact d'une goutte isolée.

V.1 Conséquence de l'impact des jets fragmentés

Si la hauteur d'impact est suffisamment grande devant la longueur de fragmentation du jet, l'impact se fait sous la forme de trains de gouttes issus de la fragmentation du jet. La figure V.1 illustre l'évolution du *splash* provoqué par l'impact d'une goutte. L'impact se fait à haute fréquence. Lors de l'impact d'une goutte (N), la surface d'impact présente un mince film de liquide généré par le reste de l'impact des gouttes (N-i). Lorsque la goutte (N) heurte la surface d'impact légèrement mouillée, une mince nappe de liquide cylindrique, provenant du volume de la goutte (N) et du film de liquide, émerge de l'impact.

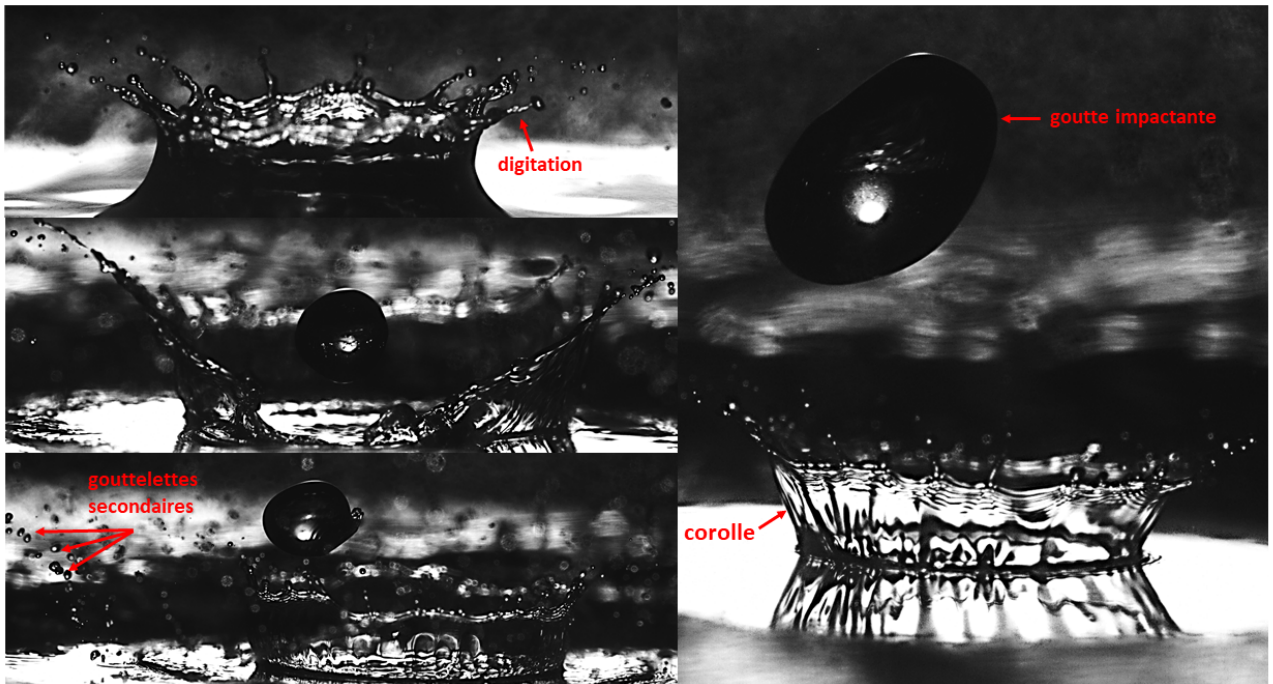


FIGURE V.1 – Illustrations du crown splash généré par l'impact successif de gouttes millimétriques sur un mince film de liquide

Cette nappe de liquide s'étire et se présente sous forme de couronne. Le liquide s'écoulant dans le film de liquide s'accumule sur le bord de la couronne, rendant ce dernier instable. Cette instabilité sur la couronne est provoquée par les forces capillaires et inertielles.



La théorie d'impact de Yarin and Weiss (1995) décrit bien la formation de cette couronne et de ses digitations. D'ailleurs, de nombreuses études expérimentales et numériques ont permis de valider la théorie de Yarin and Weiss (1995) ce qui montre une bonne capacité de prédiction de cette théorie (Josserand and Zaleski (2003); Moreira et al. (2010); Okawa et al. (2022)). Les gouttelettes secondaires observables (éclaboussures) proviennent de ces digitations après leurs fragmentations (Moreira et al. (2010)). Dans notre étude, lors de l'impact des trains de gouttes, nous avons toujours observé, par caméra rapide ou à l'œil nu, la formation de couronnes, de digitations et de gouttelettes secondaires quel que soit le diamètre du jet (d_{jet} entre 1 et 2 mm) pour toutes les vitesses d'impact (V_{imp} entre 3 et 7 mm). De même, il est intéressant de souligner que, la forme de la distribution granulométrique en masse des gouttelettes secondaires aérosolisées que l'on a échantillonnées est indépendante du diamètre du jet et de la vitesse d'impact pour un liquide donné. Ce qui indique le mécanisme de génération des gouttelettes secondaires (aérosolisées et non aérosolisées) est indépendante des paramètres dynamiques de l'impact. Burzynski et al. (2020) ont obtenu la même conclusion lors de leurs études sur la génération de gouttelettes secondaires (non aérosolisées) à fortes vitesses d'impact, basée sur des observations. Néanmoins, l'amplitude de la distribution granulométrique en masse des aérosols augmentent avec les forces inertielles de l'impact. Contre toute attente, les aérosols mesurés et les gouttelettes éclaboussées ont les mêmes tendances d'évolution avec le paramètre K et pourraient donc provenir du même mécanisme, comme si les aérosols étaient les *filles* des grosses gouttelettes secondaires.

De plus, l'effet de la viscosité est non négligeable dans le processus de création de la couronne (Yarin and Weiss (1995)). Dans l'étude de Kittel (2019), basée sur des observations, les effets visqueux ont tendance à ralentir l'expansion de la corolle, ce qui conduit à des couronnes plus épaisses. De ce fait, lors du processus de fragmentation de la couronne, un liquide plus visqueux génère des gouttelettes secondaires plus épaisses et plus lentes qu'un liquide aqueux. Cependant, dans notre étude, nous n'observons pas cela pour les gouttelettes secondaires aérosolisées. Nous avons montré dans la section IV.4.1 que, deux liquides de même tension de surface, mais ayant des viscosités différentes, présentaient la même forme de distribution granulométrique avec un diamètre aérodynamique médian massique d'aérosols très proche, variation de 10%. Ce qui veut dire que, la taille des gouttelettes secondaires aérosolisées est indépendante, en plus du diamètre du jet et de la vitesse d'impact, de la viscosité. Quel que soit le changement de ces paramètres, nous produisons toujours la même forme de distribution en taille d'aérosols.

Toutefois, dans l'étude de Burzynski et al. (2020), ils notent une dépendance des propriétés du liquide avec la distribution en taille des gouttelettes secondaires (non aérosolisées). Par exemple, dans leur étude, une goutte d'éthanol de faible tension de surface, produit des gouttelettes secondaires plus grosses, qu'une goutte d'eau à forte tension de surface. Dans notre étude, nous avons observé l'inverse. En effet, en regardant la distribution granulomé-



trique donnée dans sur la figure IV.30, nous avons montré, qu'une solution avec une faible tension de surface (50%eth-eau) générerait des gouttelettes secondaires aérosolisées plus fines qu'une solution à forte tension de surface (eau). Cette contradiction peut être expliquée par la taille des gouttelettes quantifiée. Nous avons mesuré la partie aérosolisée des gouttelettes secondaires, gouttelettes de taille inférieure à $25 \mu m$. Pour l'étude de Burzynski et al. (2020), ils ont négligé dans leur quantification les gouttelettes secondaires inférieures à $15 \mu m$. De ce fait, nous mesurons différentes populations de gouttelettes secondaires.

Par ailleurs, Murphy et al. (2015) se sont intéressés à l'aérosolisation des gouttelettes secondaires produites par l'impact de gouttes de pluie sur la surface de la mer (aérosols marins). Dans leur étude, en utilisant une technique d'holographie, ils ont obtenu une distribution de gouttelettes secondaires bimodale. Une première population autour $25 - 50 \mu m$ et seconde population autour de $225 \mu m$. Dans leurs études, ils considèrent la partie aérosolisée comme la première population de gouttelettes secondaires. Par définition, cette population de gouttelettes peut être considérée comme des aérosols (Renoux and Boulaud (1998)). Toutefois, en cas de forte humidité, les gouttelettes dans la gamme 25 à $50 \mu m$, ont un temps de sédimentation sur $0,5 m$ de 25 à 4 secondes, respectivement. Elles ne sont pas mises en suspension sur une longue durée. Contrairement aux gouttelettes produites dans la gamme 1 à $10 \mu m$ qui ont un temps de sédimentation sur $0,5 m$ de $1,6 \times 10^4$ à $1,6 \times 10^2$ secondes, respectivement. À cause de leur technique, ils n'ont pas réussi à mesurer cette gamme de tailles de gouttelettes (1 à $10 \mu m$) comme nous l'avons fait dans cette étude. Néanmoins, malgré les limites de leurs techniques optiques, leurs résultats vont dans le sens de nos résultats dans la mesure où lorsqu'une goutte heurte une surface d'impact, deux populations de gouttelettes secondaires sont produites. Celle qui s'aérosolise (que l'on a mesurée) et celle qui retombe *ipso facto*.

La figure V.2 illustre les processus en jeu durant l'impact d'un jet fragmenté. Lors de l'impact des gouttes issues de la fragmentation du jet, plusieurs mécanismes sont observés durant la phase de génération des gouttelettes secondaires. Les micro-gouttelettes gouttelettes éjectées peuvent provenir des moments précoces dans le *splash* dit *prompt slash* (non observé dans les détails dans nos expériences à cause de la limitation de nos caméras et nos éclairages) et les gouttelettes plus grosses qui proviennent de la déstabilisation de la corolle du liquide (Josserand and Zaleski (2003); Marcotte et al. (2019)). Le diamètre des micro-gouttelettes produites par le prompt splash est d'environ $5 \mu m$ et sont $1/1000$ fois plus petites que les gouttes impactantes (Murphy et al. (2015); Thoroddsen et al. (2012)). Cependant, les grosses gouttelettes sont formées par l'instabilité de la corolle, due à la combinaison des instabilités de Rayleigh-Taylor et de Rayleigh-Plateau. Des digitations/ligaments sont formés à l'extrémité de la corolle. Durant les élongations de ces digitations, elles se brisent en plusieurs gouttelettes, de grosses gouttelettes et de fines gouttelettes satellites. Cette formation de gouttelettes et de gouttelettes satellites est également connue pour les



jets laminaires (Dumouchel (2008); Glaberson, R.J. Donnelly (1966)). Ces mécanismes sont illustrés sur la figure V.2. En revanche, nous identifions ici que les gouttelettes satellites correspondent par leur taille, en termes d'ordre de grandeur, aux aérosols détectés. Ceci suggère que si le mécanisme crucial de production d'aérosols est lié aux éclaboussures, les aérosols ne proviennent pas directement des plus grosses gouttes détachées, mais de petites gouttelettes satellites générées par la fragmentation des digitations de liquide. Ces petites gouttelettes satellites n'ont pas été souvent étudiées dans la littérature. Les raisons sont multiples. Dans certaines problématiques, elles ont une masse très faible par rapport aux plus grosses gouttelettes directement détachées du bord et contribuent donc peu au processus industriel ainsi qu'à son rendement (Burzynski et al. (2020); Wang and Bourouiba (2018)). D'après Wang and Bourouiba (2018) elles représentent 10% de la totalité des gouttelettes secondaires générées. Parfois, elles ne sont pas étudiées, car elles sont trop petites pour être détectés par les caméras de diagnostic.

Résumé 13: Origine des gouttelettes secondaires aérosolisées

Dans cette étude, nous suggérons que les gouttelettes secondaires aérosolisées que nous mesurons proviennent de la déstabilisation de la corolle de liquide, du *crown splash*. Plus précisément, la taille de ces gouttelettes est du même ordre de grandeur que celle des gouttelettes satellites formées lors de la rupture des digitations formées au bord de la corolle. On peut également mentionner, même si l'on ne les a pas observées le détail, que ces gouttelettes aérosolisées peuvent également provenir du *prompt splash*. La taille des aérosols mesurés correspond aussi à la taille de microgouttelettes générées par le *prompt splash*, inférieure à $10 \mu m$ (Murphy et al. (2015); Thoroddsen et al. (2012)). Toutefois, Murphy et al. (2015) mentionnent dans leur étude que les gouttelettes satellites sont plus prépondérantes en termes de nombre que les microgouttelettes du *prompt splash*.

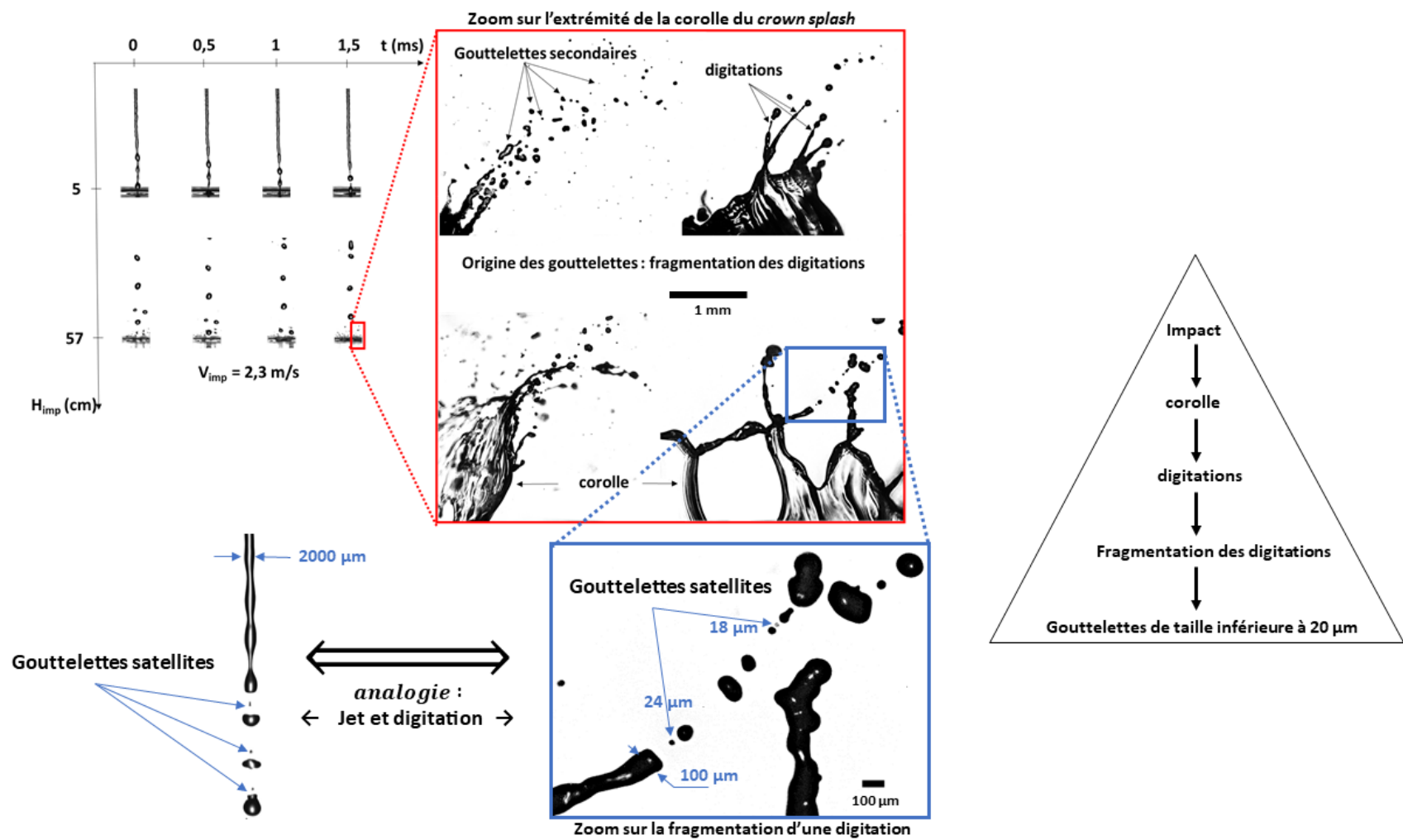


FIGURE V.2 – Illustrations des phénomènes en jeu durant l'impact d'un jet sur une surface solide. L'encadré en rouge est une présentation des différents états de la corolle au moment de son développement (formations de digitations, fragmentations de digitations, génération de gouttelettes secondaires et de gouttelettes satellites secondaires). L'encadrée en bleu est un zoom sur la fragmentation d'une digitation. Le triangle à droite schématise les étapes de la formation des gouttelettes secondaires



V.2 Relation entre toutes les gouttelettes secondaires émises (aérosolisées et non aérosolisées)

Nous discutons ici de la relation entre les microgouttelettes secondaires aérosolisées (souvent négligées dans la littérature) et les grosses gouttelettes secondaires (souvent étudiées dans la littérature). Cette discussion se basera sur une comparaison entre nos résultats expérimentaux sur l'aérosolisation des gouttelettes secondaires et les résultats de la littérature traitant du *splashing* et non de la mise en suspension.

V.2.1 Quantification de la production de gouttelettes secondaires aérosolisées avec la masse d'aérosols collectés

Maintenant que nous avons identifié que la production d'aérosols est liée à l'éclaboussement de la goutte impactante, nous allons tenter de quantifier ici combien de gouttelettes secondaires sont aérosolisées par chaque impact de goutte. Ceci permettra de comparer leurs évolutions à celles des gouttelettes secondaires non aérosolisées et grandement étudiées dans la littérature. Le nombre total de gouttelettes secondaires aérosolisées produites par chaque impact de goutte sera déduit ici, à partir :

- ▣ du diamètre médian en volume des gouttelettes d'aérosols produites avant évaporation et collectée,
- ▣ du volume correspondant à la masse des gouttelettes d'aérosols totales collectées sur le filtre et
- ▣ du nombre de gouttes impactantes.

Le liquide d'impact est composé de 2,5 L d'eau déminéralisée, 0,4 g/L de fluorescéine de sodée et 199 g/L de NaCl, ce qui correspond à une fraction massique de soluté (NaCl) de 0,166. L'humidité relative (HR) à l'intérieur de l'enceinte est comprise entre 70 et 90%. Dans le cas d'une humidité relative élevée, la taille d'équilibre de la gouttelette de solution saline dans l'air humide est rapidement atteinte (Rovelli et al. (2016)). Afin de déterminer la taille initiale des gouttelettes secondaires aérosolisées (avant évaporation), nous devons caractériser l'activité de l'eau et la densité de la gouttelette de NaCl lorsque le HR varie (Kreidenweis et al. (2005)). Il est possible de calculer l'activité de l'eau des gouttelettes d'aérosols à partir du modèle thermodynamique Extended Aerosol Inorganics Model (E-AIM) décrit par (Clegg et al. (1998)), accessible en ligne <http://www.aim.env.uea.ac.uk/aim/aim.php>. La fraction massique initiale de NaCl est définie comme :

$$mfs_i = \frac{m_{NaCl}}{m_{NaCl} + m_{eau}} = \frac{m_{NaCl}}{\rho_{sol} \times V_{sol}} \quad (V.1)$$

où m_{NaCl} , m_{eau} , ρ_{sol} et V_{sol} sont respectivement la masse de NaCl et d'eau dans la

V.2. Relation entre toutes les gouttelettes secondaires émises (aérosolisées et non aérosolisées)

solution, la densité et le volume de la solution. La figure V.3, obtenue à l'aide d'AIM, illustre l'évolution de l'activité de l'eau et de la masse volumique des gouttelettes en fonction de la fraction massique de NaCl. À l'émission, les gouttelettes secondaires aérosolisées ont une fraction massique initiale de NaCl de 0,166 (avant évaporation), la fraction massique au moment où les particules sont collectées sur l'APS peut être lue sur la figure V.3.

En effet, à l'équilibre, l'activité de l'eau, a_e , est égale au taux d'humidité relative dans l'enceinte. Pour une humidité maximale de 70% et de 90%, correspondant à une activité de l'eau de 0,7 et 0,9, les fractions massiques de NaCl des gouttelettes émises dans ces conditions sont de 0,29 et 0,14, respectivement. De même, les masses volumiques de ces gouttelettes, ρ_{part} , partiellement évaporée, est de 1058 et 1008 Kg/m^3 .

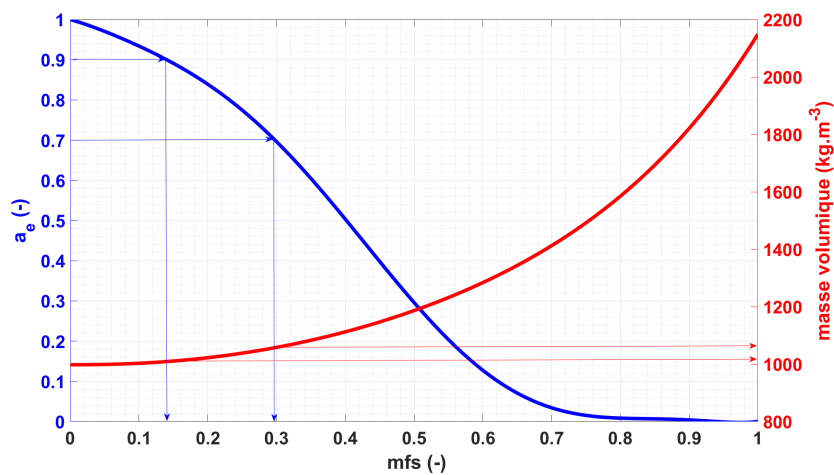


FIGURE V.3 – Courbe issue du modèle EAIM. Ligne bleue : activité de l'eau vs mfs, la fraction massique de NaCl. Ligne rouge : masse volumique en fonction de la fraction massique de NaCl. Les flèches se réfèrent aux masses volumiques correspondant à 70% et 90% d'humidité relative (a_e égale à 0,7 et 0,9 respectivement)

la fraction massique de NaCl finale, mfs_f , à l'intérieur de la particule est analogue à :

$$mfs_f = \frac{m_{NaCl}}{\rho_{part} \times V_{part}} \quad (V.2)$$

En divisant l'équation V.1 par V.2, le diamètre initial de la gouttelette aérosolisée est défini comme :

$$d_d = \left(\frac{mfs_f}{mfs_i} \times \frac{\rho_{part}}{\rho_{sol}} \right)^{1/3} \times d_{amm} = G.F \times d_{amm} \quad (V.3)$$

où G.F est un facteur de grossissement. Dans la gamme d'humidité relative de nos expériences [70 ; 90]%, la fraction massique et la masse volumique de la particule de NaCl varient dans la gamme de [0.14; 0.29], et [1058; 1108] kg/m^3 après évaporation. Pour ces plages de valeurs, le facteur de grossissement entre les gouttelettes mesurées et émises varie entre 1,01



et 1, 21, correspondant ainsi à une diminution maximale du rayon de la gouttelette de 20%. Par conséquent, avec cette faible variation entre le diamètre aérodynamique mesuré et la gouttelette initiale ; nous pouvons considérer en première approximation que le diamètre initial typique des gouttelettes qui sont aérosolisées dans nos expériences, est $d_{amm} = 7 \mu m$, correspondant à un volume :

$$V_d^{gsa} = \left(\frac{\pi \times d_{amm}^3}{6} \right). \quad (V.4)$$

Ainsi, le nombre total de gouttelettes secondaires aérosolisées, N_t^{asd} , peut être estimé comme suit :

$$N_t^{gsa} = \frac{V_L \times K_{MES}}{V_d^{asd}} \quad (V.5)$$

D'autre part, le nombre total de gouttes qui s'impactent, $N_{gouttes}$, est estimé en considérant le diamètre de la goutte qui s'impacte selon l'équation suivante :

$$N_{gouttes} = \frac{V_L}{V_{goutte}} = \frac{V_L}{\frac{\pi \times 1.89 \times d_j^3}{6}} \quad (V.6)$$

Enfin, nous pouvons calculer le nombre de gouttelettes secondaires aérosolisées par impact, N_i^{gsa} , par impact de goutte comme :

$$N_i^{gsa} = \frac{N_t^{gsa}}{N_{gouttes}} = K_{MES} \frac{V_{goutte}}{V_d^{gsa}} = K_{MES} \times 1.89 \times \left(\frac{d_j}{d_{amm}} \right)^3 \quad (V.7)$$

V.2.2 Nombre de gouttelettes secondaires non aérosolisées et aérosolisées par impact de goutte

Nous trouvons dans cette étude, dans la gamme du nombre de Weber $\mathcal{O}(10^2 - 10^3)$, que le nombre de gouttes secondaires aérosolisées produit par l'impact d'une goutte est de l'ordre de $\mathcal{O}(6 - 3,5 \times 10^2)$, comme l'illustre la figure V.4. Il est intéressant de comparer ce nombre avec le nombre typique de grosses gouttelettes secondaires non aérosolisées produits par l'impact d'une goutte, comme discuté par (Okawa et al. (2021a)). Pour la même gamme de nombre de Weber, les données de Okawa et al. (2021a) sont superposées (étoiles rouges) sur le même graphe avec nos résultats expérimentaux, (figure V.4). Cette figure illustre une évolution similaire, entre les gouttelettes secondaires non aérosolisée et les gouttelettes secondaires aérosolisées lorsque le nombre de Weber augmente.

V.2. Relation entre toutes les gouttelettes secondaires émises (aérosolisées et non aérosolisées)

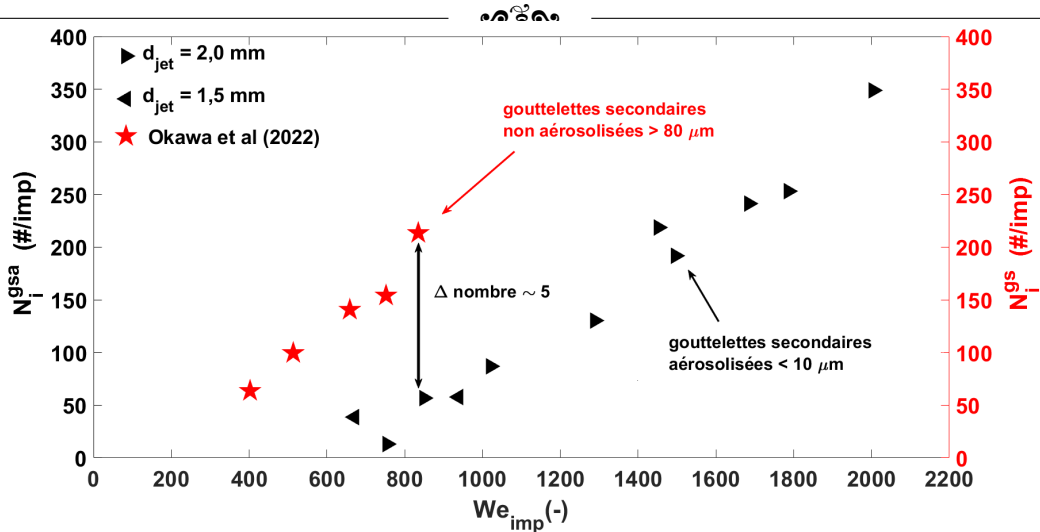


FIGURE V.4 – Comparaison entre les gouttelettes secondaires aérosolisées et les grosses gouttelettes secondaires non aérosolisées lors de l'impact d'une goutte. Symboles noirs : nombre de gouttelettes secondaires aérosolisées obtenu à partir de la masse des aérosols collectés sur le filtre. Symboles rouges : nombre de grosses gouttelettes secondaires provenant des résultats de l'analyse de l'impact des gouttes de Okawa et al. (2021a). Ses gouttelettes sont produites avec une goutte d'eau pure de 2 mm de diamètre

Cependant, le nombre de gouttelettes secondaires aérosolisées semble être $\mathcal{O}(5)$ fois plus petit que le nombre de grosses gouttelettes secondaires non aérosolisées, indiquant que la plupart de ces gouttelettes ne se transforment pas en aérosols !

V.2.3 Ratio de masse totale de gouttelettes secondaires non aérosolisées et aérosolisées

La masse totale de gouttelettes secondaires éjectée après la formation de la corolle dû à l'impact est présentée sur la figure V.5. Le ratio de masse K_{mass} , défini comme le ratio entre la masse des gouttelettes secondaires et des gouttes impactantes, est tracé en fonction du paramètre d'éclaboussures $K = We \times Oh^{-0,4}$. Pour rappel, ce paramètre K équilibre les forces les plus prépondérantes durant la phase d'impact de la goutte telles que la tension de surface, la viscosité et l'inertie. Ce paramètre est applicable pour les impacts de gouttes sur un film mince. La figure V.5 démontre que, plus les force d'inertie sont élevées, plus la quantité de liquide éclaboussée est élevée. Le paramètre K fournit une estimation juste du volume éjecté pendant la formation de la couronne sur les films minces Burzynski et al. (2020). Toutefois, les travaux de Li et al. (2019); Motzkus et al. (2011); Okawa et al. (2006) ont montré que, dans le cas des impacts sur film mince, l'épaisseur du film de liquide sur la surface d'impact a un faible effet sur la masse totale de gouttelettes secondaires éjectées. Pour cette raison, l'épaisseur du film peut être négligée dans l'équation permettant de prédire l'évolution de la masse des gouttelettes éclaboussées (V.5). Par ailleurs, l'épaisseur du film aura une influence



sur le seuil d'apparition des gouttelettes secondaires (Moreira et al. (2010)). Pour rappel, l'équation de prédiction des gouttelettes aérosolisées est donnée ci-dessous :

$$K_{MES} = 2,51 \times 10^{-14} \times (K + 2677) \times (K - K_{ceau}) \quad (V.8)$$

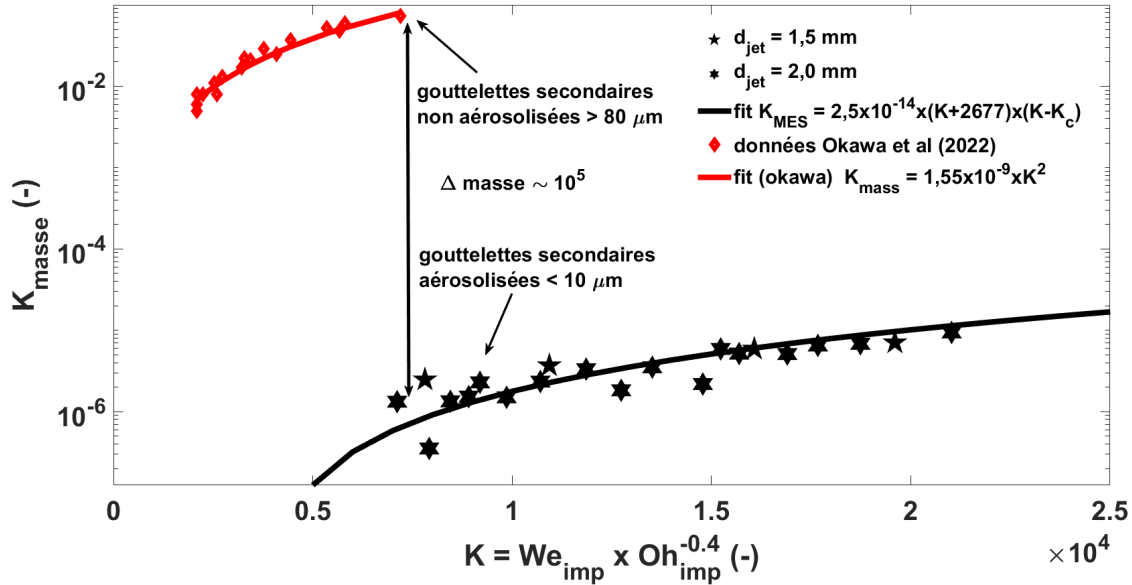


FIGURE V.5 – Evolution de la fraction massique de gouttelettes secondaires produites lors de l'impact de gouttes. Les Symboles et le trait rouge correspondent aux données de Okawa et al. (2021a)

Sur la figure V.5, le ratio de masse totale de gouttelettes secondaires non aérosolisée ($d_{gouttelette} > 80\mu m$) provenant de l'étude d'Okawa et al. (2021a) est 10^5 supérieure que le ratio de masse totale des gouttelettes secondaires aérosolisées ($d_{gouttelette} < 10\mu m$) de notre étude.

De ce fait, pour effectuer une étude complète sur les impacts de gouttes ou de jets, il faut pendre en compte cette fraction de fines gouttelettes inférieures à $10\mu m$. Elles existent lors des impacts de gouttes dans la gamme de $We > 300$ et $Re > 2000$. De plus, leur évolution peut être exprimée en fonction du paramètre d'éclaboussures K , comme pour le cas des gouttelettes secondaires non aérosolisées. Ceci s'explique par le fait que ces deux populations de gouttelettes proviennent du même mécanisme de formation (atomisation de corolle). Cependant, l'équation V.8 décrit bien la masse de liquide aérosolisée à des vitesses d'impact faibles, modérées et élevées sur des films liquides minces (non contrôlée). Cette relation peut facilement être utilisée pour prédire la fraction aérosolisée dans les applications techniques, imprimantes à jets d'encre ou la lubrification durant la phase d'usinage. La relation V.8 peut être aussi utilisée dans les situations accidentelles dans l'industrie nucléaire, tels que le déversement ou la fuite de liquide radioactifs, pour prédire l'aérocontamination.

Résumé 14: Toutes les gouttelettes secondaires générées

Les gouttelettes secondaires aérosolisées produits lors de l'impact des gouttes sont, en termes d'ordre de grandeur, 5 fois moins nombreuses que les grosses gouttelettes secondaires non aérosolisées et 10^5 moins massives. De plus, l'évolution des deux populations des gouttelettes secondaires (aérosolisées et non aérosolisées) est bien prédictible avec le paramètre **K**.

Chapitre VI

Conclusions et perspectives

Cette étude montre que l'impact des jets de liquide sur un film de mince non relaxée est un phénomène tridimensionnel complexe. À l'impact, le liquide s'étale toujours radialement. Si le jet est fragmenté à l'impact, les gouttes impactantes à haute fréquence forment une corolle composée de plusieurs digitations. Leurs fragmentations sont à l'origine de l'apparition des gouttelettes secondaires, phénomène appelé *splashing*. Elles sont souvent de plusieurs tailles et leur nombre augmente avec la vitesse d'impact. Les plus petites de ces gouttelettes secondaires s'aérosolisent et deviennent un terme source d'aérocontamination si le liquide impactant est nocif. Les gouttelettes secondaires aérosolisées sont considérables, par exemple, si les gouttes impactantes heurtent la surface de manière simultanée et rapprochée ou si le liquide a une faible tension de surface. De ce fait, établir un modèle universel décrivant tout le phénomène de *splashing* semble compliqué. C'est pour cela que chaque phénomène a été traité de manière séparée.

Impacts des jets continus

La mise en suspension d'aérosols suite à l'impact d'un jet de liquide non fragmenté est très faible, voire inexistant si le jet impactant est totalement cylindrique et ne présente aucune rugosité de surface au moment de l'impact. Le jet peut être instable au moment de l'impact, à cause de la turbulence ou de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Dans cette situation, une production de gouttelettes secondaires et d'aérosols peuvent être observés par intermittence. Ces instabilités sur le jet sont à l'origine de la fragmentation du jet en séries de gouttes. La longueur de fragmentation, distance pour laquelle le jet se brise en séries de gouttes, peut être prédite avec la relation $L_{frag}/d_{jet} = 1.5 \times \left(We^{0.5} + 3 \frac{We}{Re} \right)$. Dans notre étude, pour les solutions avec des propriétés physico-chimiques proches de celle de l'eau, la longueur de fragmentation est de 10 à 15 cm. À partir des données de l'APS et du prélèvement sur filtre, nous avons montré que, la production d'aérosols est fortement liée à la forme du liquide impactant. Pour une même vitesse d'impact, les jets fragmentés génèrent plus d'aérosols à l'impact que les jets non fragmentés. De plus, la hauteur d'impact à partir de laquelle la production des aérosols est significative correspond à la longueur de fragmentation du jet de liquide (jet de liquide laminaire).

Impact des trains de gouttes

Dans la situation où la hauteur d'impact est très grande devant la longueur de fragmentation du jet, l'impact se fait en train de gouttes sur une surface mouillée. La génération d'aérosols dû à l'impact des gouttes est un phénomène complexe dépendant de la dynamique d'impact, du film de liquide présent sur la surface d'impact et de la nature du liquide utilisé.

— Étude de la dynamique de l'impact des gouttes pour un liquide donné

À partir des données de l'APS, la granulométrie des gouttelettes secondaires aérosolisées



est indépendante des conditions dynamiques d'impact étudiées en termes de diamètre de jet d'impact et de vitesse d'impact. Pour toutes les configurations examinées dans cette thèse avec la solution dont les caractéristiques sont proches de celle de l'eau (à faible viscosité et à forte tension de surface), le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols est égale à $6,90 \pm 0,18 \mu m$ et l'écart-type géométrique est égale à $1,35 \pm 0,02$. La distribution peut également être ajustée avec une loi log-normale. En considérant les valeurs d'humidité relative à l'intérieur de DICAPRIO durant les expériences, et les techniques de mesures utilisées, ce diamètre d'aérosols correspond au diamètre typique des gouttelettes émises (20% d'évaporation).

De plus, le paramètre d'éclaboussures K , dérivé d'études théoriques (Yarin and Weiss (1995)), expérimentales et numériques (Josserand and Zaleski (2003); Moreira et al. (2010); Mundo et al. (1995)), utilisé dans la littérature pour déterminer le seuil d'éclaboussures lors de l'impact d'une goutte et souvent utilisé pour quantifier le rapport de masse éclaboussé et impactant, a été utilisé dans cette étude pour prédire le coefficient de mise en suspension. Il a été démontré que K peut être utilisé pour prédire la fraction d'éclaboussures en suspension dans l'air si le rapport entre la hauteur d'impact et le diamètre de la goutte d'impact H_{imp}/d_{jet} n'est pas élevé, $H_{imp}/d < 380$. Pour des valeurs de $H_{imp}/d_{jet} > 380$, nous n'avons pas pu corréliser nos résultats expérimentaux, probablement en raison du fait que dans ces configurations de fort H_{imp}/d_{jet} , les impacts de gouttes sont simultanés et successifs, ce qui provoque des interactions entre les corolles ou/et la coalescence des gouttes aérosolisées notamment. En revanche, pour toutes les configurations testées, nous avons montré que le seuil de production des aérosols est atteint pour des valeurs de $K = K_c = 4987 \pm 870$.

Toujours pour le même liquide, nous avons également montré que le nombre de gouttelettes secondaires aérosolisées par impact de goutte est également une fonction du paramètre d'éclaboussures K . Par comparaison aux gouttelettes secondaires non aérosolisées, il a été montré que gouttelettes secondaires aérosolisées augmente avec Weber comme le nombre de gouttelettes non aérosolisée (Okawa et al. (2021a)) bien qu'elles soient cinq fois plus importantes en termes de nombre. Cependant, pour une même gamme du paramètre d'éclaboussures K , nous avons montré que, la fraction de gouttelettes secondaires non aérosolisée est 10^5 plus faible que celle des gouttelettes non aérosolisée. Toutefois, les deux populations de gouttelettes suivent la même dynamique d'évolution avec K . Nous suggérons aussi que les gouttelettes secondaires aérosolisées que nous mesurons proviennent de la déstabilisation de la corolle de liquide, du *crown splash*. Plus précisément, la taille de ces gouttelettes secondaires aérosolisée est du même ordre de grandeur que celle des gouttelettes satellites formées lors de la rupture des digitations se situant au bord de la corolle. On peut également mentionner, même si l'on ne les a pas observées le détail, que ces gouttelettes aérosolisées peuvent également provenir du *prompt splash*. La taille des aérosols mesurés correspond aussi à la taille de microgouttelettes générées par le *prompt splash*, inférieure à $10 \mu m$ (Murphy

et al. (2015); Thoroddsen et al. (2012)). Cependant, Murphy et al. (2015) mentionnent dans leur étude que les gouttelettes satellites sont plus prépondérantes en termes de nombre que les microgouttelettes du *prompt splash*.

— **Études des propriétés physico-chimiques des gouttes impactantes**

Dans le but de consolider et de vérifier la robustesse de la relation empirique trouvée pour la solution à faible viscosité et à forte tension de surface ($1 \times 10^{-3} Pa.s$ et $68 \times 10^{-3} N/m$), nous l'avons appliqué à des solutions à forte viscosité ($5 \times 10^{-3} Pa.s$) et à faible tension de surface ($28 \times 10^{-3} N/m$). À partir des données de l'APS, nous avons montré que, la granulométrie des gouttelettes secondaires aérosolisées est dépendante des propriétés physico-chimiques du liquide impactant. Pour des configurations dynamiques d'impact similaires, le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols est quasiment constant, $5,82 \pm 0,11 \mu m$, pour des solutions de différentes viscosités, mais ayant la même tension de surface (L_1 et L_3). Toutefois, l'amplitude de la distribution est plus élevée pour la solution de plus faible viscosité (L_1). Par ailleurs, le diamètre aérodynamique médian en masse des aérosols est plus petit, $4,45 \pm 0,35 \mu m$, pour des solutions de viscosités comparables (L_1 et L_2), mais ayant de faibles valeurs de tension de surface différentes (L_2).

À partir de la masse totale d'aérosols collectée sur filtre, les aérosols générés sous forme de gouttelettes secondaires, lors de l'impact des solutions L_1 et L_3 (forte tension de surface) ainsi que L_2 (faible tension de surface), peuvent être très bien estimés en utilisant le paramètre d'éclaboussures K avec une valeur seuil de production moyenne $K_c = 4987 \pm 870$. Les aérosols produits évoluent avec K en suivant une fonction quadratique. Cependant, le coefficient du monôme quadratique dépend du liquide utilisé. Ceci peut être expliqué par la différence de la granulométrie des différentes solutions.

Les relations empiriques données dans cette thèse pour la prédiction de la fraction d'éclaboussures aérosolisée et du nombre de gouttelettes secondaires aérosolisées par impact de goutte peut être utilisée pour calculer diverses statistiques sur les gouttelettes secondaires aérosolisées, souvent pas considérées dans la littérature à cause de leur taille qui est difficile à caractériser. Pour l'aérocontamination, ces relations peuvent aussi être utilisées par l'autorité de sûreté nucléaire dans le cas d'une chute accidentelle de liquide radioactif. Dans cette thèse, nous avons développé une méthodologie unique pour rendre compte de la production de gouttelettes secondaires aérosolisées, jusqu'ici ignorées dans la littérature par les limites des techniques d'imagerie classiques. De ce fait, cette étude fournit donc une méthodologie innovante pour la quantification de la quantité totale de gouttelettes secondaires aérosolisées produites par l'impact de plusieurs gouttes en utilisant simultanément la physique des aérosols et la dynamique des fluides.



Perspectives

Bien que cette étude explore la physique des aérosols et la physique sous-jacente des phénomènes de *splashing*, les méthodes expérimentales utilisées ici présentent certaines limitations, et d'autres scénarios méritent d'être examinés plus en détail à l'avenir. Par exemple, il a été observé que, après fragmentation du jet de liquide, si le nombre H_{imp}/d_{jet} est très grand, l'impact ne se fait plus en train de gouttes successives, mais plutôt en impact de gouttes successives et simultanées, voire de *spray*. De ce fait, l'arrivée des gouttes avant l'impact peut influencer le résultat de la production d'aérosols; ainsi, pour de nombreuses applications techniques, il est pertinent de comprendre à quel point l'impact une à une ou de *spray* des gouttes peut affecter les éclaboussures et les aérosols. Cette compréhension prend potentiellement de l'importance dans les processus qui impliquent l'aérocontamination dû à la projection de gouttelettes.

Les mécanismes d'impact des jets fragmentés et des gouttes isolées sont très similaires. Toutefois, le souci de l'impact des jets fragmentés est la fréquence d'impact, car, par exemple, lors de l'impact de la goutte $i + 10$, les 10 premières gouttes impactantes forment un film de liquide sur la surface d'impact. De plus, le fait que la fréquence d'impact soit élevée rend le film de liquide instable et irrégulier. De ce fait, il peut être assez compliqué d'élucider l'influence du film de liquide dans cette configuration. Pour contrecarrer cela, il pourrait être intéressant de faire impacter des gouttes, sur une surface contrôlée à haute fréquence afin de reproduire les impacts successifs du jet fragmenté tout en contrôlant la surface d'impact. Pour ce faire, on pourrait mettre en série 10 buses et 10 surfaces d'impact indépendante par exemple. De plus, il pourrait être intéressant à l'avenir, d'étudier la mise en suspension d'aérosols produite par un impact simultané de gouttes très proches dont les corolles interagissent ensemble afin de le généraliser à un impact de *spray*.

Dans le cas de l'étude de l'aérosolisation des gouttelettes secondaires, il peut être intéressant, d'étudier en détail par imagerie le prompt splash. Pour une goutte millimétrique impactant à 5 m/s , la vitesse d'émission des gouttelettes du *prompt splash* est de l'ordre de 50 m/s et leur taille est inférieure à $10\text{ }\mu\text{m}$. De ce fait, pour capter ces objets et bien identifier leur mécanisme de génération, il faudrait des caméras à ultra-hautes vitesses, avec une résolution spatiale de l'ordre $5\text{ }\mu\text{m}/\text{pixel}$ au minimum.

Les simulations numériques donnent des informations pertinentes sur la génération des microgouttelettes causée par l'impact d'une goutte. Toutefois, à cette date, il est assez compliqué et coûteux de réaliser des simulations numériques directes (DNS) permettant de prendre en compte tous les mécanismes, les échelles de longueur et de temps en jeu durant la formation et la fragmentation des digitations de la corolle du *splashing*.

Nomenclature

Abréviations

<i>ASN</i>	Autorité de Sûreté Nucléaire
<i>BF</i>	Bruit de Fond
<i>DICAPRIO</i>	DIpositif de CAractérisation des Particles Remises en suspension par Impact de Liquide et leur Observation
<i>EAIM</i>	<i>Extended Aerosol Inorganics Model</i> = Modèle Etendu d'Aérosol Inorganique
<i>GF</i>	<i>Growth Factor</i> = Facteur de Grossissement
<i>gs</i>	Gouttelettes secondaires
<i>gsa</i>	Gouttelettes secondaires aérosolisées
<i>HR</i>	Humidité relative
<i>IRSN</i>	Institut de radioprotection et de Sûreté Nucléaire
<i>mfs</i>	<i>Mass fraction of Solute</i> = Fraction Massique du Soluté

Lettres grecques

α	Coefficient correctif	(-)
χ	Facteur de forme dynamique	(-)
Δt	Différentiel de temps	(s)
η	Amplitude des perturbations du jet	(m)
λ	Longueur d'onde de la perturbation du jet	(m)
μ	Viscosité dynamique du fluide	(Pa.s)
ω	Taux de croissance des perturbations	(-/s)
ρ	Masse volumique du fluide	(kg/m ³)



σ	Tension de surface du fluide	(kg/s ²)
σ_g	Ecart type géométrique	(-)
τ_{rup}	Temps caractéristique de rupture d'un jet de liquide	(s)
ξ	Taux d'éclaboussures des gouttelettes	(-)
Lettres latines		
a	Rayon de l'interface ou des renflements	(m)
a_e	Activité de l'eau	(-)
C_d	Coefficient de traînée	(-)
C_u	Facteur correctif de glissement de Cunningham	(-)
C_{eq}	Concentration des aérosols à l'équilibre	(#/m ³)
C_{fluo}	Concentration de fluorescéine	(kg/m ³)
C_m	Concentration en masse	(kg/m ³)
C_{NaCl}	Concentration de NaCl	(kg/m ³)
D_B	Diamètre en amont de la buse	(m)
d_B	Diamètre de la buse	(m)
d_d	Diamètre initiale de la gouttelette aérosolisée	(m)
d_g	Diamètre de la goutte détachée du jet	(m)
d_p	Diamètre de la particule	(m)
d_{ev}	Diamètre équivalent en volume	(m)
d_{jet}	Diamètre du jet	(m)
f	Fréquence d'impact d'un train de gouttes	(#/s)
g	Accélération due à la pesanteur (9,81 m/s ²)	(m/s ²)
h_f	Hauteur de film liquide	(m)
H_{imp}	Hauteur d'impact	(m)
K	Paramètre des éclaboussures	(-)
k	Fonction de transfert	(-)
K_c	Seuil des éclaboussures	(-)
K_{MES}	Coefficient de mise en suspension	(-)



L	Longueur caractéristique	(m)
L_B	Longueur de la buse	(-/m)
m_a	Masse de fluorescéine mise en suspension	(kg)
m_i	Masse initiale de fluorescéine injectée	(kg)
$m_{aerosols}$	Masse des aérosols	(kg)
m_{NaCl}	Masse de NaCl	(kg)
N_i^{gsa}	Nombre de gouttelettes secondaires aérosolisées par impact	(#)
N_i^{gs}	Nombre de gouttelettes secondaires par impact	(#)
N_t^{gsa}	Nombre total de gouttelettes secondaires aérosolisées	(#)
$N_{gouttes}$	Nombre total de gouttes impactantes	(#)
q_{aero}	Taux d'émission des aérosols	(#/s)
Q_{ext}	Débit d'extraction	(m ³ /s)
Q_{jet}	Débit du jet	(m ³ /s)
S_d	Surface de dépôt	(m ²)
S_p	Taux d'éclaboussures	(-/s)
T	Constante de temps d'épuration	(s)
V_D	Volume de l'enceinte	(m ³)
V_d^{gsa}	Volume initiale de la gouttelette secondaire aérosolisée	(m ³)
V_s	Vitesse de sédimentation	(m/s)
V_{goutte}	Volume de la goutte impactante	(m ³)
V_{imp}	Vitesse d'impact	(m/s)
V_{jet}	Vitesse du jet	(m/s)
V_L	Volume du liquide impactant	(m ³)
V_{part}	Volume de la particule	(m ³)
V_{thc}	Vitesse terminale de chute	(m/s)
Nombres adimensionnels		
Bo	Nombre de Bond	(-)
d_{ae}	Diamètre aérodynamique	(m)



d_{amm}	Diamètre aérodynamique médian en masse	(m)
Fr	Nombre de Froude	(-)
Oh	Nombre d'Ohnesorge	(-)
Oh_{imp}	Nombre d'Ohnesorge basé sur l'impact	(-)
Re	Nombre de Reynolds	(-)
Re_{imp}	Nombre de Reynolds basé sur l'impact	(-)
We	Nombre de Weber	(-)
We_{imp}	Nombre de Weber basé sur l'impact	(-)

Bibliographie

- Allen, R.F., 1988. The mechanics of splashing. *J. Colloid Interface Sci.* 124, 309–316. doi :10.1016/0021-9797(88)90352-9.
- Bai, C., Gosman, A., 1995. Development of methodology for spray impingement simulation. *SAE transactions* , 550–568.
- Barbin, A., Jones, J., 1963. Turbulent flow in the inlet region of a smooth pipe .
- Bhagat, R.K., Linden, P.F., Jha, N.K., Wilson, D.I., 2018. On the origin of the circular hydraulic jump : A differential analysis. *Proc. 21st Australas. Fluid Mech. Conf. AFMC 2018* 1.
- Bhunja, S.K., Lienhard, J.H., 1994. Splattering during turbulent liquid jet impingement on solid targets. *J. Fluids Eng. Trans. ASME* 116, 338–344. doi :10.1115/1.2910277.
- Bisighini, A., Cossali, G.E., Tropea, C., Roisman, I.V., 2010. Crater evolution after the impact of a drop onto a semi-infinite liquid target. *Physical Review E* 82, 036319.
- Blanchard, D.C., 1989. The ejection of drops from the sea and their enrichment with bacteria and other materials : a review. *Estuaries* 12, 127–137.
- Bohr, T., Ellegaard, C., Hansen, A.E., Haaning, A., 1996. Hydraulic jumps, flow separation and wave breaking : An experimental study. *Phys. B Condens. Matter* 228, 1–10. URL : [http://dx.doi.org/10.1016/S0921-4526\(96\)00373-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0921-4526(96)00373-0), doi :10.1016/S0921-4526(96)00373-0.
- Bourouiba, L., 2021. The fluid dynamics of disease transmission. *Annual Review of Fluid Mechanics* 53, 473–508.
- Bowlus, D., Brighton, J., 1968. Incompressible turbulent flow in the inlet region of a pipe .
- Brechet, Y., Nédá, Z., 1999. On the circular hydraulic jump. *Am. J. Phys.* 67, 723–731. doi :10.1119/1.19360.



- Breitenbach, J., Roisman, I.V., Tropea, C., 2018. From drop impact physics to spray cooling models : a critical review. *Exp. Fluids* 59, 1–21. URL : <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-018-2514-3>, doi :10.1007/s00348-018-2514-3.
- Burzynski, D.A., Roisman, I.V., Bansmer, S.E., 2020. On the splashing of high-speed drops impacting a dry surface. *J. Fluid Mech.* 892. doi :10.1017/jfm.2020.168.
- Bush, J.W., Aristoff, J.M., 2003. The influence of surface tension on the circular hydraulic jump. *J. Fluid Mech.* 489, 229–238. doi :10.1017/S0022112003005159.
- Clegg, S.L., Brimblecombe, P., Wexler, A.S., 1998. Thermodynamic model of the system $\text{h}^+ \text{- nh}_4^+ \text{- na}^+ \text{- so}_4^{2-} \text{- no}_3^- \text{- cl}^- \text{- h}_2\text{o}$ at 298.15 k. *The Journal of Physical Chemistry A* 102, 2155–2171.
- Cossali, G.E., Coghe, A., Marengo, M., 1997. The impact of a single drop on a wetted solid surface. *Experiments in fluids* 22, 463–472.
- Curl, R., 2020. Rip curl challenge la nord :. URL : <https://www.ripcurl.eu/nl/news/event-news/rip-curl-challenge-la-nord-cest-parti-pour-une-nouvelle-dition.html>.
- D. A. Bowlus, J.A.B., 1968. Incompressible turbulent flow in the inlet region of a pipe. *J. Basic Eng.* 90, 431–433.
- Dasouqi, A.A., Yeom, G.S., Murphy, D.W., 2021. Bursting bubbles and the formation of gas jets and vortex rings. *Experiments in Fluids* 62, 1–18.
- Dumouchel, C., 2008. On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams. *Exp. Fluids* 45, 371–422. doi :10.1007/s00348-008-0526-0.
- Eggers, J., Villermaux, E., 2008a. Physics of liquid jets. *Reports Prog. Phys.* 71. doi :10.1088/0034-4885/71/3/036601.
- Eggers, J., Villermaux, E., 2008b. Physics of liquid jets. *Reports on Progress in Physics* 71, 036601. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/71/3/036601>, doi :10.1088/0034-4885/71/3/036601.
- Ehrenhauser, F.S., Avij, P., Shu, X., Dugas, V., Woodson, I., Liyana-Arachchi, T., Zhang, Z., Hung, F.R., Valsaraj, K.T., 2014. Bubble bursting as an aerosol generation mechanism during an oil spill in the deep-sea environment : laboratory experimental demonstration of the transport pathway. *Environmental Science : Processes & Impacts* 16, 65–73.
- Eisenklamp, P. et Hooper, P., 1958. The Flow Characteristics of Laminar and Turbulent Jets of Liquid. *Minist. Supply DGGW Report. EMR* 58, 10.



- Errico, 1986. A study of the interaction of liquid jets with solid surfaces. *Prev. Sch. Fail.* 51, 49–51.
- Franz, G.J., 1959. Splashes as sources of sound in liquids. *The Journal of the Acoustical Society of America* 31, 1080–1096.
- Fukai, J., Shiiba, Y., Yamamoto, T., Miyatake, O., Poulikakos, D., Megaridis, C.M., Zhao, Z., 1995. Wetting effects on the spreading of a liquid droplet colliding with a flat surface : experiment and modeling. *Physics of fluids* 7, 236–247.
- Gavaises, M., Theodorakakos, A., Bergeles, G., 1996. Modeling wall impaction of diesel sprays. *International journal of heat and fluid flow* 17, 130–138.
- Glaberson, R.J. Donnelly, W., 1966. Experiments on the capillary instability of a liquid jet. *Proc. R. Soc. London. Ser. A. Math. Phys. Sci.* 290, 547–556. doi :10.1098/rspa.1966.0069.
- Gordillo, J.M., Lhuissier, H., Villiermaux, E., 2014. On the cusps bordering liquid sheets. *J. Fluid Mech.* 754, R11–R111. doi :10.1017/jfm.2014.397.
- Grant, R.P., Middleman, S., 1966a. Newtonian jet stability. *AIChE Journal* 12, 669–678.
- Grant, R.P., Middleman, S., 1966b. Newtonian jet stability. *AIChE Journal* 12, 669–678.
- Hallett, J., Christensen, L., 1984. Splash and penetration of drops in water. *Journal de Recherches atmosphériques* 18, 225–242.
- Han, Z., Xu, Z., Trigui, N., 2000. Spray/wall interaction models for multidimensional engine simulation. *International Journal of Engine Research* 1, 127–146.
- Hardy, J.T., 1982. The sea surface microlayer : biology, chemistry and anthropogenic enrichment. *Progress in Oceanography* 11, 307–328.
- Hinze, J.O., 1959. *Turbulence* McGraw-Hill Book Company. Inc. New York, NY.
- Huang, J.C., 1970. The break-up of axisymmetric liquid sheets. *J. Fluid Mech.* 43, 305–319. doi :10.1017/S0022112070002392.
- Iacono, M.J., Blanchard, D.C., 1987. An investigation of vortex rings from bursting bubbles. *Atmospheric research* 21, 139–149.
- Josserand, C., Zaleski, S., 2003. Droplet splashing on a thin liquid film. *Physics of fluids* 15, 1650–1657.



- Joung, Y.S., Buie, C.R., 2015. Aerosol generation by raindrop impact on soil. *Nature communications* 6, 1–9.
- Joung, Y.S., Ge, Z., Buie, C.R., 2017. Bioaerosol generation by raindrops on soil. *Nature communications* 8, 1–10.
- Kalantari, D., Tropea, C., 2007. Spray impact onto flat and rigid walls : Empirical characterization and modelling. *International Journal of Multiphase Flow* 33, 525–544.
- Kim, S., Park, H., Gruszecki, H.A., Schmale III, D.G., Jung, S., 2019. Vortex-induced dispersal of a plant pathogen by raindrop impact. *Proceedings of the National Academy of Sciences* 116, 4917–4922.
- Kittel, H.M., 2019. Drop impact onto a wall wetted by a thin film of another liquid. Ph.D. thesis. Technische Universität Darmstadt.
- Kreidenweis, S., Koehler, K., DeMott, P., Prenni, A., Carrico, C., Ervens, B., 2005. Water activity and activation diameters from hygroscopicity data-part i : Theory and application to inorganic salts. *Atmospheric Chemistry and Physics* 5, 1357–1370.
- Langhaar, H.L., 1942. Steady flow in the transition length of a straight tube. *J. appl. Mech.* 9.
- Latzko, H., 1944. Heat transfer in a turbulent liquid or gas stream .
- Leach, S. Walker, G., 1966. The application of high speed liquid jets to cutting. *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* 260, 295–308.
- Leroux, S., Dumouchel, C., Ledoux, M., 1996. The stability curve of newtonian liquid jets. *At. Sprays* 6, 623–647. doi :10.1615/AtomizSpr.v6.i6.10.
- Levin, Z., Hobbs, P.V., 1971. Splashing of water drops on solid and wetted surfaces : hydrodynamics and charge separation. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 269, 555–585.
- Li, J., Zhang, H., Liu, Q., 2019. Characteristics of secondary droplets produced by a single drop impacting on a static liquid film. *International Journal of Multiphase Flow* 119, 42–55.
- Liang, G., Mudawar, I., 2016. Review of mass and momentum interactions during drop impact on a liquid film. *Int. J. Heat Mass Transf.* 101, 577–599. URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.05.062>, doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.05.062.



- Lienhard, J., Liu, X., Gabour, L., 1992. Splattering and heat transfer during impingement of a turbulent liquid jet. .
- Lienhard, J.H., 1995. Liquid Jet Impingement 35.
- Lin, S.P., Reitz, R.D., 1998. Drop and Spray Formation From a Liquid Jet. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 30, 85–105. doi :10.1146/annurev.fluid.30.1.85.
- Marcotte, F., Michon, G.J., Séon, T., Josserand, C., 2019. Ejecta, corolla, and splashes from drop impacts on viscous fluids. *Physical review letters* 122, 014501.
- Mbaye, M., Sow, M., Josserand, C., . Aerosols generation by liquid jet impingement onto a solid surface. Available at SSRN 4291303 .
- McCarthy, M.J., Molloy, N.A., 1974. Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design. *Chem. Eng. J.* 7, 1–20. doi :10.1016/0300-9467(74)80021-3.
- Miese, C., 1955. Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets. *Ind Eng Chem* 47, 1690–1695.
- Moita, A., Moreira, A., 2007. Drop impacts onto cold and heated rigid surfaces : morphological comparisons, disintegration limits and secondary atomization. *International journal of heat and fluid flow* 28, 735–752.
- Moreira, A.L., Moita, A.S., Panão, M.R., 2010. Advances and challenges in explaining fuel spray impingement : How much of single droplet impact research is useful? *Prog. Energy Combust. Sci.* 36, 554–580. doi :10.1016/j.pecs.2010.01.002.
- Motzkus, C., Gensdarmes, F., Géhin, E., 2011. Study of the coalescence/splash threshold of droplet impact on liquid films and its relevance in assessing airborne particle release. *Journal of colloid and interface science* 362, 540–552.
- Mundo, C., Sommerfeld, M., Tropea, C., 1995. Droplet-wall collisions : Experimental studies of the deformation and breakup process. *Int. J. Multiph. Flow* 21, 151–173. doi :10.1016/0301-9322(94)00069-V.
- Murakami , M. Katayama, K., 1966. Discharge Coefficients of Fire Nozzles. *Basic Eng* 88, 706–716.
- Murphy, D.W., Li, C., D’Albignac, V., Morra, D., Katz, J., 2015. Splash behaviour and oily marine aerosol production by raindrops impacting oil slicks. *J. Fluid Mech.* 780, 536–577. doi :10.1017/jfm.2015.431.
- Nikuradse, J., 1932. No Title, *Vdi-forsch ed.*



- Okawa, T., Kawai, K., Kubo, K., Kitabayashi, S., 2022. Fundamental characteristics of secondary drops produced by early splash during single-drop impingement onto a thick liquid film. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 131, 110533. URL : <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2021.110533>, doi :10.1016/j.expthermflusci.2021.110533.
- Okawa, T., Kubo, K., Kawai, K., Kitabayashi, S., 2021a. Experiments on splashing thresholds during single-drop impact onto a quiescent liquid film. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 121, 110279. URL : <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2020.110279>, doi :10.1016/j.expthermflusci.2020.110279.
- Okawa, T., Kubo, K., Kawai, K., Kitabayashi, S., 2021b. Experiments on splashing thresholds during single-drop impact onto a quiescent liquid film. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 121, 110279. URL : <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2020.110279>, doi :10.1016/j.expthermflusci.2020.110279.
- Okawa, T., Shiraishi, T., Mori, T., 2006. Production of secondary drops during the single water drop impact onto a plane water surface. *Experiments in fluids* 41, 965–974.
- OMS, 2020. Transmission du SARS-CoV-2 : implications pour les précautions visant à prévenir l'infection : document d'information scientifique, 9 juillet 2020. Technical Report. Organisation mondiale de la Santé.
- Palacios, J., Hernández, J., Gómez, P., Zanzi, C., López, J., 2013. Experimental study of splashing patterns and the splashing/deposition threshold in drop impacts onto dry smooth solid surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science* 44, 571–582.
- Panão, M.R., Moreira, A.L.N., 2005. Flow characteristics of spray impingement in pfi injection systems. *Experiments in Fluids* 39, 364–374.
- Passandideh-Fard, M., Teymourtash, A.R., Khavari, M., 2011. Numerical study of circular hydraulic jump using volume-of-fluid method. *J. Fluids Eng. Trans. ASME* 133, 1–11. doi :10.1115/1.4003307.
- Pierre, 2021. Impact de gouttes de pluie. URL : <https://www.netcost-security.fr/science/8513>.
- Plateau, J., 1873. *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*.
- Prather, K.A., Bertram, T.H., Grassian, V.H., Deane, G.B., Stokes, M.D., DeMott, P.J., Aluwihare, L.I., Palenik, B.P., Azam, F., Seinfeld, J.H., et al., 2013. Bringing the ocean into the laboratory to probe the chemical complexity of sea spray aerosol. *Proceedings of the National Academy of Sciences* 110, 7550–7555.



- Prather, K.A., Wang, C.C., Schooley, R.T., 2020. Reducing transmission of sars-cov-2. *Science* 368, 1422–1424.
- Rayleigh, L., 1878. On the instability of jets. *Proceedings of the London mathematical society* 1, 4–13.
- Rayleigh, L., 1879. On the capillary phenomena of jets. *Proc. R. Soc. London* 29, 71–97.
- Rein, M., 1993. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. Technical Report.
- Reitz, R.D., 1978. Atomization and other Breakup Regimes of a Liquid Jet. Ph.D. thesis.
- Reitz, R.D., Bracco, F.V., 1986. Mechanisms of breakup of round liquid jets. *Enycl. Fluid Mech.* , 233–249.
- Renoux, A., Boulaud, D., 1998. *Les aérosols : physique et métrologie*. Tec & Doc Lavoisier.
- Rioboo, R., Tropea, C., Marengo, M., 2001. Outcomes from a drop impact on solid surfaces. *Atomization and sprays* 11.
- Roisman, I.V., Horvat, K., Tropea, C., 2006. Spray impact : rim transverse instability initiating fingering and splash, and description of a secondary spray. *Physics of Fluids* 18, 102104.
- Roisman, I.V., Lembach, A., Tropea, C., 2015. Drop splashing induced by target roughness and porosity : The size plays no role. *Advances in colloid and interface science* 222, 615–621.
- Roisman, I.V., Tropea, C., 2002. Impact of a drop onto a wetted wall : description of crown formation and propagation. *Journal of Fluid Mechanics* 472, 373–397.
- Rouse, H., 1951. Experimental Investigation of Fire Monitors and Nozzles. *Proc. Am. Soc. Civ. Eng.* 77, 1–29.
- Rovelli, G., Miles, R.E., Reid, J.P., Clegg, S.L., 2016. Accurate measurements of aerosol hygroscopic growth over a wide range in relative humidity. *The Journal of Physical Chemistry A* 120, 4376–4388.
- Salter, M.E., Nilsson, E.D., Butcher, A., Bilde, M., 2014. On the seawater temperature dependence of the sea spray aerosol generated by a continuous plunging jet. *J. Geophys. Res.* 119, 9052–9072. doi :10.1002/2013JD021376.
- Savart, F., 1833. Mémoire sur le choc d’une veine liquide lancée sur un plan circulaire. *Ann. chim.* 54, 56–87.



- Song, S.K., Shon, Z.H., Choi, Y.N., Son, Y.B., Kang, M., Han, S.B., Bae, M.S., 2019. Global trend analysis in primary and secondary production of marine aerosol and aerosol optical depth during 2000–2015. *Chemosphere* 224, 417–427.
- Sow, M., Leblois, Y., Gensdarmes, F., 2019. Experimental study of aerosol release following liquid leaks of fission products concentrates simulants. *Nuclear Engineering and Design* 341, 46–55.
- Stanton, D.W., Rutland, C.J., 1996. Modeling fuel film formation and wall interaction in diesel engines. *SAE transactions* , 808–824.
- Sterling, A.M., Sleicher, C.A., 1975. The instability of capillary jets. *J. Fluid Mech.* 68, 477–495. doi :10.1017/S0022112075001772.
- Stow, C.D., Hadfield, M.G., 1981. An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 373, 419–441.
- Thoroddsen, S., 2002. The ejecta sheet generated by the impact of a drop. *Journal of Fluid Mechanics* 451, 373–381.
- Thoroddsen, S.T., Takehara, K., Etoh, T.G., 2012. Micro-splashing by drop impacts. *J. Fluid Mech.* 706, 560–570. doi :10.1017/jfm.2012.281.
- Vander Wal, R.L., Berger, G.M., Mozes, S.D., 2006. The combined influence of a rough surface and thin fluid film upon the splashing threshold and splash dynamics of a droplet impacting onto them. *Experiments in fluids* 40, 23–32.
- Villermaux, E., Pistre, V., Lhuissier, H., 2013. The viscous Savart sheet. *J. Fluid Mech.* 730, 607–625. doi :10.1017/jfm.2013.354.
- Wang, T., Faria, D., Stevens, L., Tan, J., Davidson, J., Wilson, D., 2013. Flow patterns and draining films created by horizontal and inclined coherent water jets impinging on vertical walls. *Chemical Engineering Science* 102, 585–601.
- Wang, Y., Bourouiba, L., 2018. Unsteady sheet fragmentation : droplet sizes and speeds. *Journal of Fluid Mechanics* 848, 946–967.
- Wang, Y., Khayat, R.E., 2018. Impinging jet flow and hydraulic jump on a rotating disk. *J. Fluid Mech.* 839, 525–560. doi :10.1017/jfm.2018.43.
- Wassenberg, J.R., Stephan, P., Gambaryan-Roisman, T., 2019. The influence of splattering on the development of the wall film after horizontal jet impingement onto a vertical wall.



- Exp. Fluids 60, 1–17. URL : <https://doi.org/10.1007/s00348-019-2810-6>, doi :10.1007/s00348-019-2810-6.
- WATSON, E.J., 1964. The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane. *J. Fluid Mech.* 20, 481–499.
- Weber, C., 1931. Zum zerfall eines flüssigkeitsstrahles. *Appl. Math. Mech.* 11, 136–154.
- Worthington, A.M., 1883. On impact with a liquid surface. *Proceedings of the Royal Society of London* 34, 217–230.
- Worthington, A. M. Cole, R.S., 1897. Impact with a liquid surface stued by the aid of instantaneous photography.pdf. *Philos. Trans. R. Soc. London . Ser. A, Contain. Pap. a Math. or Phys. Character* 189, 137–148.
- Wu, Z.N., 1992. Modélisation et calcul implicite multidomaine d'écoulements diphasiques gaz-gouttelettes. Ph.D. thesis. Paris 6.
- Xu, L., Zhang, W.W., Nagel, S.R., 2005. Drop splashing on a dry smooth surface. *Physical review letters* 94, 184505.
- Yarin, A.L., Weiss, D.A., 1995. Impact of Drops on Solid Surfaces : Self-Similar Capillary Waves, and Splashing as a New Type of Kinematic Discontinuity. volume 283. doi :10.1017/S0022112095002266.
- Zhan, Y., Kuwata, Y., Maruyama, K., Okawa, T., Enoki, K., Aoyagi, M., Takata, T., 2020. Effects of surface tension and viscosity on liquid jet breakup. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 112, 109953. URL : <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2019.109953>, doi :10.1016/j.expthermflusci.2019.109953.
- Zhan, Y., Oya, N., Enoki, K., Okawa, T., Aoyagi, M., Takata, T., 2018a. Droplet generation during liquid jet impingement onto a horizontal plate. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 98, 86–94. doi :10.1016/j.expthermflusci.2018.05.022.
- Zhan, Y., Oya, N., Enoki, K., Okawa, T., Aoyagi, M., Takata, T., 2018b. Droplet generation during liquid jet impingement onto a horizontal plate. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 98, 86–94. doi :10.1016/j.expthermflusci.2018.05.022.
- Zhan, Y., Oya, N., Enoki, K., Okawa, T., Aoyagi, M., Takata, T., 2018c. Droplet generation during liquid jet impingement onto a horizontal plate. *Experimental Thermal and Fluid Science* 98, 86–94.



- Zhan, Y., Oya, N., Enoki, K., Okawa, T., Aoyagi, M., Takata, T., 2018d. Droplet generation during liquid jet impingement onto a horizontal plate. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 98, 86–94. doi :10.1016/j.expthermflusci.2018.05.022.
- Zhang, R., Li, Y., Zhang, A.L., Wang, Y., Molina, M.J., 2020. Identifying airborne transmission as the dominant route for the spread of covid-19. *Proceedings of the National Academy of Sciences* 117, 14857–14863.

Annexe A

Annexes

Nous présentons ici quelques éléments bibliographiques et quelques résultats que nous avons développés durant la thèse. Durant ce travail de thèse j'ai mis au point des techniques d'observation afin d'investiguer de plus près les phénomènes qui se produisent autour de la zone d'impact. Ces résultats sont présentés en annexe car je n'ai pas eu le temps et les moyens d'aller au bout de mes investigations.

A.1 Taux de croissance de l'instabilité capillaire

Nous allons illustrer ici comment le jet se fragmente à partir de l'instabilité linéaire qui est rappelée ci-dessous. La condition de séparation du régime de Rayleigh et du premier régime induit par les forces aérodynamiques proposées par Sterling and Sleicher (1975) est établie à partir de la stabilité linéaire. Elle permet d'analyser la stabilité de la surface du liquide par rapport aux perturbations par le biais d'une relation de dispersion. Cette théorie de stabilité temporelle stipule que l'interface d'un jet cylindrique de rayon $r=a$ est perturbée par une onde axisymétrique avec une composante de Fourier sous la forme :

$$\eta(x, t) = \eta_0 \exp(\omega t + ikx) \quad (\text{A.1})$$

avec $\eta(x, t)$ le déplacement de l'interface, dans le système de coordonnées (r, θ, x) , à la coordonnée $r=a$. L'évolution de l'interface dans le temps et dans l'espace est donnée par :

$$r(x, t) = a + \eta(x, t) \quad (\text{A.2})$$

En se fondant sur l'instabilité linéaire, il a été montré que la relation de dispersion permettant de fragmenter le jet de liquide est :

$$\omega^2 = \frac{\sigma_l k}{\rho_l a^2} (1 - k^2 a^2) \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} \quad (\text{A.3})$$



avec I_0 et I_1 les fonctions de Bessel de première et seconde espèce, respectivement.

Cette équation prédit que la surface du jet est instable pour tous les nombres d'ondes adimensionnels $ka < 1$. Rayleigh (1878) a notamment montré que le taux de croissance maximal de la perturbation ω_{rmax} est atteint pour un nombre d'onde optimum k_{opt} . Ceci correspond à la longueur d'onde pour laquelle le jet de liquide se fragmente dans le régime de Rayleigh. Comme illustré sur la figure A.1, le nombre d'onde optimum et le taux de croissance maximal de l'onde responsable de la fragmentation du jet valent :

$$k_{opt} a = 0,69 \Rightarrow \lambda_{opt} = 9a \quad (\text{A.4})$$

$$\omega_{rmax} = 0,34 \sqrt{\frac{\sigma_l}{\rho_l a^3}} \quad (\text{A.5})$$

Cette solution illustre le fait que le jet de liquide instable se fragmente, et se réorganise en gouttelettes sous l'action des forces de tension de surface uniquement. L'instabilité est causée par le fait que les forces de pression de Laplace augmentent dans les régions étroites chassant le fluide, ce qui provoque la réduction du rayon de l'interface jusqu'à sa rupture. D'après Dumouchel (2008), en considérant qu'une goutte isolée de diamètre, d_{goutte} , est générée après la rupture par une longueur d'onde, une conservation de la masse au point de la rupture implique que le diamètre de la goutte d_{goutte} est proportionnel au diamètre du jet d_{jet} , avec $d_{goutte} = 1,89 \times d_{jet}$. Cette relation de dispersion a été vérifiée de façon expérimentale par Glaberson, R.J. Donnelly (1966) (figure A.1). Ces derniers ont étudié la stabilité du jet de liquide en imposant des perturbations de fréquence audio sur le jet. Le taux de croissance de la perturbation sur l'interface a été mesuré par une technique d'imagerie à flash, ce qui a permis l'étude complète de la courbe de dispersion.

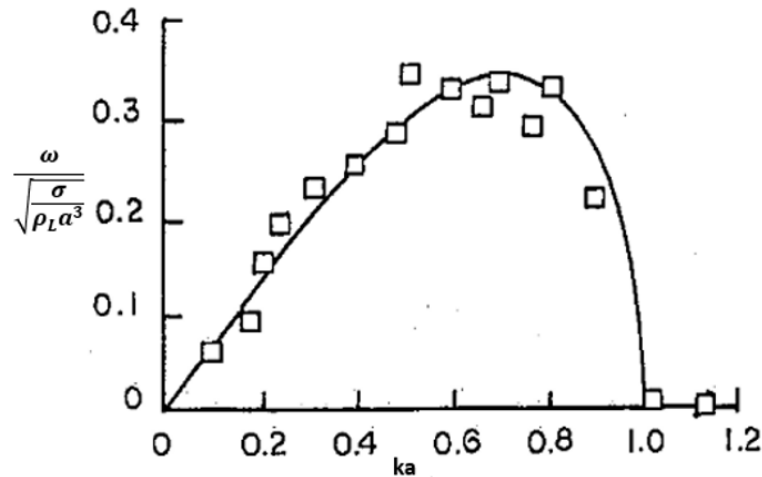


FIGURE A.1 – Taux de croissance de l’onde en fonction du nombre d’onde dans le régime de fragmentation de Rayleigh. Le trait plein représente la théorie de Rayleigh et les symboles carrés, les mesures de Glaberson, R.J. Donnelly (1966)

Le temps caractéristique de rupture du jet τ est donné, d’après Eggers and Villermaux (2008a), par :

$$\tau = \sqrt{\frac{\rho_l a^3}{\sigma_l}} \quad (\text{A.6})$$

Ce temps caractéristique de rupture d’une masse de liquide est proportionnel à l’inverse du taux de croissance de la perturbation sur l’interface du liquide. Ce temps baisse avec l’augmentation de la tension de surface.

A.2 Influence de la structure géométrique du jet

Nous allons démontrer que la structure géométrique du jet joue un rôle crucial dans la production d’aérosols. Dans ce but, nous montrons sur la figure ci dessous l’évolution de la fraction massique des gouttelettes secondaires aérosolisées K_{MES} en fonction de la vitesse d’impact pour des jets composée de 50% d’eau déminéralisée et de glycérol avec le même diamètre de buse mais avec trois vitesses initiales de jet différentes et des hauteurs de chute différentes. Des vitesses d’impact similaires peuvent ainsi être atteintes pour des vitesses initiales de jet différentes : par exemple $V_{imp} = 4 \text{ m/s}$ peut être atteint à la fois pour $V_{jet} = 1,8 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 57 \text{ cm}$ et pour $V_{jet} = 3,5 \text{ m/s}$ avec $H_{imp} = 20 \text{ cm}$. Bien que ces deux configurations aient les mêmes paramètres dynamiques (Re_{imp} et We_{imp}), nous observons de façon surprenante que pour la plus petite $H_{imp} = 20 \text{ cm}$, K_{MES} est de l’ordre du bruit de mesure (indiqué par la ligne rouge), alors qu’il est beaucoup plus élevé pour



$H_{imp} = 57 \text{ cm}$. En fait, la figure ci dessous montre réellement que plus la hauteur de chute H_{imp} est élevée, plus le K_{MES} est élevé pour une même vitesse d'impact. Les instantanés des jets d'impact montrés sur la même figure près de chaque point expérimental montrent qu'aucune gouttelette secondaire aérosolisée n'est produite lorsque le jet n'est pas brisé à l'impact. Ces résultats montrent que la vitesse d'impact et donc les paramètres dynamiques ne peuvent pas être les seuls paramètres caractérisant la production d'aérosols et que la géométrie du jet à l'impact est cruciale.

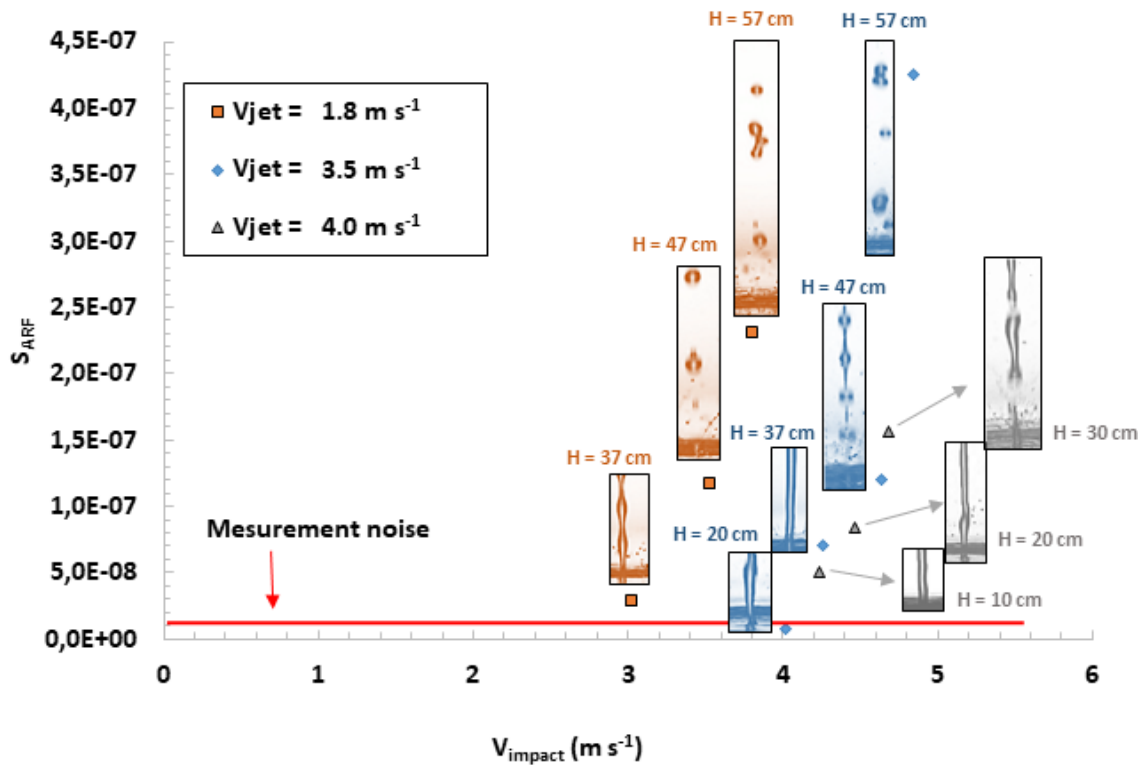


FIGURE A.2 – Fraction massique total de particules mise en suspension et collectée sur le filtre, K_{MES} , en fonction de la vitesse d'impact, V_{imp} pour différentes vitesses de jet V_{jet} de 1,8 ; 2,5 et 4,0 m/s respectivement.

A.3 Génération de structures tourbillonnaires

Dans cette section, nous discuterons des structures tourbillonnaires générées par les gouttes impactantes. La figure A.3 illustre la génération de structure, tourbillonnaires avant et après impact. Pour illustrer ceci, nous avons injecté une nappe de fumigène à 2 cm de la surface d'impact. La vitesse d'écoulement du fumigène est égale à 0,45 m/s. Le temps entre chaque image est égale à 1 ms. Sur la figure A.3 b), on peut voir que, lorsque la goutte impactante traverse la nappe de fumigène, elle lâche derrière elle une série de tourbillons contrarotatifs. Ces structures sont analogues aux allées de Von karman. Lors de l'impact



d'un train de gouttes très rapproché, on peut imaginer que ces structures tourbillonnaires vont être plus nombreuses. De plus, sur la figure A.3 c), l'impact de la goutte génère une corolle qui s'étire jusqu'à une hauteur de 0,8 cm. Lors de sa phase de croissance, la corolle pousse le gaz autour d'elle.

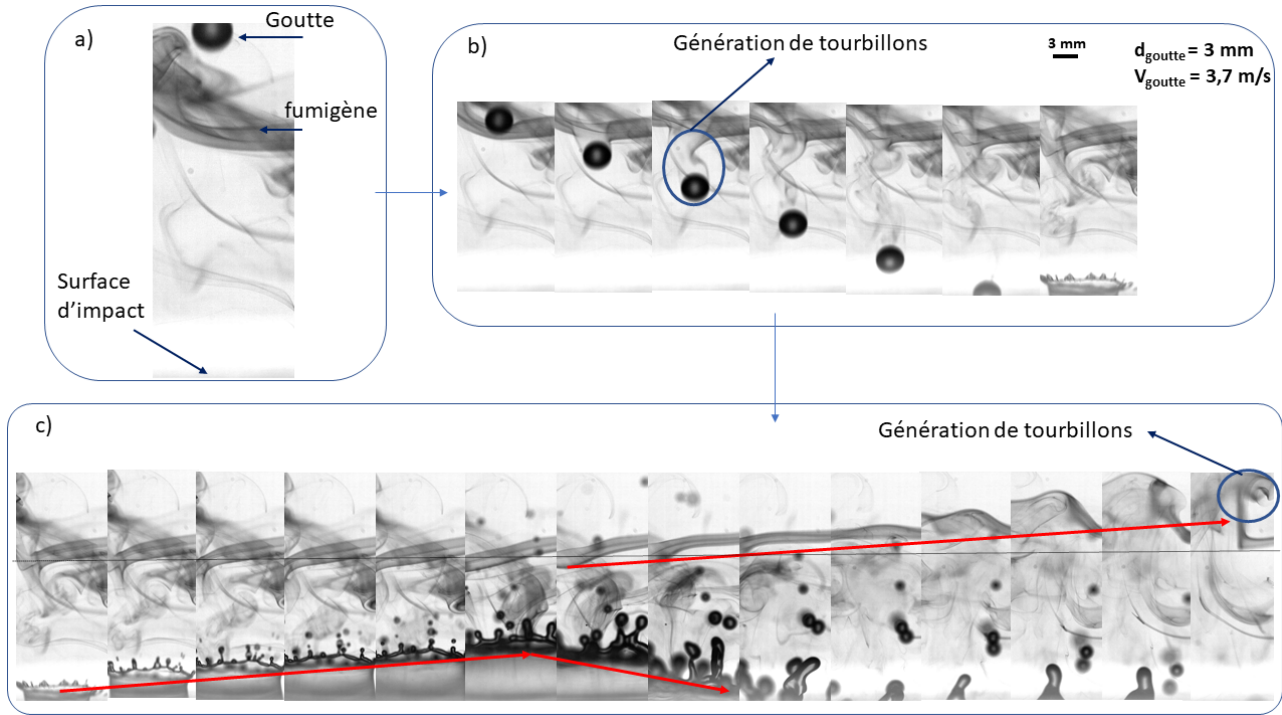


FIGURE A.3 – (a) illustrations des conditions d'entrée. Du fumigène est injecté au-dessus de la surface d'impact, à 2 cm. (b) Description des perturbations induites par la goutte impactante. La durée entre deux images est 1 ms. (c) Description de l'évolution de la corolle après l'impact de la goutte. Les flèches rouges font référence à l'évolution de la corolle et du fumigène

On voit sur cette figure, sur les 7 premières images, le fumigène n'est pas encore perturbé par l'écoulement généré par la corolle. Sur les 7 dernières images, on voit explicitement la remontée et la perturbation du fumigène causé par la corolle. On peut voir sur la dernière image le début une structure tourbillonnaire générés par la corolle.

A.3.1 Les trajectoires des gouttelettes secondaires

Lorsque l'impact se fait en train de gouttes à hautes fréquences, on peut bien s'imaginer que, les gouttes impactantes vont générer, avant et après l'impact, une multitude de structures tourbillonnaires. Ces derniers affectent potentiellement la trajectoire des microgouttelettes proche de la surface d'impact. Par exemple, une goutte impactante (i) va générer, lors de son impact, (n) microgouttelettes secondaires aérosolisées. L'impact des gouttes ($i+1$) et ($i+2$) vont fortement perturber les trajectoires des (n) microgouttelettes secondaires aé-



rosolisées générées par la goutte (i). D'ailleurs, lors de l'impact de gouttes de pluie sur des plates, cet enchevêtrement de tourbillon généré par l'impact est à l'origine de la mise en suspension des spores se trouvant sur les feuilles des plantes (Kim et al. (2019)). En plus du vent, cette mise en suspension de spores génère une contamination entre plantes.

Dans le but de mieux comprendre comment les microgouttelettes sont mises en suspension après leurs émissions par le *splash*, nous avons déterminé par superposition d'images les trajectoires des gouttelettes secondaires, voir figure A.4. Sur ces figures, quatre configurations ont été observées. Nous avons analysé les trajectoires des gouttelettes à droite de la corolle générée par l'impact des gouttes. Les visualisations sont réalisées sur des champs de 1,5 cm x 0,6 cm. Ces champs de visualisations sont placés à 0, 1, 2 et 3 cm au-dessus de la surface d'impact, voir figure A.4 d), c), b) et a) respectivement. Pour une image donnée, le temps entre deux objets successifs est de 1 *ms*. Le point d'impact de la goutte est situé en bas à gauche des images. Lors de l'impact de la goutte, plusieurs gouttelettes secondaires sont générées. Les plus grosses, éjectées à un certain angle (autour de 60° (Allen (1988); Murphy et al. (2015))), ont une trajectoire balistique. Leur trajectoire est une parabole (Allen (1988)). Sur la figure A.4 d) on peut constater que certaines gouttelettes rebondissent sur la surface d'impact car elles ont une faible vitesse. Sur les quatre images, les gouttelettes secondaires avec une faible vitesse sont reconnaissables, parce qu'elles ont un écart spatial moindre sur un pas de temps (position très rapprochée entre deux objets de la même trajectoire).

On distingue ici deux grands types de trajectoires, les grosses gouttelettes dont leur taille est supérieure à $100 \mu m$ ont une trajectoire parabolique. Les plus petites gouttelettes, inférieure à $100 \mu m$ possèdent des trajectoires presque aléatoires. De base, lorsqu'elles sont émises, elles possèdent une trajectoire parabolique. Leurs trajectoires sont par la suite perturbées par l'écoulement généré, lors du déplacement des grosses gouttelettes secondaires.

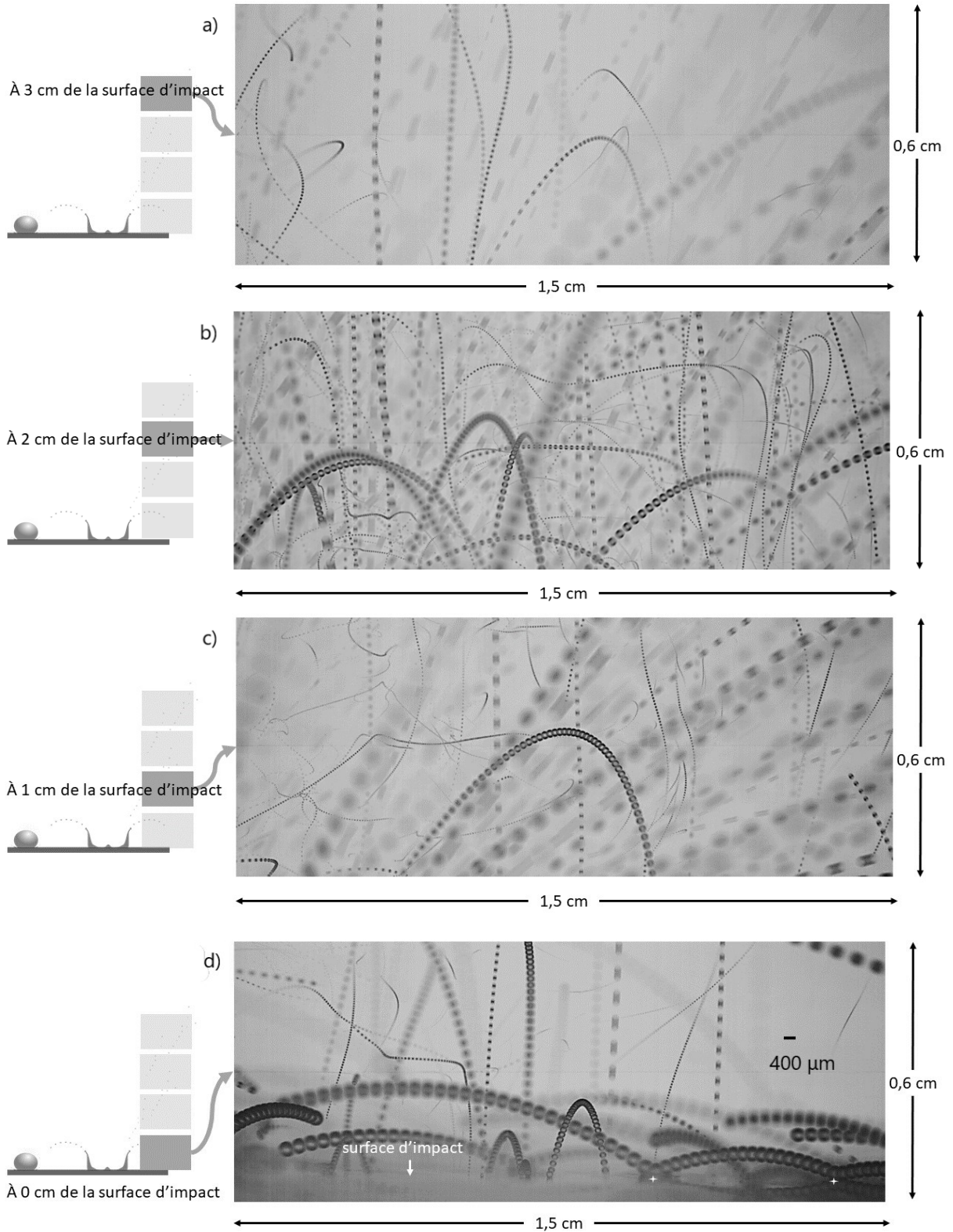


FIGURE A.4 – *Effet stroboscopique : visualisations des trajectoires des gouttelettes secondaires générées par l'impact d'une sur un champs de 1,5 cm x 0,6 cm. Ce champ est positionné à droite de la corolle du splash suivant différentes à hauteur à partir de la surface d'impact : (a) à 0 cm, (b) à 1 cm, (c) à 2 cm et (d) à 3 cm*



Sur ces images, les plus petites gouttelettes observées sont de l'ordre de $25 \mu m$ (limite du système optique). Toutefois, s'il nous était possible d'observer des gouttelettes secondaires aérosolisées inférieures à $20 \mu m$, nous verrions plus de trajectoires tourbillonnaires et chaotiques.

A.4 Éclatement d'une bulle causée par l'impact d'une goutte

Lors de l'impact d'une goutte, sur un mince film de liquide, à vitesse élevée, des bulles peuvent se former à la surface du film de liquide. En effet, l'impact de la goutte génère l'éjection d'un mince film de liquide cylindrique, appelé jusqu'ici corolle, voir figure A.5. Lors de l'expansion verticale de cette corolle, des gouttelettes sont éjectées à partir des digitations se trouvant à l'extrémité de la corolle. Dans la phase de montée, ce dernier se déplace radialement vers l'extérieur et ensuite radialement vers l'intérieur jusqu'à ce que le mince film de liquide cylindre se referme sur lui-même violemment. Ce processus crée un dôme de bulle. Au moment de la fermeture, les digitations de la corolle sont totalement fragmentées en gouttelettes au-dessus du dôme. À titre de comparaison, Murphy et al. (2015) ont étudié ce phénomène et ont observé la formation de ce dôme que pour $We > 2000$. Dans notre étude, nous avons observé ce phénomène pour un $We = 1237$. Ce phénomène n'est pas au cœur de cette thèse. Toutefois, voici quelques auteurs qui ont largement étudié ce phénomène (Bisighini et al. (2010); Franz (1959); Hallett and Christensen (1984); Worthington (1883)). Par ailleurs, il est intéressant d'en discuter, car par exemple, l'éclatement des bulles à la surface de la mer génère une aérosolisation d'hydrocarbures polluants, de produits chimiques, de phytoplancton et de bactéries nocif pour l'environnement et la santé (Blanchard (1989); Ehrenhauser et al. (2014); Hardy (1982); Prather et al. (2013)). Dans le cadre des liquides radioactifs, ceci pourrait générer des particules dangereuses.

Sur la figure A.5 a), nous avons illustrer les étapes de formation du dôme lors de l'impact de la goutte. Sur la figure A.5 b) nous avons réalisé un effet stroboscopique pour capter l'éclatement de la bulle et les trajectoires des gouttelettes générées. Lors de l'éclatement de la bulle, le gaz piégé à l'intérieur de la bulle s'échappe, lorsque cette dernière s'ouvre, sous forme de jets d'air et d'anneaux de vortex Dasouqi et al. (2021). Dans le cadre de l'étude des aérosols marins, Dasouqi et al. (2021) et Iacono and Blanchard (1987) ont étudié ces jets d'air et d'anneaux de vortex. Ils ont mentionné que ces derniers peuvent jouer un rôle important dans l'élévation et la mise en suspension des gouttelettes d'aérosols marins près de la surface de la mer dans l'atmosphère. Dans notre situation, lors de l'éclatement de la bulle, figure A.5 b), plusieurs gouttelettes sont générées. De fines gouttelettes de film et de jet sont générées lors de l'éclatement de la bulle. Dans les expériences actuelles, la résolution spatiale est de



$20\mu m/pixel$. Le plus petit objet détectable est de $40\mu m/pixel$ (2 pixels). De ce fait, les minuscules gouttelettes de film n'ont pas pu être observées. Cependant, on voit sur la figure A.5 b), certaines gouttelettes ont des trajectoires tourbillonnaires, certainement causées par les vortex induit par l'éclatement de bulle (Dasouqi et al. (2021)). Nous avons tracé sur la figure A.6 la vitesse d'une des gouttelettes ayant une trajectoire tourbillonnaire. Cette gouttelette de $50\mu m$ a une vitesse de l'ordre $0,5\text{ m/s}$ durant la phase d'éjection. Lors de sa phase de montée, son énergie cinétique se dissipe et sa vitesse moyenne devient inférieure à $0,15\text{ m/s}$. Toutefois, ce n'est pas cette gamme de tailles d'aérosols qui va être à l'origine de l'aérocontamination mais plutôt celles qui sont inférieures à $10\mu m$. Dans l'étude de Dasouqi et al. (2021), une des conclusions est qu'un anneau de vortex de 4 m/s de vitesse, produit par l'éclatement d'une bulle de 41 mm de diamètre, peut soulever de minuscules gouttelettes jusqu'à une hauteur de $1/3\text{ m}$.

Enfin, les anneaux tourbillonnaires générés par l'éclatement de bulles peuvent être importants dans le transport de microgouttelettes d'aérosols dans l'air.

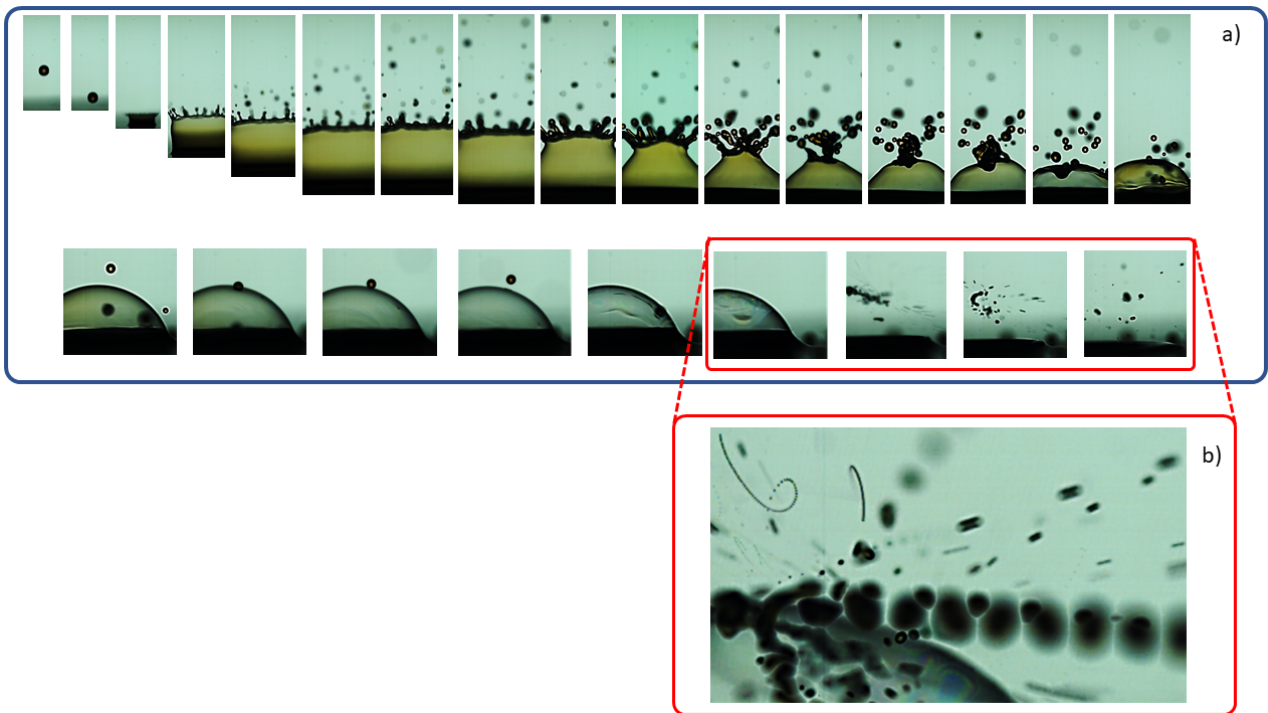


FIGURE A.5 – (a) Visualisations de la formation et l'éclatement d'une bulle causée par l'impact d'une goutte de 3 mm de diamètre, ayant une vitesse de $3,8\text{ mm}$, correspondant à un Weber de 1237 . Le temps entre chaque image est de 1 ms (b) Effet stroboscopique de l'éclatement de la bulle et visualisations des trajectoires des gouttelettes générées par l'éclatement de la bulle. La durée de l'effet est de 10 ms

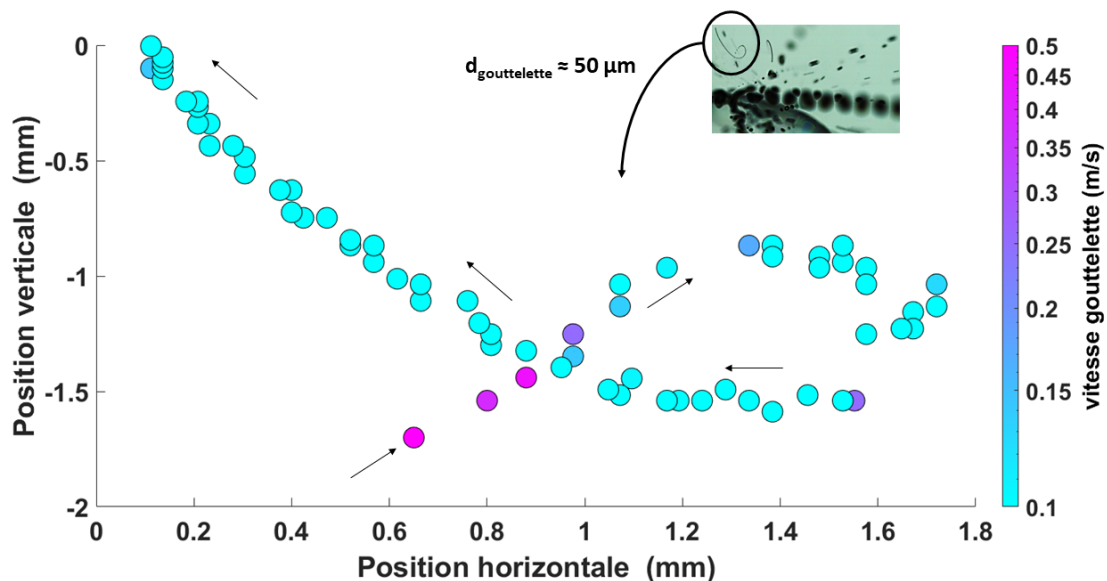


FIGURE A.6 – *Illustration de l'évolution d'une microgouttelette éjectée par l'éclatement de la bulle. Les flèches rectilignes noires illustrent le sens de la trajectoire. L'image insérée fait référence à la gouttelette en question*

A.5 Conséquence de l'impact des jets non fragmentés

Lorsqu'un jet impacte sur une surface solide, le liquide s'étale radialement et crée un film de liquide relativement mince qui se déplace rapidement. À partir d'une certaine distance du point d'impact, une augmentation brutale de la hauteur du film de liquide peut être observée, (figure A.7 (a)). Ce phénomène est connu sous le nom de ressaut hydraulique circulaire. Il existe dans la littérature plusieurs études qui traitent de l'évolution du ressaut hydraulique (Bohr et al. (1996); Brechet and Nédá (1999); Errico (1986); Lienhard et al. (1992); WATSON (1964)).

Toutefois, dans certaines configurations, au moment de l'impact, le jet présente des perturbations surfaciques qui peuvent avoir plusieurs origines. Si le jet impactant est à faible Reynolds, cette perturbation provient de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Elle se présente sous la forme de plusieurs ondes *quasiment* périodiques qui se déplacent le long de la surface latérale du jet, (Eggers and Villermaux (2008a)). Par ailleurs, si le jet impactant est à fort Reynolds, les perturbations surfaciques sont causées par la turbulence du jet. Dans ce cas de figure, la surface du jet très rugueuse et très chaotique, Dumouchel (2008); Eggers and Villermaux (2008a)). Dans notre étude, pour des nombres de Reynolds compris entre 2000 et 12000, nous avons montré que lorsque le jet impacte la surface de manière continue et lisse, aucune production d'aérosol n'est observée et mesurée. Toutefois, si au moment de l'impact le jet présente des perturbations surfaciques, on commence à mesurer une production d'aérosols (à partir des gouttelettes secondaires). La production est faible, mais elle est détectable



par fluorimétrie ($K_{MES} \sim 10^{-7}$) et avec un compteur de particules.

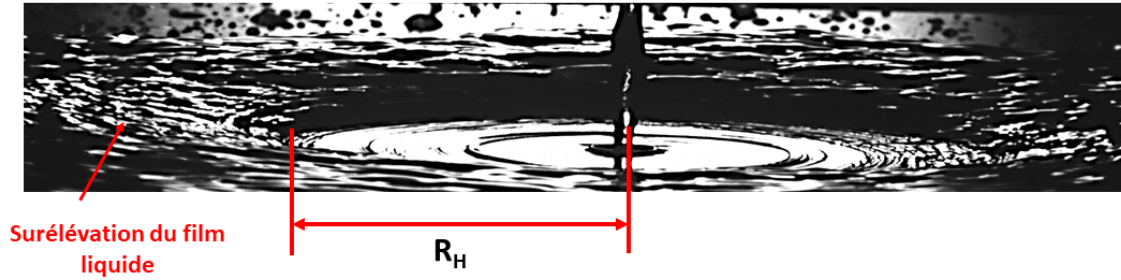


FIGURE A.7 – (a) Illustration du ressaut hydraulique de rayon R_H provoqué par l’impact du jet. $V_{imp} = 2,3 \text{ m/s}$; $d_{jet} = 2 \text{ mm}$

Sur les illustrations ci-dessous, aucune production de gouttelettes secondaires n’est visible lors de l’impact du jet perturbé. Ceci est expliqué par le fait que lors de l’impact du jet perturbé, la production de gouttelettes secondaires, et donc d’aérosols, n’est pas systématique. Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 12000, elle se fait par intermittence, parfois de manière aléatoire. Néanmoins, sur la figure A.8, lors de l’impact du jet rugueux, nous pouvons observer que les ondes et les perturbations surfaciques du jet sont transférées systématiquement sur le film de liquide en amont du ressaut hydraulique (RH). Près du point d’impact du jet, la vitesse du film est quasi égale à la vitesse d’impact. Au fur et à mesure que l’on s’éloigne du point d’impact, la vitesse du film qui accompagnent les ondes décroît, voir les études de Bhagat et al. (2018); Bush and Aristoff (2003); Lienhard (1995). Dans certaines configurations, figure A.9, on peut apercevoir sur le film de liquide en amont du RH, le développement et la surélévation de ces ondes surfaciques transférées par la rugosité de surface du jet impactant. On peut se demander pourquoi ces ondes se haussent pour former une sorte de corolle? Nous n’avons pas de réponse à cette question à ce jour, mais il semble important de l’étudier.



FIGURE A.8 – *Illustrations de la propagation des ondes de surfaces provoquées lors de l'impact d'un jet de liquide rugueux sur une surface solide.*

Cette élévation d'onde se présente sur la forme d'une corolle de film de liquide avec un bourrelet à son extrémité. Pour le cas des impacts de jets à fortes vitesses d'impact, et donc à fort Reynolds, on pourrait s'attendre à ce que cette corolle se fragmente en plusieurs gouttelettes. Cette dernière deviendrait ainsi la source de production de gouttelettes secondaires lors de l'impact d'un jet de liquide sur une surface, comme pour les études de Bhunia and Lienhard (1994); Lienhard (1995) et Wassenberg et al. (2019). Toutefois, dans ces études, ils n'ont pas étudié cette corolle. Ils ont cependant mentionné que les gouttelettes secondaires étaient émises à une distance fixe $r_s \simeq 5.71d_{jet}$. Par ailleurs, dans notre étude, les jets de liquide aqueux se fragmentent autour d'une longueur égale à 60 fois le diamètre du jet. Soit, pour un jet de 2 mm, une fragmentation autour de 12 cm. Dans la section (IV.2), il a été montré que la production d'aérosols était absente pour des hauteurs d'impact de jet inférieures à 10 cm (semblable à la longueur de fragmentation du jet). Ceci montre que, quelle que soit la valeur du Reynolds, la production de gouttelettes secondaires, responsable de l'aérosolisation, est fortement liée à l'état du jet. Le seuil de production des aérosols est explicitement lié à longueur de fragmentation du jet. Cependant, il semble assez difficile de déterminer une loi basée sur cette longueur de fragmentation du jet pour décrire l'évolution de la fraction de liquide éclaboussée et aérosolisée par l'impact du jet.

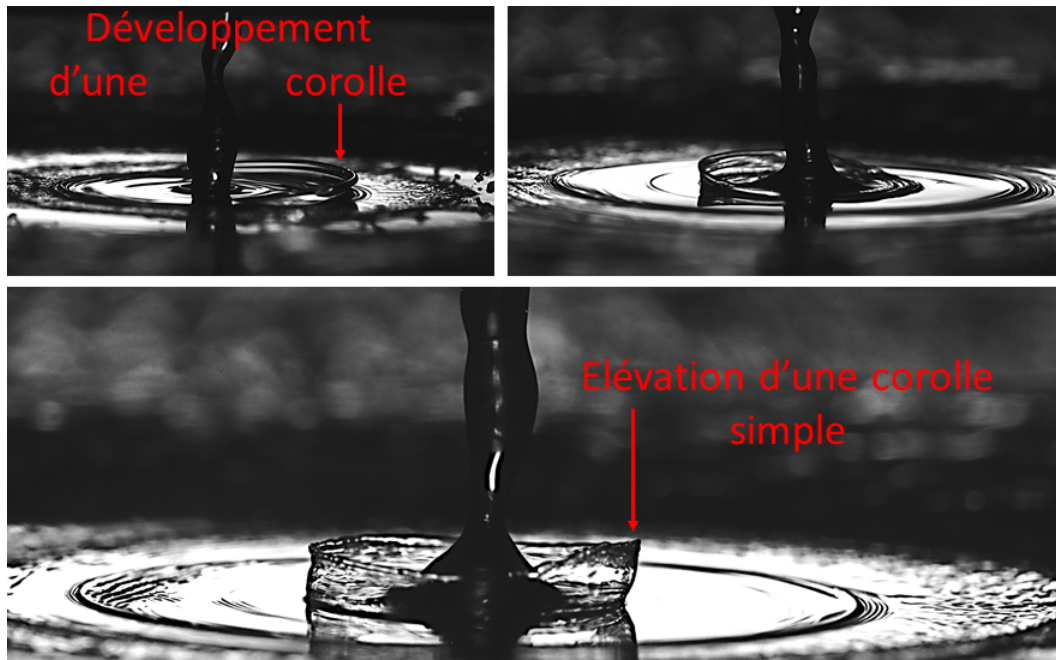


FIGURE A.9 – Illustrations de la transformation des ondes surfaciques en une corolle de liquide.

Résumé 15: Ondes, corolle et gouttelettes

Nous avons montré ici que, lors de l'impact des jets de liquide rugueux, des ondes surfaciques sont transférées sur la surface d'impact, en amont du ressaut hydraulique. Pour un nombre de Reynolds donné, ces ondes surfaciques peuvent se surélever et se transformer en corolle. Si le nombre de Reynolds est élevé, cas d'un jet turbulent, cette corolle peut se désintégrer et générer des gouttelettes secondaires, Lienhard (1995).

A.6 Récapitulatif des données sur les tests de reproductibilité

TABLE A.1 – Valeurs pour les tests de reproductibilité des expériences avec la solution 100% Eau déminéralisée + 199 g/L de NaCl et 0,4 g/L de Fluorescéine sodée. Ces valeurs correspondent aux K_{MES} du diamètre de jet de 2 mm. Un volume de 2,5 L a été utilisé pour chaque expérience. La hauteur d'impact est fixée à 57 cm (impact en train de gouttes).

djet et Vjet	Type d'essai	masse fluo + NaCl	vitesse du jet	hauteur du plateau	Masse	KMES	KMES moyenne	Ecart type	coef de var %
	blanc/mesure	g	m/s	cm	mg				
2 mm 2,9 m/s	blanc	-	-	-	-5,00E-06	-4,99833E-09	1,829E-06	6,31E-07	34,50
	mesure	1+499	2,9	57	1,10E-03	1,10324E-06			
	blanc	-	-	-	-2,44E-06	-2,43657E-09			
	mesure	1+499	2,9	57	2,25E-03	2,24803E-06			
	blanc	-	-	-	3,13E-07	3,13004E-10			
	mesure	1+499	2,9	57	2,14E-03	2,13579E-06			
2 mm 3,8 m/s	blanc	-	-	-	3,05E-06	3,05133E-09	5,171E-06	1,74E-07	3,36
	mesure	1+499	3,8	57	4,98E-03	4,97692E-06			
	blanc	-	-	-	5,61E-06	5,6131E-09			
	mesure	1+499	3,6	57	5,31E-03	5,31153E-06			
	blanc	-	-	-	8,82E-06	8,81531E-09			
	mesure	1+499	3,7	57	5,22E-03	5,22432E-06			
2 mm 4 m/s	blanc	-	-	-	4,97E-06	4,97265E-09	6,507E-06	5,41E-07	8,31
	mesure	1+499	4	57	6,89E-03	6,88897E-06			
	blanc	-	-	-	5,61E-06	5,6131E-09			
	mesure	1+499	4	57	6,12E-03	6,12415E-06			
	blanc	-	-	-					
	mesure	1+499		57					
2 mm 4,6 m/s	blanc	-	-	-	4,97E-06	4,97265E-09	8,873E-06	9,49E-07	10,69
	mesure	1+499	4,6	57	7,36E-03	7,35503E-06			
	blanc	-	-	-	4,97E-06	4,97265E-09			
	mesure	1+499	5	57	8,80E-03	8,80101E-06			
	blanc	-	-	-	4,97E-06	4,97265E-09			
	mesure	1+499	3	57	8,86E-03	8,86076E-06			
	blanc	-	-	-	1,35E-02	1,35295E-05			
	mesure	1+500	4,6	57	9,60E-03	9,60168E-06			
	blanc	-	-	-	1,35E-02	1,35295E-05			
	mesure	1+501	4,6	57	9,75E-03	9,74509E-06			
	blanc	-	-	-	4,97E-06	4,97265E-09			
	mesure	1+499	4	57	6,72E-03	6,72166E-06			
	blanc	-	-	-	5,61E-06	5,6131E-09			
	mesure	1+499	4	57	6,00E-03	6,00464E-06			
	blanc	-	-	-	3,30E-06	3,29611E-09			

2 mm 4,2 m/s

6,824E-06

8,74E-07

12,81

	mesure	1+499	4,2	57	7,74E-03	7,74441E-06			
2 mm 4,9 m/s	blanc	-	-	-	7,14E-06	7,13876E-09	8,941E-06	6,746E-07	7,54
	mesure	1+499	4,9	57	9,62E-03	9,61538E-06			
	blanc	-	-	-	9,88E-06	9,88271E-09			
	mesure	1+500	4,9	57	8,27E-03	8,26624E-06			
2 mm 3,1 m/s	blanc	-	-	-	-9,11E-07	-9,11442E-10	3,512E-06	2,91E-07	8,29
	mesure	1+499	3,1	57	9,77E-03	9,76666E-06			
	blanc	-	-	-	-5,06E-06	-5,06483E-09			
	mesure	1+500	3,1	57	9,99E-04	9,99017E-07			
	blanc	-	-	-	2,18E-05	2,17724E-08			
	mesure	1+501	3,1	57	3,72E-03	3,71829E-06			
	blanc	-	-	-	-8,45E-06	-8,45135E-09			
mesure	1+499	3,1	57	3,31E-03	3,30668E-06				
2 mm 3,5 m/s	blanc	-	-	-	-1,43E-06	-1,43062E-09	6,65E-06	1,55E-06	23,33
	mesure	1+499	3,5	57	8,93E-03	8,92911E-06			
	blanc	-	-	-	2,41E-05	2,41449E-08			
	mesure	1+499	3,5	57	6,15E-03	6,15233E-06			
	blanc	-	-	-	7,73E-05	7,73019E-08			
	mesure	1+499	3,5	57	6,10E-03	6,10079E-06			
	blanc	-	-	-	2,11E-05	2,1136E-08			
mesure	1+499	3,5	57	5,43E-03	5,43075E-06				

0





A.7 Récapitulatif des données expérimentales sur la dynamique de l'impact

TABLE A.2 – Tableau des valeurs de K_{MES} pour la solution 100%Eau déminéralisée + 199 g/L de NaCl et 0.4 g/L de Fluorescéine sodée. Ces valeurs correspondent aux K_{MES} des 3 diamètres de jet de 1, 1,5 et 2 mm. Un volume de 2,5 L a été utilisé pour chaque expérience. La hauteur d'impact est fixée à 57 cm (impact en train de gouttes). Les valeurs d'humidité relative varient entre 40% et 90%, ces valeurs dépendent du débit du jet de liquide.

$d_{imp}(mm)$	$d_{jet}(mm)$	$Q_{jet}(L/min)$	$V_{jet}(m/s)$	$V_{imp}(m/s)$	Re_{imp}	We_{imp}	Oh	$K = We.Oh^{-0,4}$	$K_{MES} Moyenne$	$K_{MES} Brut$
3,3	2	0,18	1	3,49	12843	659	0,0020	7920	3,52E-07	4,23E-07
3,3	2	0,64	3,4	4,77	17548	1231	0,0020	14784	2,18E-06	2,62E-06
3,3	2	0,44	2,3	4,06	14934	891	0,0020	10708	2,34E-06	2,81E-06
3,3	2	0,55	2,9	4,43	16287	1060	0,0020	12736	1,83E-06	2,19E-06
3,3	2	0,7	3,6	4,91	18080	1306	0,0020	15694	5,17E-06	6,21E-06
3,3	2	0,74	4	5,21	19184	1471	0,0020	17670	6,51E-06	7,81E-06
3,3	2	0,88	4,6	5,69	20926	1750	0,0020	21024	9,40E-06	1,13E-05
3,3	2	0,8	4,2	5,37	19754	1560	0,0020	18736	6,82E-06	8,19E-06
3,3	2	0,6	3,1	4,56	16778	1125	0,0020	13517	3,51E-06	4,21E-06
3,3	2	0,68	3,5	4,84	17812	1268	0,0020	15233	5,89E-06	7,07E-06
2,5	2	0,3	1,59	3,70	10322	562	0,0023	6388	1,53E-06	1,84E-06
2,5	1	0,1	2,1	3,95	11007	639	0,0023	7264	2,35E-06	2,81E-06
2,5	1	0,16	3,4	4,77	13294	932	0,0023	10595	7,96E-06	9,55E-06
2,5	1	0,15	3,1	4,56	12711	852	0,0023	9687	5,60E-06	6,72E-06
2,5	1	0,3	6,3	7,13	19882	2085	0,0023	23700	2,01E-05	2,41E-05
2,5	1	0,2	4,2	5,37	14965	1182	0,0023	13428	8,36E-06	1,00E-05
2,5	1	0,22	4,7	5,77	16079	1364	0,0023	15501	8,99E-06	1,08E-05
2,5	1	0,25	5,3	6,27	17469	1610	0,0023	18296	8,25E-06	9,90E-06
2,5	1	0,12	2,5	4,18	11639	715	0,0023	8121	2,82E-06	3,39E-06
2,5	1	0,18	3,8	5,06	14110	1050	0,0023	11937	8,63E-06	1,04E-05
2,5	1	0,26	5,5	6,44	17943	1698	0,0023	19302	1,02E-05	1,22E-05
2,835	1,5	0,19	1,8	3,80	12005	670	0,0022	7814	2,47E-06	2,97E-06
2,835	1,5	0,46	4,3	5,45	17219	1379	0,0022	16075	5,91E-06	7,09E-06
2,835	1,5	0,34	3	4,49	14201	938	0,0022	10934	3,69E-06	4,43E-06
2,835	1,5	0,54	5	6,02	19014	1682	0,0022	19602	7,07E-06	8,48E-06
2,835	1,5	0,71	6,6	7,40	15592	1697	0,0026	18231	1,60E-05	1,92E-05

b



A.8 Récapitulatif des données sur l'influence de la hauteur d'impact, de la tension de surface et de la viscosité

TABLE A.3 – Tableau des valeurs de K_{MES} pour les solutions 100%Eau déminéralisée + 199 g/L de NaCl et 0,4 g/L de Fluorescéine sodée ; 50%Eau-Ethanol + 199 g/L de NaCl et 0,4 g/L de Fluorescéine sodée et 50%Eau-Glycérol + 199 g/L de NaCl et 0,4 g/L de Fluorescéine sodée. Ces valeurs correspondent aux K_{MES} du diamètre de jet de 2 mm. Un volume de 2,5 L a été utilisé pour chaque expérience. La hauteur d'impact a été variée de 5 à 57 cm (impact en jet continu VS impact en train de gouttes).

Vitesse et Fluide	H_{imp} (cm)	V_{imp} (m/s)	Oh (-)	Re_{imp} (-)		K (-)	K_{MES} (-)
Vjet = 1,5 m/s 100E+sel	5	1,71	2,4E-03	4099	100	1,1E+03	3,5E-08
	10	1,90	2,4E-03	4550	124	1,4E+03	2,3E-07
	15	2,07	2,4E-03	4961	147	1,6E+03	6,0E-07
	55	3,12	2,4E-03	7473	333	3,7E+03	1,5E-06
Vjet = 2,3 m/s 100E+sel	55	4,79	2,4E-03	11458	783	8,7E+03	2,3E-06
	35	4,06	2,4E-03	9725	564	6,3E+03	2,3E-06
	30	3,86	2,4E-03	9241	510	5,7E+03	1,3E-06
	21	3,47	2,4E-03	8299	411	4,6E+03	1,3E-06
	16	3,23	2,4E-03	7726	356	3,9E+03	1,2E-06
	11	2,97	2,4E-03	7107	301	3,3E+03	1,1E-06
Vjet = 3,34 m/s 100E+sel	10	4,31	2,4E-03	10314	635	7,0E+03	8,8E-07
	15	4,70	2,4E-03	11244	754	8,4E+03	2,8E-06
	55	7,08	2,4E-03	16938	1712	1,9E+04	5,1E-06
	35	6,01					
	30	5,71					
	21	5,12	2,4E-03	12268	898	1,0E+04	3,3E-06
Vjet = 1,8 m/s 50EG							
	30	3,02	1,3E-02	1368	313	1,8E+03	2,9E-08
	47	3,53	1,3E-02	1598	427	2,4E+03	1,2E-07
Vjet = 3,5 m/s 50EG	57	3,80	1,3E-02	1720	495	2,8E+03	2,3E-07
	20	4,02	1,3E-02	1821	555	3,2E+03	7,5E-09
	30	4,26	1,3E-02	1928	622	3,5E+03	7,0E-08
	47	4,63	1,3E-02	2098	737	4,2E+03	1,2E-07
Vjet = 4,0 m/s 50EG	57	4,84	1,3E-02	2192	804	4,6E+03	4,3E-07
	10	4,24	1,3E-02	1919	616	3,5E+03	5,1E-08
	20	4,46	1,3E-02	2021	683	3,9E+03	8,4E-08
Vjet = 1,2 m/s 50EE	30	4,68	1,3E-02	2118	751	4,3E+03	1,6E-07
	10	1,84	1,1E-02	1376	217	1,3E+03	1,1E-07
	30	2,71	1,1E-02	2019	468	2,9E+03	5,6E-07
	40	3,05	1,1E-02	2273	594	3,6E+03	5,2E-06
	57	3,55	1,1E-02	2650	807	5,0E+03	6,3E-06



Vjet = 3,5 m/s 50EE	10	3,77	1,1E-02	2812	909	5,6E+03	5,7E-07
	30	4,26					
	40	4,48					
	57	4,84	1,1E-02	3610	1498	9,2E+03	7,3E-05

Titre : Gouttelettes secondaires aérosolisées par l'impact d'un jet de liquide sur une surface solide

Mots clés : jets de liquide, splash, fraction de mise en suspension, gouttelettes secondaires

Résumé : La fragmentation de liquides qui conduit à la formation de microgouttelettes se produit dans des processus naturels tels que l'impact au sol des gouttes de pluie à l'origine de l'odeur caractéristique d'un début d'averse, ou la production d'aérosols d'embruns marins à la suite du déferlement des vagues. Certaines applications technologiques comme le refroidissement de surfaces chaudes par pulvérisation ou l'impression par jet d'encre tirent avantage de cette fragmentation. Dans d'autres situations, cette fragmentation est indésirable car elle pourrait donner lieu à la génération de microgouttelettes chargées en virus comme le SARS-CoV-2 ou en radionucléides. Dans l'industrie nucléaire en particulier, une fuite accidentelle de liquide contenant des radioéléments pourrait mettre en suspension dans l'air des particules nocives issues de microgouttelettes aérosolisées durant l'impact du liquide. Malgré son importance, la littérature sur la remise en suspension d'aérosols dans l'air lors de l'impact d'un jet de liquide est assez pauvre. Cette étude est novatrice sur l'étude de l'impact des gouttes et de jets du fait de son positionnement unique à la croisée de la dynamique des fluides et de la physique des aérosols. Le but de cette thèse est de quantifier la fraction massique d'aérosols

mise en suspension lorsqu'un jet de liquide circulaire impacte sur une surface solide, en tenant compte des caractéristiques du jet en termes de vitesse, de diamètre et de morphologie ainsi que des propriétés physico-chimiques du liquide.

Nous montrons que, lorsque le jet de liquide est dans le régime de Rayleigh (jet de liquide laminaire), si la hauteur d'impact est inférieure à la longueur de fragmentation du jet (impact en jet continu) alors la production d'aérosols est insignifiante. En revanche, si la hauteur d'impact est grande devant la longueur de fragmentation du jet (impact sous forme de trains de gouttes) alors des aérosols sont mis en suspension avec une fraction massique pilotée par un paramètre d'éclaboussure K qui caractérise la transition dépôt/éclaboussure lors de l'impact d'une goutte isolée sur une surface. Par ailleurs, la distribution granulométrique des aérosols, dans la gamme respirable ($< 10 \mu m$), évolue avec les caractéristiques physico-chimiques des solutions, notamment la tension de surface. A partir de nos résultats expérimentaux, nous proposons une prédiction quantitative de la fraction d'aérosols mise en suspension lors de l'impact d'un jet de liquide, ouvrant ainsi la voie à un modèle plus général.

Title : Secondary droplets aerosolized by the impact of a liquid jet on a solid surface

Keywords : liquid jets, splash, airborne release fraction, secondary droplets

Abstract : The fragmentation of liquids that leads to the formation of microdroplets occurs in natural processes such as the impact of raindrops on the ground, which produces the characteristic odor of a rainstorm, or the production of sea spray following the breaking of waves. Some technological applications such as the cooling of hot surfaces by spraying or inkjet printing take advantage of this fragmentation. In other situations, this fragmentation is undesirable because it could result in the generation of microdroplets loaded with viruses such as SARS-CoV-2 or radionuclides. In the nuclear industry particularly, an accidental leak of liquid containing radioelements could result in airborne particles from microdroplets aerosolized during the impact of the liquid. Despite its importance, the literature on the resuspension of aerosols in the air during the impact of a liquid jet is rather poor. This study is innovative on the study of droplet and jet impact due to its unique positioning at the crossroads of fluid dynamics and aerosol physics. The goal of this thesis is to quantify the mass fraction of aerosols suspended

when a circular liquid jet impacts a solid surface, taking into account the characteristics of the jet in terms of velocity, diameter and morphology as well as the physicochemical properties of the liquid.

We show that, when the liquid jet is in the Rayleigh regime (laminar liquid jet), if the impact height is lower than the break-up length of the jet (continuous jet impact) then the aerosol production is insignificant. On the other hand, if the impact height is higher than the break-up length of the jet (impact in the form of droplet trains) then aerosols are suspended with a mass fraction controlled by a splash parameter K which characterizes the deposition/splash transition during the impact of an isolated drop on a surface. Moreover, the particle size distribution of aerosols, in the respirable range ($< 10 \mu m$), evolves with the physicochemical characteristics of the solutions, especially the surface tension. From our experimental results, we propose a quantitative prediction of the fraction of aerosols suspended during the impact of a liquid jet, thus opening the way to a more general model.