AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

UNIVERSITÉ DE LORRAINE

École Doctorale EMMA Lorraine

Fragmentation de métal liquide dans l'eau

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 6 Décembre 2017

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université de Lorraine

(Spécialité: Mécanique et Énergétique)

par

Miloud HADJ ACHOUR

Composition du jury

Rapporteurs :	Mme Patricia ERN	Directrice de Recherches, CNRS, IMFT
	M. Sergei SAZHIN	Professeur, Université de Brighton
Examinateurs :	M. Nicolas RIMBERT	Maître de conférences, Univ. Lorraine, LEMTA
	M. Lounès TADRIST	Professeur, Aix-Marseille Université, IUSTI
	M. Laurent DAVOUST	Professeur, Grenoble-INP, SIMaP
	Mme Nathalie MARIE	Docteur-ingénieur, CEA Cadarache
	Mme Anne TANIERE MIKOLAJCZAK	Professeur, Université de Lorraine, LEMTA
Encadrant :	M. Michel GRADECK	Professeur, Université de Lorraine, LEMTA
Invités :	M. Renaud MEIGNEN	Docteur-ingénieur, IRSN Cadarache
	M. Pascal PILUSO	Docteur-ingénieur, CEA Cadarache

Le Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée – LEMTA — UMR 7563

Mis en page avec la classe thesul.

Remerciements

Tous mes remerciements vont à mes directeurs de recherche, le Professeur Michel GRADECK de l'Université de Lorraine, et le Directeur de recherche Nicolas RIMBERT de l'Université de Lorraine. Leur présence, leur souci de perfectionner mon étude et leur encadrement ont contribué au bon déroulement de mon travail de recherche. Je ne sais comment exprimer ma gratitude à ces deux personnes autrement qu'en leur promettant d'agir comme eux avec des étudiants, si un jour l'occasion m'en est donnée.

Je passe ensuite une dédicace spéciale à tous les jeunes gens que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces quelques années au LEMTA, à savoir Farhad Nikfarjam avec le fromage à couper le souffle, Ahmad Addoum il n'y a qu'un seul Ahmad, Juan David Peña Carrillo, le sacré Thomas Varé, Waseem Al Hadad avec tous les cafés à la place Saint-Epvre, Naima Gaudel, Anas Metjari le chasseur, Mehdi Stiti, Mohamed Amine Menacer ne jamais se dévoiler dans Citadelles, Djamel-Eddine Benarab, Said Ait Hammou Taleb, Mathilde Cazot, William Chaze le dropman, Celien Zacharie notre violoniste, Yacine Boudi toujours avec le sourire, Jihene Ben Rejeb, Mahdia Taieb, Cecile Prudent et plein d'autres...

Merci à Sebastian Castrillon-Escobare pour le soutient moral et l'aide apportée lors des deux premières années de thèse.

Mes remerciements vont également à l'ensemble des partenaires du GT ICE, plus particulièrement à Stephane Picchi, Pascal Piluso, Renaud Meignen pour leurs conseils et les débats scientifiques enrichissants.

Merci à Jamal Ouhajjou, Mathieu Weber, Simon Becker, Alain Delconte, Hadrien Chaynes, pour leur gentillesse, leur soutien moral ainsi que pour la très bonne ambiance que j'ai toujours trouvée durant les trois années.

Merci également Jean-Yves Morel, Jérémy Bianchin... Je remercie l'ensemble de l'équipes technique du LEMTA, pour leur dévouement et leur ardeur au travail.

Je n'oublie pas dans mes remerciements le personnel administratif, plus particulièrement Irène Léonard pour sa gentillesse et sa bienveillance.

Je remercie le couple Ameur Douib et Yasmine Kellou Douib pour tous ces moments partagés ensemble, leur soutient et je leur souhaite beaucoup de succès.

A l'achèvement du long travail qu'a nécessité cette thèse, je pense en premier lieu à ma mère qui m'a accompagnée par sa prière et son amour indéfectible.

Je dédie ce travail à mon père, qui n'a jamais cessé de m'encourager et de me soutenir. Je le remercie infiniment d'être pour moi un exemple de persévérance, de foi en l'avenir, et d'ambition.

A mes frères et sœurs j'adresse toute ma reconnaissance pour leur amour et leur encouragement dans toutes les étapes de mes études.

Sommaire

Nomenclature

Introduction **19**

1 Contexte de l'étude 19
2 Plan de la thèse 22

Chapitre 1
Mécanismes physiques de fragmentation d'un liquide

1.1 Généralités sur la fragmentation d'un liquide 25
1.2 Fragmentation d'un jet liquide 27
1.2.1 Systèmes liquide-gaz 27
1.2.2 Systèmes liquide-liquide 31
1.3 Le mélange par l'entrainement liquide pour un jet 35
1.4 Fragmentation d'une goutte 44
1.4.1 Systèmes liquide-gaz 44
1.4.2 Systèmes liquide-liquide 53
1.5 Effet de la solidification sur la fragmentation liquide-liquide 58
1.6 Analyse de la granulométrie 60
1.7 Conclusion et questions soulevées 62

Chapitre 2
Fragmentation hydrodynamique d'une goutte de métal liquide dans l'eau

2.1 Description du générateur de goutte à goutte (GALAD) 64
2.2 Propriétés physiques de métal de Field 66
2.2.1 Propriétés thermophysiques 67
2.2.2 Propriétés rhéologiques 68
2.3 Procédure expérimentale 70
2.4 Résultats expérimentaux 75
2.4.1 Impact et régimes de fragmentation 75

2.4.2 Estimation de l'épaisseur du sac . . . 77
2.4.3 Mesure de la granulométrie par tamisage . . . 78
2.4.4 Bilan d'énergie cinétique convertie en énergie de surface . . . 80
2.5 Analyse . . . 82
2.5.1 Déformation et fragmentation du régime en sac . . . 82
2.5.2 Initiation de la fragmentation . . . 89
2.5.3 Dépendance de la distribution en fonction du nombre de Weber . . . 93
2.5.4 Bilan de masse et d'énergie durant la fragmentation secondaire . . . 96
2.6 Conclusions . . . 100

Annexe A
A. Annexe au chapitre 2

A.1 Mesure de la distribution de masse . . . 103
A.2 Mesure de la distribution de masse 2 . . . 103
A.3 Influence de la gravité . . . 105
A.4 Bilan de masse et d'énergie, détails des calculs . . . 105
A.5 Effet de la solidification sur la fragmentation d'une goutte de métal liquide dans l'eau . . . 108
A.5.1 Distribution des tailles . . . 108
A.5.2 Modèle de solidification . . . 109
A.5.3 Application du modèle . . . 110
A.5.4 Conclusion . . . 110

Chapitre 3
Fragmentation d'un jet de métal dans l'eau

3.1 Introduction . . . 112
3.2 Procédure expérimentale . . . 112
3.2.1 Modifications apportées à GALAD . . . 112
3.2.2 Plan d'expériences . . . 113
3.2.3 Méthode expérimentale : Méthode de flux optique . . . 113
3.2.4 Technique de mesure par PDA . . . 114
3.3 Résultats expérimentaux . . . 118
3.3.1 Longueur de rupture . . . 119
3.3.2 Mesure de granulométrie par tamisage . . . 121
3.3.3 Mesure de granulométrie par PDA (Particle Dynamic Analyser) . . . 121
3.3.4 Résultats obtenus à l'aide de la méthode flux optique . . . 125
3.4 Analyse . . . 127

3.4.1 Entrainement et fragmentation du jet dans le champ proche 127
3.4.2 Reconstruction du champ de vitesse et de masse du jet dans le champ lointain 128
3.4.3 Détermination du coefficient d'entrainement du jet en champ lointain . . . 132
3.4.4 Estimation de la vitesse d'entrainement 134
3.4.5 Analyse linéaire des mécanismes physiques de déstabilisation du jet 136
3.4.6 Analyse avec le modèle de ré-agglomération turbulente 140
3.4.7 Bilan de masse et d'énergie durant la fragmentation d'un jet 142
3.5 Conclusions 145

Annexe B
B. Annexe au chapitre 3

B.1 Mesure de la distribution radiale de la vitesse et de la masse par flow optique . . 148
B.2 Calcul des erreurs 148
B.3 Bilan de masse et d'énergie, détails des calculs 149
B.4 Détails des calculs du modèle d'entrainement diphasiques de Desantes et al. (2011) 151
B.4.1 Définition de la densité locale 151
B.4.2 Intégration de l'équation de la quantité de mouvement 152
B.5 Détails du modèle de réagglomération de Rimbert et Castanet (2011) 153

Conclusion générale et perspectives

Annexe C
Description de JaLaD

C.1 Description de JALAD 161
C.2 Dimensionnement et Analyse Fonctionnelle 164
C.2.1 Dimensionnement 164
C.2.2 Analyse Fonctionnelle 164
C.2.3 Analyse Fonctionnelle 165
C.3 Partie 1 : Conception de la cuve de récupération du Métal 166
C.3.1 Principe de fonctionnement 167
C.3.2 Installation et montage du matériel 168
C.3.3 Logiciel de pilotage 169
C.4 Partie 2 : Conception de l'injecteur 170
C.4.1 Calcul de résistance mécanique de la cuve 173
C.4.2 Calcul de résistance mécanique de la structure portante 177

Chapitre 4
Bibliographie

Nomenclature

δ	Épaisseur de la couche limite $[m]$
$\dot{M}_0$	Flux de la quantité de mouvement $[kg.m.s^{-1}]$
$\dot{m}_0$	Débit de masse du jet $[kg.s^{-1}]$
$\dot{m}_A$	Débit de masse du fluide ambiant entrainé $[kg.s^{-1}]$
$\dot{m}_e$	Débit de masse du fluide entrainé dans le jet $(\dot{m}_0 + \dot{m}_A)$ $[kg.s^{-1}]$
$\dot{m}_e$	Débit massique de fluide dans le jet (fluide injecté + fluide entraîné) $[kg/s]$
$\frac{d\dot{m}_e}{dx}$	Taux d'entrainement $[kg/(m.s)]$
λ_{KH}	Longueur d'onde de Kelvin-Helmholtz $[m]$
λ_{RP}	Longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Plateau $[m]$
λ_{RT}	Longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor $[m]$
μ_A	Viscosité dynamique du fluide ambiant $[Pa.s]$
μ_L	Viscosité dynamique du fluide injecté $[Pa.s]$
$\overline{Q_e}(x)$	Volume entrainé par le jet $[m^3/s]$
$\overline{U(x)}$	Vitesse moyenne du jet $[m/s]$
$\overline{u^2}$	Valeur moyenne du carré de la vitesse $[m^2/s^2]$
$\overline{U}(x)$	Vitesse moyenne du jet $[m/s]$
Φ	Énergie cinétique perdue $[kg.m^2.s^{-2}]$
ρ_A	Densité du fluide ambiant $[kg/m^3]$
ρ_L	Densité du fluide injecté $[kg/m^3]$
σ	Tension de surface $[J/m]$
ε	Énergie turbulente dissipée par unité temps $[W/kg]$
D	Diamètre équivalent estimé par traitement d'images $[m]$

D_0 Diamètre initiale $[m]$

D_{10} Diamètre moyen $[m]$

D_D Diamètre des gouttes $[m]$

D_{Hinze} Diamètre de Hinze (1959) $[m]$

D_i Diamètres de tamisage $[m]$

E_A Éffusivité thermique du fluide ambiant $[J.K^{-1}.m^{-2}.s^{-2}]$

E_L Éffusivité thermique du métal $[J.K^{-1}.m^{-2}.s^{-2}]$

g Accélération de gravité $[m/s^2]$

L_c Longueur de rupture $[m]$

m_0 Masse initiale $[kg]$

MMD Diamètre moyen $[m]$

Q Flux volumique entrainé jet $[m^3/s]$

$R(x)$ Élargissement du jet $[m]$

$SMD = D_{32}$ Diamètre de Sauter $[m]$

t_e Temps d'entrainement $[s]$

$t_b = t_{ini}$ Temps de fragmentation $[s]$

T_C Température de contact [°C]

t_{ini} Temps d'initiation à la fragmentation $[s]$

t_{RN} Temps de Ranger et Nicholls [1969] $[s]$

t_{total} Temps total nécessaire pour une fragmentation complète $[s]$

$U(x, 0)$ Vitesse dans l'axe du jet $[m/s]$

U_0 Vitesse initiale $[m/s]$

U_A Vitesse du fluide ambiant $[m/s]$

u_a Vitesse d'étirement locale $[m/s]$

U_e Vitesse d'entrainement $[m/s]$

U_L Vitesse du fluide injecté $[m/s]$

v Vitesse de rétraction du sac $[m/s]$

x Distance sur l'axe du jet depuis le point source défini par $x = 0$ $[m]$

Nombres adimensionnels

$\overline{\rho}(x)$ Densité moyenne du jet

$\overline{C}(x)$ Fraction volumique moyenne du jet

$\overline{K_e}$ Coefficient d'entrainement moyen

θ Angle du jet

Ae_* Nombre aéro-élastique modifié

Bo Nombre de Bond

K_e Coefficient d'entrainement

N^d Nombre de gouttes

$Oh = \frac{\mu_L}{\sqrt{D_0 \rho_L \sigma}}$ Nombre d'Ohnesorge

$Re = \frac{\rho_A D_0 u_L}{\mu_A}$ Nombre de Reynolds

W^* Déformation transverse adimensionnée de la goutte

$We = \frac{\rho_A u_L^2 D_0}{\sigma}$ Nombre de Weber

We_δ Nombre de Weber basé sur l'épaisseur de la couche limite

We_c Nombre de Weber critique

$We_{tr} = \frac{\rho_A \overline{u^2} D_\infty}{\sigma}$ Nombre de Weber turublent

Table des figures

1.1 Jet d'un métal liquide (métal de Field) dans l'eau, avec un diamètre de sortie de 5 mm est une vitesse de 4.3m/s, obtenu dans cette étude. 26

1.2 Les quatre régimes de fragmentation typiques pour un jet coaxial eau-air (u_w est la vitesse du jet eau, u_a la vitesse du courant d'air), Chigier et Farago [1992]. . . 28

1.3 Régime d'atomisation obtenu par Marmottant et Villermaux [2004] pour un jet en co-courant. 29

1.4 Écoulement instationnaire en interaction avec des gouttes et des ligaments. (a) jet (b) structures liquides (c) lignes de courant 30

1.5 Régimes d'atomisation obtenus par Hopfinger et Lasheras [1994] en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Weber 31

1.6 Cette figure de Saito *et al.* [2017] montre une vue d'ensemble de la fragmentation du jet pour différents régimes, la zone de formation des gouttes à droite, et la distribution des tailles à gauche. Les histogrammes montrent la densité de probabilité de taille des gouttelettes mesurées. Les PDF sont basés non sur le volume des gouttelettes mais sur le nombre de gouttelettes. La vitesse du jet augmente de haut en bas : 1) 0,041 m/s, 2) 0,076 m/s, 3) 0,21 m/s, 4) 0,83 m/s, 5) 2,1 m/s. . 32

1.7 Diagramme de la formation des gouttes satellitaires pour différentes vitesses et valeurs de viscosité du liquide. Carré : les cas où le calcul prédit la production des gouttes satellitaires, Cercle : cas sans production de gouttes satellitaires. Le rayon, ainsi que la tension de surface et la densité sont constants, fixés respectivement à $D_0 = 20\mu m$, $\rho_L = 1000kg/m3$, et $\sigma = 72mN/m$. 33

1.8 Longueur de rupture de jet en fonction du nombre de Weber ambiant. Les cercles ouverts ∘ représentent les données obtenues via LIF planaire (Fluorescence Induite par Laser) en utilisant la technique d'indexation, Saito *et al.* [2017]. Les trois images à droite sont obtenues par la méthode LIF planaire. 35

1.9 Description schématique des principales régions d'un jet en configuration co-courant, selon Abramovich [1963]. 37

1.10 Description d'un jet turbulent injecté dans un fluide ambiant ayant la même densité avec un diamètre d'injection D_0 et une vitesse U_0 (cf. Rubin *et al.* [2002]). . . 38

1.11 Variation du coefficient d'entrainement ($K_e = C$) en fonction de la distance axiale pour un jet d'air, Hill [1972]. 40
1.12 Développement des instabilités secondaires de Kelvin Helmholtz dans une couche de mélange selon Reinaud *et al.* [2000]. 41
1.13 Taux d'entraînement pour des jets isothermes d'après Ricou et Spalding [1961]. Ronds noirs : air dans air ; Ronds blancs : Hydrogène dans air ; Croix : propane ou CO_2 dans air. Le point de sortie du jet est x avec $m_e/m_0 = 1$ et non pas $x = 0$. 42
1.14 Les différents mécanismes de la pulvérisation secondaire, Pilch et Erdman [1987] . 45
1.15 Frontière entre les différents modes de pulvérisation secondaire, Hsiang et Faeth [1992] 46
1.16 Observation expérimentale de la fragmentation hydrodynamique d'une goutte d'eau dans un écoulement d'air par le mécanisme de bag breakup, d'après Dai et Faeth [2001] (We = 15, Oh = 0.0045, écoulement d'air du haut vers le bas) . . 47
1.17 Transition entre le mode de fragmentation en dôme et en bol pour une goutte soumise à un écoulement fluide (cf. Hsiang et Faeth [1992]). 48
1.18 Goutte d'eau placée dans un écoulement d'air supersonique (de droite à gauche), d'après Reinecke et Waldman [1970] ($D_0 = 1.03$ mm, $We_0 = 105$). Chaque image a été prise avec un intervalle de temps de 4 μs par rapport à l'instant initial. . . 49
1.19 Evolution du nombre de Weber critique en fonction du nombre d'Ohnesorge (cf. Pilch et Erdman [1987]). • systèmes liquide-gaz. △ systèmes liquide-liquide 50
1.20 Temps d'initiation à la fragmentation adimensionné par le temps de Ranger et Nicholls [1969], Pilch et Erdman [1987]. 52
1.21 Temps total de fragmentation adimensionné par le temps de Ranger et Nicholls [1969], pour les liquides visqueux, Pilch et Erdman [1987]. 52
1.22 Représentation schématique des différents régimes de fragmentation observés dans le cas liquide-liquide, selon Kim *et al.* [1983]. 54
1.23 Déformation d'une goutte de gallium placée dans un écoulement d'eau pour différents nombres de Weber avec un rapport de densité $(\rho_L/\rho_A) = 6$, selon Kim *et al.* [1983]. 55
1.24 Régime de fragmentation dans le cas de deux fluides immiscibles en fonction du nombre de Weber avec un rapport de densité $(\rho_L/\rho_A) = 1.03$, d'après Landeau *et al.* [2014]. 56
1.25 Régimes de fragmentation d'une goutte de gallium en fonction du nombre de Weber avec un rapport de densité $(\rho_L/\rho_A) = 6$, d'après Wacheul *et al.* [2014]. . . 57
1.26 Illustration du mécanisme d'instabilité avec une fine croûte solide selon Haraldsson *et al.* [2001]. 60

2.1 Schéma du dispositif final de GALAD. 65
2.2 Une photo du générateur de goutte à la demande. 65

2.3 Diagramme ternaire Pb-Sn-Bi. Le cercle vert spécifie la composition proche du métal du Field, Ho *et al.* [1953]. 66
2.4 Variation de la capacité thermique en fonction de la température. 67
2.5 Schéma de principe d'un rhéomètre plan-cône. 68
2.6 Rhéogramme obtenu sur un rhéomètre AR 2000 avec une géométrie plan cône de 60 mm et d'angle de 2°. 69
2.7 Comportement rhéofluidifiant obtenu sur un rhéomètre AR 2000 avec une géométrie plan cône de 60 mm et d'angle de 2°. 69
2.8 Rhéogramme obtenu sur une géométrie de couette. 70
2.9 Viscosité en fonction du taux de cisaillement pour une géométrie de Couette. . . 70
2.10 Influence de la température sur la viscosité. 70
2.11 Influence de la température sur la viscosité, graphe en échelle semi-logarithmique. 70
2.12 Dispositif expérimentale. 71
2.13 Photo typique d'une goutte de métal liquide produite au niveau de la buse avec un diamètre de 2mm. 72
2.14 Goutte solidifiée durant la formation du sac, We = 40, T_L = 85 °C et T_A = 20 °C. 74
2.15 Impact de la goutte à l'interface air-eau, We = 40. 75
2.16 Goutte immergée dans la piscine d'eau pour quelques nombres de Weber. 76
2.17 Déformation d'une goutte pour un We = 59. 77
2.18 Régimes de déformation et de fragmentation obtenus dans cette étude. 77
2.19 Déformation transverse adimensionnée de la goutte. 78
2.20 Distribution des tailles en nombre pour We = (a) 59 (b) 79 (c) 118. 80
2.21 Rapport de la conversion de l'énergie cinétique initiale en énergie de surface finale, après fragmentation. 81
2.22 Comparaison entre la fragmentation d'une goutte de métal liquide dans l'eau (système liquide-liquide, We = 40) et celle d'une goutte d'eau dans un écoulement de gaz (système liquide-gaz), Opfer *et al.* [2014]. Le sens de l'écoulement s'effectue de gauche à droite. 82
2.23 Cartes des régimes de déformation en dôme ou en bol, Données issues de cette études avec celles de Hsiang et Faeth [1995] pour le système liquide-gaz, de pour le système Wood-eau et Gelfand [1996] pour le système Gallium-eau. 84
2.24 Scénario du processus de déformation de la goutte ; comparaison entre cette étude pour un $We = 59$ et $\rho_L/\rho_A \approx 8$ et celle de Landeau *et al.* [2014] pour $We = 400$ et $\rho_L/\rho_A \approx 1.03$. 86
2.25 Le rapport entre les longueurs d'onde à la surface de la goutte mesurées expérimentalement et celles déterminées par analyse linéaire, en fonction du nombre de Weber. 88
2.26 Variation du nombre de trous dans le sac en fonction du nombre de We, t^*=0,74 89
2.27 Séquence d'images de l'éclatement du sac, We = 60. 90
2.28 Éclatement du sac par simulation directe DNS, Jalaal et Mehravaran [2012], We=85. 91

2.29 Temps d'initiation à la fragmentation adimensionné par le temps de Ranger et Nicholls [1969] pour les systèmes liquide-gaz et liquide-liquide. 92
2.30 SMD adimensionné en fonction du nombre de We. Les barres représente l'erreur de déviation, la variation est due à l'échelle logarithmique. 93
2.31 Analyse de l'état asymptotique entre l'instant avant et après fragmentation secondaire, en terme de bilan de masse et d'énergie. 97
2.32 Modèle de fragmentation secondaire. Les barres d'erreurs représentent l'erreur de déviation. 99

A.1 Diamètre de Sauter en fonction de Weber pour différentes températures du réfrigérant T_A avec une température initiale du métal $T_L = 85°$. 108
A.2 Diamètre de Sauter normalisé en fonction de We_{app} pour différentes températures du réfrigérant T_A. La température initiale du métal T_L est constante à 85°. . . . 110

3.1 Illustration de la variation du flux optique en fonction du déplacement. 113
3.2 Schéma de principe du PDA. 115
3.3 Dispositif général avec le PDA. 117
3.4 Pénétration du jet de métal liquide dans l'eau, avec une buse de 2 mm et une pression de 6 bar. 118
3.5 Images typiques du jet en régime permanent en fonction de la pression d'injection et du diamètre de la buse. La première partie du jet en rouge (θ_1), la seconde partie du jet en vert (θ_2). D2P6 : [D=2mm, P=6bar, θ_1=5°, θ_2=18°] ; D2P10 : [D=2mm P=10bar, θ_1=7.5°, θ_2=24°] ; D5P6 : [D=5mm, P=6bar, θ_1=10°, θ_2=21°] ; D5P10 : [D=5mm, P=10bar, θ_1=12.5°, θ_2=25°]. 119
3.6 Mesure de la longueur de rupture par visualisation directe, Matsuo *et al.* [2008]. . 119
3.7 Avancement du front du jet pour D = 2 mm (P = 6bars et P = 10bars). 120
3.8 Avancement du front du jet pour D = 5 mm (P = 6bars et P = 10bars). 120
3.9 Plan de mesure par PDA. La croix verte représente le point de mesure positionné relativement à 10 cm de la buse et 1 cm de l'axe. 122
3.10 Distribution marginal du diamètre, pour une buse avec un diamètre de 1mm et une pression de 6bar. 123
3.11 Distribution des vitesses en fonction du diamètre, pour une buse avec un diamètre de 1mm et une pression de 6bar. 124
3.12 Mesure du champ de densité optique du jet par moyennage d'images, D=2 mm, P=10bars. La barre de couleurs représente le niveau d'opacité. 126
3.13 Mesure de la vitesse par flux optique, D=2mm, P=10bars. La barre de couleurs représente la vitesse en (m/s). 126
3.14 La longueur de rupture pour des jets de métal liquide dans l'eau en fonction du nombre de Weber 127

3.15 Vitesse axiale du jet pour un jet avec un diamètre de 2 mm et une vitesse d'injection de 2.8 m/s (P= 10bars), la distance est adimensionnée par le diamètre équivalent $D_{eq} = D_0 \left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)^{0.5}$ 130
3.16 Champ de fraction massique reconstruit par le modèle pour le jet avec un diamètre de 2 mm et une vitesse d'injection de 2.8 m/s (P= 10bar), en régime permanent. 131
3.17 Champ de vitesse reconstruit par le modèle pour le jet avec un diamètre de 2 mm et une vitesse d'injection de 2.8 m/s (P= 10bar), en régime permanent. 131
3.18 Masse entrainée par le jet pour un diamètre de 2 mm et une vitesse d'injection de 2.8 m/s (P= 10bar) en fonction de la distance adimensionnée par le diamètre initial. La ligne en tiret est la zone proche du jet qui n'est pas résolue par le modèle.132
3.19 Coefficient d'entrainement reconstruit en fonction de la distance x pour le jet avec un diamètre de 2 mm et une vitesse d'injection de 2.8 m/s (P= 10bar), en régime permanent. 134
3.20 Diamètre de Sauter en fonction du nombre de We. Une courbe de tendance $SMD/D_0 = aWe^{-0.67}$ est déterminée par la méthode des moindres carrées. Modèle RT : représente le modèle de Rayleigh-Taylor ($SMD/D_0 \backsimeq aWe^{-0.5}$ avec $a = 1$ et $a = 2$), Modèle KH : représente le modèle de Kelvin-Helmholtz ($SMD/D_0 \backsimeq aWe^{-1}$ avec $a = 6$ et $a = 12$) et Modèle TR : représente le modèle turbulent suggéré par Rimbert et Castanet [2011] ($SMD/D_0 \backsimeq aWe^{-66}$ avec $a = 2$ et $a = 3.5$). Le détail du calcul d'erreurs est donné dans la section B.2. 137
3.21 Distribution de masse en fonction du diamètre. D_0=2mm P=6bars U_0=2.3m/s . 139
3.22 Distribution de masse en fonction du diamètre. D_0=2mm P=10bars U_0=2.8m/s . 139
3.23 Distribution de masse en fonction du diamètre. D_0=5mm P=6bars U_0=4.3m/s . 139
3.24 Distribution de masse en fonction du diamètre. D_0=5mm P=10bar U_0=4.8m/s . 139
3.25 Distribution marginal du diamètre, pour une buse avec un diamètre de 1mm et une pression de 6bar. (mesures PDA en rouge, modèle de Rimbert et Castanet [2011] en bleu.) 142
3.26 Analyse du jet en régime permanent, en terme de bilan de flux de masse et d'énergie. U_0 la vitesse de sortie, D_0 le diamètre de sortie, L_c la longueur de rupture, U_e la vitesse d'entrainement et $\dot{N}_d$ le flux en nombre des gouttes produites. 143
3.27 Modèle intégral avec $We_c = 6$, $\frac{\rho_A}{\rho_L} = 8$, $L_c/D_{eq} = 8$. Le détail du calcul d'erreurs est donné dans la section B.2. 144

B.1 Distribution de la vitesse radiale (cf. Figure 3.17), pour la position x=18cm. . . . 148
B.2 Distribution de la densité de masse par moyennage d'images (cf. Figure 3.16), pour la position x =18cm. 148

C.1 Schéma de principe de l'expérience de Abe *et al.* [2006]. 162
C.2 Exemple de résultats de l'expérience de Abe *et al.* [2006]. 163

C.3 Ombroscopie du développement du jet obtenu par caméra rapide obtenu par Abe *et al.* [2006]. 163
C.4 Projet d'aménagement de la salle H4 Laser (commande d'une plateforme et position de l'installation expérimentale) 165
C.5 Dessin de conception de la cuve d'eau. 167
C.6 Pré-étude pour les paniers de collecte 168
C.7 Schéma de principe de montage d'installation 169
C.8 Directive des équipements sous pression (doc. Sectoriel) 171
C.9 Dispositif d'injection du métal liquide dans l'eau composé de 4 parties ; une cuve de fusion et de purification du métal, l'injecteur proprement dit et un châssis de support. 172
C.10 Dispositif d'injection comprenant le vérin électrique, l'injecteur ainsi que le réservoir de fusion et de purification du métal liquide ainsi que leur support. 173
C.11 Dispositif de mise en pression du métal liquide. 174
C.12 Vue d'ensemble du dispositif d'injection monté. 175
C.13 Contrainte de von Mises dans la structure (la déformée est amplifiée pour des raisons de lisibilité). 176
C.14 Calcul de la déformée du châssis. La déformée maximale est de 3%. Une fois encore elle est amplifiée sur la représentation graphique ci-dessus. 177

Introduction

1 Contexte de l'étude

Cette thèse se déroule dans le cadre d'un projet ANR intitulé ICE (ie. Interaction Corium Eau) et qui a été initié suite à la catastrophe nucléaire de Fukushima Daishi survenue en mars 2011. Lors de cette catastrophe, plusieurs réacteurs sont entrés en fusion. Suite à la perte des systèmes de refroidissement, les assemblages combustibles ne peuvent évacuer la puissance thermique résiduelle (6,5% de la puissance thermique nominale soit environ 190MW au début mais celle-ci décroît ensuite) et si aucun refroidissement n'est possible, l'augmentation de température qui s'ensuit conduit inévitablement à la fusion de l'assemblage combustible. Le matériau résultant, couramment appelé corium, peut potentiellement interagir avec l'eau encore présente dans la cuve du réacteur. Ce phénomène est appelé Interaction Corium-Réfrigérant (ICR) ou FCI pour Fuel-Coolant Interaction en anglais. Sous certaines conditions, l'interaction peut mener à un phénomène d'explosion de vapeur. Le type de réfrigérant peut varier en fonction du type de réacteur, cependant dans notre cas nous considérons l'eau comme réfrigérant, tel que dans les réacteurs du type REP (réacteur à eau pressurisée) ou REB (réacteur à eau bouillante).

Sur l'échelle des accidents en centrale nucléaire, on parle d'accident nucléaire lorsque le cœur du réacteur nucléaire est endommagé (niveau 4 sur l'échelle INES [1]), et d'accident grave lorsque le cœur fond (niveau 6). C'est à cette dernière situation que nous nous intéressons. Le cœur du réacteur peut être dégradé partiellement ou totalement à cause de l'augmentation de sa température due à la perte de refroidissement assurée par le fluide caloporteur ; en effet, la puissance résiduelle du combustible (environ 190MW thermique pour un réacteur de type REP 900 au début de l'arrêt de la réaction en chaine) ne parvient plus à être évacuée. Dans un réacteur type REB ou REP, le corium ainsi produit peut interagir avec le réfrigérant, selon deux configurations, dites en-cuve et hors-cuve. La configuration en-cuve a lieu lors de la relocalisation du bain de corium dans le fond de la cuve (c'est le cas pour l'accident de Three Mile Island et très probablement Fukushima). Si le corium en fond de cuve perce celle-ci, le corium peut alors se déverser dans le puit de cuve et interagir avec l'eau qui y est présente (cas hors-cuve). Historiquement, c'est la situation en cuve qui a en premier lieu été analysée. Le risque étudié était celui d'une explosion qui engendrerait un détachement du couvercle de cuve qui irait impacter l'enceinte de

1. International Nuclear and Radiological Event Scale.

confinement. Ce risque a été jugé, après analyse, comme très peu probable, voire physiquement impossible (cf. Theofanous et Yuen [1995]). La défaillance du bas de cuve, lieu de l'explosion a par la suite été également jugée peu probable, même si des doutes subsistent. Ainsi, la configuration qui retient maintenant l'attention est celle dite hors cuve ; en effet, vu la relativement faible résistance des structures en béton armée par rapport à celle de la cuve en acier, une explosion de vapeur conduirait à une dissémination de radioéléments dans l'environnement.

Même si les conditions de mélange entre les fluides dans les configurations en-cuve et hors-cuve sont différentes, la phénoménologie physique de l'ICR est identique. L'interaction commence par la pénétration d'un jet de corium dans un bain d'eau à des températures pouvant aller jusqu'à la température de saturation, le jet cohérent de corium étant ensuite fragmenté et relocalisé dans les parties basses en un lit de débris. Classiquement, on présente toujours la fragmentation comme un processus comportant deux étapes. La première étape étant connue sous le nom de prémélange ; celui-ci est caractérisé par une fragmentation grossière du jet (production de ligaments et de gouttes de taille millimétrique) à cause du cisaillement et des perturbations générées par l'eau et la dynamique du fluide réfrigérant en ébullition. Les instabilités de petite échelle (échelle des gouttes) et de grande échelle (même ordre de grandeur que le diamètre du jet) sont les principaux mécanismes de croissance des perturbations dans le jet. Ligaments et gouttes millimétriques seront ensuite fragmentées par des effets capillaires, de cisaillement ou de turbulence à plus petites échelles. Les diverses structures détachées du jet (gouttes et fragments) sont ensuite dispersées au niveau du réfrigérant en échangeant de la chaleur et finissent par se relocaliser en fond de cuve ou en fond du puit de cuve. Remarquons que les différents transferts de masse et de chaleur provoquent normalement un changement de phase du réfrigérant et sa mise en mouvement. Notons également que la nature du lit de débris (distribution en taille) conditionnera sa « refroidissabilité » et l'intéraction corium-cuve ou corium-béton mais nous n'en discuterons pas dans la suite de ce document. D'autres phénomènes mis en jeu lors de l'ICR ne seront pas non plus discutés dans cette thèse comme l'oxydation du corium qui peut provoquer un dégagement rapide de dihydrogène (avec comme conséquence possible un risque de détonation) ou l'explosion de vapeur qui pourrait menacer l'intégrité du confinement.

Les analyses de sûreté nucléaire cherchent à mesurer les risques d'accidents nucléaires permettant ainsi la prise des décisions et des dispositions nécessaires pour limiter leurs conséquences. Ces analyses sont basées sur les connaissances existantes des phénomènes et génèrent intrinsèquement des questions de recherche en vue de les améliorer. Tel est le cas de l'ICR où la compréhension des phénomènes n'est pas complète et nécessite donc des études approfondies. La thèse de Castrillon Escobar [2016], financée par l'IRSN et qui s'est également déroulée dans le cadre du projet ANR ICE avait pour objectif d'améliorer la simulation numérique de la fragmentation par le code MC3D. Pour ce faire, une hypothèse de fragmentation prise comme un phénomène multi-échelle avec un découplage entre taux de fragmentation du jet et dimension des gouttes résultantes a été faite. Elle suppose un processus de fragmentation qui est le résultat d'une déstabilisation

primaire du jet pilotée par les grandes échelles de l'écoulement (prémélange) suivi d'un processus de déstabilisation secondaire menant à une fragmentation finale dépendante des paramètres plus locaux de l'écoulement (fragmentation secondaire). La modélisation du prémélange dans MC3D a été validée sur des expériences utilisant des métaux à bas point de fusion cependant dans les conditions de l'ICR, les confrontations expériences/simulations sont moins satisfaisantes ; on note de grandes incertitudes sur les paramètres d'entrée et en particulier la tension de surface du corium.... La mesure de ces propriétés est un des axes du projet ANR ICE (expérience VITI du CEA). En tout état de cause, les expériences récentes consacrées à l'ICR dans des conditions proches de la réalité sont toujours en cours au CEA (expériences KROTOS). La difficulté de telles expérimentations réside en grande partie dans l'instrumentation à mettre en œuvre afin de pouvoir analyser les phénomènes multiéchelles et multiphysiques en jeu. C'est une difficulté majeure sur ces expériences dites intégrales, menées avec du corium prototypique [2]. L'option prise dans cette thèse qui fait suite à celle de Sebastian Castrillon Escobar est une étude expérimentale de la fragmentation de jets de métaux liquides à bas point de fusion afin de ne pas avoir de problèmes expérimentaux liés à la production de vapeur. Le but de l'expérimentation étant de mesurer les grandeurs moyennes et locales de l'écoulement (longueur de mélange, vitesses, échelles de turbulence, température) ainsi que les caractéristiques du jet atomisé (diamètres et vitesses des fragments et distributions).

Les objectifs de cette thèse sont donc :

1. D'établir un scénario précis des mécanismes physiques de fragmentation et si possible un modèle permettant de décrire le mélange entre le fluide injecté et le fluide ambiant.
2. D'obtenir des mesures statistiques et reproductibles en utilisant un dispositif d'injection permettant un contrôle des principaux paramètres du dispositif.

Pour ce faire et principalement concernant le point 1, il a été décidé d'éviter dans ce projet toute production de vapeur ou introduction d'interfaces gaz-liquide (mais ceci pourra faire l'objet d'études ultérieures). Le dispositif GaLaD (pour Goutte à La Demande) a été un premier volet de l'étude de la fragmentation de métaux liquide dans l'eau au sein du projet ICE et a consisté en l'étude de la fragmentation dite secondaire d'une goutte isolée, à bas nombre de Weber. Il a dû être modifié de façon à pouvoir générer de petits jets de métal liquide dans l'eau. Le projet GaLaD a donc constitué la première étape de l'étude de la fragmentation de jet de métal liquide dans l'eau.

Dans le cadre de cette thèse, un second dispositif expérimental supplémentaire désigné par JaLaD (Jet à La Demande) est en cours d'installation, dédié exclusivement à l'étude de la frag-

2. Le « corium prototypique » a une densité et des propriétés rhéologiques proches de celles du vrai corium, et des propriétés physiques en grande partie comparables. Avec une composition typique de corium, a base d'uranium, mais sans les isotopes radioactifs.

mentation d'un jet de métal liquide dans des conditions contrôlées. Le dispositif sera l'occasion d'utiliser des techniques optiques encore peu employées dans le domaine de l'interaction Corium-Eau, parmi lesquelles :

— L'anémométrie Phase Doppler (PDA) pour déterminer la corrélation taille-vitesse dans un milieu relativement dilué.

— Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) pour l'étude de la structure turbulente dans le jet et le milieu ambiant.

— L'imagerie planaire par illumination laser structurée (SLIPI) par réduction de la diffusion multiple de la lumière sur les images dans les sprays denses.

2 Plan de la thèse

Le mémoire de thèse s'organise en 3 chapitres principaux. Le premier regroupe une bibliographie qui traite de la fragmentation liquide dans le cas d'un jet ou d'une goutte unique, pour les deux systèmes liquide-liquide et liquide-gaz. Une revue des paramètres importants de l'étude de la fragmentation est donnée, comme les régimes de fragmentation, les temps de fragmentation, les modèles d'entrainement, la longueur de rupture.

Le second chapitre, porte sur la fragmentation dite secondaire d'une goutte unique dans l'eau. Il présente principalement les résultats obtenus par le dispositif de génération de goutte à la demande (GaLaD). Il est divisé en quatre parties principales :

— La première partie, présente une description des propriétés physiques de métal de Field.

— La seconde partie, présente les résultats expérimentaux qui regroupent : les régimes de fragmentation, l'épaisseur du sac de la goutte, la distribution des tailles et un bilan d'énergie cinétique.

— La troisième partie, présente une analyse physique avec une comparaison entre le cas liquide-liquide et le cas liquide-gaz de la fragmentation d'une goutte unique.

— Dans la quatrième partie, un modèle de fragmentation basé sur un bilan de masse et d'énergie entre l'état initiale et l'état finale est développé pour prédire le diamètre de Sauter en fonction des conditions initiales.

Le troisième chapitre, porte sur la fragmentation d'un jet turbulent de métal liquide dans l'eau, les résultats sont obtenus par le dispositif GalaD modifié. Il est divisé en trois partie :

— La première partie, présente la procédure expérimentale ainsi que les méthodes de mesure utilisées : tamisage, visualisation par caméra rapide et mesure par PDA.

— La seconde partie, présente les résultats expérimentaux qui regroupent : la longueur de rupture, la distribution des tailles par granulométrie, la corrélation tailles-vitesses par PDA et la mesure par flux optique.

— La troisième partie, présente une analyse physiques avec un modèle d'entrainement pour modéliser le mélange du jet. Un modèle turbulent de ré-agglomération des particules est présenté pour modéliser la distribution des particules fines. Finalement un modèle de fragmentation basé sur un flux de masse et d'énergie est développé pour modéliser le diamètre de Sauter.

Et en dernier, une conclusion générale qui résume l'ensemble des résultats importants obtenus dans cette étude. En annexe est jointe une description détaillée du dispositif JaLaD (Jet à La Demande).

1

Mécanismes physiques de fragmentation d'un liquide

Sommaire

1.1 Généralités sur la fragmentation d'un liquide 25
1.2 Fragmentation d'un jet liquide 27
1.2.1 Systèmes liquide-gaz 27
1.2.2 Systèmes liquide-liquide 31
1.3 Le mélange par l'entrainement liquide pour un jet 35
1.4 Fragmentation d'une goutte 44
1.4.1 Systèmes liquide-gaz 44
1.4.2 Systèmes liquide-liquide 53
1.5 Effet de la solidification sur la fragmentation liquide-liquide 58
1.6 Analyse de la granulométrie 60
1.7 Conclusion et questions soulevées 62

1.1 Généralités sur la fragmentation d'un liquide

La fragmentation d'un liquide est un phénomène physique important qui a été largement étudié par le passé. C'est un sujet de recherche qui est toujours d'actualité car il sagit d'un phénomène complexe, dans lequel interviennent plusieurs mécanismes physiques. L'un des exemples concrets est l'étude des sprays. Un spray peut se définir comme un jet liquide s'atomisant en de très fines gouttelettes dans un gaz ou un liquide où il s'épanouit. Aujourd'hui, les sprays sont employés dans des domaines avec des vitesses et des densités mises en jeu qui peuvent être très différentes selon l'application. La Figure 1.1, montre une photo typique d'un spray de métal liquide dans l'eau sur laquelle on remarque le jet continu qui s'atomise en de fines gouttelettes, obtenue dans la présente thèse.

FIGURE 1.1 – Jet d'un métal liquide (métal de Field) dans l'eau, avec un diamètre de sortie de 5 mm est une vitesse de 4.3m/s, obtenu dans cette étude.

La formation d'un spray est un processus complexe pouvant être décomposé en deux étapes fondamentales. Une phase de fragmentation primaire, lors de laquelle l'interface liquide du jet est déstabilisée par les forces hydrodynamiques. La croissance des instabilités génère la formation de ligaments qui sont arrachés. Ces structures liquides sous forme de ligaments vont se déstabiliser et subir un processus d'atomisation secondaire. Ces deux mécanismes sont le résultat de plusieurs forces : la force hydrodynamique qui a tendance à déformer le fluide, la tension de surface qui a tendance à stabiliser l'interface liquide sous certaines conditions et les forces de viscosité qui ralentissent la déformation. Pour évaluer l'importance relative de ces forces, des nombres sans dimension sont définis, tels que le nombre de Weber, le nombre d'Ohnesorge et le nombre de Reynolds.

$$We = \frac{\rho_A U_L^2 D_0}{\sigma} \qquad Oh = \frac{\mu_L}{\sqrt{D_0 \rho_L \sigma}} \qquad Re = \frac{\rho_A D_0 U_L}{\mu_A} \tag{1.1}$$

où ρ_A est la densité du fluide ambiant, ρ_L est la densité du fluide étudié, U_L est la vitesse relative entre les deux phases, D_0 le diamètre initiale de la goutte, σ la tension de surface, μ_L la viscosité

dynamique du fluide étudié et g l'accélération de la gravité.

Le nombre de Weber correspond au rapport des forces d'inertie et de tension superficielle. Le nombre d'Ohnesorge correspond au rapport des forces visqueuses, de tension superficielle et d'inertie. Le nombre de Reynolds représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

Certains auteurs, Gelfand [1996], Hirahara et Kawahashi [1992] et Kolev [1993], ont introduit d'autres nombres adimensionnés, comme le nombre de Bond, il est fréquemment utilisé dans le cas de l'étude de la cassure d'une goutte par une onde de choc, au cours de laquelle elle subit une forte accélération.

$$Bo = \frac{gD_0^2(\rho_L - \rho_A)}{4\sigma} \tag{1.2}$$

1.2 Fragmentation d'un jet liquide

1.2.1 Systèmes liquide-gaz

L'analyse de la stabilité d'un jet liquide constitue une question importante pour plusieurs applications technologiques, particulièrement pour les systèmes d'injection ou en cas d'accident nucléaire grave. Le mécanisme fondamental responsable de la fragmentation d'un jet liquide est l'instabilité provoquée par la tension de surface, les forces aérodynamiques, la relaxation du profil de vitesse et l'intensité de la turbulence. Rayleigh [1879] fut pionnier dans le domaine, il a montré dans le cas d'un jet circulaire laminaire avec une faible vitesse, que la longueur d'onde la plus instable est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_{RP} = 9\frac{D_0}{2} \tag{1.3}$$

Si l'on considère que le jet se fragmente suivant cette longueur d'onde, la conservation de la masse indique que les gouttes résultantes auraient un rayon $D_D = 1.89D_0$. Son calcul corrèle correctement ses expériences, mise à part la formation de petites gouttes satellites.

Reitz et Bracco [1986] ont analysé la stabilité linéaire des jets liquides à section circulaire, et ont observé quatre régimes de fragmentation, classés par ordre de vitesse d'injection croissante. La Figure 1.2 ci-dessus représente ces quatre régimes, observés dans l'expérience de Chigier et Farago [1992].

Le premier régime pour les vitesses faibles de cisaillement avec un nombre de Weber plus petit que 25, c'est le régime de Rayleigh, décrit précédemment. Lorsque la vitesse de cisaillement augmente, pour un nombre de Weber entre 25 et 70, les forces aérodynamiques commencent à jouer un rôle significatif, c'est le régime de "first wind-induced". On observe la formation de nappes liquides qui, par effet de parachute, explosent en fines gouttelettes ; ce régime est semblable au régime de fragmentation secondaire en sac qui sera vu ensuite.

Dans le régime de "second wind-induced" avec un nombre de Weber entre 100 et 500, les instabilités à la surface du jet deviennent plus importantes. Selon Marmottant et Villermaux [2004], le mécanisme est dû à des ondes longitudinales de Kelvin-Helmholtz, λ_{KH}, et transversales de type Rayleigh Taylor, λ_{RT}, qui apparaissent et vont croître jusqu'à déstabilisation avec la formation de ligaments, voir la Figure 1.3. Ces ligaments sont arrachés pour enfin se fragmenter sous l'effet des contraintes extérieures.

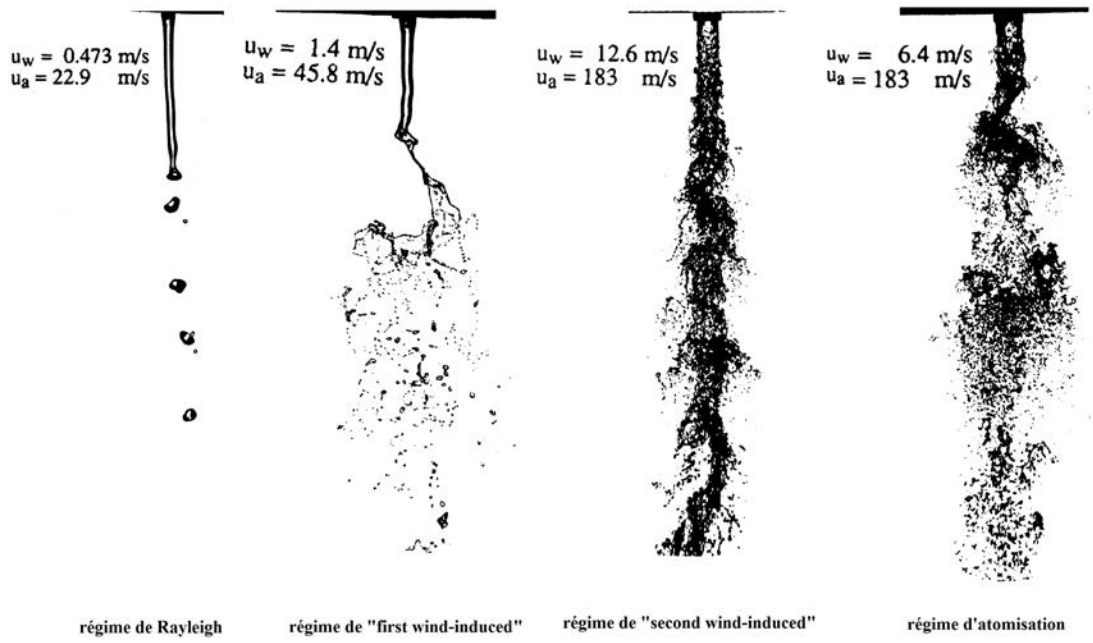

FIGURE 1.2 – Les quatre régimes de fragmentation typiques pour un jet coaxial eau-air (u_w est la vitesse du jet eau, u_a la vitesse du courant d'air), Chigier et Farago [1992].

D'après les expériences de Marmottant et Villermaux [2004] pour un jet en co-courant, l'instabilité longitudinale avec un nombre d'onde k_m de longueur d'onde λ_k est pilotée par la couche limite créée dans l'injecteur du côté gaz et d'épaisseur δ. Une analyse linéaire de stabilité montre que la prise en compte de la couche limite du côté gaz suffit à modéliser correctement le phénomène physique. Le taux de croissance ω_i du mode le plus amplifié est alors donné par :

$$\omega_i \propto \left(\frac{\rho_A}{\rho_L}\right) \frac{(U_L - U_A)}{\delta} \tag{1.4}$$

$$k_m \delta \propto \sqrt{\frac{\rho_A}{\rho_L}} \Longleftrightarrow \lambda_k = 4.19\delta\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_A}} \tag{1.5}$$

Cette instabilité longitudinale est amplifiée jusqu'à créer des nappes liquides à la surface du jet qui sont à leur tour déstabilisées par une instabilité transversale responsable de l'apparition des ligaments. L'hypothèse de Marmottant et Villermaux [2004] est que cette instabilité est de type Rayleigh-Taylor. A la surface du jet, les ondes longitudinales se propagent à une vitesse

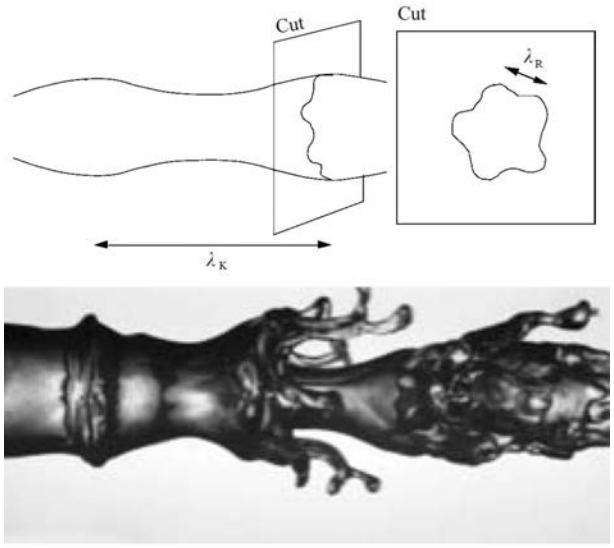

FIGURE 1.3 – Régime d'atomisation obtenu par Marmottant et Villermaux [2004] pour un jet en co-courant.

plus importante que le liquide, causant une accélération à la surface du jet. Ces accélérations provoquent ainsi des instabilités au sens de Rayleigh-Taylor sur la nappe. L'expression de la longueur d'onde la plus amplifiée obtenue par analyse linéaire est la suivante :

$$\lambda_{RT} = 2.8\delta We_\delta^{-1/3}\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_A}} \tag{1.6}$$

où $We_\delta = \rho_A U_a^2 \delta/\sigma$, δ est l'épaisseur de la couche limite et u_a la vitesse d'étirement locale.

La vitesse d'étirement des ligaments formés est proportionnelle à celle du gaz. Le diamètre du ligament décroît en u_a^{-2} lorsqu'il se brise. La brisure intervient pour un nombre de We_δ basé sur le diamètre du ligament égal à 4. Une observation d'images de la brisure montre que la taille moyenne des gouttes produites est proportionnelle à λ_{RT}, l'expression obtenue est la suivante :

$$D_{10} \simeq 0.1\lambda_{RT} \tag{1.7}$$

Le dernier régime est celui de l'atomisation, un régime très turbulent dû à l'importance des forces d'inertie en comparaison avec les forces de viscosité et celles de tension de surface. On observe une fragmentation importante, ainsi il est difficile de distinguer la fragmentation primaire de la fragmentation secondaire. Dans la Figure 1.4, Shinjo *et al.* [2015] montrent par des simulations numériques directes DNS, le mécanisme de fragmentation des ligaments par turbulence.

A la différence de la fragmentation par cisaillement, le régime turbulent fait intervenir l'énergie cinétique turbulente comme quantité déstabilisatrice. En effet, pour des écoulements pleinement turbulents, les échelles de dissipation sont inférieures à la taille des gouttes et les structures turbulentes peuvent par conséquent les déformer ou les fragmenter jusqu'à une échelle où l'énergie

turbulente est équilibrée par les forces de tension de surface. Un modèle physique a été proposé par Kolmogorov [1962], qui permet d'obtenir les conditions de stabilité du liquide et d'estimer la taille finale des gouttes produites.

Hopfinger et Lasheras [1994] reproduisirent les expériences de Chigier et Farago [1992] avec un jet de 3,5mm de diamètre cisaillé par de l'air allant de 100 m/s à 270 m/s (diamètre de l'anneau aérodynamique 5,6 mm). Un diagramme est alors proposé, Figure 1.5, exprimé en fonction des nombres de Weber et de Reynolds liquide permettant de montrer les divers régimes possibles de fragmentation dans le cas d'un jet liquide dans un écoulement de gaz.

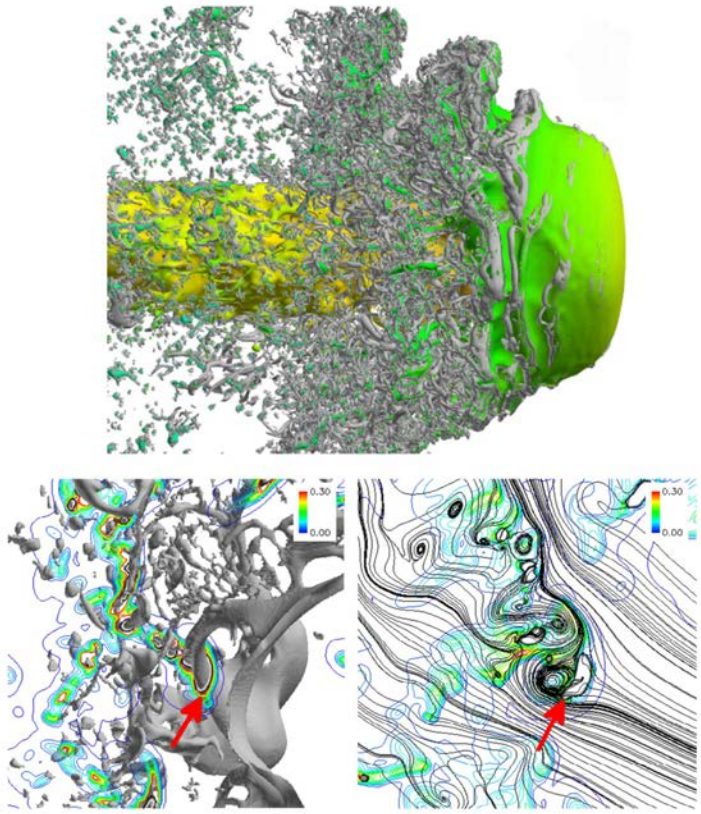

FIGURE 1.4 – Écoulement instationnaire en interaction avec des gouttes et des ligaments. (a) jet (b) structures liquides (c) lignes de courant

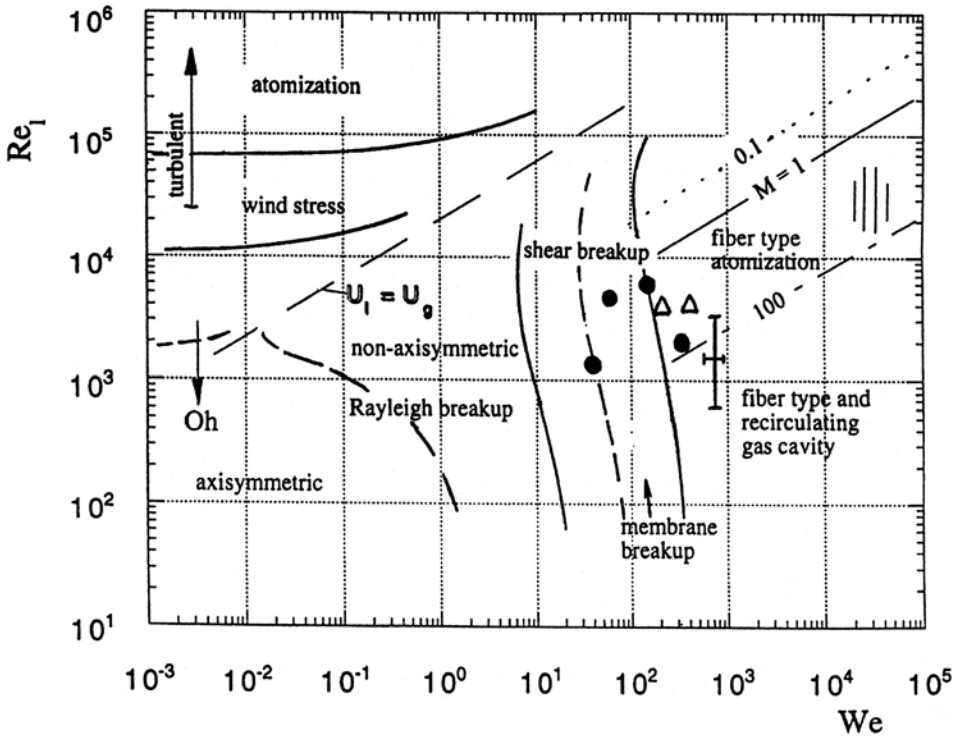

FIGURE 1.5 – Régimes d'atomisation obtenus par Hopfinger et Lasheras [1994] en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Weber

1.2.2 Systèmes liquide-liquide

Plusieurs études ont été réalisées sur la fragmentation liquide-liquide d'un jet. L'un des intérêts majeurs de ces travaux est la compréhension des accidents nucléaires graves de type ICE (Interaction Corium Eau). Dans ce but, plusieurs essais ont été effectués avec des matériaux ayant une température de fusion de l'ordre de 2500 °C ; du contact entre le jet et l'eau résulte une production importante de vapeur empêchant la visualisation des détails avec des instruments optiques. Afin d'éviter ce problème, d'autres études ont été menées avec des matériaux à basses températures de fusion, comme le métal de Field avec une température eutectique de 62 °C ou le métal de Wood avec une température de 72 °C. Parmi ces études on peut citer, Mathai *et al.* [2015], Pillai *et al.* [2016], Iwasawa *et al.* [2012], Matsuo *et al.* [2008], Abe *et al.* [2006], Bang *et al.* [2003] et Milosevic et Longmire [2003], Dinh *et al.* [1999], Bürger *et al.* [1995] et Kondo *et al.* [1995]. D'autres expériences aussi basées sur la correspondance de l'indices optique entre le jet et le milieu ambiant ont été menées : Saito *et al.* [2017], Saito *et al.* [2014].

La fragmentation d'un jet dans le cas liquide-liquide est très semblable visuellement au cas liquide-gaz, voir la Figure 1.6. En augmentant le nombre de Weber, cinq régimes visuellement identifiables peuvent être reportés :

1. Le régime axisymétrique de Rayleigh Plateau sans gouttelettes secondaires.

2. Le régime axisymétrique de Rayleigh Plateau avec gouttelettes secondaires.
3. Le régime de transition.
4. Le régime de cisaillement.
5. Le régime d'atomisation turbulent.

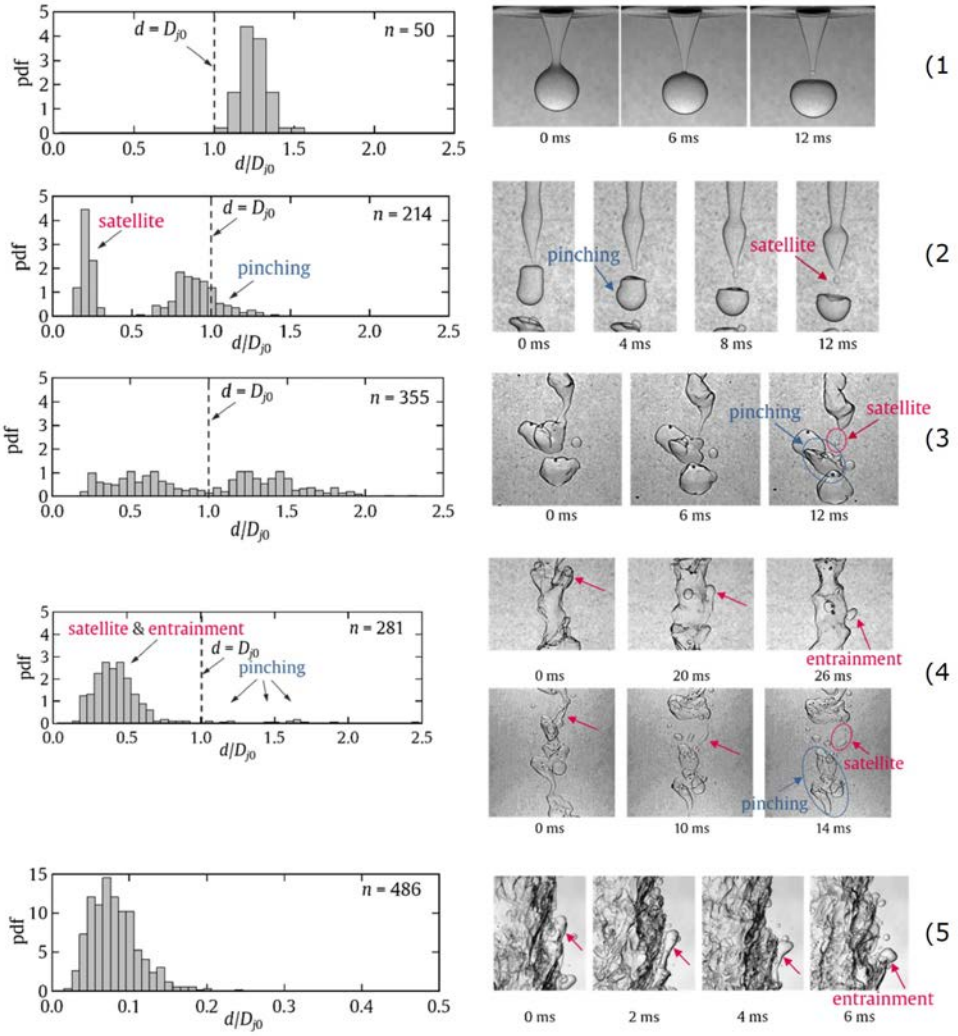

FIGURE 1.6 – Cette figure de Saito *et al.* [2017] montre une vue d'ensemble de la fragmentation du jet pour différents régimes, la zone de formation des gouttes à droite, et la distribution des tailles à gauche. Les histogrammes montrent la densité de probabilité de taille des gouttelettes mesurées. Les PDF sont basés non sur le volume des gouttelettes mais sur le nombre de gouttelettes. La vitesse du jet augmente de haut en bas : 1) 0,041 m/s, 2) 0,076 m/s, 3) 0,21 m/s, 4) 0,83 m/s, 5) 2,1 m/s.

En fonction du régime de fragmentation, des distributions de masse différentes sont obtenues. Dans le cas du régime de Rayleigh-Plateau, la taille des gouttes produites est déduite analytiquement. Lorsque le nombre de Weber augmente des gouttes satellitaires apparaissent

et la distribution devient bimodale. Van Hoeve *et al.* [2010] ont étudié de manière détaillée le phénomène de production des gouttes satellitaires, un diagramme est alors proposé en fonction du nombre de We, du rapport de viscosité et la vitesse du jet, pour délimiter les région avec ou sans gouttes satellitaires, voir la Figure 1.7. Selon Van Hoeve *et al.* [2010], la transition entre le régime de Rayleigh Plateau avec et sans gouttelettes satellitaires, doit dépendre aussi du ratio entre l'amplitude de l'instabilité et le rayon du jet. Donc pour avoir une vue complète, ce dernier paramètre doit être ajouté dans le diagramme.

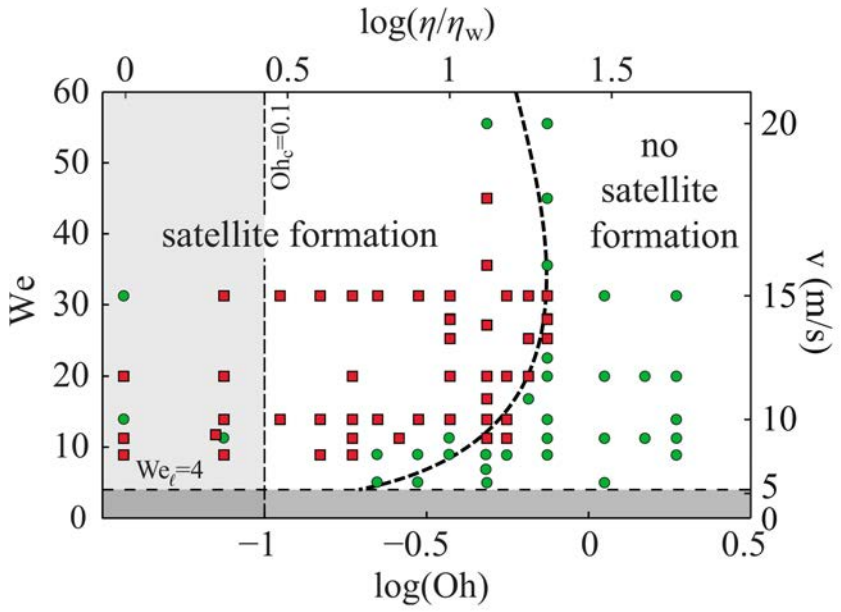

FIGURE 1.7 – Diagramme de la formation des gouttes satellitaires pour différentes vitesses et valeurs de viscosité du liquide. Carré : les cas où le calcul prédit la production des gouttes satellitaires, Cercle : cas sans production de gouttes satellitaires. Le rayon, ainsi que la tension de surface et la densité sont constants, fixés respectivement à $D_0 = 20\mu m$, $\rho_L = 1000kg/m3$, et $\sigma = 72mN/m$.

Lorsque la vitesse du jet augmente, l'instabilité de Rayleigh Plateau laisse place à un autre mécanisme qui serait du type Rayleigh-Taylor selon Saito *et al.* [2017]. Cette hypothèse est validée par des comparaisons entre la taille moyenne des gouttes et la longueur d'onde la plus critique, obtenue par analyse linéaire d'instabilité :

$$\lambda_{RT} = 2\sqrt{\frac{3\sigma}{a(\rho_A - \rho_L)}} \tag{1.8}$$

où a est l'accélération.

Le régime suivant présente une distribution unimodale, le mécanisme d'instabilité est supposé par Saito *et al.* [2017] être de type Kelvin Helmholtz. La longueur d'onde la plus critique est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_{KH} = 3\pi\frac{\rho_A + \rho_L}{\rho_A\rho_L}\frac{\sigma}{(U_L - U_A)^2} \tag{1.9}$$

Le dernier régime est dû à un mécanisme d'atomisation par turbulence, Hinze [1959] propose un modèle, selon lequel les gouttes dont le diamètre est supérieur à la taille caractéristique des vortex, vont être fragmentées par les fluctuations turbulentes jusqu'à atteindre un diamètre d'équilibre. Un nombre de Weber turbulent est établi, qui s'exprime par la relation :

$$We_{tr} = \frac{\rho_A \overline{u^2} D_{eq}}{\sigma} \tag{1.10}$$

où D_{eq} est le diamètre d'équilibre, $\overline{u^2}$ est la valeur moyenne du carré de la vitesse. On considère la turbulence comme homogène isotrope, selon la loi des 2/3 de Kolmogorov [1962] :

$$\overline{u^2} = C_1(\varepsilon l_{ec})^{2/3} \tag{1.11}$$

où $C_1 = 2$, l_{ec} est la taille caractéristique des vortex. Si on suppose que le diamètre final des particules est égal à la taille caractéristique des vortex l_{ec}, on obtient la relation :

$$We_{tr} = \frac{\rho_A D_{eq}}{\sigma} C_1(\varepsilon D_{eq})^{2/3} \tag{1.12}$$

d'où :

$$D_{Hinze} = c\left(\frac{\sigma}{\rho_A}\right)^{3/5} \varepsilon^{-2/5} \tag{1.13}$$

où c est une constante et ε l'énergie de dissipation par unité temps et de masse. Le nombre We_{tr} critique retrouvé expérimentalement par Hinze [1959] est de 1,17.

Pour caractériser les régimes de fragmentations des jets possibles en fonction du nombre de Weber, une longueur de rupture est définie comme la distance entre la buse d'injection et la position où le jet commence à devenir discontinu. Avec ces deux paramètres on obtient une cartographie plus précise des modes de fragmentation. Dans la Figure 1.8, Saito *et al.* [2017] ont reporté la longueur de rupture en fonction du nombre de Weber dans le cas d'un jet d'eau dans de l'huile de silicone.

La Figure 1.8 montre un comportement caractéristique observé dans le cas liquide-gaz, la longueur de rupture augmente, atteint un maximum puis décroît jusqu'à un minimum pour croître ensuite. Pour un nombre de Weber supérieur à 100, il est difficile de distinguer cette longueur. Les résultats obtenus par LIF (Fluorescence Induite par Laser) en utilisant la correspondance d'indices optiques sont tracés. Les valeurs suggèrent qu'au delà d'un We égal à 100, la longueur de rupture est indépendante du nombre de We. Ces résultats sont cohérents avec des simulations numériques de Thakre *et al.* [2015] dans le cas d'un jet liquide de métal de Field dans l'eau.

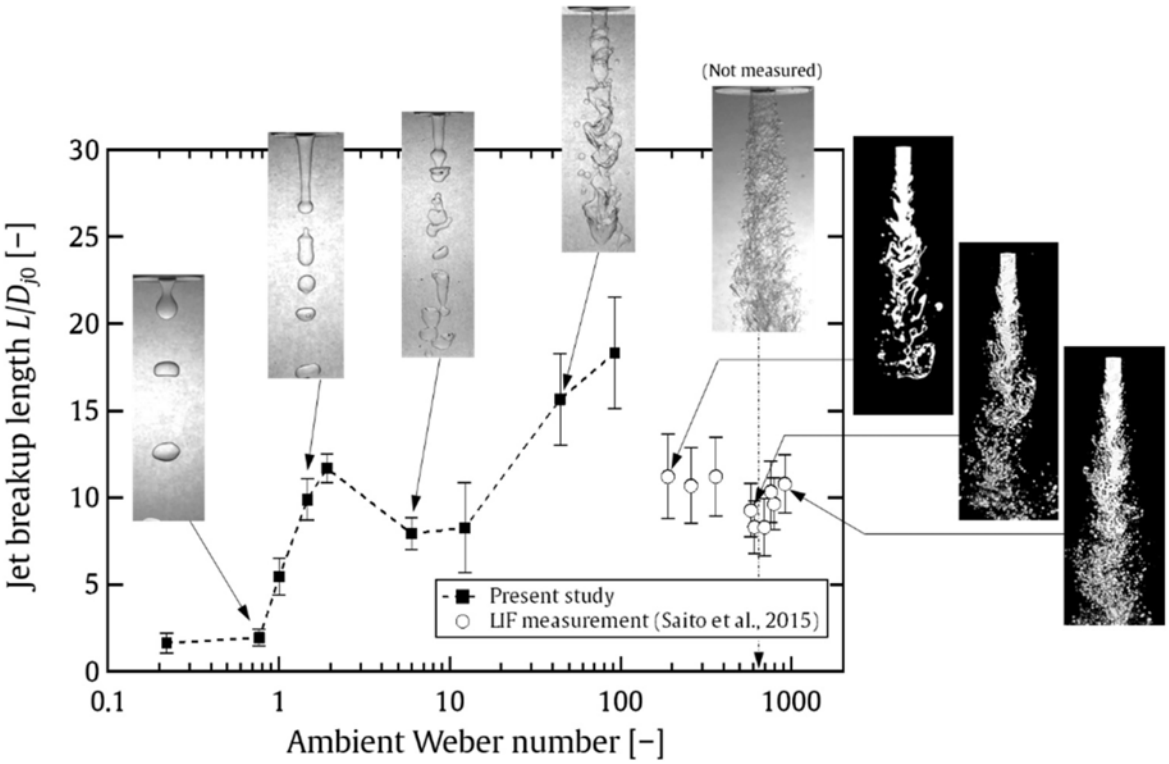

FIGURE 1.8 – Longueur de rupture de jet en fonction du nombre de Weber ambiant. Les cercles ouverts ∘ représentent les données obtenues via LIF planaire (Fluorescence Induite par Laser) en utilisant la technique d'indexation, Saito *et al.* [2017]. Les trois images à droite sont obtenues par la méthode LIF planaire.

1.3 Le mélange par l'entrainement liquide pour un jet

Dans cette section, nous allons décrire le mélange turbulent dû à l'entrainement liquide (cf. Morton *et al.* [1956]). Ainsi cette section est divisée en deux parties distinctes, la première qui traite de l'entrainement liquide dans le cas des jets turbulents homogènes (en champ proche et en champ lointain) et la seconde qui traite des jets non-homogènes.

Le jet est à différencier d'un panache qui est plutôt le cas d'un fluide lâché sans quantité de mouvement initiale. En présence d'un gradient de densité, un flux de flottabilité s'établi vers le haut ou vers le bas. On désigne par jet flottant le cas avec simultanément un flux de quantité de mouvement initial et un flux de flottabilité. Au départ, le jet se comporte comme un jet lorsque l'effet de quantité de mouvement domine, puis, comme un panache lorsque l'effet de flottabilité domine. Par conséquent, notre étude traite principalement du cas d'un jet.

Structure d'un jet

La structure d'un jet est bien connue aujourd'hui. La configuration du jet la plus simple est lorsque la vitesse du fluide injecté est uniforme, avec celle du fluide ambiant proche de zéro. Selon Abramovich [1963], la couche limite à la sortie du jet est proportionnelle à l'épaisseur de la lèvre de la buse de sortie. La couche limite va croître en fonction de la distance de la buse. Ceci entraine l'élargissement du jet et conduit à la création d'un cœur potentiel. Cette dernière région est définie comme la zone où la vitesse est égale à la vitesse d'injection. Ainsi selon Abramovich [1963], trois régions peuvent être définies, voir la Figure 1.9, composées de la région du champ proche, qui représente le cœur potentiel, ensuite d'une région de transition et enfin de la région du champ lointain.

Cette région du champ lointain est celle où le jet s'établie, avec une propriété fondamentale, l'autosimilarité. Qui exprime la similarité des profils des variables physiques normalisées. Pour un jet, les variables autosimilaires sont : la vitesse moyenne dans l'axe, $\overline{U} = \overline{U_c}$ et la position $x_{1/2}(x)$ définie telle que $U(y, x_{1/2}) = 0.5\overline{U_c}$. Ainsi si le profil de vitesse est approché par un profil gaussien, on peut exprimer la vitesse sous cette forme :

$$\overline{U}(x, \xi) = U_c(x) exp(-k\xi^2) \tag{1.14}$$

où x est la position à l'aval du jet, $\xi = \frac{x}{x_{1/2}(x)}$ distance adimensionnée relative au point source (appelé origine virtuelle) et k une constante d'ajustement du profil de vitesse.

L'entrainement pour un jet homogène dans le champ lointain

L'entrainement est défini comme le processus par lequel le jet va se disperser et ainsi transférer de la masse et de la quantité de mouvement au milieu ambiant. Comme observé expérimentalement, lorsque le jet pénètre dans le fluide environnant, on constate un élargissement, cette variation de la forme du jet est due à un processus de brassage entre le jet et le fluide ambiant. Le débit massique de fluide entrainé (fluide injecté + fluide ambiant entraîné) dans le jet, noté $\dot{m}_e$, s'exprime de la manière suivante :

$$\dot{m}_e = \int_0^{y_{interface}} 2\pi \overline{\rho U} y dy \tag{1.15}$$

où $\overline{*}$ désigne ici une moyenne temporelle, U la vitesse axiale et $y_{interface}$ la position radiale séparant le jet du fluide ambiant. La quantité importante à déterminer est le taux d'entrainement, K_e, lié à la variation du débit d'entrainement selon l'axe du jet, permettant d'exprimer le coefficient d'entrainement pour un jet homogène par la relation suivante :

$$K_e = \frac{D_0}{\dot{m}_0} \frac{d\dot{m}_e}{dx} \tag{1.16}$$

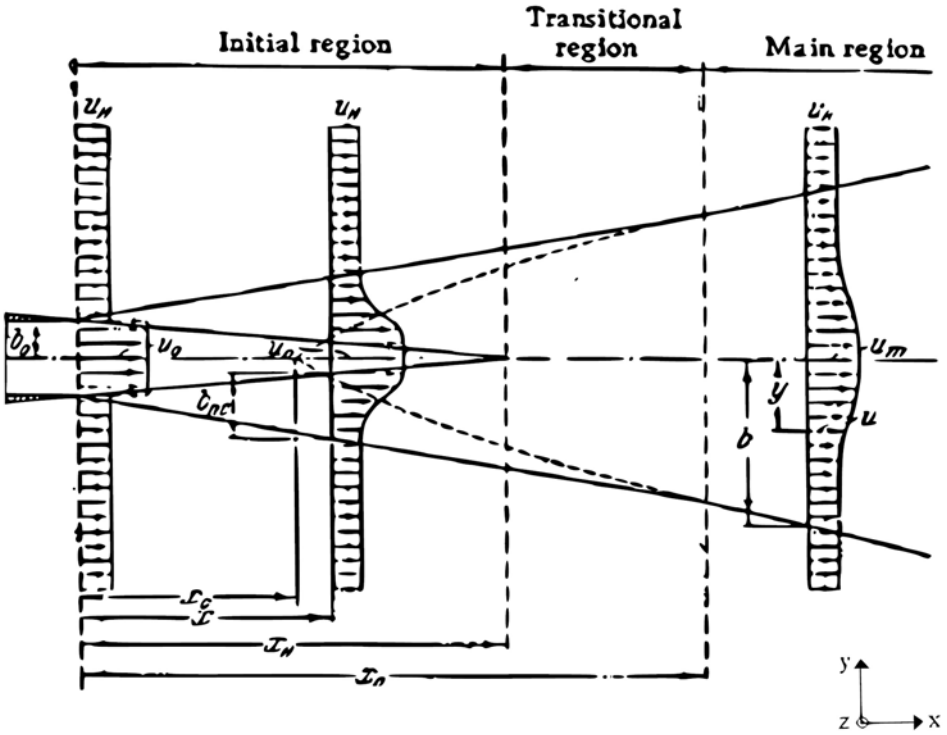

FIGURE 1.9 – Description schématique des principales régions d'un jet en configuration co-courant, selon Abramovich [1963].

Ricou et Spalding [1961] ont montré que le taux d'entrainement varie en fonction du Reynolds jusqu'à une valeur critique de l'ordre de 25 000, au dessus de laquelle il a été déterminé que le taux d'entrainement atteint une valeur asymptotique.

Lien entre l'angle d'élargissement du jet et le le taux d'entrainement (cas homogène)

Dans cette partie nous allons montrer le lien entre l'élargissement du jet (un paramètre géométrique) et le taux d'entrainement dans le cas d'un jet turbulent pénétrant un fluide ambiant au repos, ayant la même densité que le jet. Les investigations expérimentales ont montré qu'un jet adopte généralement une forme conique qui va contenir la turbulence générée. Cela signifie que l'élargissement du jet qu'on note R est dépendant linéairement de la distance x en aval du jet.

La relation entre l'élargissement du jet et la distance x du point de source virtuel s'exprime comme suit :

$$R(x) = xtan(\theta/2) \tag{1.17}$$

la sortie du jet se situe à $x_{sortie} = \frac{D_0}{2tan(\theta/2)}$, comme montré dans le schéma 1.10.

On s'intéresse à la région autosimilaire du jet où le profil de vitesse garde la même forme. Il est généralement admis que le profil de vitesse adopte une distribution quasiment gaussienne,

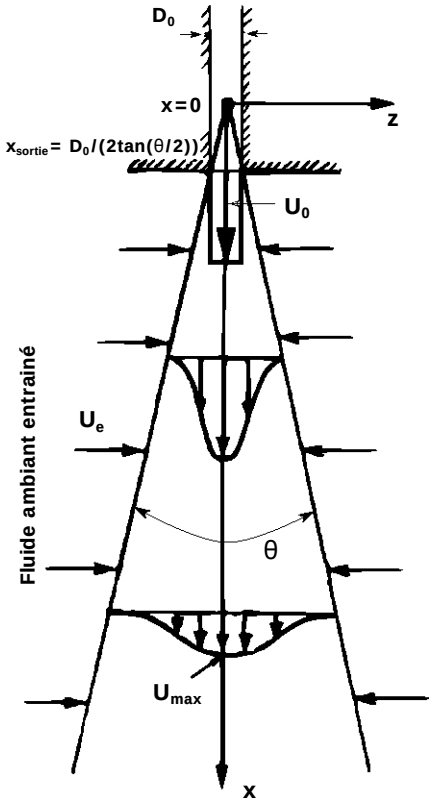

FIGURE 1.10 – Description d'un jet turbulent injecté dans un fluide ambiant ayant la même densité avec un diamètre d'injection D_0 et une vitesse U_0 (cf. Rubin *et al.* [2002]).

par conséquent on peut écrire :

$$U(x,z) = U(x,0)exp(\frac{z^2}{2\xi^2}) \tag{1.18}$$

où $U(x,0)$ est la vitesse dans l'axe du jet et $\xi(x)$ est l'écart type lié à l'élargissement du jet. Ainsi 4ξ est la largeur qui contient 95% de l'aire du jet, et comme cet écart type est lié à l'élargissement $2R(x)$, on peut écrire $4\xi = 2R$, ce qui aboutit à la relation suivante :

$$\xi(x) = \frac{R(x)}{2} \tag{1.19}$$

Lorsqu'un jet est injecté dans un fluide ambiant au repos, la seule source de quantité de mouvement est le jet lui même. Cela implique que la quantité de mouvement est conservée en aval du jet, ce qui est différent d'un panache. La conservation de la quantité de mouvement implique donc la relation suivante :

$$U_0^2\frac{\pi D_0^2}{4} = \int_0^\infty U^2(x,z)2\pi z dz \tag{1.20}$$

Après calcul de l'intégrale, on déduit l'expression de la vitesse axiale du jet :

$$U(x,0) = \frac{D_0 U_0}{R(x)} \tag{1.21}$$

cela signifie que la vitesse dans l'axe du jet décroît inversement à la distance depuis le point origine défini par $x = 0$. La vitesse moyenne du jet $\overline{U(x)}$ est définie par la relation suivante :

$$\overline{U(x)} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^\infty U(x,z) 2\pi z dz = \frac{D_0 U_0}{2R(x)} \tag{1.22}$$

Le flux d'entrainement m_e (fluide injecté + fluide entraîné) est déterminé comme suit :

$$\dot{m}_e = \rho \int_0^\infty U(x,z) 2\pi z dz = \rho \frac{\pi R(x)^2 U(x,0)}{2} = \frac{\pi tan(\theta/2) \rho D_0 U_0 x}{2} \tag{1.23}$$

$\dot{m}_e = \dot{m}_0$ pour $x = x_{sortie}$. Le taux d'entrainement s'exprime comme la variation du flux d'entrainement en fonction de la distance x, par la relation suivante :

$$\frac{d\dot{m}_e}{dx} = \frac{\pi tan(\theta/2) \rho D_0 U_0}{2} \tag{1.24}$$

On exprime le coefficient d'entrainement K_e (cf. Eq. 1.16) :

$$K_e = \frac{D_0}{\dot{m}_0} \frac{d\dot{m}_e}{dx} = 2tan(\theta/2) \tag{1.25}$$

on retrouve donc pour un jet avec un demi angle de 12° que le coefficient d'entrainement K_e est égal à 0.42 (cf. Davidson [2015]). A partir de l'équation 1.24, on peut introduire la vitesse d'entrainement U_e, qu'on définit comme la vitesse nécessaire pour assurer l'entrainement à la surface représentant l'enveloppe du jet. La conservation de la masse sur une section élémentaire dx du jet implique :

$$dQ = \frac{1}{\rho} d\dot{m}_e = U_e dA \tag{1.26}$$

où dQ est le débit (en m^3) traversant la surface de l'enveloppe du jet donnée par $dA = 2\pi R dx$, ce qui implique la relation suivante :

$$\frac{dQ}{dx} = 2\pi R U_e = 2\pi x tan(\theta/2) U_e \tag{1.27}$$

Après substitution de l'équation 1.24 dans l'équation 1.27, on aboutit à la relation entre la vitesse d'entrainement et l'élargissement du jet :

$$U_e = \frac{D_0 U_0}{4x} = \frac{U(x) tan(\theta/2)}{4} = \frac{\overline{U(x)} tan(\theta/2)}{2} \tag{1.28}$$

on peut montrer avec cette relation que pour un jet avec un demi angle de 12° la vitesse d'entrainement devrait donc être $U_e = 0.10\overline{U(x)}$.

Dans le cas de notre étude avec un jet de métal de Field injecté dans de l'eau, on devrait obtenir un taux d'entrainement plus faible que dans le cas d'un jet injecté dans un fluide ayant la même densité, comme rapporté par Soteriou et Ghoniem [1995]; Panchapakesan et Lumley [1993]; Djeridane *et al.* [1996]. Par conséquent la vitesse d'entrainement générée devra être plus faible.

L'entrainement pour un jet homogène dans le champ proche

La région proche du jet est importante dans le cas d'un jet soumis à des interactions rapides, telle une combustion. Hill [1972] a étudié expérimentalement l'entrainement du fluide ambiant dans la région de champ proche pour un jet d'air, la méthode utilisée est basée sur celle proposée par Ricou et Spalding [1961]. Les résultats ont permis de montrer une variation non linéaire du coefficient d'entrainement dans le champ proche du jet. A noter que ces mesures ont été établies pour un jet d'air issu d'un convergent dégageant dans de l'air. D'autres mesures réalisées dans des conditions d'injections différentes ont montré une influence du profil géométrique de la sortie du jet sur le coefficient d'entrainement, Trabold *et al.* [1987]; Boguslawski et Popiel [1979]. Trabold *et al.* [1987] ont montré que non seulement la géométrie de la sortie mais également la longueur du tube d'injection influe sur le coefficient d'entrainement.

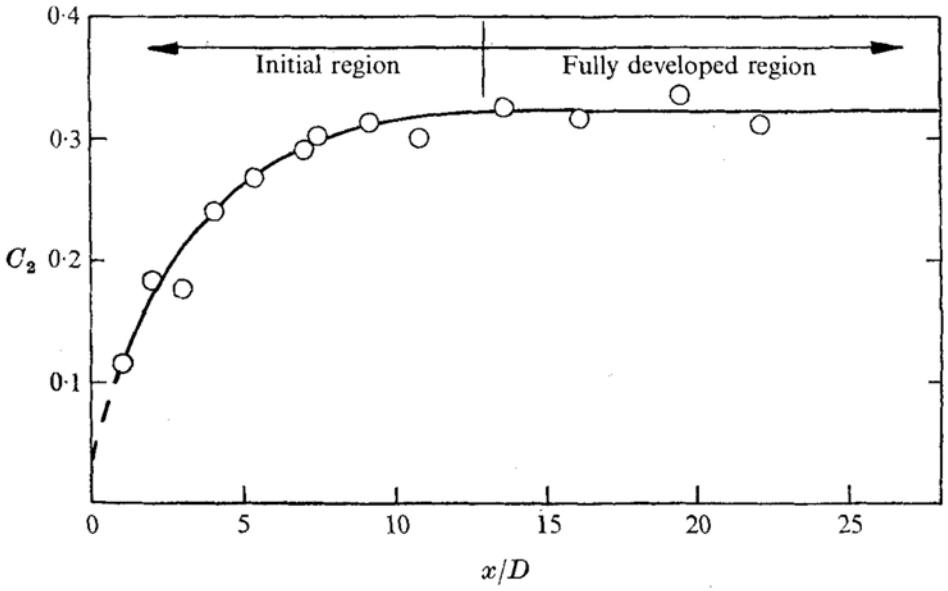

FIGURE 1.11 – Variation du coefficient d'entrainement ($K_e = C$) en fonction de la distance axiale pour un jet d'air, Hill [1972].

L'entrainement pour un jet non-homogène avec un gradient de densité

Les jets non-homogènes désignent dans la littérature les jets avec des masses volumiques variables. Souvent, ce sont des jets ou des panaches présentant une stratification de masse volumique. Morton *et al.* [1956] ont été les premiers à proposer un modèle physique d'entrainement pour expliquer la montée des colonnes de fumée. L'hypothèse est de considérer que la vitesse d'entrainement est proportionnelle à la vitesse moyenne, comme décrit précédemment. Amielh *et al.* [1996] étudièrent plusieurs jets confinés avec des rapports de densité entre 0.14 et 1.40. Les résultats ont montré que le mélange s'effectue plus efficacement pour un fluide léger injecté dans un fluide plus lourd, que l'inverse. Sreenivas et Prasad [2000] expliquent ce résultat par

l'ajout d'un effet de couple barocline qui va jouer, soit un effet inducteur soit un effet opposé à l'entrainement, cet effet va évidemment dépendre du sens du jet et du sens de la stratification de densité volumique. Cependant l'effet de la densité s'explique autrement aussi, Reinaud *et al.* [2000] ont étudié analytiquement l'effet de la présence d'un gradient spatial de masse volumique dans une couche de mélange. Il est connu que la présence d'un gradient de densité dans la couche limite de mélange conduit à la formation d'instabilités de Kelvin-Helmholtz secondaires, comme illustré dans la Figure 1.12.

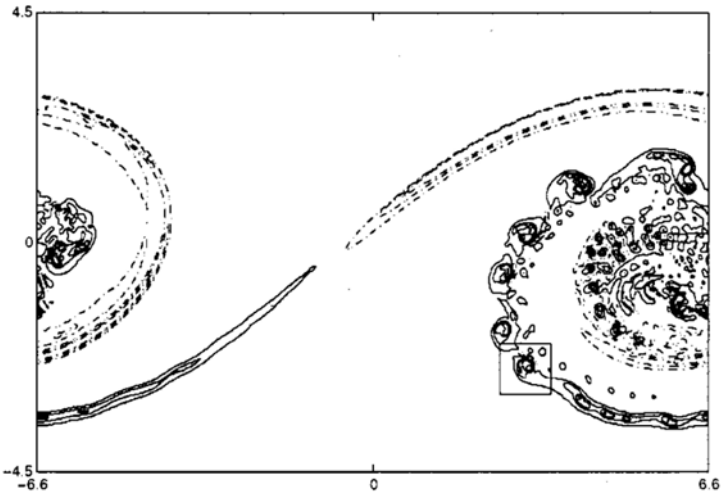

FIGURE 1.12 – Développement des instabilités secondaires de Kelvin Helmholtz dans une couche de mélange selon Reinaud *et al.* [2000].

Ricou et Spalding [1961] ont analysé l'influence du rapport de masse volumique entre le jet et le fluide ambiant sur le taux d'entrainement, aboutissant à l'expression suivante :

$$K_e = \frac{D_0}{\dot{m}_0}\frac{d\dot{m}_e}{dx} = \frac{D_0}{\dot{m}_0}\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_A}}\frac{d\dot{m}_e}{dx} \tag{1.29}$$

En traçant l'évolution du taux d'entrainement en fonction de la position axiale normalisée par le diamètre équivalent (cf. Figure 1.13), ils ont obtenu une valeur asymptotique unique de 0,32. Celle-ci est généralement admise dans la littérature pour quantifier l'entrainement liquide en champ lointain.

D'ailleurs, c'est en se basant sur ce résultat que Han et Mungal [2001] ont déterminé l'entrainement dans le cas du jet en co-courant. Ils montrent que plus le rapport de vitesse $\frac{U_L}{U_A}$ est grand, plus la valeur asymptotique de K_e est faible.

Soteriou et Ghoniem [1995] ont déterminé analytiquement l'effet du rapport de densité volumique, désigné par $s = \frac{\rho_{lent}}{\rho_{rapide}}$ sur le taux d'entrainement, pour un rapport de vitesse $\frac{U_{lent}}{U_{rapide}} = 0.5$,

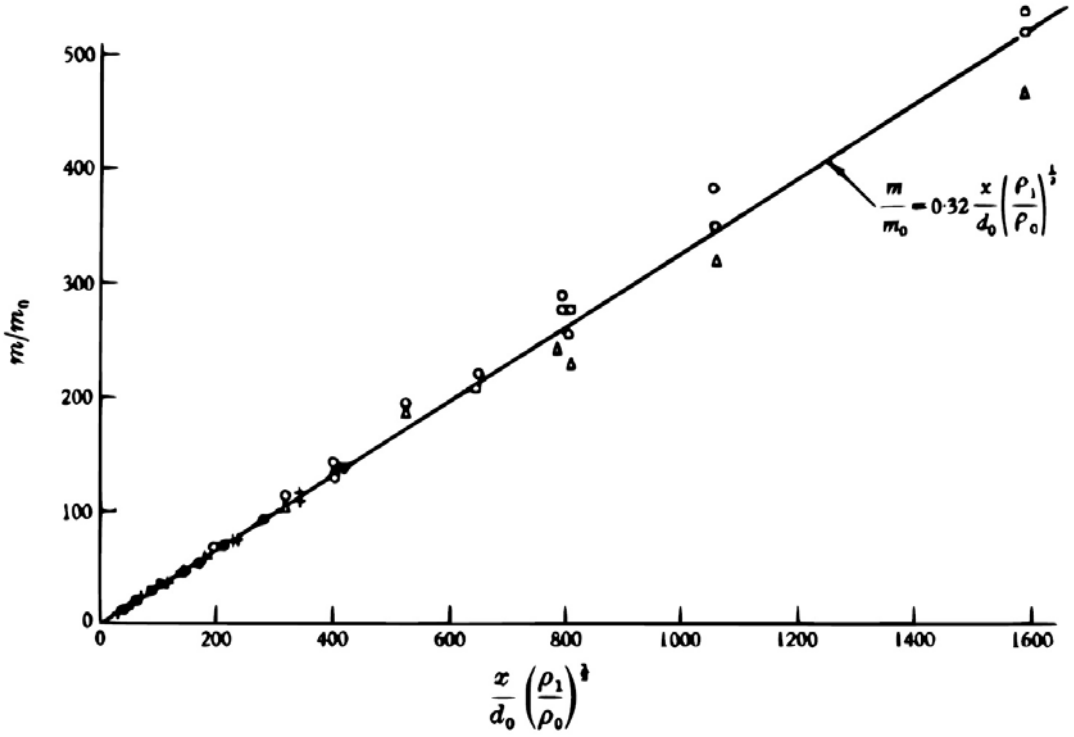

FIGURE 1.13 – Taux d'entraînement pour des jets isothermes d'après Ricou et Spalding [1961]. Ronds noirs : air dans air ; Ronds blancs : Hydrogène dans air ; Croix : propane ou CO_2 dans air. Le point de sortie du jet est x avec $m_e/m_0 = 1$ et non pas $x = 0$.

montrant clairement que lorsque ce rapport de densité augmente, le taux d'entrainement augmente aussi.

On peut citer aussi DIMOTAKIS [1986] qui propose une relation pour déterminer le taux d'entrainement d'une couche limite présentant un gradient de densité, en fonction du rapport de vitesse $r_c = \frac{U_A}{U_L}$ et du rapport de densité $s = \frac{\rho_A}{\rho_L}$:

$$K_e = s^{1/2}\left[1 + 0.68\left(\frac{1 - r_c}{1 + r_c}\right)\right] \tag{1.30}$$

Longueur de rupture

La longueur de rupture est définie comme la longueur du cœur potentiel, qui représente la région du jet ayant la même vitesse que la vitesse d'injection. On va se contenter ici de traiter le cas diphasiques sans ébullition. Le cas de milieu ambiant avec ébullition est particulier, du fait d'un contre-courant de vapeur. Dans cette partie, nous allons dans un premier temps présenter les modèles de longueur de rupture couramment utilisés dans la littérature, puis finalement montrer le lien entre ces modèles et l'approche par entrainement liquide. Le premier modèle qui sera présenté est celui de Rehab *et al.* [1997] basé sur l'hypothèse que le cœur potentiel est défini par

une interface établie où l'échange entre le jet et le fluide ambiant a lieu. La forme assumée est un cône, comme montré précédemment (cf. Figure 1.8).

Un bilan de masse est alors posé, incluant la surface totale d'échange et une expression de la vitesse d'entrainement, qui permet d'obtenir la surface d'échange et ainsi la longueur du cœur potentiel, L_c. Pour un cône de base D_0 et de hauteur L_c, la conservation de masse pour un fluide incompressible s'exprime ainsi :

$$\frac{1}{4}\pi D_0^2\overline{U_L} = \frac{1}{2}\pi D_0 \left[(\frac{1}{2}D_0)^2 + L_c^2\right]^{1/2} U_e \tag{1.31}$$

où D_0 le diamètre de sortie, U_L est la vitesse d'injection et U_e est la vitesse d'entrainement. Cela signifie que tout le fluide injecté traverse cette interface avec une vitesse d'entrainement à l'interface U_e. Dans ce cas, on considère que la quantité de matière atomisée au bout du cône est négligeable.

Pour un jet en régime turbulent la vitesse d'entrainement est exprimée par la relation suivante, Hinze [1959] :

$$U_e = CU' \tag{1.32}$$

ou C = 0.5 selon Hinze [1959], $U' \approx \alpha(U_L - U_A)$ où α est un paramètre lié à l'intensité turbulente dans la couche de mélange. On obtient ainsi la relation suivante pour la vitesse d'entrainement :

$$U_e = C\alpha(U_L - U_A) \tag{1.33}$$

Ainsi si on réécrit l'équation 1.31 pour exprimer L_c, on trouve la relation suivante :

$$\frac{L_c}{D_0} = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{\alpha^2 C^2\left(1 - \left(\frac{U_A}{U_L}\right)^2\right)}\left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right) - 1\right]^{1/2} \tag{1.34}$$

On peut citer aussi Epstein et Fauske [2001], qui ont proposé une relation pour la longueur de rupture basée sur l'entrainement liquide et l'instabilité de Kelvin-Helmholtz :

$$\frac{L_c}{D_0} = \frac{1}{E_0}\left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)^{1/2} \tag{1.35}$$

où E_0 est un paramètre d'ajustement lié à l'entrainement liquide.

Comme suggéré par Abe *et al.* [2003], on peut montrer le lien entre ces modèles et le coefficient d'entrainement proposé par Ricou et Spalding [1961]. Dans cet objectif, on exprime d'abord la masse entrainée par la relation suivante (cf. Ricou et Spalding [1961]) :

$$\dot{m_e} = K_e S_j \left(\frac{\rho_A}{\rho_L}\right)^{1/2} \rho_L U_L \tag{1.36}$$

où S_j est la surface du jet. Si on fait l'hypothèse que la variation du cœur potentiel est constante, on obtient :

$$\frac{D_j(z)}{dz} = const = \frac{D_0}{L_c} \tag{1.37}$$

$$\frac{D_j(z)}{dz} S_j U_L = \frac{\dot{m}_e}{\rho_L} \tag{1.38}$$

où $D_j(z)$ est le diamètre du jet. On aboutit finalement à la relation suivante,

$$\dot{m}_e = \frac{D_0}{L_c} S_j \rho_L U_L \tag{1.39}$$

Par comparaison entre l'équation 1.39 et 1.36, on déduit l'expression du coefficient d'entrainement moyen dans le champ proche :

$$K_e^{proche} = \left(\frac{D_0}{L_c}\right)\left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)^{1/2} \tag{1.40}$$

Conclusion

Dans cette partie nous avons montré le lien entre l'approche par entrainement liquide et les relations proposées dans littérature pour modéliser la longueur de rupture. Ces modèles sont assez qualitatifs et peuvent s'avérer éloignés de la réalité, la forme conique du cœur potentiel est peu probable. Néanmoins, les modèles déduits permettent d'estimer l'influence des conditions physiques sur le jet, ce qui permet une estimation simple de la longueur de rupture et du coefficient d'entrainement dans le champ proche.

1.4 Fragmentation d'une goutte

1.4.1 Systèmes liquide-gaz

Si les mécanismes de rupture de la nappe en ligaments sont encore le sujet de nombreuses études, ceux concernant la rupture des amas liquides et des gouttes sont mieux connus. Pilch et Erdman [1987] ont décrit la pulvérisation de gouttes par des corrélations permettant le calcul du temps de rupture de la goutte ainsi que son diamètre final. Ils mettent en évidence l'importance des nombres de Weber et d'Ohnesorge. A l'aide du nombre de Weber initial, les auteurs identifient cinq mécanismes de rupture illustrés sur la Figure 1.14, ceux-ci sont caractérisés par les plages de Weber suivantes :

1. Régime vibrationnel (Vibrational breakup) We ≤ 12 ;
2. Régime de fragmentation en sac (Bag breakup) $12 \leq$ We ≤ 50 ;
3. Régime de fragmentation en sac avec un cœur liquide (Bag-and-stamen breakup) $50 \leq$ We ≤ 100 ;
4. Régime d'épluchage (Sheet stripping) $100 \leq$ We ≤ 350 ;

5. Régime catastrophique (Catastrophic breakup) We $\geq$ 350 ;

Une autre étude sur la pulvérisation secondaire menée par Hsiang et Faeth [1995] répertorie les différents mécanismes cités en fonction des nombres de Weber et d'Ohnesorge, Figure 1.15. Pour des nombres d'Ohnesorge inférieurs à 0,1, les valeurs du nombre de Weber sont en accord avec l'étude de Pilch [1981]. Si le nombre d'Ohnesorge dépasse cette valeur, la viscosité du liquide tend alors à ralentir les mécanismes de déformation ; passée la valeur de 4, les auteurs n'observent plus aucune désintégration des gouttes.

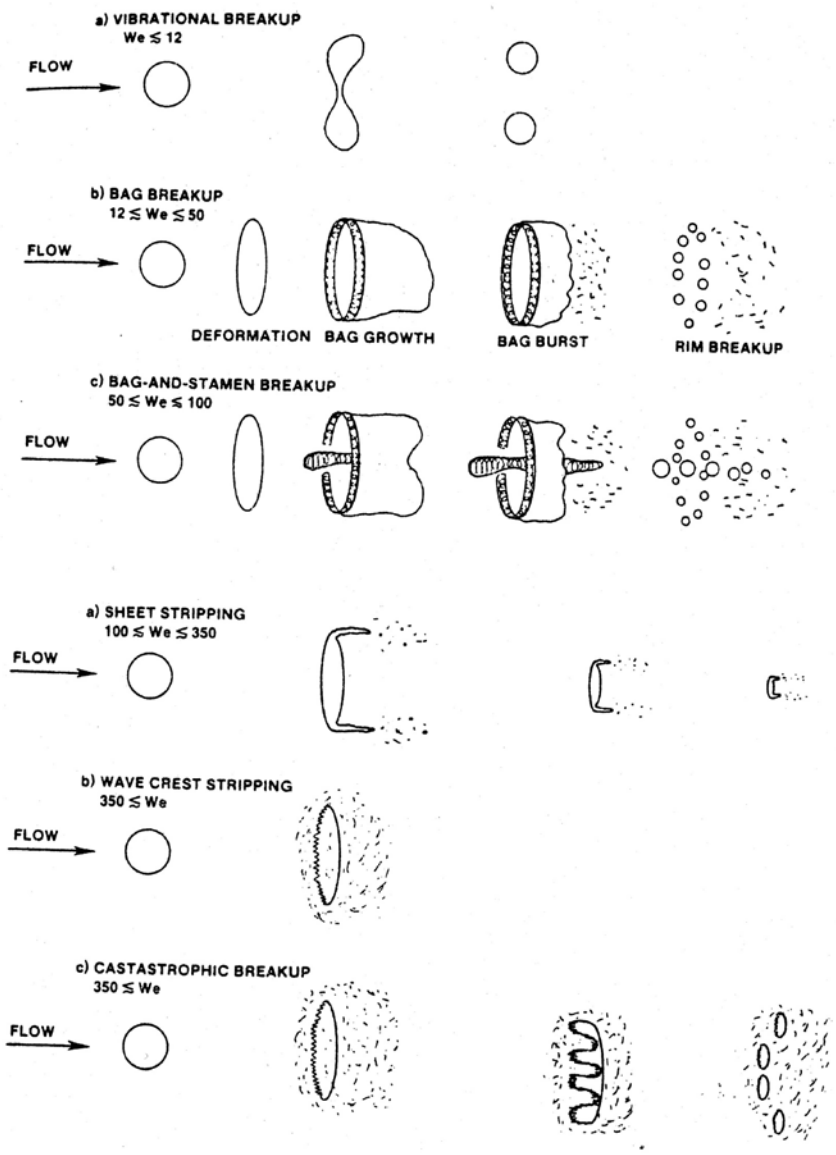

FIGURE 1.14 – Les différents mécanismes de la pulvérisation secondaire, Pilch et Erdman [1987]

Le premier régime "vibrational breakup" est observé quand le nombre de Weber est faible,

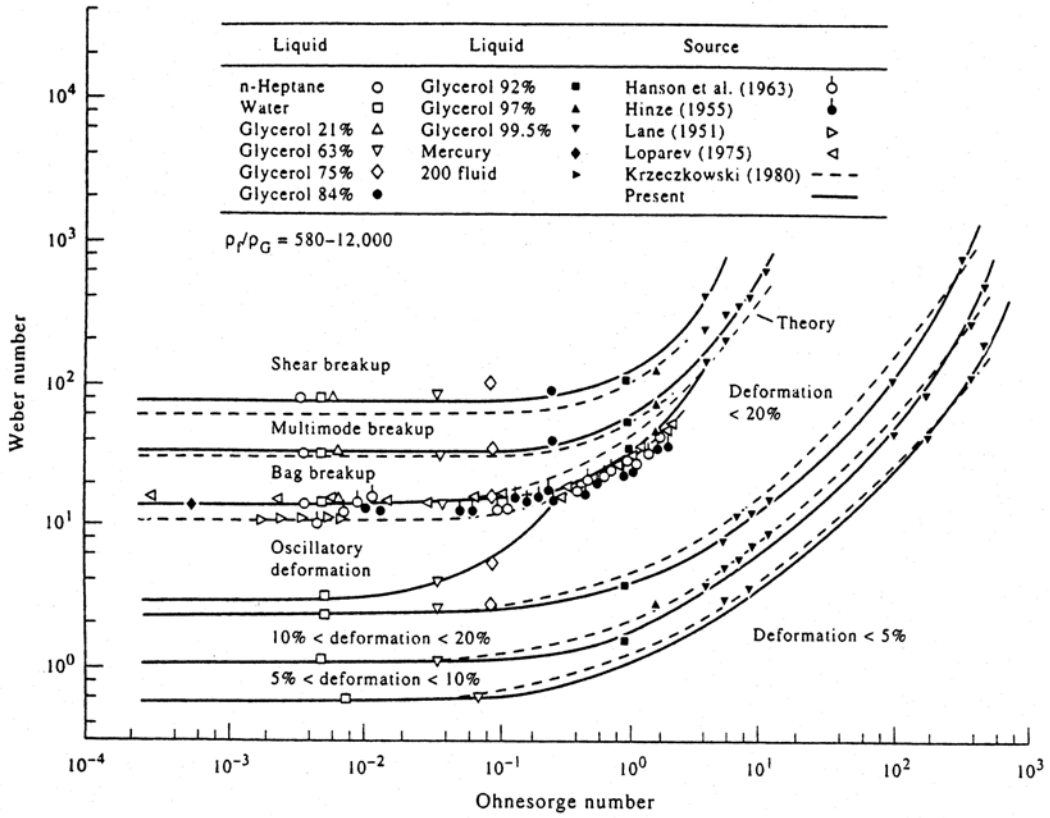

FIGURE 1.15 – Frontière entre les différents modes de pulvérisation secondaire, Hsiang et Faeth [1992]

We ≤ 12 . Sous l'influence du champ aérodynamique, la goutte se met à vibrer à une fréquence qui lui est propre. Dans certaines circonstances, l'amplitude de l'oscillation peut croître et mener à la rupture de la goutte en un petit nombre de gouttes plus petites. Le temps de rupture de ce mode est long comparé aux temps caractéristiques des autres modes.

Lorsque le nombre de Weber est au-dessus de 12, c'est le régime de "bag breakup" qu'on observe : la goutte s'aplatit et une fine membrane reliée à un anneau est alors soufflée, voir la Figure 1.16. Ce phénomène est analogue à la formation de bulles de savon par soufflage au travers d'un anneau. La membrane se désintègre ensuite en fines gouttelettes et l'anneau en gouttes de diamètres plus grands. Dans ce mode de rupture, la distribution des diamètres de gouttes est donc bimodale.

Pour un We supérieur à 50, le régime de fragmentation reporté est le "bag and stamen breakup" c'est un mécanisme transitoire ressemblant beaucoup au précédent. La différence essentielle réside dans la formation d'une colonne liquide dans l'axe de l'anneau. Le sac se désintègre en premier, l'anneau et enfin la colonne.

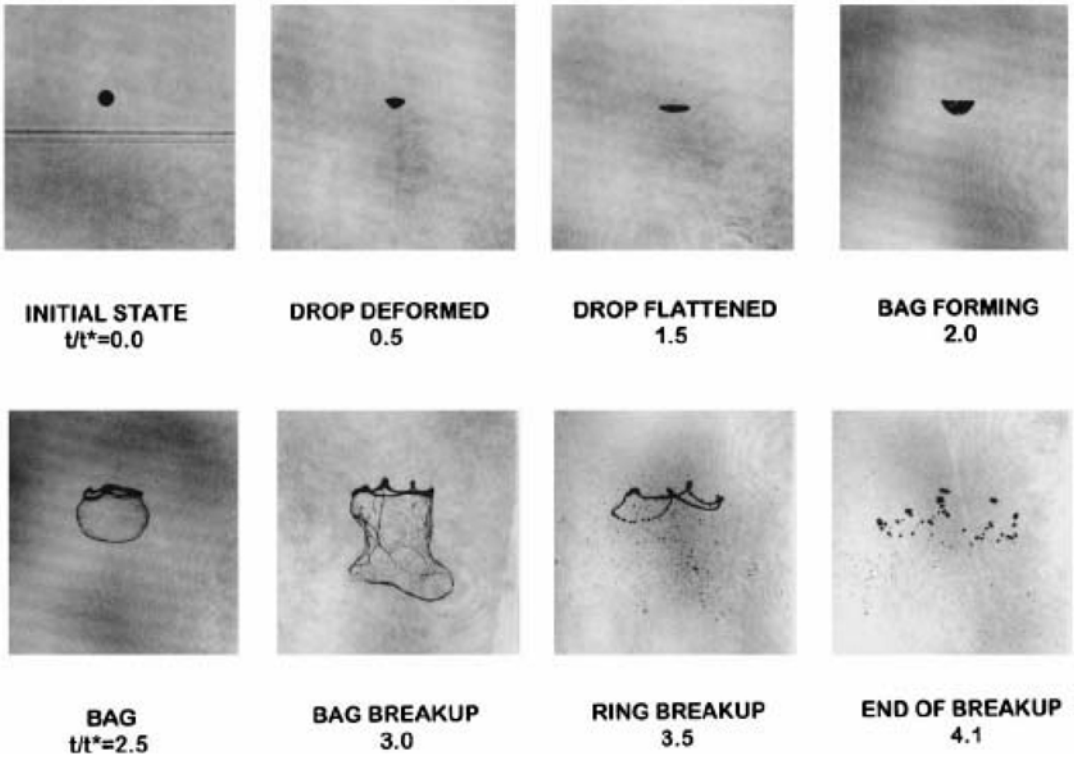

FIGURE 1.16 – Observation expérimentale de la fragmentation hydrodynamique d'une goutte d'eau dans un écoulement d'air par le mécanisme de bag breakup, d'après Dai et Faeth [2001] (We = 15, Oh = 0.0045, écoulement d'air du haut vers le bas)

Pour un nombre de Weber supérieur à 350, on observe le régime d'épluchage. A la périphérie de la goutte, sous la contrainte du cisaillement aérodynamique, un film se forme et se rompt en ligaments. La goutte garde la même structure tout au long de la pulvérisation. D'après Hsiang et Faeth [1992], l'apparition de ce film est due à la croissance de la couche limite liquide sous l'effet du frottement de l'écoulement gazeux.

La transition du "régime de fragmentation en sac" au "régime d'épluchage" est due d'après Hsiang et Faeth [1992] au changement de la forme de la goutte. Au delà d'un certain nombre de Weber, le régime de déformation est modifié. Le sac change de direction, dans le cas "liquide-gaz" il est dans le sens de l'écoulement, dans le second cas, il est dans la direction opposée (Passage de la forme "Dome-shaped" à la forme "Bowl-shaped"). Selon Hsiang et Faeth [1992], les conditions pour que la goutte ait une forme de dôme semblent impliquer une interaction entre la traînée et les forces de tension superficielle, la forme de bol est causée par une interaction entre les forces de traînée et les efforts visqueux. Le passage d'une forme à une autre se réalise lorsque les contraintes des efforts visqueux deviennent supérieures à celles des efforts de tension

superficielle. En égalisant ces deux contraintes, Hsiang et Faeth [1992] proposent la relation suivante pour définir les deux régimes, voir la Figure 1.17 :

$$We = CRe^{1/2} \tag{1.41}$$

où C est une constante d'ajustement.

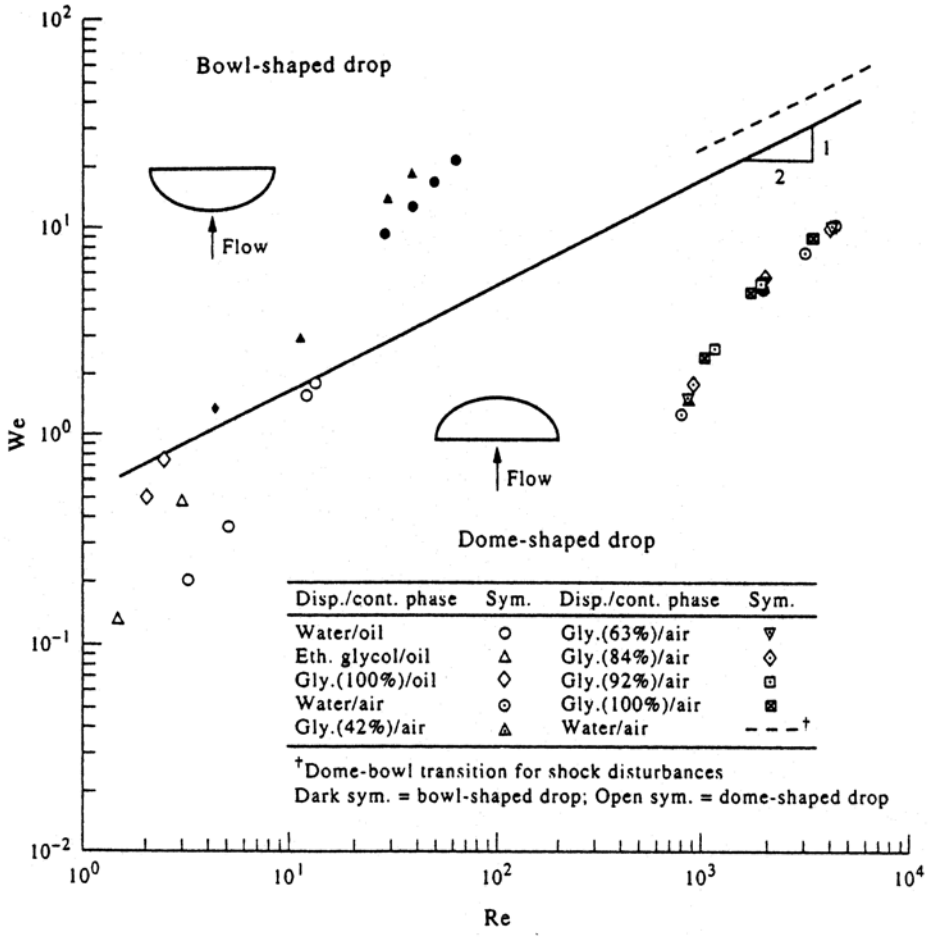

FIGURE 1.17 – Transition entre le mode de fragmentation en dôme et en bol pour une goutte soumise à un écoulement fluide (cf. Hsiang et Faeth [1992]).

Pour des nombres de Weber encore plus grands, des ondes de grandes amplitudes et de petites longueurs d'onde se développent à la surface de la goutte du côté exposé à l'écoulement. Les crêtes de ces vaguelettes sont érodées sous l'action du gaz, un brouillard de fines gouttelettes est ainsi formé et transporté par le courant (Wave crest stripping). Si le nombre de Weber augmente encore, des ondes de longueur d'onde plus importantes apparaissent alors et des gouttes de tailles plus importantes que précédemment sont arrachées (régime catastrophique). Comme dans le mode "régime de fragmentation en sac", le processus de fragmentation fait apparaître deux diamètres privilégiés, l'un correspondant aux gouttes arrachées sur les vagues de grandes

longueurs d'onde et l'autre sur celles de petites longueurs d'onde, voir la Figure 1.18. À noter que les limites des régimes de fragmentation sont dépendants de l'effet de la viscosité, comme montré précédemment dans la Figure 1.15.

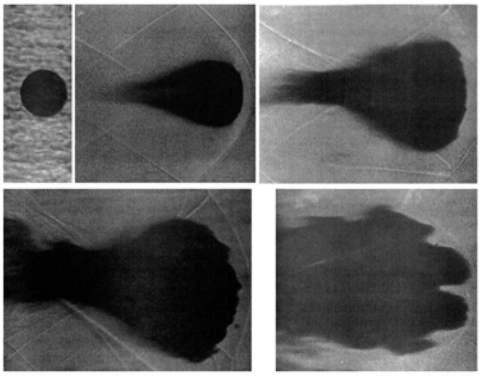

FIGURE 1.18 – Goutte d'eau placée dans un écoulement d'air supersonique (de droite à gauche), d'après Reinecke et Waldman [1970] ($D_0 = 1.03$ mm, $We_0 = 105$). Chaque image a été prise avec un intervalle de temps de 4 μs par rapport à l'instant initial.

Un autre mécanisme envisageable de fragmentation pour une goutte, est la turbulence (cf. Hinze [1959]). La pression dynamique due aux fluctuation des vitesses peut être suffisamment élevée pour provoquer la rupture de la goutte.

La limite de fragmentation

En fonction du rapport des intensités des forces de cisaillement et de tension de surface, représenté par le nombre de Weber, une goutte peut soit seulement se déformer soit se fragmenter. La limite de transition entre ces deux cas est définie par le nombre de Weber critique, We_c. Dans la littérature la valeur retrouvée expérimentalement est de 12 dans la majorité des situations, mais cette valeur est dépendante du régime de fragmentation et des propriétés des fluides considérés. De nombreuse études ont été entreprises pour déterminer la variation du We_c en fonction de l'effet de la viscosité, représenté par le nombre de Oh ; de ces données, Pilch et Erdman [1987] ont déterminé une corrélation entre le nombre de Weber critique We_c et le nombre d'Ohnesorge Oh, voir la Figure 1.19 :

$$We_c = 12(1 + 1.077Oh^{1.6}) \tag{1.42}$$

Comme l'ont montré Pilch et Erdman [1987], cette corrélation reproduit bien les données expérimentales de diverses origines (cf. Figure 1.19). De plus, en superposant les données de Li et Fogler [1978], ils mettent en évidence la validité de cette relation pour un système liquide/liquide. Dans le cas des liquides à faible viscosité (Oh $<$ 0,1), le nombre critique est indépendant du nombre d'Ohnesorge et on retrouve alors $We_c = 12$.

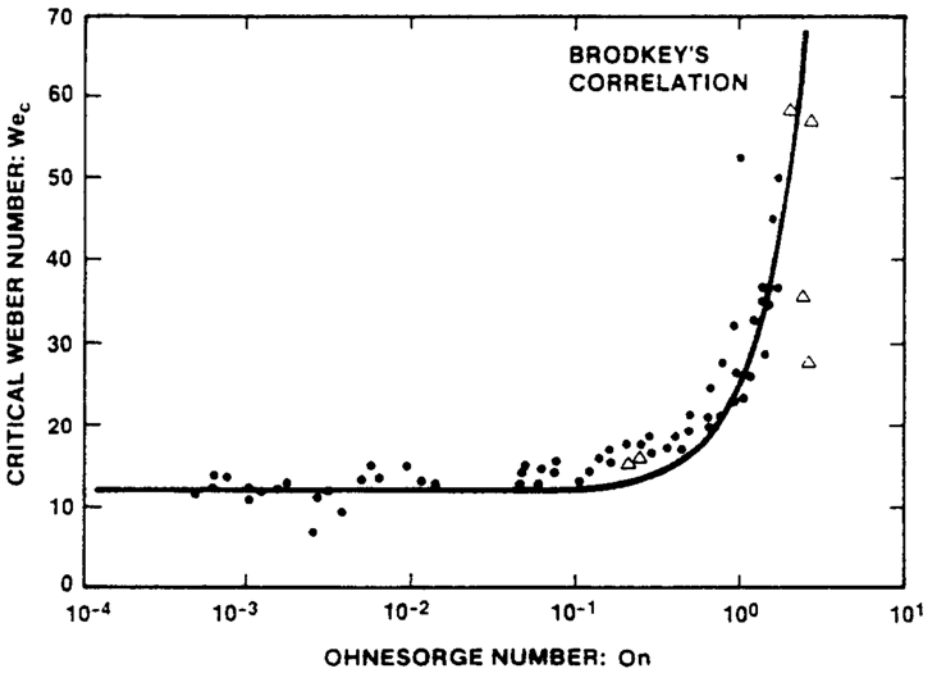

FIGURE 1.19 – Evolution du nombre de Weber critique en fonction du nombre d'Ohnesorge (cf. Pilch et Erdman [1987]). • systèmes liquide-gaz. △ systèmes liquide-liquide

Temps d'initiation de la fragmentation

Afin d'appréhender la dynamique de fragmentation, Ranger et Nicholls [1969] ont établi expérimentalement, un temps caractéristique de fragmentation, donné par l'expression suivante :

$$t_{RN} = \frac{D_0}{U_0}\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_A}} \tag{1.43}$$

où D_0 est le diamètre initial de la goutte et U_0 la vitesse initiale.

Dans la littérature, une distinction est faite entre le temps d'initiation de la fragmentation et le temps total de fragmentation. La définition du temps d'initiation varie beaucoup selon les auteurs car elle est fortement dépendante des propriétés et des conditions physiques considérées. Pour les régimes de fragmentation en sac, "bag breakup", c'est le début de formation du sac qui marque le temps d'initiation. Pour le régime de "sheet stripping", c'est le début de la formation des ligaments. Pour les "waves crest stripping" et "catastrophic" c'est l'apparition des premières gouttelettes qui définit le temps d'initiation. Pilch et Erdman [1987] ont proposé une relation obtenue expérimentalement pour déterminer le temps d'initiation, t_{ini}, pour les fluides visqueux (Oh>0,1) :

$$t_{ini} = 1.9(We - 12)^{-0.25}(1 + 2.2Oh^{1.6}) \tag{1.44}$$

Cette relation, illustrée par la Figure 1.20, met en évidence la décroissance du temps d'initiation à la fragmentation quand le Weber augmente. Cette relation ne semble pas prendre en compte le rapport de densité ou le rapport de viscosité qui sont des paramètres physiques qui influent énormément sur les conditions de fragmentation. Dans le cas des fluides à plus faible viscosité (Oh $\ll$ 0,1), Chou et al. (1997) montrent que le temps d'initiation adimensionné est constant, de l'ordre de 1,5.

La définition du temps total t_{total} est plus claire dans la littérature. Selon Pilch et Erdman [1987], c'est la durée nécessaire pour la goutte initiale et celles produites pour se fragmenter jusqu'à arriver à la taille d'équilibre. Des corrélations pour le temps total de fragmentation ont été établies expérimentalement par Pilch et Erdman [1987] :

$$t_{total} = 6(We - 12)^{-0.25} \qquad 12 \leq We \leq 18 \tag{1.45}$$

$$t_{total} = 2.45(We - 12)^{0.25} \qquad 18 \leq We \leq 45 \tag{1.46}$$

$$t_{total} = 14.1(We - 12)^{-0.25} \qquad 45 \leq We \leq 351 \tag{1.47}$$

$$t_{total} = 0.766(We - 12)^{-0.25} \qquad 351 \leq We \leq 2670 \tag{1.48}$$

$$t_{total} = 5.5 \qquad 2670 \leq We \tag{1.49}$$

La Figure 1.21 présente les relations ci-dessus en superposition avec les résultats expérimentaux obtenus par divers auteurs :

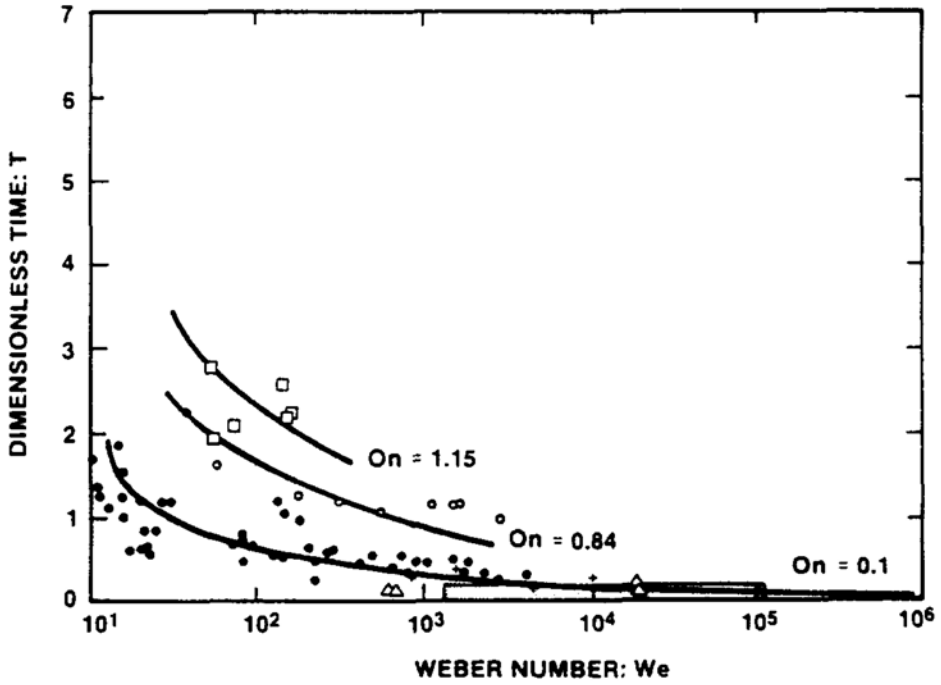

FIGURE 1.20 – Temps d'initiation à la fragmentation adimensionné par le temps de Ranger et Nicholls [1969], Pilch et Erdman [1987].

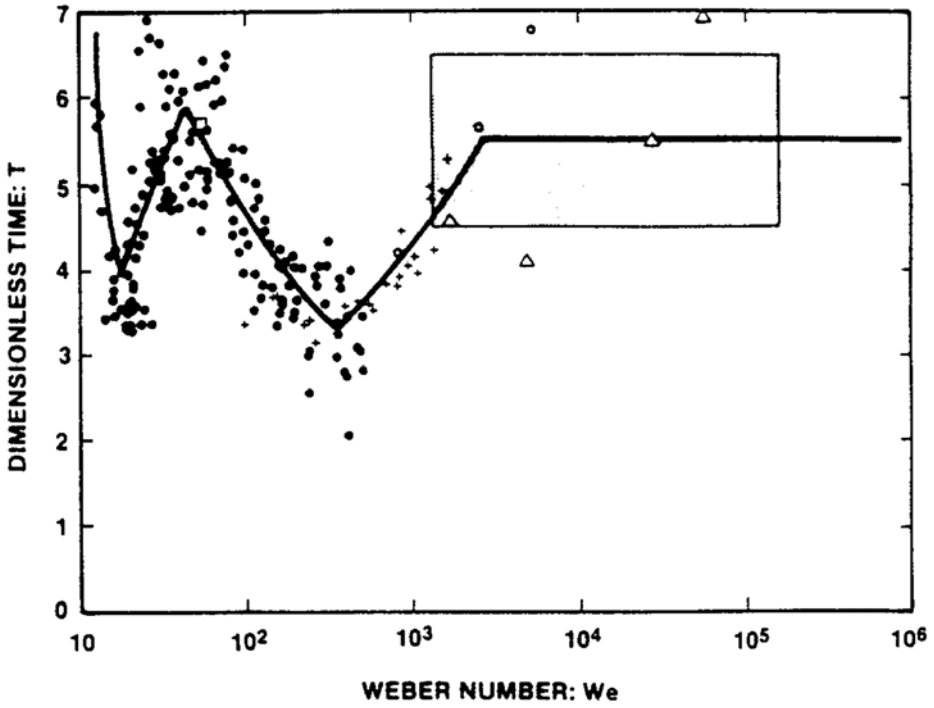

FIGURE 1.21 – Temps total de fragmentation adimensionné par le temps de Ranger et Nicholls [1969], pour les liquides visqueux, Pilch et Erdman [1987].

1.4.2 Systèmes liquide-liquide

La fragmentation secondaire dans le cas des systèmes liquide-liquide a été étudiée de manière systématique un peu plus tard que pour le cas liquide-gaz, l'un des domaines d'intérêt est la sécurité nucléaire, plus précisément l'étude de l'explosion vapeur. Cette partie sera focalisée sur le cas de la fragmentation hydrodynamique des gouttes sans prendre en compte le mécanisme de fragmentation thermique. Parmi les nombreuses études sur la fragmentation liquide-liquide on peut citer Baines et Buttery [1979], Patel et Theofanous [1981], Kim *et al.* [1983], Yang et Yang [1990], G. Ciccarelli [1991], plus tard Haraldsson *et al.* [2001], et Landeau *et al.* [2014].

Si dans le cas liquide-gaz les régimes de fragmentation sont bien établis, dans le cas liquide-liquide les mécanismes de fragmentation sont moins clairs. L'étude la plus aboutie sur le sujet est attribuée à Kim *et al.* [1983], voir la Figure 1.22, 1.23. Dans cette étude une goutte de gallium d'un diamètre de quelques millimètres est injectée dans un écoulement d'eau avec une vitesse qui varie de 3.2 à 32 m/s. L'écoulement est créé par le déplacement d'un piston mis en mouvement par l'expansion d'une bulle de gaz créé par un filament immergé dans l'eau. Pour un nombre de Weber entre 30 et 500, le régime obtenu est très semblable au régime de fragmentation en sac, "bag breakup", la goutte se déforme en une fine membrane qui à un moment donné se fragmente. Ensuite, à partir d'un We de 500, un régime intermédiaire est établi, avec à la fois la formation d'une membrane fine et le mécanisme d'épluchement, "stripping". Enfin pour un We supérieur à 1300, un régime de fragmentation principalement d'épluchement, "sheet stripping", est observé jusqu'à des nombre de Weber de 3600. Les régimes de fragmentation reportés dans l'article, montrent quelques différences entre le cas liquide-liquide et le cas liquide-gaz en terme des limites de transition entre régimes de fragmentation. Dans le cas liquide-gaz, le régime de sheet stripping est obtenu pour un Weber supérieur à 100, alors que dans le cas liquide-liquide le régime n'est atteint que pour un nombre de Weber de 1000.

Une autre étude sur la fragmentation d'une goutte dans l'eau a été menée par Yang et Yang [1990], les métaux utilisés sont le métal de Wood et le mercure, le diamètre des gouttes varie entre 1 mm à 5.6 mm. La goutte est injectée dans une piscine avec une eau stagnante puis une onde de choc est créée par une pression de gaz. Le nombre de Weber maximum obtenu est de 140, dans cet intervalle le régime observé est du "bag breakup", la goutte est déformée en une fine membrane qui s'atomise par déformation. Une relation entre le temps de fragmentation et le nombre de Weber est obtenue :

$$t_{ini} \backsimeq We^{-0.25} \tag{1.50}$$

Cette relation montre que la variation du temps de fragmentation dans le cas des systèmes liquide-gaz est aussi valable dans le cas liquide-liquide. Le temps de fragmentation total trouvé est cohérent avec celui observé dans le cas liquide-gaz, avec une valeur entre $3t_{RN}$ et $5t_{RN}$. Le mécanisme d'instabilité soupçonné être prédominant est de type Rayleigh-Taylor pour les faibles nombres de Weber, la même constatation est reportée dans le cas liquide-gaz.

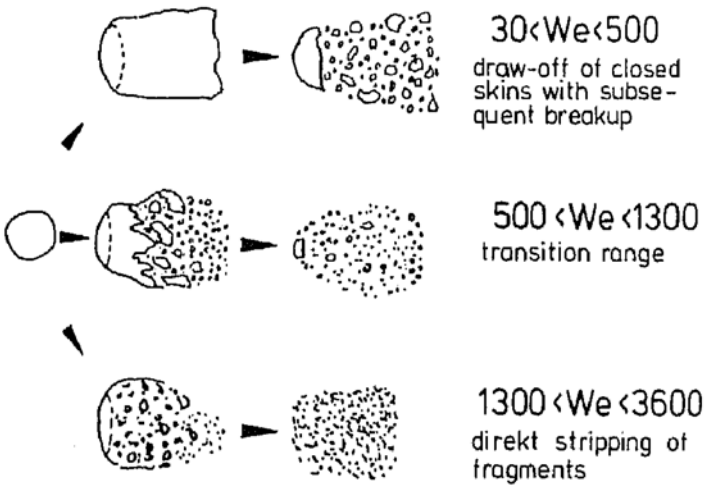

FIGURE 1.22 – Représentation schématique des différents régimes de fragmentation observés dans le cas liquide-liquide, selon Kim *et al.* [1983].

De nombreuse études ont été réalisées dans le cas des faibles rapports de densité, l'étude la plus complète est celle de Landeau *et al.* [2014] pour deux fluides immiscibles avec un faible nombre d'Ohnesorge, voir la Figure 1.24. Le rapport de densité varie entre 1.03 et 1.95 et le nombre de Weber entre 1 et 10^3. Dans cette étude, les auteurs ont reporté les mêmes régimes de fragmentation que dans le cas liquide-gaz, sauf un régime dit en méduse, "jellyfish regime", qui semble dû aux effets de cisaillement. Le nombre de Weber critique trouvé est égal à 6, alors que la valeur admise dans la littérature est de 12, cette différences peut s'expliquer par la taille des gouttes utilisées qui varie de 1.28 cm à 7.62 cm, ce qui implique que des forces volumiques négligeables pour des gouttes millimétriques deviennent prépondérantes dans ce cas.

Plus tard, des expériences sur la fragmentation de gouttes de métal liquide dans différents liquides ont été menées par Wacheul *et al.* [2014] dans le but de comprendre l'impact des météorites sur la composition de la terre. Le métal utilisé est du gallium, le rapport des viscosités entre le métal et les fluides ambiants varie ente 0.5 et 500. Le rapport des densités est compris entre 4.84 et 6.11. L'expérience consiste à utiliser une fine membrane élastique contenant le métal, qui sera percée au moment prévu de l'injection. Différents régimes sont observés comme illustrés à la Figure 1.25, un régime sans fragmentation, un régime de Rayleigh-Taylor et enfin un régime de méduse "Jellyfish regime", ces régimes sont en accord avec ceux reportés par Landeau *et al.* [2014]. Le nombre de Weber critique trouvé est égal à 6, il semble dépendre du rapport de viscosité et de la forme initiale des gouttes.

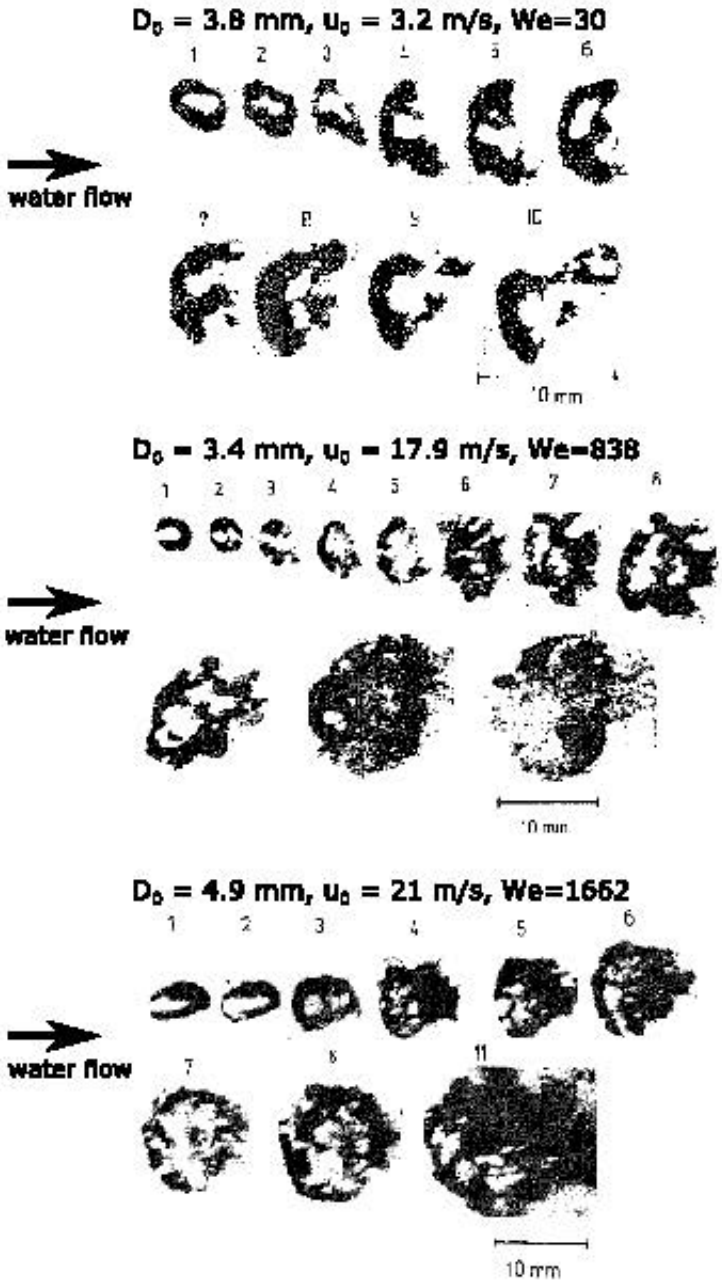

FIGURE 1.23 – Déformation d'une goutte de gallium placée dans un écoulement d'eau pour différents nombres de Weber avec un rapport de densité $(\rho_L/\rho_A) = 6$, selon Kim *et al.* [1983].

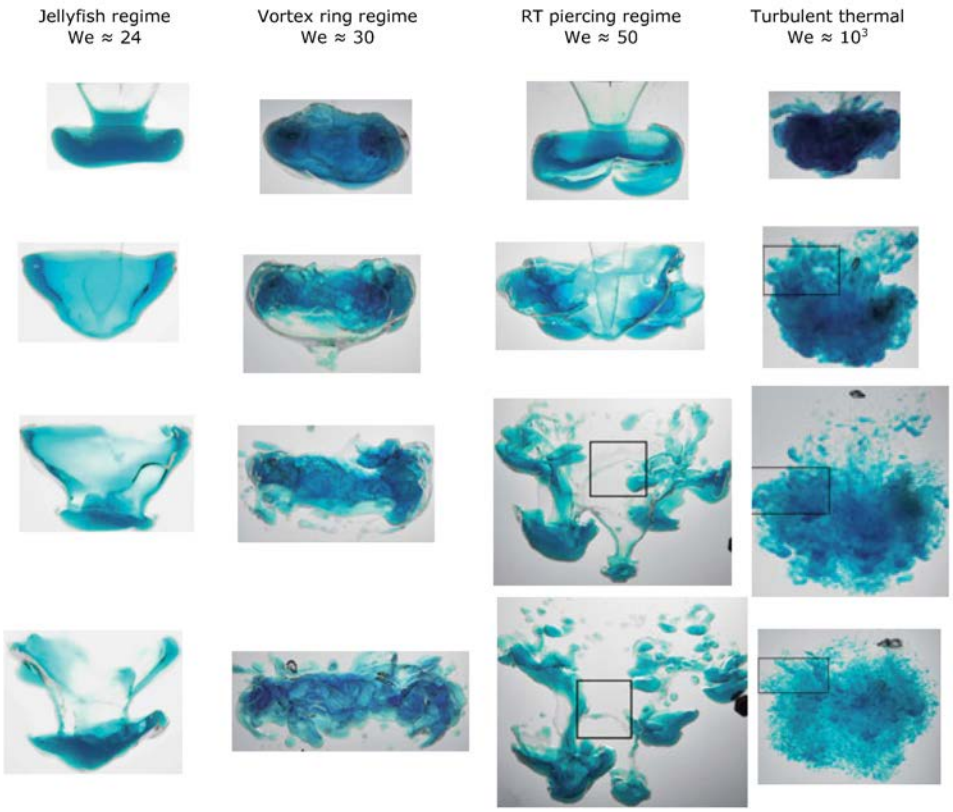

FIGURE 1.24 – Régime de fragmentation dans le cas de deux fluides immiscibles en fonction du nombre de Weber avec un rapport de densité $(\rho_L/\rho_A) = 1.03$, d'après Landeau *et al.* [2014].

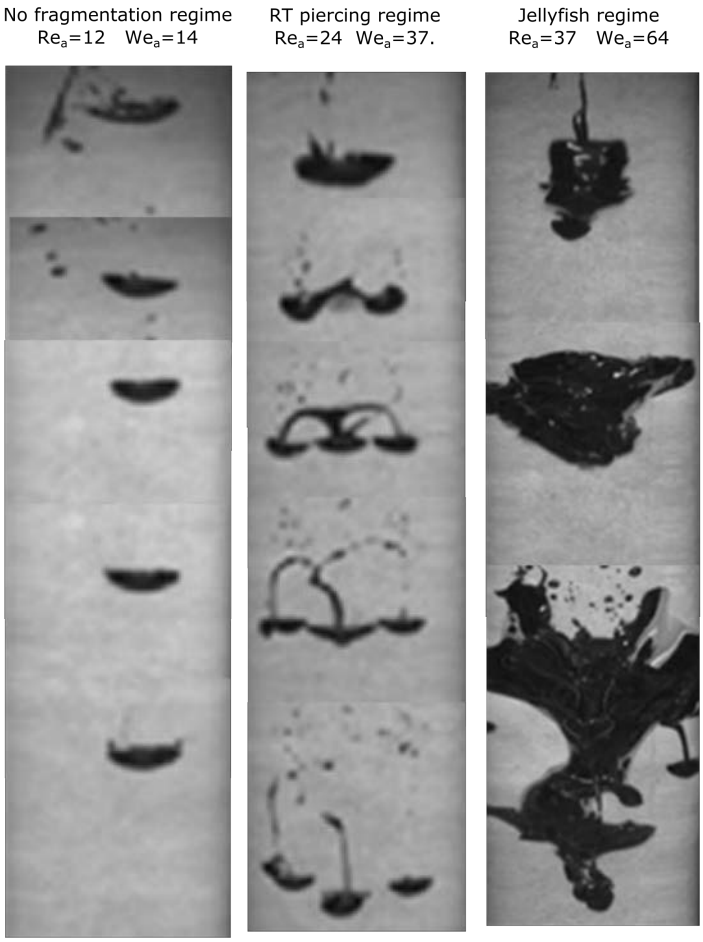

FIGURE 1.25 – Régimes de fragmentation d'une goutte de gallium en fonction du nombre de Weber avec un rapport de densité $(\rho_L/\rho_A) = 6$, d'après Wacheul *et al.* [2014].

1.5 Effet de la solidification sur la fragmentation liquide-liquide

L'effet de la solidification sur la fragmentation secondaire d'une goutte de métal liquide est très important dans certaines conditions puisque, si on considère seulement le mécanisme de fragmentation hydrodynamique, la solidification a pour effet de créer une peau solide qui peut empêcher le processus d'atomisation. Le changement de température est aussi un facteur non négligeable puisqu'il va agir sur la viscosité et comme vu précédemment, les régimes de fragmentation seront affectés. Dans le cadre de l'interaction corium eau, de nombreuses études expérimentales ont été menées afin de comprendre l'importance de l'impact des échanges thermiques sur le processus de fragmentation, on peut citer l'expérience de l'Institut de technologie nucléaire et de systèmes énergétiques, université of Stuttgart (i.e. IKE, Allemagne), celle de l'Institut royal de technologie (i.e. RIT, Suède) et enfin celle du département de génie chimique (université Northwestern, Chicago, États-Unis).

1. **IKE**

   Dans cette expérience de Bürger *et al.* [1995], des gouttes liquides de métal de Wood sont plongées dans une piscine d'eau. L'écoulement est réalisé à l'aide d'un piston amovible qui permet d'atteindre de nombres de Weber suffisant pour fragmenter la goutte.
   Au total, 65 expériences ont été réalisées en variant la température des gouttes de 75 °C à 159 °C, la température de l'eau de 10 °C à 75 °C et le diamètre des gouttes de 1.6 μm à 2.9 mm, l'épaisseur de croûte initiale estimée approximativement par un modèle est varié entre 0 μm et 138 μm.
   Les résultats montrent l'existence de deux régimes, un régime où l'épaisseur de la croûte est assez mince pour être flexible et un régime où la croûte est plus épaisse et montre un comportement solide. La transition entre les deux régimes est dans un intervalle d'épaisseur assez petit, entre 105 μm et 125 μm. La transition semble être due à une épaisseur de croûte où la goutte devient assez stable relativement à l'écoulement. Pour des épaisseurs en dessous de la valeur critique, la goutte se fragmente selon les régimes obtenus dans le cas isotherme. Pour une épaisseur au-dessus de la valeur critique, une fragmentation par cisaillement se produit où des particules solides sont arrachées de la goutte. Cela montre qu'en dessous de la valeur critique, on peut considérer la croûte comme déformable. Une analyse de la distribution finale des tailles et du temps de fragmentation montre que l'existence de la croûte solide crée un retard du temps de fragmentation. Dans le régime dominé par la solidification, les débris récupérés ont des formes particulièrement non sphériques et la distribution est difficile à obtenir.

2. **RIT**

   Dans cette expérience d'Haraldsson *et al.* [2001], des gouttes de métal de Wood et d'alliage Pb-Bi sont plongées dans une piscine d'eau. Les gouttes traversent une épaisseur d'air avant de pénétrer l'eau. La fragmentation est provoquée par la décélération dans l'eau.

Au total, 23 expériences ont été réalisées. Le diamètre des gouttes est constant et correspond à 8 mm. La distance de chute est de 0.65 m, 1.19 m et 2.2 m avant l'impact à la surface d'eau. La température initiale du métal de Wood est fixée à 85 °C, alors que la température de l'alliage Pb-Bi avec une température de fusion de 125 °C est fixée à 145 °C et 240 °C. La température de l'eau varie ente 10 °C et 85 °C. L'épaisseur de croûte est estimée à 10 μm.
Le critère de fragmentation avait été fixé par la taille caractéristique des débris. Lorsque la croûte est assez épaisse, la fragmentation hydrodynamique est empêchée.

3. **SNL**
Dans cette expérience de Nelson et Duda [1985], une goutte de métal de Wood chute dans une piscine d'un mélange d'eau glycolée. L'écoulement est réalisé à l'aide d'une onde de choc qui pulvérise la goutte une fois dans le bain.
Au total, 30 expériences ont été réalisées. En variant la température du métal de 104 °C à 125 °C, la température de l'eau de 30 °C à 50 °C et le diamètre des gouttes de 2.3 mm à 9 mm, l'épaisseur initiale de la croûte est estimée à 32 μm.
Durant l'expérience, le nombre de Weber maximum atteint 540. La fragmentation est inhibée dès que la croûte est de quelques μm.

Critère de solidification

A ce sujet, on peut citer le travail Haraldsson *et al.* [2001] sur la fragmentation d'une goutte de métal dans l'eau. Un modèle d'instabilité linéaire d'une interface avec une couche mince élastique est proposé. La surface solidifiée de la goutte est considérée comme une coque solide élastique très mince et déformable, voir la Figure 1.26. Les contraintes sur cette couche sont calculées en utilisant la théorie des coques, de cette manière un nombre adimensionnel est défini, dit nombre aéro-élastique modifié :

$$Ae_* = \frac{D_0 \rho_A (U_L^2 - U_A^2)}{(D_{rig}/D_0^2)} \tag{1.51}$$

où $\left(D_{rig}/D_0^2\right)$ représente une tension de surface équivalente due à la croûte solide formée, D_{rig} est donné par la relation suivante

$$D_{rig} = \frac{E\delta^3}{12(1-\nu^2)} \tag{1.52}$$

on obtient finalement :

$$Ae_* = 12\frac{D_0^3 \rho_A (U_L^2 - U_A^2)}{E\delta^3}(1-\nu^2) \tag{1.53}$$

où E est le module de Young, δ l'épaisseur de la croûte solide et ν le coefficient de poisson égal à 1/3 pour un matériau isotrope. Ce nombre aéro-élastique est l'équivalent du nombre de Weber, il permet de comparer l'énergie hydrodynamique à l'énergie nécessaire pour casser la croûte. Selon ce modèle, les critères de fragmentation d'une goutte sont un nombre de Weber suffisant et un nombre aéro-élastique supérieure à une limite critique. À partir des résultats expérimentaux de

Haraldsson *et al.* [2001], deux régimes sont définis ; le premier dominé par la solidification et un second régime dominé par l'hydrodynamique. La précision de ce modèle est fortement dépendante de l'estimation de l'épaisseur de la croûte.

L'idée est reprise par la suite par Uršič *et al.* [2014] pour le cas de l'explosion vapeur. Le matériau considéré pour la validation est le corium, les auteurs montrent qu'il suffit que 20% de la goutte soit solide pour prévenir toute fragmentation. Dans le cas du métal de Wood dans l'eau, Uršič *et al.* [2014] ont réalisé une carte des régimes avec et sans fragmentation en fonction de l'épaisseur de la croûte et du nombre aéro-élastique. Les résultats montrent que la valeur du nombre aéro-élastique de transition entre le régime sans et celui avec fragmentation est comprise entre 1 et 5.

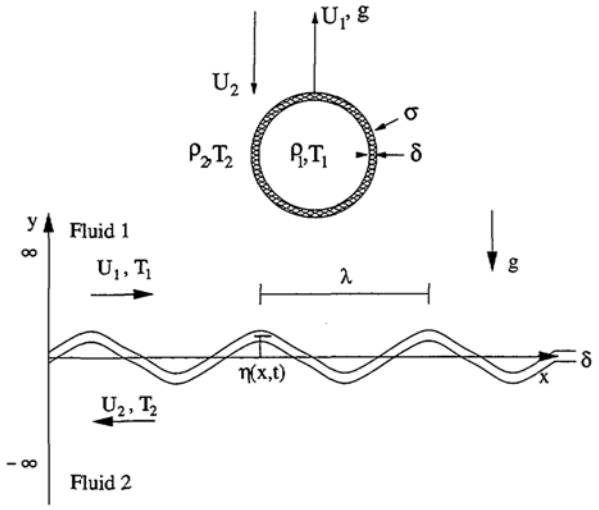

FIGURE 1.26 – Illustration du mécanisme d'instabilité avec une fine croûte solide selon Haraldsson *et al.* [2001].

1.6 Analyse de la granulométrie

Pour caractériser l'atomisation d'un volume liquide, il est nécessaire de définir la répartition des volumes à travers les diamètres obtenus. Dans ce but, on peut définir un diamètre D_α tel que le volume des gouttes de diamètre inférieur à D_α représente une fraction en pourcentage du volume initial du liquide, par cette relation :

$$\frac{\sum_{D_i=0}^{D_\alpha} V(D_i)}{\sum_{D_i=0}^{D_{max}} V(D_i)} = \alpha \tag{1.54}$$

Les diamètres caractéristiques estimés avec la relation 1.54 sont donnés le Tableau 1.1.

Diamètre	Signification
$D_{0,1}$	10% du volume total est contenu dans des gouttes de diamètre $< D_{0,1}$
$D_{0,5}$	diamètre médian massique. 50% du volume total est contenu dans des gouttes de diamètre $< D_{0,5}$
$D_{0,632}$	63,2% du volume total est contenu dans les gouttes de diamètre $< D_{0,632}$
$D_{0,90}$	90% du volume total est contenu dans les gouttes de diamètre $< D_{0,90}$
$D_{0,99}$	99% du volume total est contenu dans les gouttes de diamètre $< D_{0,99}$
D_{pic}	diamètre du pic de la distribution

Tableau 1.1 – Diamètres représentatifs (Lefebvre [1989]).

Afin de représenter la répartition expérimentale des tailles de gouttes, des fonctions de densité de probabilité (PDF) sont couramment utilisées. La plupart d'entre elles sont issues de développements théoriques sur les processus de fragmentation de solides. Ces fonctions de distributions de taille peuvent être exprimées en nombre $P_N(D)$, en surface $P_S(D)$, ou en volume $P_V(D)$. En supposant les gouttes sphériques, il est possible de passer d'une représentation à l'autre par la relation suivante :

$$P_V(D) = D\frac{P_S(D)}{\int_0^{D_{max}} DP_S(D)dD} = D^3\frac{P_N(D)}{\int_0^{D_{max}} DP_N(D)dD} \tag{1.55}$$

Parmi les fonctions de distributions couramment employées pour représenter les tailles de gouttes, on peut citer, de manière non exhaustive, la distribution Log-Normale, la distribution Gamma, la distribution Log-Stable. Selon Kolmogorov, la fragmentation est vue comme un processus séquentiel, dans lequel la rupture se produit en « cascade » : à chaque étape, une goutte « mère » se brise en donnant naissance à certain nombre de gouttes « filles », indépendamment des ruptures précédentes. Pour un grand nombre d'étape, l'application du théorème central limite permet de décrire les distributions volumiques par la loi log-normale, Équation 1.56.

$$f\left(x;\mu,\sigma\right) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}}\mathrm{Exp}\left[-\frac{\left(\ln x-\mu\right)^2}{2\sigma^2}\right] \tag{1.56}$$

où σ est l'écart-type de la distribution et μ la moyenne.

A partir des distributions de taille, il est possible de définir des diamètres moyens à partir du rapport de différents moments de ces distributions. Ceux-ci sont définis par l'équation ci-dessous :

$$D_{p,q} = \left[\frac{\int_0^{D\infty} P_N(D)D^p dD}{\int_0^{D\infty} P_N(D)D^q dD}\right]^{\frac{1}{p-q}} \tag{1.57}$$

où p et q sont des entiers naturels. Les diamètres les plus utilisés, le diamètre moyen ou MMD, $D_{1,0}$, défini par p = 1 et q = 0, le diamètre de Sauter, $D_{3,2}$, avec p = 3 et q = 2, le diamètre en volume, $D_{3,0}$, avec p = 3 et q = 0. Pour l'étude de l'atomisation liquide, le diamètre généralement utilisé est le diamètre de Sauter ou SMD, $D_{3,2}$, il représente la taille d'une goutte possédant

en moyenne le même ratio volume sur surface que l'ensemble des gouttes du volume liquide initial.

Le rapport MMD/SMD est un bon indicateur de la dispersion statistique de taille de goutte. Simmons [1977] constate que, pour une large variété d'injecteurs, le rapport entre le Diamètre Moyen de Sauter (SMD) et le Diamètre Median en Masse (MMD) est constant et égal à MMD/SMD = 1.2.

1.7 Conclusion et questions soulevées

Cette revue bibliographique constitue une synthèse des références sur la fragmentation liquide. L'objectif était d'une part, de situer notre étude dans un contexte scientifique plus général et d'autre part, de fixer la démarche d'investigation pour la suite, en déterminant les questions à soulever pour répondre aux objectifs de la thèse.

La partie traitant des jets a permis de montrer la similitude entre le cas liquide-liquide et liquide-gaz, Saito *et al.* [2017]. Les résultats expérimentaux semblent confirmer l'influence importante de la turbulence sur la fragmentation et le mélange du jet avec le fluide ambiant, Shinjo et Umemura [2010]. Plusieurs modèles d'entrainement du jet sont revus ; le plus abouti est celui basé sur l'approche de Morton *et al.* [1956] qui semble être une piste intéressante pour la modélisation macroscopiques de la structure des jets turbulents permettant de déterminer la longueur de rupture ainsi que le coefficient d'entrainement.

Dans la partie traitant des gouttes, les résultats expérimentaux confirment l'existence d'un nombre de Weber critique, permettant de fixer une limite entre le régime de fragmentation et le régime sans fragmentation, Pilch et Erdman [1987]. Ce nombre critique est admis égal à 12 dans la littérature, mais différentes valeurs sont déterminées expérimentalement en fonction de la configuration de l'expérience et des conditions physiques mises en jeu, Kulkarni et Sojka [2014], Landeau *et al.* [2014]. Cependant la signification physique de ce nombre de Weber semble incomplète et reste a préciser. De la même manière que pour les jets, on observe pour les gouttes une similitude des régimes de fragmentation dans les cas liquide-liquide et liquide-gaz, Gelfand [1996]. Cependant si, dans le cas liquide-gaz, il existe une grande quantité de données sur les différents régimes de fragmentation, dans le cas liquide-liquide et surtout dans les rapports de densité intermédiaire d'environ $\rho_L/\rho_A \approx 10$, la quantité de données est plus faible.

Les questions auxquelles nous tentons de répondre dans la suite de ce document sont les suivantes : Que peut-on prédire lors de la fragmentation d'une goutte ? Quels sont les mécanismes d'instabilité à l'origine de la fragmentation ? La définition du nombre de Weber critique dans la littérature est-elle suffisante ? Dans le cas d'un jet ou d'une goutte, peut-on prédire la distribution des tailles ? Dans le cas d'un jet, quel rôle joue la turbulence dans la fragmentation et le mélange du jet ? Est-il possible de mesurer son effet sur la distribution des tailles ?

2

Fragmentation hydrodynamique d'une goutte de métal liquide dans l'eau

Sommaire

2.1 Description du générateur de goutte à goutte (GALAD) 64
2.2 Propriétés physiques de métal de Field 66
2.2.1 Propriétés thermophysiques 67
2.2.2 Propriétés rhéologiques 68
2.3 Procédure expérimentale 70
2.4 Résultats expérimentaux 75
2.4.1 Impact et régimes de fragmentation 75
2.4.2 Estimation de l'épaisseur du sac 77
2.4.3 Mesure de la granulométrie par tamisage 78
2.4.4 Bilan d'énergie cinétique convertie en énergie de surface 80
2.5 Analyse 82
2.5.1 Déformation et fragmentation du régime en sac 82
2.5.2 Initiation de la fragmentation 89
2.5.3 Dépendance de la distribution en fonction du nombre de Weber 93
2.5.4 Bilan de masse et d'énergie durant la fragmentation secondaire 96
2.6 Conclusions 100

Ce chapitre porte sur l'étude expérimentale des phénomènes de fragmentation liquide-liquide et a pour but principal l'analyse et la modélisation des phénomènes physiques mis en jeu. Dans cet objectif, des expériences de fragmentation de gouttes de métal de Field dans de l'eau sont menées dans le but de comprendre les mécanismes de fragmentation liquide-liquide et l'influence des transferts thermiques et de la solidification. Ce chapitre présente d'abord le dispositif GALAD de génération de goutte à la demande, puis les résultats expérimentaux et enfin une analyse physique avec une comparaison entre le cas liquide-liquide et le cas liquide-gaz. Un Bilan de masse et d'énergie est proposé permettant d'estimer le SMD en fonction des conditions physiques. L'effet de la solidification est également investigué en AnnexeA.5.

2.1 Description du générateur de goutte à goutte (GALAD)

Dans le but de réaliser un générateur de goutte à goutte, de métal liquide, un dispositif désigné par "GALAD" a été conçu, voir la Figure 2.1 et 2.2.
La température de fusion du métal de Field est de 62 °C. Par mesure de sécurité et afin que la température du réservoir du métal ne dépasse pas 100 °C, un système de chauffage à eau (type bain-marie) est utilisé.

Il existe différents dispositifs conçus pour générer des gouttes (cf. Amirzadeh *et al.* [2013]). Typiquement, de tels dispositifs sont constitués d'une chambre chauffée contenant le métal. Une goutte est alors formée en appliquant au bain du métal une impulsion de pression, qui permet d'éjecter une petite quantité de métal à travers une buse.

Le principe du générateur pneumatique GALAD est le suivant : la chambre contenant le métal fondu est mise sous pression par un gaz pendant un temps suffisant, pour atteindre une valeur suffisante pour forcer au moins une goutte a être éjectée à travers un orifice. La chambre est munie d'une quenouille afin de contrôler le débit des gouttes. Il faut ensuite détendre la chambre (décompression) sur un temps suffisant afin d'éviter l'éjection de nouvelles gouttes et de revenir aux conditions initiales de pression.

L'installation comprend :

— Une chambre contenant le métal fondu à éjecter, et disposant d'une conduite d'entrée du gaz, d'une sortie d'échappement et d'un orifice de sortie des gouttes.

— Un moyen de pressurisation connecté à la conduite d'entrée du gaz pour donner une impulsion de pression à la chambre et forcer le liquide à s'éjecter. La pression délivrée à la chambre est réglée par un régulateur de pression. Le débit du gaz est contrôlé au moyen d'une électrovanne normalement fermée qui est ouverte sur une période de temps d'environ 50 ms, déterminée par un circuit électronique de temporisation.

— Un moyen de décompression pour détendre la pression de la chambre par une électrovanne reliant la chambre à l'atmosphère.

Pour chaque expérience, on utilise 125 g de métal de Field, ce qui correspond à 15.6 mm^3.

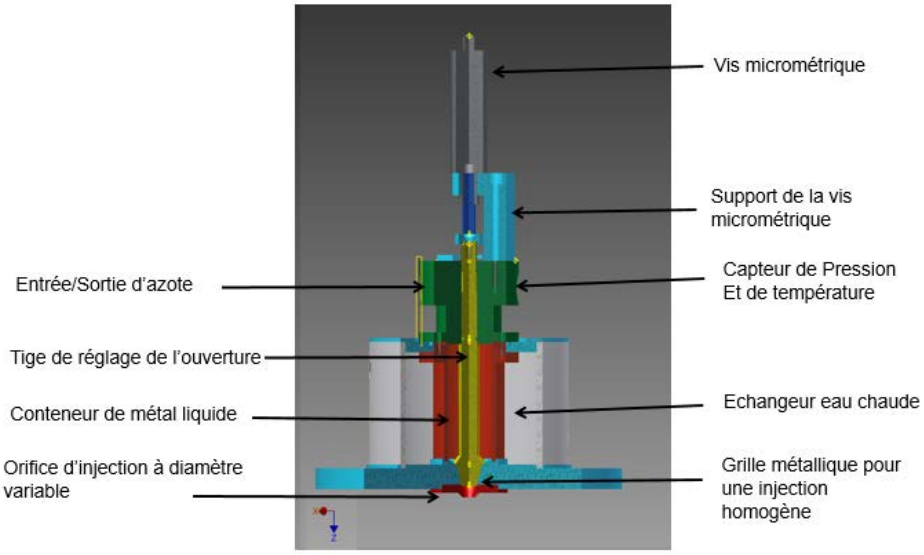

FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif final de GALAD.

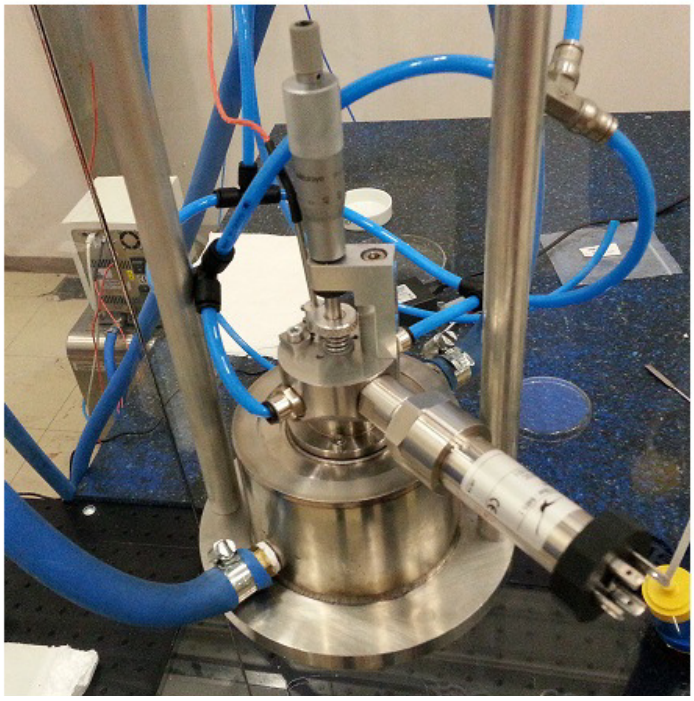

FIGURE 2.2 – Une photo du générateur de goutte à la demande.

2.2 Propriétés physiques de métal de Field

Le métal de Field est un alliage eutectique ternaire (cf. Figure 2.3), composé de 32.5% Bi, 51% In et 16.5% Sn. Il fond à 62 °C, il n'est pas toxique (raison principale du choix). Il est principalement utilisé pour la réalisation de pièces de prototypage rapide en fonderie.

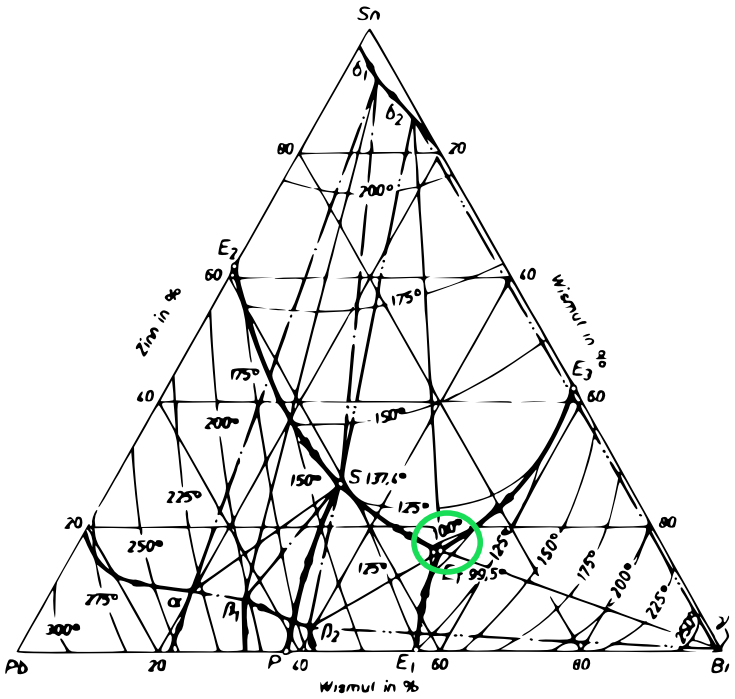

FIGURE 2.3 – Diagramme ternaire Pb-Sn-Bi. Le cercle vert spécifie la composition proche du métal du Field, Ho *et al.* [1953].

Sa composition chimique le rend propice à l'oxydation par l'oxygène de l'air, puisque les potentiels d'oxydoréduction de ses composants sont :

— E°(O2, H2O)= 1.23V

— E°(Bi3+, Bi)= 0.29V

— E°(H+, H2)= 0,00V

— E°(Sn2+, Sn)= -0.14V

— E°(In3+, In)= -0.34V

On déduit donc que c'est l'indium qui sera le plus propice à l'oxydation. D'autre part la valeur des potentiels est suffisamment basse pour que l'on suppose que la réaction d'oxydation soit rapide et totale.

2.2.1 Propriétés thermophysiques

Les mesures des propriétés thermo physiques du métal de Field ont été effectuées au LEMTA par le Dr. Yves Janot (Ingénieur de Recherche), par Analyse Thermique Différentielle au moyen d'un Setaram MicroDSC3 Evo (cf. Figure 2.4).

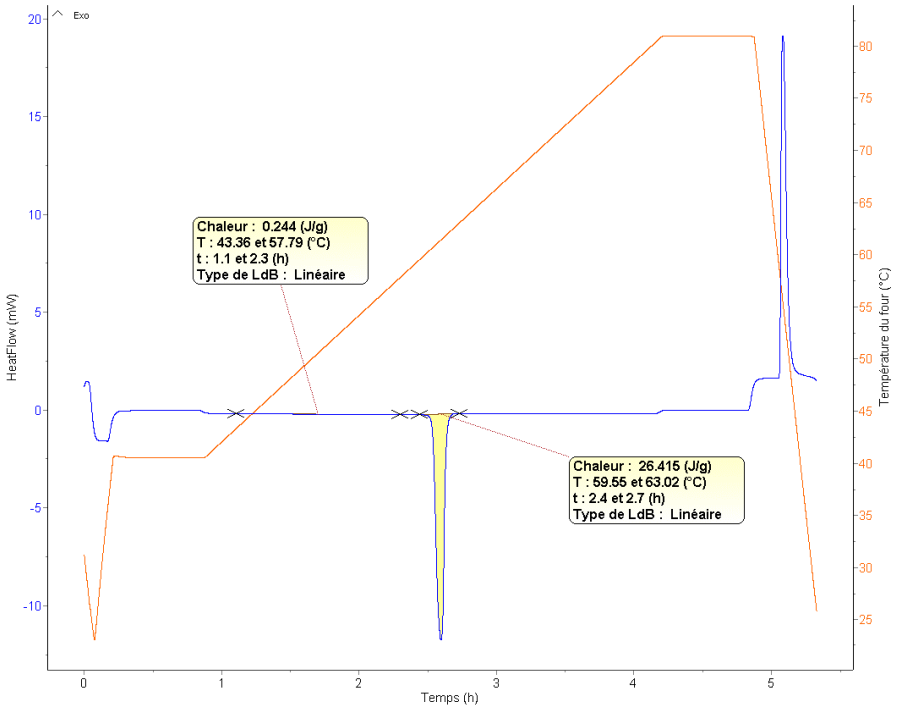

FIGURE 2.4 – Variation de la capacité thermique en fonction de la température.

La valeur du point de fusion permet de déterminer la pureté de l'échantillon. Les tests ont montré que le métal de Field acheté chez la société Rotometal était de bonne qualité. Cependant certains échantillons mal nettoyés présentaient une oxydation en surface (apparition d'un solidus et d'un liquidus du fait de ce changement de composition).

ρ	σ	k	μ	L_v	C_p
kg/m^3	N/m	$\frac{W}{m.K}$	$Pa.s$	$\frac{J}{kg}$	$\frac{J}{kg.K}$
7994	0.41	5.44	0.01	26415	300

Tableau 2.1 – Propriétés physiques du métal de Field, qui changent très peu en fonction de la température et de la phase (liquide ou solide).

2.2.2 Propriétés rhéologiques

Mesure en géométrie plan-cône

Des mesures de viscosité ont été effectuées au LEMTA en collaboration avec Salahedine Skali-Lami et Sébastien Kiesgen de Richter. Les premières mesures ont été effectuées sur un rhéomètre plan-cône et ont montré un comportement rhéologique complexe vraisemblablement lié à l'oxydation du métal. Des mesures complémentaires ont ensuite été effectuées dans un rhéomètre de type Couette sous argon et une couche de liquide protecteur pour limiter l'oxydation mais nous n'avons pas réussi à éliminer les effets non newtoniens.

Les premières mesures on été effectuées avec une géométrie plan cône, Figure 2.5, qui permet en théorie d'obtenir un écoulement viscosimétrique (cisaillement uniforme dans tout l'échantillon). Si on note le couple Γ, la vitesse ω_0 et Ψ, l'angle de cône (compris entre 0.3° et 5°), le taux de cisaillement s'écrit :

$$\dot{\gamma} = \frac{\omega_0}{\Psi} \tag{2.1}$$

et la contrainte :

$$\tau = \frac{3\Gamma}{2\pi R^3} \tag{2.2}$$

si bien que leur rapport donne la viscosité via la relation suivante :

$$\mu = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \tag{2.3}$$

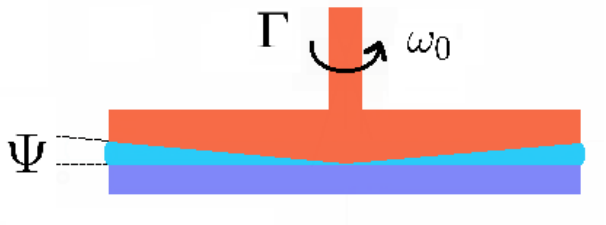

FIGURE 2.5 – Schéma de principe d'un rhéomètre plan-cône.

La difficulté liée à cette expérience a été l'éjection de liquide par la force centrifuge du fait de sa forte densité. Il est de ce fait fort possible qu'une bulle soit située au niveau de la pointe du cône. D'autre part un comportement pâteux est apparu dans le métal éjecté et brassé par le cône tournant, vraisemblablement lié à l'oxydation du métal. Néanmoins, les résultats de ces mesures sont donnés sur les Figures 2.6 et 2.7.

Il semble y avoir un seuil d'écoulement et un caractère rhéofluidifiant du métal liquide. Ce comportement est par ailleurs référencé dans la littérature (Jeyakumar et al. 2011, Xu et al.) mais attribué soit à l'oxydation de surface (réseau très solide d'oxydes en surface), soit à une propriété intrinsèque du matériau (ce qui est plus douteux). Néanmoins la seule technique préconisée (nettoyage à l'acide chlorhydrique) ne semble pas être très adaptée dans notre cas de figure

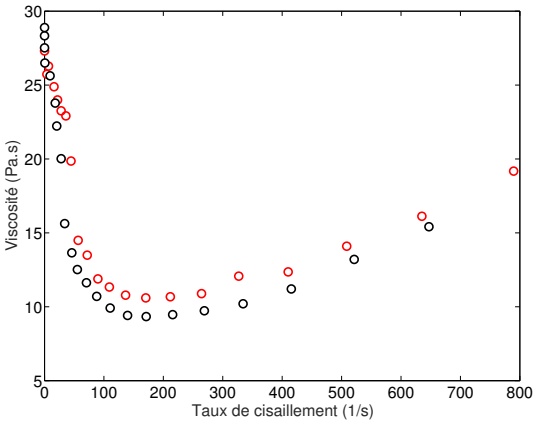

FIGURE 2.6 – Rhéogramme obtenu sur un rhéomètre AR 2000 avec une géométrie plan cône de 60 mm et d'angle de 2°.

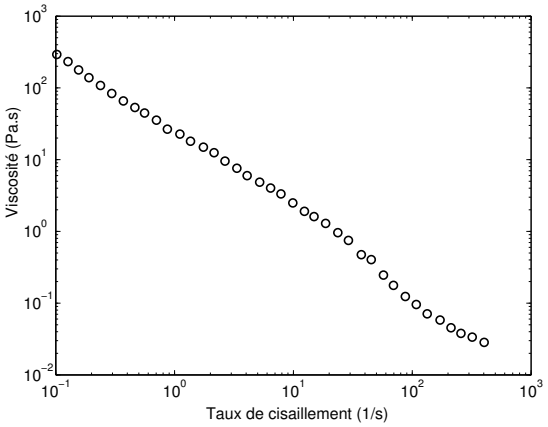

FIGURE 2.7 – Comportement rhéofluidifiant obtenu sur un rhéomètre AR 2000 avec une géométrie plan cône de 60 mm et d'angle de 2°.

et conduit également à l'attaque du métal par l'acide (comme ont pu le montrer les potentiels d'oxydoréduction donnés précédemment).

Mesure en géométrie de Couette

Afin de limiter l'influence de l'oxydation ainsi que l'éjection, il a été décidé de passer en géométrie de Couette avec une couverture d'Azote puis d'Argon ainsi qu'une couverture liquide (huile rhéologique). Malheureusement aucune de ces techniques n'a permis d'éliminer clairement l'oxydation.

La Figure 2.9 montre l'évolution de la viscosité avec le taux de cisaillement. On passe par un minimum situé aux alentours de 8 mPa.s soit 4 fois la valeur admise pour des métaux liquides de même nature (environ 2 mPa.s), ce qui est inférieur à la valeur obtenue pour la configuration plan-cône (environ 20 mPa.s). C'est compatible avec une diminution de l'oxydation. Cela signifie également que d'un point de vue pratique l'état d'oxydation du métal liquide reste une inconnue dans les présentes expériences et la viscosité est susceptible d'être augmentée d'un ou de plusieurs ordres de grandeur.

L'évolution de la viscosité avec la température semble suivre une loi d'Andrade comme l'indique la Figure 2.10 et la Figure 2.11. On observe un léger retard à la solidification en diminuant la température dans le rhéomètre puisque la viscosité augmente fortement une fois la température de consigne atteinte 61 °C (et du fait des fuites thermiques cette température est supérieure à la température réelle dans l'échantillon). Ce retard est faible cependant.

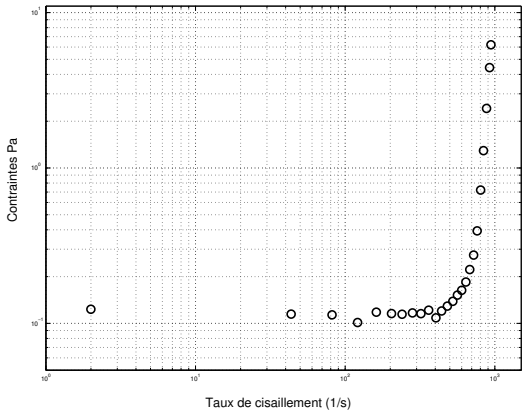

FIGURE 2.8 – Rhéogramme obtenu sur une géométrie de couette.

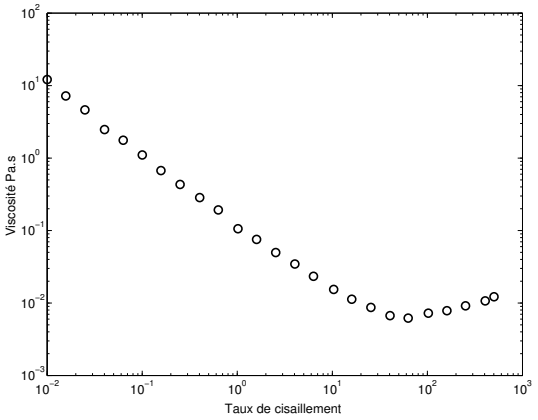

FIGURE 2.9 – Viscosité en fonction du taux de cisaillement pour une géométrie de Couette.

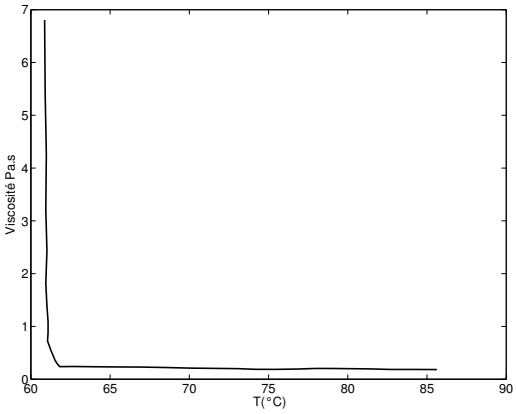

FIGURE 2.10 – Influence de la température sur la viscosité.

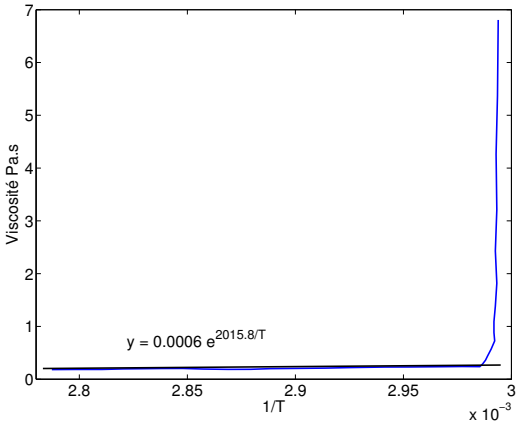

FIGURE 2.11 – Influence de la température sur la viscosité, graphe en échelle semi-logarithmique.

2.3 Procédure expérimentale

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est montré sur la Figure 2.12. Il consiste à impacter perpendiculairement par gravité une goutte de métal de Field à l'interface d'une piscine d'eau. La température de contact (*q.v.*) entre le métal liquide et l'eau est fixée à 75 °C, donc 13 °C (déterminée expérimentalement) au dessus de la température de solidification du métal de Field (62 °C), afin de garantir l'absence d'influence de la solidification sur le processus de fragmentation (cf. annexe A.5).

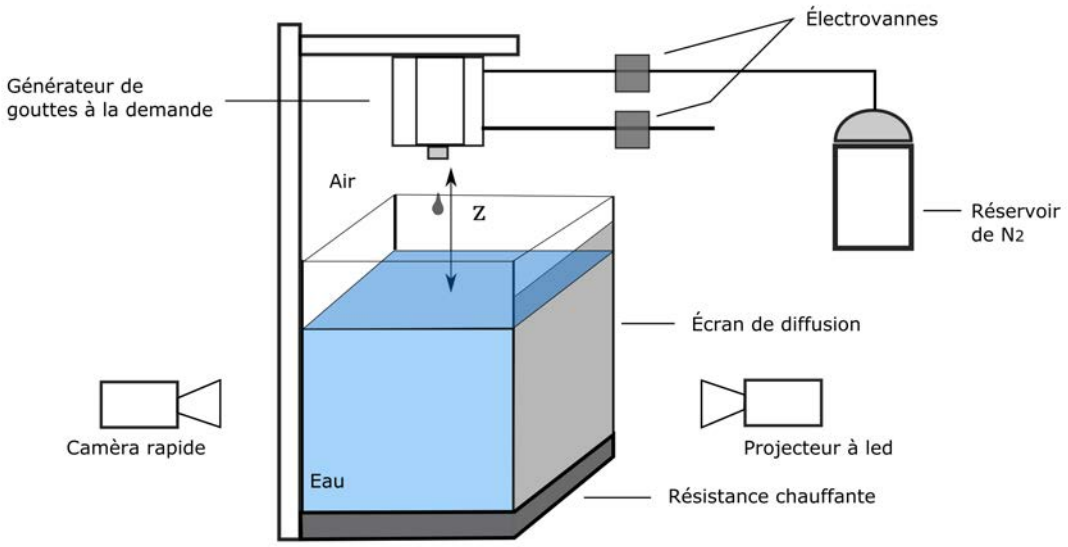

FIGURE 2.12 – Dispositif expérimentale.

Le dispositif expérimental comprend une piscine d'eau (50X50X50cm^3), un générateur de goutte à la demande (cf. Figure 2.2), un projecteur à led (PRIOLITE LED 400, équivalent à une ampoule halogène de 400 W), une bouteille d'azote, une résistance chauffante régulée et un système d'acquisition des données couplé à une caméra rapide (PHANTOM V701).

La technique d'ombroscopie a été employée pour visualiser l'interaction des gouttes avec le fluide ambiant, avec une résolution maximale de 40 µm/pix. Une visualisation résolue en temps nécessite d'avoir un taux d'acquisition élevé. Pour obtenir un niveau de contraste important avec des temps d'exposition faibles, un panneau à LED est utilisé. En vue d'assurer la reproductibilité des expériences, pour chaque condition, environ 200 gouttes sont analysées. La masse initiale de la goutte m_0, est égale à 0.27 g ± 0.01 g, le diamètre équivalent obtenu D_0 est de 4 mm, selon cette relation :

$$D_0 = \left(\frac{3}{4\pi}\frac{m_0}{\rho_D}\right)^{1/3} \tag{2.4}$$

ou ρ_D est la masse volumique de la goutte. La masse obtenue est due à l'équilibre entre les forces capillaires et le poids. Pour chaque essai, nous avons déterminé un rapport d'aspect L/D (voir la Figure 2.13) pour la goutte initiale, la valeur moyenne est de 2.04 avec une dispersion maximale de 4%.

Méthode expérimentale

Dans notre étude, la vitesse de la goutte est définie comme la vitesse de chute libre, donnée par la relation suivante :

$$U = \sqrt{2gz} \tag{2.5}$$

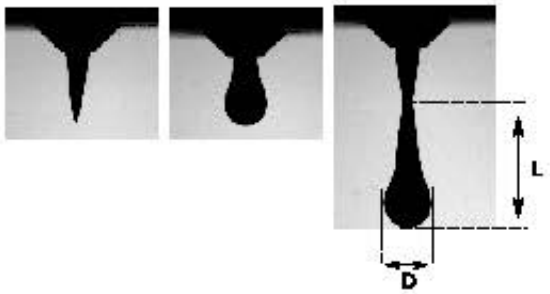

FIGURE 2.13 – Photo typique d'une goutte de métal liquide produite au niveau de la buse avec un diamètre de 2mm.

z est la hauteur de chute (cf. Figure 2.12), les valeurs sont données dans le Tableau 2.2. Il faut noter que dans l'intervalle de hauteur de chute considéré ici (moins de 120 cm), les efforts de friction de l'air sont négligeables sur la goutte durant la chute.

Le temps adimensionné t^* est défini comme le rapport entre le temps physique t et le temps caractéristique de fragmentation t_{RN}, défini par Ranger et Nicholls [1969] (cf. Eq. 1.43),

$$t^* = \frac{t}{t_{RN}} \tag{2.6}$$

Dans cette étude $Oh = 0.008 \ll 0.1$, par conséquent nous prévoyons que la viscosité aura une faible influence sur le régime de fragmentation, ceci est en accord avec les précédentes études sur la fragmentation d'une goutte (cf. Gelfand [1996]). Après avoir soigneusement délimité les régimes de fragmentation, les expériences ont été menées pour quelques nombres caractéristiques de Weber, avec un nombre d'Eötvös constant, égal à 1,54.

Les conditions initiales sont reportées dans le Tableau 2.2, qui regroupe la décélération, le temps adimensionné de fragmentation t_b/t_{RN} et la longueur d'onde d'instabilité. Le temps adimensionné d'initiation à la fragmentation t_b/t_{RN}, est défini comme le temps nécessaire à la goutte pour commencer la fragmentation. La décélération a (m^2/s) a été estimée par mesure de la vitesse de la goutte en utilisant au minimum trois images successives obtenues par la caméra rapide. La longueur d'onde adimensionnée à la surface de la goutte λ/D_0, est obtenue par visualisation (cf. Figure 2.18).

Pour mesurer la distribution des tailles des gouttes avec une précision correcte, deux méthodes de mesure complémentaires ont été utilisées. La première est une méthode simple, proposée par Weiss et Worsham [1959], Yang et Yang [1990] et dans la monographie d'Lefebvre [1989], qui consiste à choisir les paramètres afin que les gouttes soient solidifiées par le fluide ambiant (l'eau

	z (cm)	U (m/s)	Re	t_{RN} (ms)	a (m/s^2)	λ/D_0	t_b/t_{RN}
$We = 118$	60	3.43	13809	5.5	610	0.266	2.24
$We = 99$	50	3.13	12606	6.3	482	0.309	2.46
$We = 79$	40	2.80	11275	7.9	385	0.421	2.78
$We = 59$	30	2.42	9765	9.7	193	0.573	2.92
$We = 39$	20	1.98	7973	12	161	0.6	3.88
$We = 20$	10	1.40	5637	/	129	/	/
$We = 10$	5	1.00	3986	/	64	/	/

Tableau 2.2 – Ce tableau résume les conditions initiales pour les nombres de Weber correspondants, la décélération de la goutte mesurée expérimentalement, la longueur d'onde à la surface de la goutte adimensionnée par le diamètre initial (obtenue par visualisation) et finalement le temps d'initiation à la fragmentation adimensionné par le temps de Ranger et Nicholls [1969], (cf. Eq. 1.43).

dans notre cas) à la suite de la fragmentation, puis tamisées à la fin. La seconde méthode est basée sur l'analyse d'images obtenues de la caméra rapide.

Afin de déterminer la température nécessaire pour obtenir un processus de fragmentation, sans influence de la solidification, pour une goutte avec une température initiale de 85 °C, la température de l'eau de la piscine à été augmentée jusqu'à atteindre la limite de 50 °C, où les gouttes produites restent liquides une fois au fond de la piscine. Ainsi une valeur de 40 °C a été utilisée pour l'eau lors des expériences. Cette température correspond à une température de contact T_C de 75 °C, obtenue par la relation suivante :

$$T_C = \frac{E_L T_L + E_A T_A}{E_L + E_A} \tag{2.7}$$

où E_L et E_A sont respectivement l'effusivité thermique $\sqrt{\lambda \rho C_p}$ du métal de Field et de l'eau, T_A la température de la piscine d'eau et T_L celle du métal de Field.

La température de fusion du métal de Field est de 62 °C, cette température de contact doit être suffisante pour prévenir l'effet de la solidification lors de la fragmentation, tout en permettant la récupération des débris solidifiés pour le tamisage. En utilisant une température plus faible (20 °C), nous avons obtenu une goutte solidifiée dans la forme "sac", sans fragmentation, cf. Figure 2.14. A noter la forme du sac qui semble s'enrouler autour de lui même.

Les débris solidifiés sont séchés et tamisés (avec une tamiseuse Retsch vibratory sieve shaker AS 200), avec les diamètres de tamisage suivants, $D_i \in \{20\mu m, 50\mu m, 100\mu m, 500\mu m, 1000\mu m, 2000\mu m\}$.

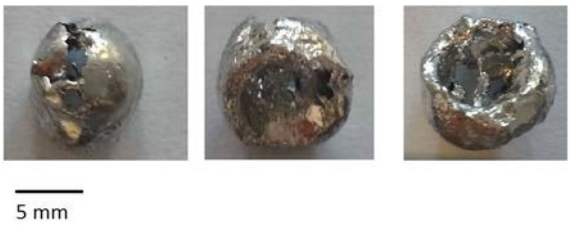

FIGURE 2.14 – Goutte solidifiée durant la formation du sac, We = 40, T_L = 85 °C et T_A = 20 °C.

Pour la seconde méthode, le décompte des particules a été réalisé par l'analyse d'images utilisant un logiciel open-source (ImageJ, http ://imagej.nih.gov/ij/), cette méthode restreint la PDF (Fonction de Densité de Probabilité) aux gouttes avec un diamètre plus grand que la taille équivalente d'un pixel (i.e. 40 µm), et néglige les particules en dehors du plan focal (ainsi que les particules dont les trajectoires se croisent). Par conséquent une particule n'est bien visible que si son diamètre est supérieur de 2,2 fois la taille du pixel *i.e.* 90 μm, cette méthode permet d'avoir une estimation bien résolue de la distribution des diamètres. La procédure commence par une normalisation des images, afin d'obtenir un arrière plan uniforme. Puis, par la mesure de la surface apparente de la goutte A, un diamètre équivalent D est estimé utilisant l'expression suivante :

$$D = 2\sqrt{A/\pi} \tag{2.8}$$

Par conséquent, la PDF est résolue pour les gouttes sphériques et peut différer de celle obtenue à partir du diamètre équivalent de masse par tamisage. Ces deux méthodes ont leurs avantages et inconvénients : le tamisage permet de conserver la masse, donc théoriquement toutes les gouttes sont comptées, mais la précision est limitée par l'intervalle des diamètres des tamis utilisés. Dans tous les cas, le plus fin diamètre des tamis (20 µm) est plus petit que la taille du pixel, ainsi la précision sur les gouttelettes les plus fines est plus importante. Comme les fines gouttelettes ont un rapport surface-volume grand, elles sont par conséquent importantes pour le calcul du diamètre de Sauter (défini comme le diamètre d'une sphère ayant le même ratio volume initial/surface que le nuage de particule qu'elle doit représenter). Cependant, dans la technique d'analyse d'image on fixe librement la taille des tamis ce qui permet de reproduire d'une manière plus résolue la PDF, qui peut être comparée aux distributions utilisées usuellement. Afin de conclure avec cette comparaison, la technique de tamisage est supposée ne pas produire de biais dans les mesures (mais malheureusement avec une incertitude importante en fonction de l'intervalle des diamètres des tamis), alors que l'analyse d'image devrait permettre d'obtenir des PDF résolue mais avec un biais, dû au défaut de conservation de masse et à la limitation de la résolution.

2.4 Résultats expérimentaux

2.4.1 Impact et régimes de fragmentation

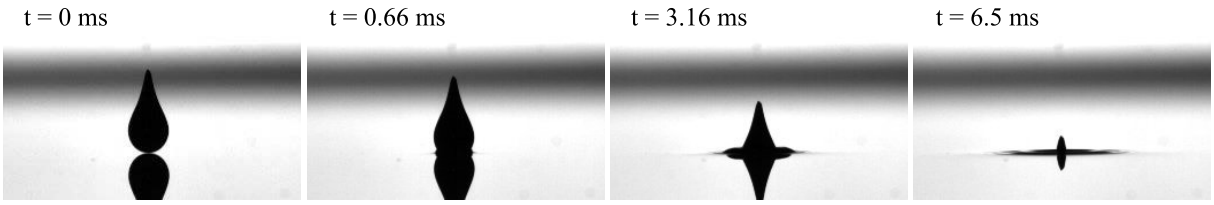

FIGURE 2.15 – Impact de la goutte à l'interface air-eau, We = 40.

La Figure 2.15 montre une séquence d'images typiques de l'impact d'une goutte de métal de Field à l'interface eau-air. Pour l'intervalle de nombre de Weber étudié ici, aucune cavité d'air, ni entrainement ne sont observés lorsque la goutte traverse l'interface air-eau.

La Figure 2.16 présente une vue rapprochée des différents types de déformation obtenus dans les expériences. Afin de déterminer les différents régimes de fragmentation, la hauteur de chute a été augmentée cm par cm depuis la surface de l'eau, jusqu'au maximum possible, de 120 cm. Une capture plus détaillée a été réalisée pour les nombres de Weber typiques. Pour un nombre de Weber faible, la goutte oscille. Pour un nombre de Weber entre 8 et 30, quelques cas de fragmentation sont observés. Lorsque la goutte ne se fragmente pas, la forme stable de déformation n'est pas sphérique, avec une grande amplitude de déformation. Il peut être observé la fragmentation d'une goutte en deux parts égales, mais ce cas est rare puisque majoritairement le nombre de débris est supérieur. Pour obtenir le seuil de fragmentation, on peut voir en annexe Tableau A.1, que pour un We = 10, 99% de la masse initiale n'est pas fragmentée et 95% pour un We = 20, mais ce rapport décroît pour un nombre de Weber de 39. Expérimentalement le We_c retrouvé est égal à 30.

Pour les nombres plus grands (*i.e.* au dessus d'un We = 50), les oscillations ne sont plus visibles et la goutte prend la forme d'une capsule ou d'un sac creux, qui soudainement se fragmente en un ensemble de particules. Quelques similarités peuvent être relevées entre les systèmes liquide-gaz et liquide-liquide. Dans le cas liquide-air, Chou *et al.* [1997] montre que le régime de fragmentation en sac peut être divisé en quatre étapes. Durant l'étape initiale, la goutte se déforme, puis elle atteint la forme d'un sac creux formé d'un film mince et muni d'un anneau liquide. Soudainement le sac se fragmente en des gouttelettes fines, l'anneau restant intact. Finalement l'anneau se fragmente à son tour, produisant quelques gouttes grossières (la fragmentation est attribuée à l'instabilité de type Rayleigh-Plateau), comme illustré dans la Figure 2.17. Les différents régimes de déformation et de fragmentation observés sont résumés dans la Figure 2.18.

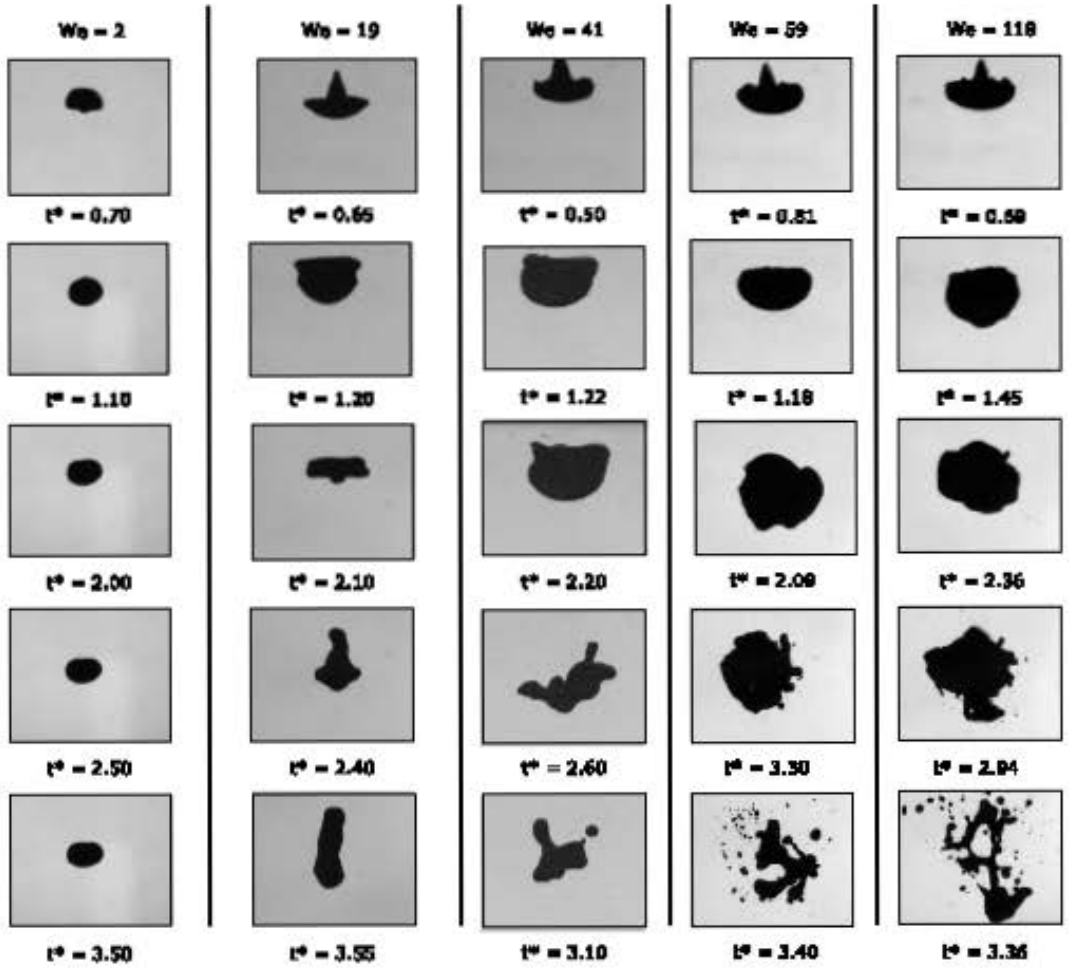

FIGURE 2.16 – Goutte immergée dans la piscine d'eau pour quelques nombres de Weber.

Afin d'approfondir les investigations sur les régimes de fragmentation en sac, la déformation de la goutte au cours du temps a été mesurée (en utilisant imageJ). Dans ce but, nous avons défini la déformation transverse adimensionnée W^*, comme la largeur W du plus petit rectangle contenant la goutte, adimensionné par le diamètre initiale de la goutte. Les mesures de déformation en fonction du temps adimensionné t^* dans la direction transverse par rapport à l'écoulement sont données dans la Figure 2.19. Le fait le plus marquant est que la déformation de la goutte est corrélée au diamètre initial de la goutte et au temps adimensionnel t^* (cf. Eq. 2.6), tout en étant indépendante du nombre de Weber. La déformation croît en fonction du temps jusqu'à la formation du sac, à environ $t/t^* = 1.8$, cet instant marque la formation complète du sac avec une déformation maximale proche de $W^* \approx 2$.

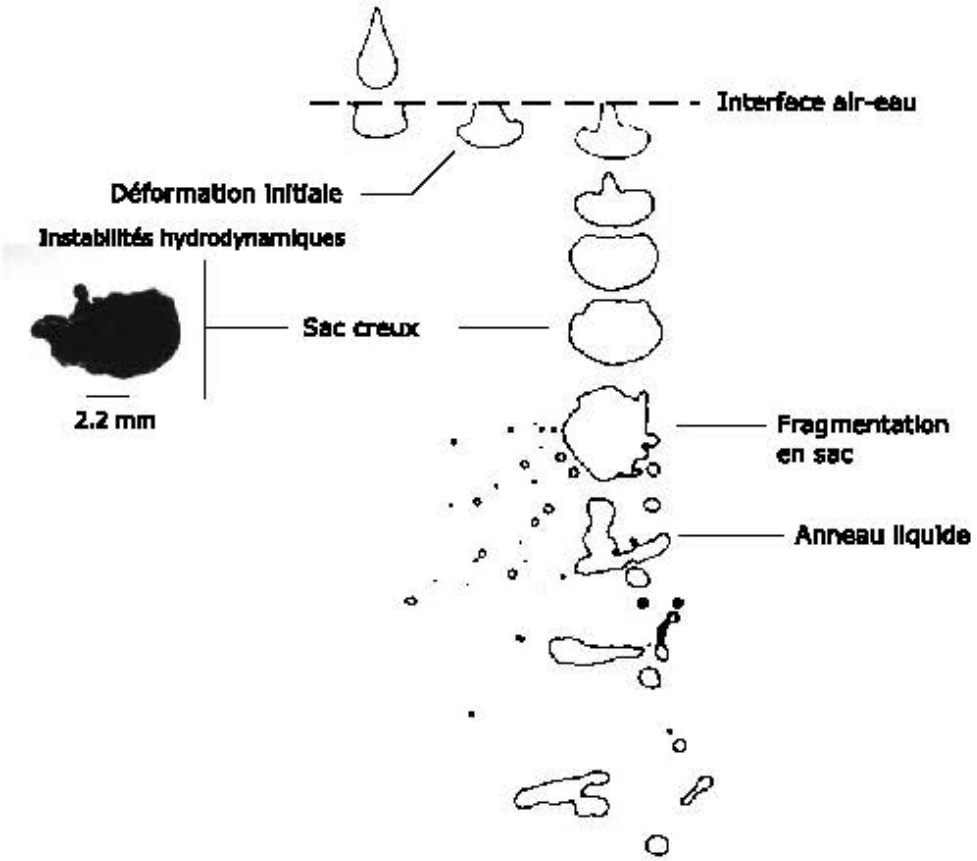

FIGURE 2.17 – Déformation d'une goutte pour un We = 59.

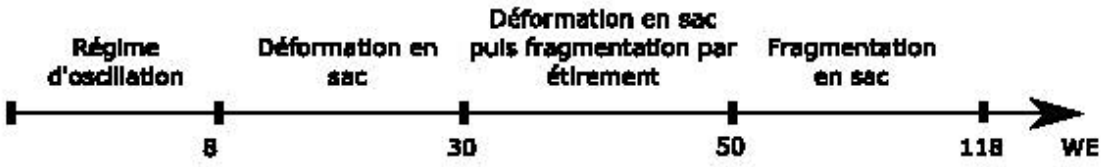

FIGURE 2.18 – Régimes de déformation et de fragmentation obtenus dans cette étude.

2.4.2 Estimation de l'épaisseur du sac

Suivant la méthode proposée par Lhuissier et Villermaux [2009], l'épaisseur du sac a été estimée en mesurant sa vitesse de rétraction (par traitement d'image). Dans notre étude, $Oh \ll 0.1$, ainsi les effets de viscosité sont négligeables. Par conséquent, les forces motrices sont principalement dues à l'inertie du fluide de la goutte et à sa tension de surface. Supposons que le trou apparaissant dans le film du sac est en deux dimension (vrai pour un film plat ou une bulle de savon), alors une relation existe entre la vitesse de rétraction du film et l'épaisseur de celui-ci,

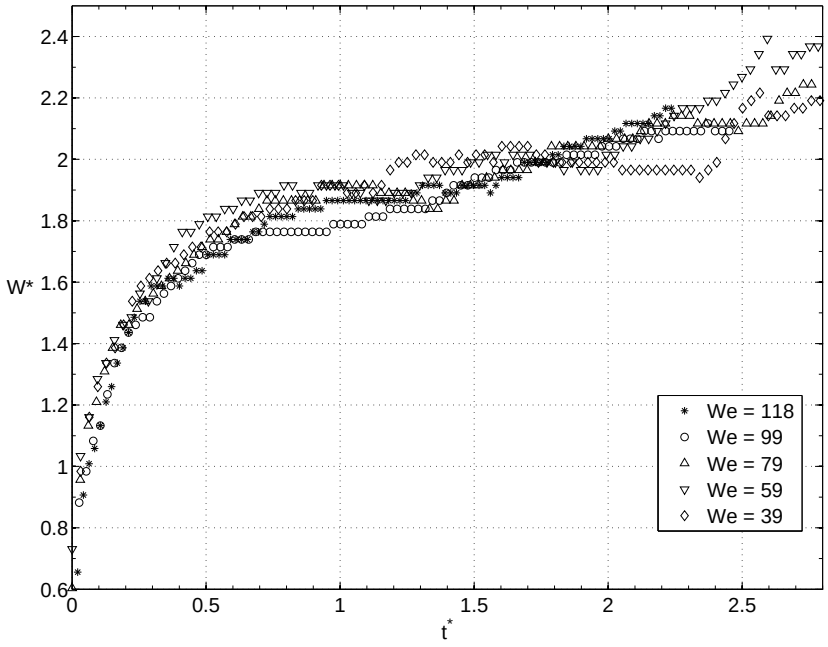

FIGURE 2.19 – Déformation transverse adimensionnée de la goutte.

donnée par la théorie de Taylor-Culick (cf. Culick [1960]) :

$$v = \left(\frac{2\sigma}{\rho e}\right)^{1/2} \tag{2.9}$$

A noter que l'épaisseur estimée du sac décroît fortement lorsque le nombre de Weber augmente.

We	$v(m/s)$	$e(\mu m)$
59.2	1.52	43
78.9	2.43	17
98.7	2.74	13
118	3.35	9

Tableau 2.3 – L'épaisseur du film de sac en fonction du nombre de Weber.

2.4.3 Mesure de la granulométrie par tamisage

Une PDF pour les gouttes avec un diamètre supérieur à 100 μm est obtenue par traitement d'images. Les résultats sont présentés dans la Figure 2.20 pour les nombres de Weber égaux à, 59, 79 et 118 (Le nombre de fragments n'était pas suffisant pour obtenir des PDF précises pour les faibles nombres de Weber). Une distribution log-normale est ajustée à l'histogramme, comme admis dans la littérature sur l'atomisation [Lefebvre, 1989] et suggéré par Kolmogorov [1941];

Gorokhovski et Saveliev [2003], et plus récemment Jain *et al.* [2015].

$$f\left(x;\mu,\sigma\right)=\frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}}\mathrm{Exp}\left[-\frac{\left(\ln x-\mu\right)^{2}}{2\sigma_{\ln d}^{2}}\right] \tag{2.10}$$

La distribution log-normale présente un bon accord avec le paramètre $\mu = ln(D_{50\%})$, proche de -2.2, ce qui signifie que le pic des gouttes produites se situe autour de $1/10^{me}$ du diamètre initial de la goutte mère, par conséquent 50% des gouttes ont un rapport de taille plus faible (C'est la définition du diamètre médian $D_{50\%}$). La valeur d'ajustement de la distribution log-normale, $\sigma_{\ln D}$, est approximativement constante, proche de 0.8, montrant qu'il n'existe pas une différence sensible entre le nombre de Weber 59 et 118. Cependant, ce n'est pas le cas pour l'analyse par tamisage, qui montre une augmentation de la masse des petits fragments lorsque le nombre de Weber augmente. Les données obtenues après tamisage sont données en annexe dans le Tableau A.1.

Dans nos expériences, le diamètre de Sauter ou SMD, a été calculé en utilisant la distribution de masse, obtenue par tamisage, suivant cette relation,

$$SMD \approx \frac{1}{\sum_{i=0}^{N_s} x_i/\bar{D}_i} \tag{2.11}$$

ou x_i est la fraction massique du tamis numéroté i, ayant un diamètre moyen $\bar{D}_i = \frac{D_i+D_{i+1}}{2}$. Une valeur proche de 1/2 est obtenue dans l'intervalle $20 \leq We \leq 40$. L'incertitude sur l'estimation du SMD est liée à l'intervalle des tamis utilisés, par conséquent elle est assez grande dans ce cas (jusqu'à 50% *cf.*, voir la Figure 2.30). Le rapport entre le SMD mesuré et le diamètre initial de la goutte, D_0, est donné dans le Tableau 2.4. Quasiment aucune fragmentation n'est observée dans les expériences avec un $We \leq 10$.

We	10	20	39	59	79	99	118
SMD/D_0	1	0.4464	0.2863	0.2726	0.2146	0.2024	0.1712

Tableau 2.4 – Rapport SMD/D_0 en fonction du nombre de Weber.

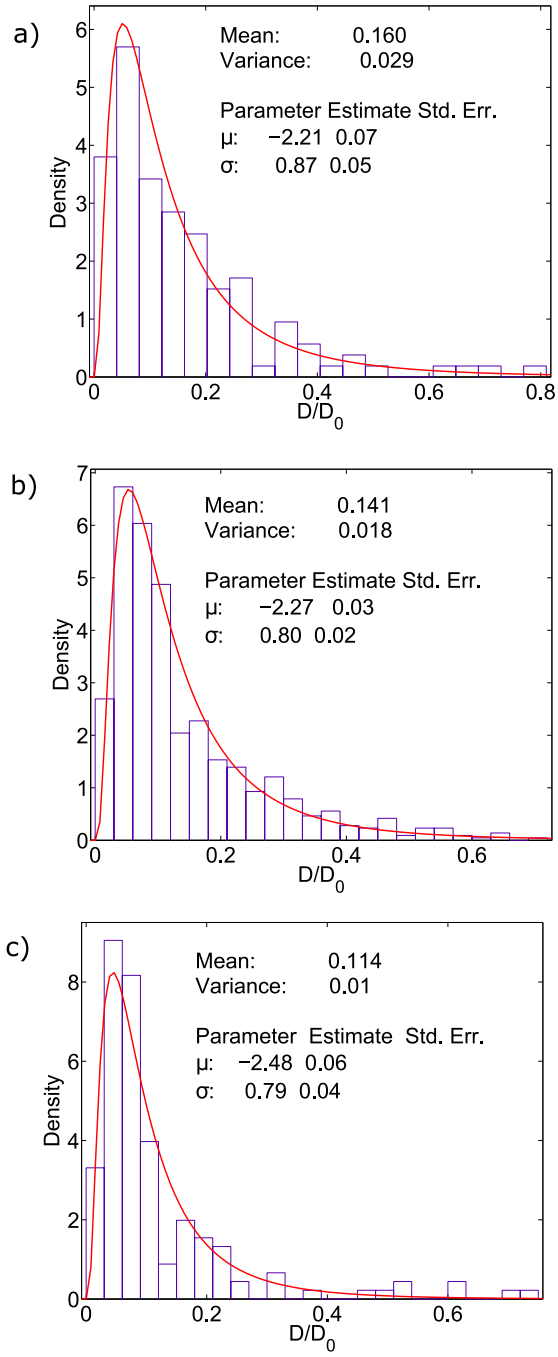

FIGURE 2.20 – Distribution des tailles en nombre pour We = (a) 59 (b) 79 (c) 118.

2.4.4 Bilan d'énergie cinétique convertie en énergie de surface

Pour estimer la fraction d'énergie cinétique initiale convertie en énergie de surface C, le rapport de l'énergie surfacique finale après fragmentation S_f et l'énergie cinétique initiale $(1/2)m_0U^2$ est calculé,

$$C = \frac{S_f}{(1/2)m_0 U^2} \tag{2.12}$$

$$S_f = \sum_{i=0}^{N_s} N_i^d A_i \sigma \tag{2.13}$$

où $N_i^d = m_i / \left(\frac{\pi}{6}\rho_D \bar{D}_i^{\,3}\right)$ est le nombre de particules et A_i est la surface d'une sphère, pour un diamètre moyen de tamis $\bar{D}_i$. La forme des gouttes est considérée comme sphérique.

La Figure 2.21, montre la fraction d'énergie cinétique convertie en énergie de surface. Le rapport C décroît lorsque le nombre de Weber augmente, avec une valeur asymptotique proche de 8-10% pour les grands nombres de Weber. Ceci peut être interprété par les observation de Lhuissier *et al.* [2013] *"for a given bath viscosity the same fraction of the drop kinetic energy is converted into surface energy"*.

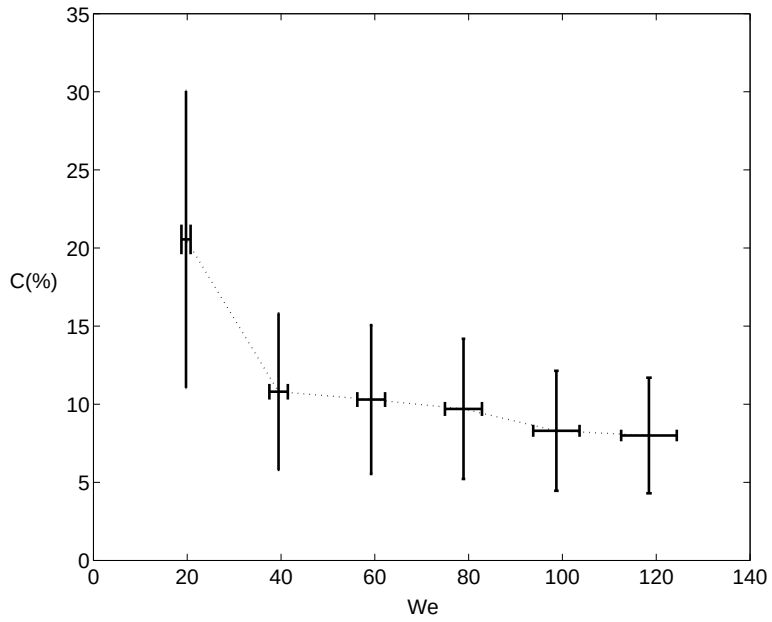

FIGURE 2.21 – Rapport de la conversion de l'énergie cinétique initiale en énergie de surface finale, après fragmentation.

2.5 Analyse

Les résultats expérimentaux de la section précédente, suggèrent que les régimes de fragmentation dans le cas des systèmes liquide-liquide ont des similarités mais aussi des différences avec les systèmes liquide-gaz. Les phénomènes physiques sous-jacents sont exposés ici.

2.5.1 Déformation et fragmentation du régime en sac

Formation du sac et transition entre la forme du dôme et du bol

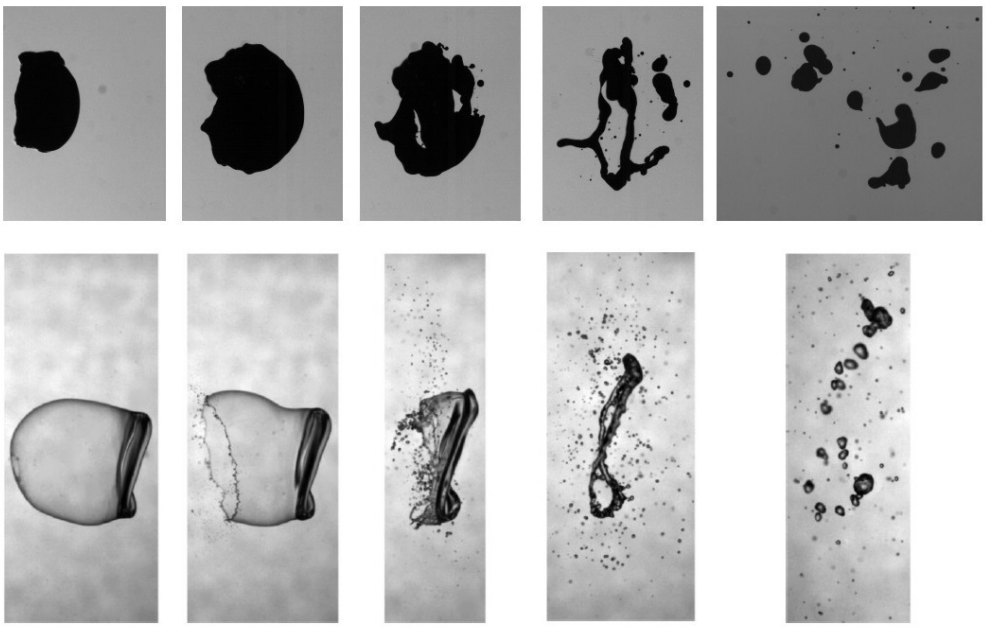

FIGURE 2.22 – Comparaison entre la fragmentation d'une goutte de métal liquide dans l'eau (système liquide-liquide, We = 40) et celle d'une goutte d'eau dans un écoulement de gaz (système liquide-gaz), Opfer *et al.* [2014]. Le sens de l'écoulement s'effectue de gauche à droite.

Le mécanisme de déformation et de fragmentation de la goutte est gouverné par l'interaction entre les forces hydrodynamiques et de tension de surface. La déformation est essentiellement due aux forces hydrodynamiques, alors que les forces capillaires et les effets de viscosité, ont un effet de résistance et de retard pour la déformation. Pour les faibles valeurs d'Ohnesorge Oh $\ll$ 0.1, comme c'est le cas dans cette étude, les effets de viscosité sur la déformation sont négligeables.

La Figure 2.22 compare la fragmentation d'une goutte de métal liquide dans l'eau (système liquide-liquide) et celle d'une goutte d'eau dans un écoulement de gaz (système liquide-gaz), Opfer *et al.* [2014]. La première remarque, est que l'on obtient les mêmes étapes de fragmentation dans le cas liquide-liquide et le cas liquide-gaz : la taille du sac augmente, par la suite le film mince se désintègre et finalement l'anneau liquide se brise à son tour. Lorsque le sac se désintègre,

il produit un grand nombre de fines gouttelettes alors que, quand l'anneau liquide se fragmente, un nombre faible de fragments est produit. La principale différence entre les deux situations est la direction du sac : pour le système métal-eau, le sac est dans la direction opposée au sens de l'écoulement, tandis que pour le système eau-air, le sac est dans le même sens que l'écoulement. Ces deux cas sont désignés respectivement par bowl-shaped and dome-shaped (forme en bol et forme en dôme).

Selon Hsiang et Faeth [1995], la transition est due au rapport entre les contraintes de cisaillement et les contraintes dues à la tension de surface. La forme observée en bol est obtenue lorsque le premier est supérieur au second. Cette hypothèse sera examinée de manière approfondie dans la suite, rappelons que cette hypothèse aboutit à l'expression suivante pour le nombre de Weber de transition entre la forme en bol et la forme en dôme,

$$We = CRe^{1/2} \tag{2.14}$$

où C est une constante de proportionnalité.

En utilisant les mesures liquide-liquide, Hsiang et Faeth [1995] ont trouvé C = 0.5, alors que pour le cas liquide-gaz, déstabilisé avec une onde de choc, ils obtiennent C = 0.7. La Figure 2.23 montre les conditions expérimentales actuelles comparées avec ceux de Hsiang et Faeth [1995], ceux de Gelfand [1996] et de Yang et Yang [1990]. A première vue, l'équation 2.14 semble être valide à une constante près pour décrire la transition entre la forme de bol et de dôme. Utilisant les données expérimentales de la Figure 2.23, on obtient la relation $We = 0.3Re^{0.4}$. Cependant un examen plus approfondie de la Figure 2.23 montre que les points localisés du côté dôme sont pour des systèmes liquide-liquide, alors que les autres sont pour des systèmes liquide-gaz. Les valeurs pour des nombres de Weber plus faibles que 2, sont difficiles à interpréter, puisque les gouttes ont un régime d'oscillation seulement. Par conséquent, si ces points correspondant à de faibles nombres de Weber sont supprimés de la Figure 2.23, l'hypothèse précédente devient valide. Par conséquent l'équation 2.16 ne détermine pas la forme du sac mais le rapport de densité, qui semble être le principale paramètre régissant la forme du sac. Le but de la suite est de démontrer ce fait.

Afin de le démontrer, il est nécessaire de revenir aux fondamentaux de la déformation d'une goutte dans un écoulement extérieur, comme décrit dans Villermaux et Bossa [2009]. Le paramètre principal est la différence de pression entre P_+ au point de stagnation, situé sur le devant de l'équateur de la goutte (dans le référentiel du centre de masse) et le point de pression P_-, sur l'extrémité du méridien de la goutte, dû à l'augmentation de la vitesse de l'écoulement extérieur. Utilisant la loi de Bernoulli, la différence de pression peut être approximée par $P_+ - P_- \approx (\lambda^2 - 1)\rho_A U_\infty^2$, où λ est le rapport d'augmentation de la vitesse sur l'extrémité du méridien de la goutte (la valeur est de 1.5 pour une goutte sphérique, [Batchelor, 1999], et devrait augmenter lorsque la goutte se déforme), créant une vitesse $V \approx \sqrt{(\lambda^2 - 1)\rho_A/\rho_L} U_\infty$ à l'inté-

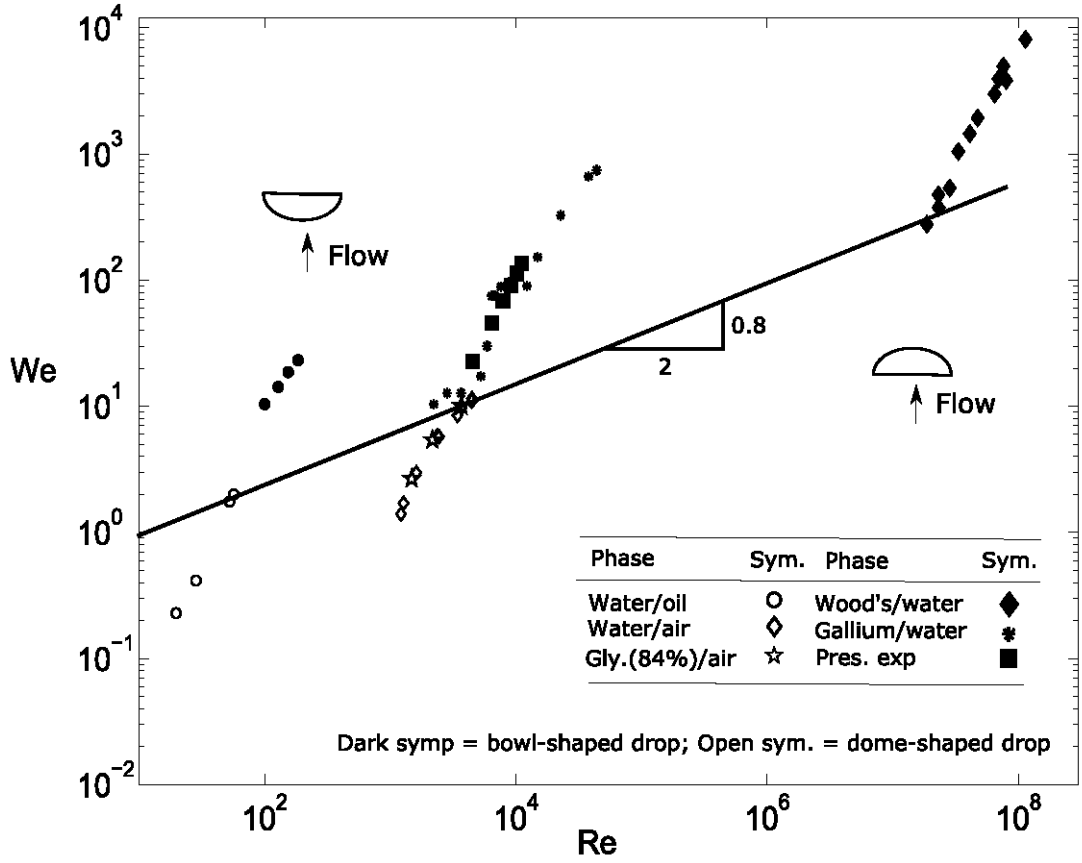

FIGURE 2.23 – Cartes des régimes de déformation en dôme ou en bol, Données issues de cette études avec celles de Hsiang et Faeth [1995] pour le système liquide-gaz, de pour le système Wood-eau et Gelfand [1996] pour le système Gallium-eau.

rieur, menant à sa déformation avec un temps caractéristique donné par t_{RN} (Équation 1.43). Si on suppose que,

$$\frac{dW}{dt} \approx V \propto \sqrt{\frac{\rho_A}{\rho_L}} U_\infty. \tag{2.15}$$

au début $\lambda(W)$ varie lentement, ainsi la vitesse de déformation adimensionnée dW^*/dt^* peut être considérée comme égale à une constante B. Par conséquent il possible de montrer, au moins au début que la déformation de la goutte devrait être linéaire en fonction du temps et indépendante du nombre de Weber, ce qui est similaire à beaucoup de résultats dans le cas liquide-gaz ; Zhao *et al.* [2013], Chou et Faeth [1998] et Jain *et al.* [2015].

$$W^* = W_0^* + Bt \qquad 0 \leq t^* \leq 2 \tag{2.16}$$

Cela a été rapporté dans plusieurs études expérimentales (*cf.* Chou et Faeth [1998] ou Opfer *et al.* [2014] entre autres). La déformation transverse maximale de la goutte est montrée dans la

Figure 2.19). L'estimation à partir de la corrélation (2.16) est en bon accord avec nos résultats expérimentaux, avec B égal à 2.5. Cependant la relation n'est plus valable après $0.3t_{RN}$ et il peut être montré que la déformation maximale atteinte est de l'ordre 2 dans tous les régimes de fragmentation observés (avant l'instant de fragmentation), et semble à première vue indépendante du nombre de Weber.

Par conséquent, il y a quelques différences entre le cas liquide-liquide et le cas liquide-gaz. En fait, notre analyse néglige deux points : un, l'influence de la tension de surface et deux, l'écoulement extérieur, si le nombre de Weber est assez grand ce premier point devient acceptable. Le second point semble être le paramètre principal qui régit la transition entre la forme de bol et la forme de dôme, ainsi que la variation de la déformation en fonction du temps.

L'équation d'évolution de la vitesse relative entre la goutte et le fluide environnant (négligeant l'effet de gravité) s'exprime ainsi,

$$\frac{1}{U_r}\frac{dU_r}{dt} = -\frac{3}{2}\frac{\rho_A}{\rho_L}C_d\frac{Ur}{2R_0} \tag{2.17}$$

Le temps caractéristique d'équilibre des vitesses t_e (similaire au temps d'accélération donné par [Gelfand, 1996]) est donné par la relation suivante,

$$t_e = \frac{\rho_L}{\rho_A}\frac{2R_0}{U_r} \tag{2.18}$$

Ainsi le rapport entre les deux temps caractéristiques, s'exprime par cette relation,

$$\frac{t_e}{t_{RN}} = \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_A}} \tag{2.19}$$

Dans le cas présent, le rapport (2.19) est approximativement égal à 2,8. Dans le cas des systèmes liquide-gaz, le ratio est beaucoup plus grand, ce qui signifie que la différence des vitesses entre l'extérieur et l'intérieur de la goutte ne varie pas sensiblement durant la déformation. Donc, il n'y a qu'un faible échange de quantité de mouvement entre la goutte et l'extérieur ; alors que dans le cas des systèmes liquide-liquide, ce rapport est proche de l'unité.

Pour expliquer la différence entre le cas liquide-liquide et le cas liquide gaz, l'un des scénarios les plus simples, montrant l'impact de la goutte de métal à l'interface air-eau de la piscine est illustré dans la Figure 2.24. L'écoulement produit lors du contact est capable de générer une vorticité importante dans le sillage de la goutte, cf. Baumann *et al.* [1992] et Peck et Sigurdson [1994]. La goutte se déforme initialement à cause de la différence de pression, puis le sac se forme par l'effet d'entrainement liquide. Cet effet est renforcé par la séparation de l'écoulement dans le sillage de la goutte.

Plus le rapport de densité est faible, plus le temps d'entrainement t_e et le temps de déformation t_{RN} sont proches et le vortex est plus fort. Ceci peut être vu dans la Figure 2.24 où une

comparaison est faite entre les présents résultats expérimentaux, avec un rapport de densité de 8, et ceux issus de Landeau *et al.* [2014] avec un rapport de densité de 1,03. Dans le dernier cas, le fluide de la goutte semble s'enrouler autour du vortex, presque comme un traceur passif.

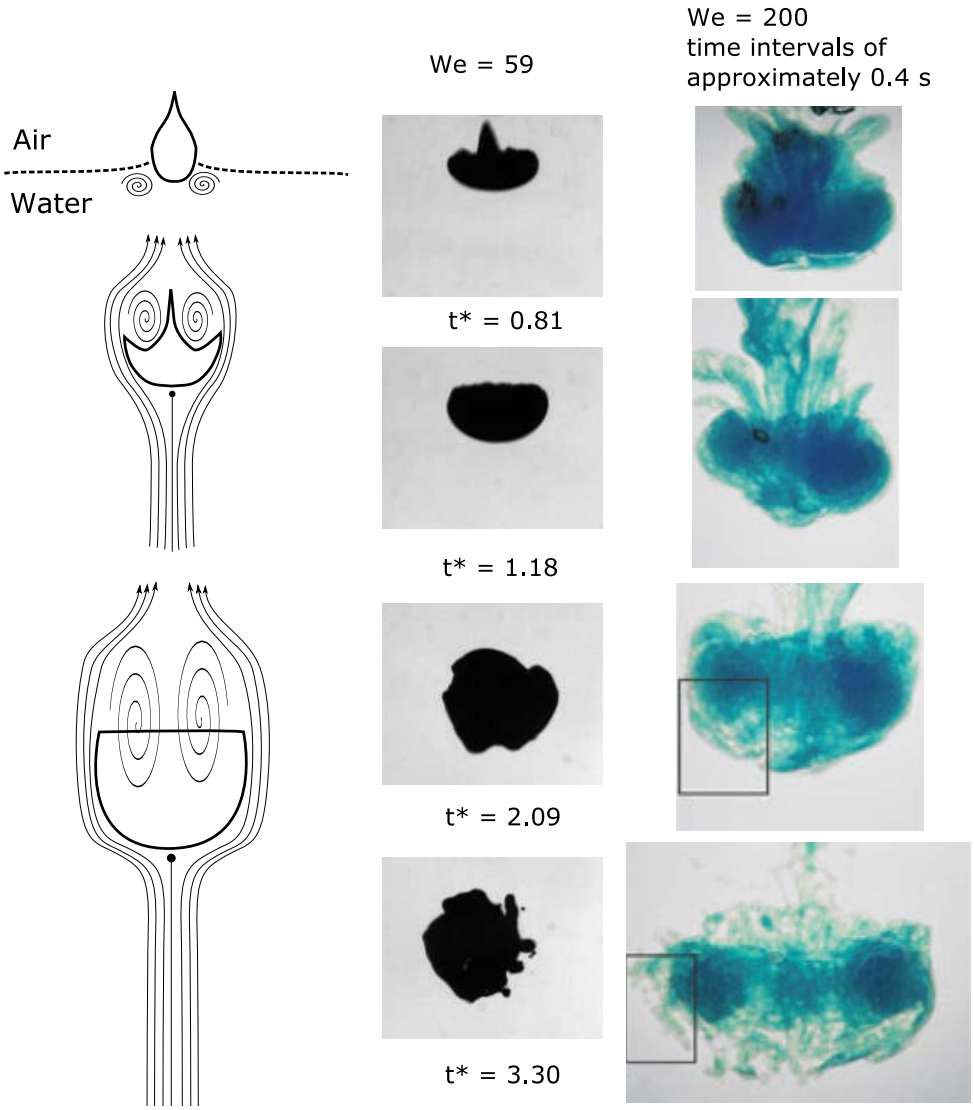

FIGURE 2.24 – Scénario du processus de déformation de la goutte ; comparaison entre cette étude pour un $We = 59$ et $\rho_L/\rho_A \approx 8$ et celle de Landeau *et al.* [2014] pour $We = 400$ et $\rho_L/\rho_A \approx 1.03$.

Mécanisme d'instabilité

Plusieurs auteurs, parmi lesquels Harper *et al.* [2006]; Patel et Theofanous [1981]; Joseph *et al.* [2002]; Zhao *et al.* [2010]; Rimbert et Castanet [2011]; Landeau *et al.* [2014] suggèrent que l'instabilité de Rayleigh-Taylor joue un rôle important dans le mécanisme de fragmentation et peut être considéré comme un critère de fragmentation. Lorsque la taille caractéristique de la

goutte D_{max} est plus grande que la longueur d'onde la plus instable λ_{RTmax}, l'instabilité de Rayleigh-Taylor va croître à la surface de la goutte et éventuellement fragmenter celle-ci. Cependant, l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est souvent mentionnée comme une source d'instabilité possible, associée principalement au régime de fragmentation par épluchage ou "shear breakup".

La longueur d'onde la plus instable de Rayleigh-Taylor, s'exprime comme suit,

$$\lambda_{RT,max} = 2\pi\sqrt{\frac{3\sigma}{a(\rho_D - \rho_A)}} \tag{2.20}$$

où a est la décélération de la goutte, mesurée par visualisation, voir le Tableau 2.2. La longueur d'onde la plus instable de Kelvin-Helmholtz est donnée par la relation suivante,

$$\lambda_{KH,max} = \frac{3\pi\sigma(\rho_D + \rho_A)}{\Delta U^2 \rho_D \rho_A} \tag{2.21}$$

où $\Delta U = (U_D - U_A)$ est la vitesse relative entre la goutte et le fluide ambiant.

La Figure 2.25 montre une comparaison du rapport entre les longueurs d'onde à la surface de la goutte mesurées expérimentalement (obtenues par analyse d'images) et celles déterminées par analyse linéaire, en fonction du nombre de Weber. La comparaison montre que ce rapport est constant pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor, alors qu'il est variable pour l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Ce qui nous mène à considérer l'instabilité de Rayleigh-Taylor comme le mécanisme de fragmentation pour l'intervalle de nombre de Weber étudié ici.

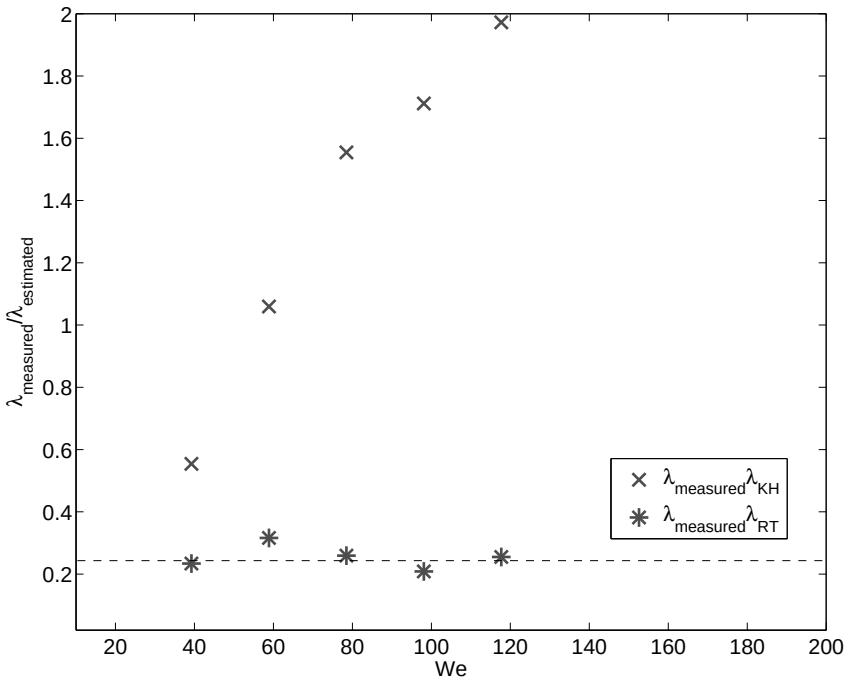

FIGURE 2.25 – Le rapport entre les longueurs d'onde à la surface de la goutte mesurées expérimentalement et celles déterminées par analyse linéaire, en fonction du nombre de Weber.

2.5.2 Initiation de la fragmentation

Comme expliqué précédemment, la goutte se déforme de manière importante et forme un film mince, muni d'un anneau liquide entourant l'ouverture. Ensuite, le film se désintègre en fines gouttelettes. Dans cette section, nous nous intéresserons à la fragmentation du sac. Les premières observations de la rupture d'un film liquide ont été reportées par Dupré [1867] et Rayleigh [1882], pour une bulle de savon. La vitesse de rétraction est donnée par la théorie de Taylor and Culick, cf. Culick [1960], dans le cas d'un fluide parfait.

Le nombre de trous apparaissant sur l'interface du film lors de l'éclatement, augmente avec le nombre de Weber, comme montré dans la Figure 2.26. Jalaal et Mehravaran [2012] ont rapporté par DNS, que le nombre de trous dépend significativement du nombre d'Eötvös et du nombre de Weber. La Figure 2.27 montre une séquence d'images de l'éclatement du sac. Les trous s'élargissent, jusqu'à former des ligaments. Puis, les ligaments se fragmentent et génèrent des fines gouttelettes, dont la grande majorité d'entre elles sont stables.

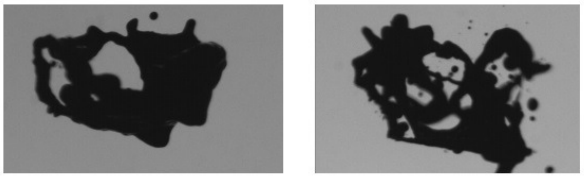

FIGURE 2.26 – Variation du nombre de trous dans le sac en fonction du nombre de We, t^*=0,74

Les résultats numériques obtenus par Jalaal et Mehravaran [2012], Figure 2.28, sont très similaires aux observations expérimentales relevées dans notre étude, Figure 2.27. Après la fragmentation, une importante part de la masse reste stable, désignée comme le cœur de la goutte par Jalaal et Mehravaran [2012]. En raison de la croissance des instabilités à l'interface, le sac se rompt. Un réseau de ligament se forme, très instable, qui se fragmente sous l'effet des ondes capillaires et des forces extérieures.

Le temps d'initiation adimensionné, t_b/t_{RN}, est défini comme le temps nécessaire à la goutte pour commencer à initier le début de la fragmentation. Ainsi le temps de fragmentation pour le régime en sac, est l'instant où le premier trou apparaît sur le film. Dans la Figure 2.29, nous avons tracé les résultats issus de notre étude, ceux de Pilch [1981] pour le cas liquide-gaz et enfin ceux de Gelfand [1996] pour le système gallium-eau. La corrélation proposée par Pilch [1981] et Gelfand [1996] pour les gouttes visqueuses, décrit correctement le temps nécessaire pour initier la fragmentation, donnée par la relation suivante :

$$t_b/t_{RN} = 1.9(We - 12)^{-0.25}(1 + 2.2Oh^{1.6}) \tag{2.22}$$

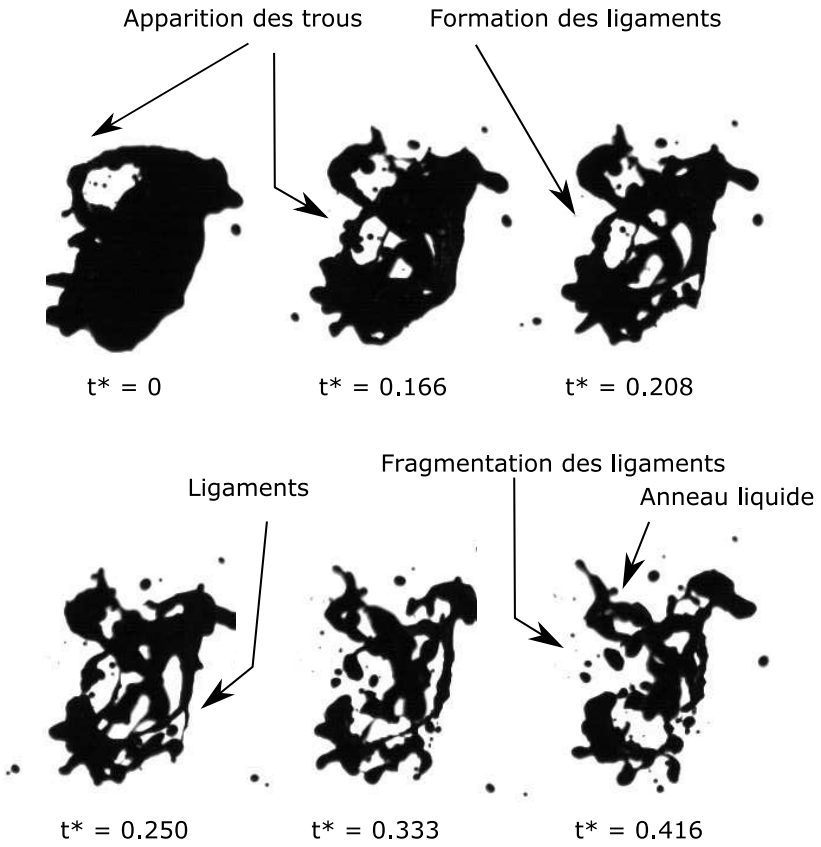

FIGURE 2.27 – Séquence d'images de l'éclatement du sac, We = 60.

Cette relation empirique ne prend pas en compte l'effet du rapport de densité. Ainsi, les résultats dans le cas du système liquide-liquide, englobant ceux issus de cette étude et ceux de Gelfand [1996] pour le système gallium-eau, ne sont pas reproduits correctement. Afin de représenter le temps d'initiation t_b/t_{RN} pour les systèmes liquide-liquide, la relation suivante est proposée :

$$t_b/t_{RN} = 8(We - 12)^{-0.25}(1 + 2.2(Oh)^{1.6}) \tag{2.23}$$

Comme montré dans la Figure 2.29, une grande viscosité ou un faible rapport de densité, ralentissent le temps d'initiation à la fragmentation sans altérer l'allure de décroissance en fonction du nombre de Weber. Ce qui s'accorde bien avec les observations expérimentales.

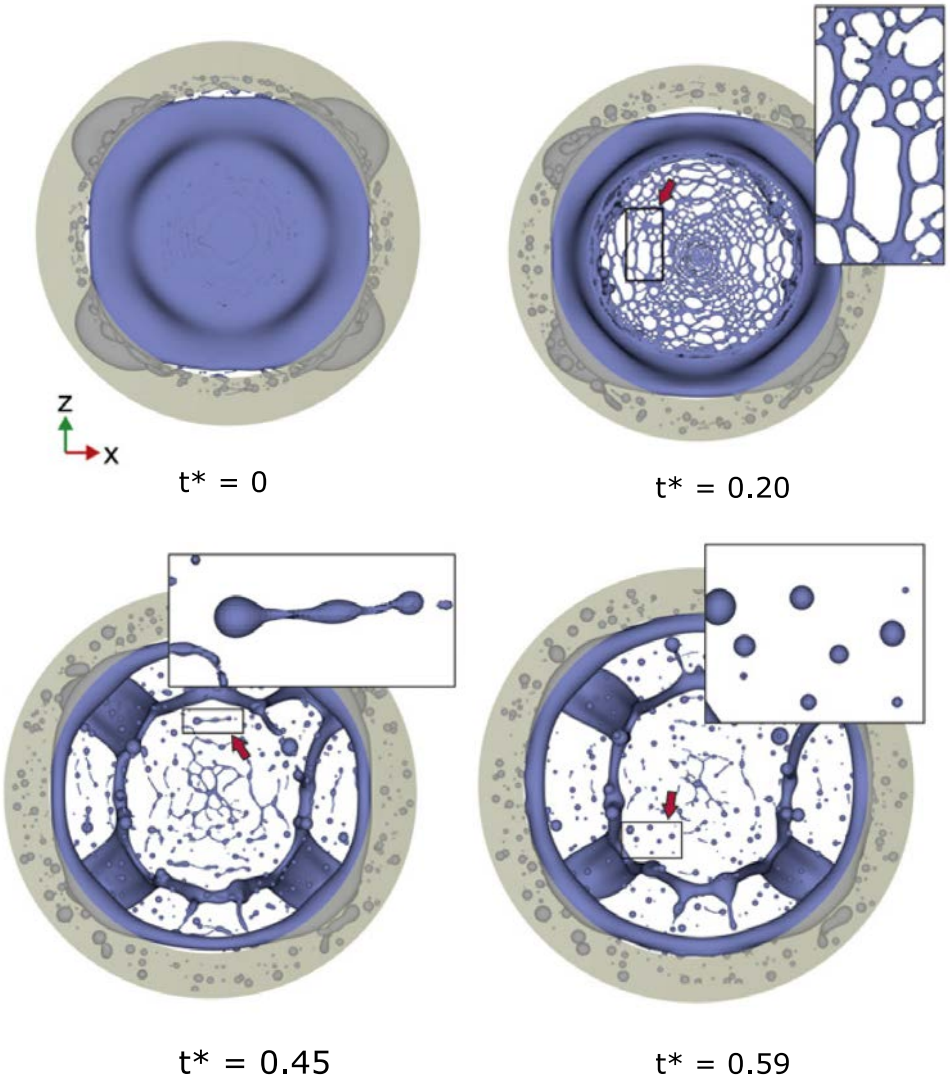

FIGURE 2.28 – Éclatement du sac par simulation directe DNS, Jalaal et Mehravaran [2012], We=85.

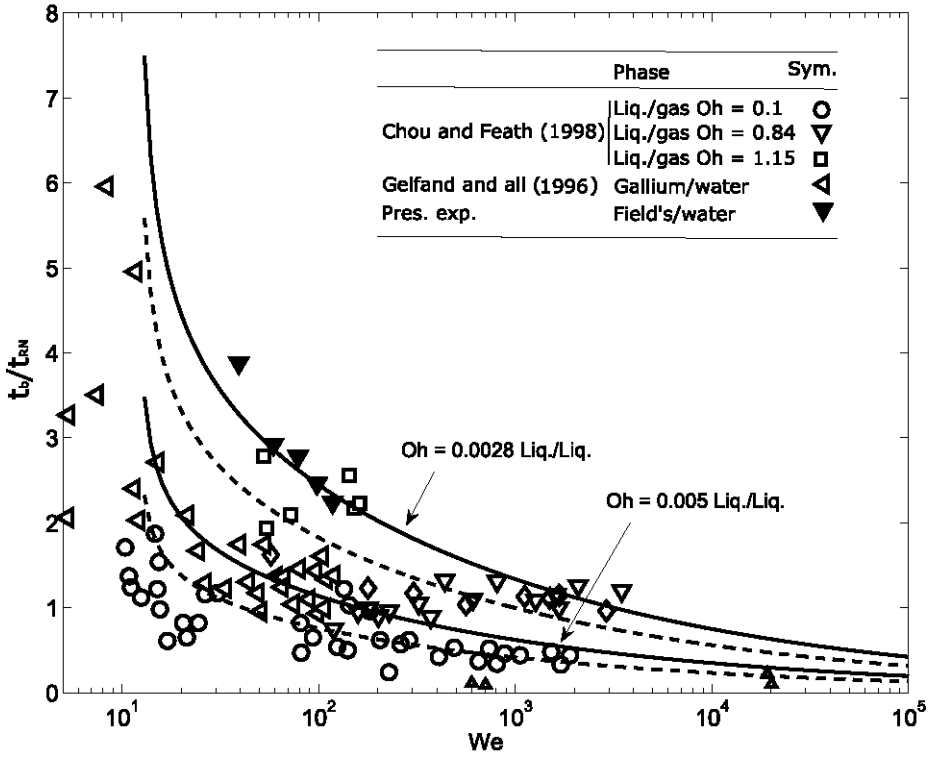

FIGURE 2.29 – Temps d'initiation à la fragmentation adimensionné par le temps de Ranger et Nicholls [1969] pour les systèmes liquide-gaz et liquide-liquide.

2.5.3 Dépendance de la distribution en fonction du nombre de Weber

Cette section récapitule les données expérimentales de cette étude en les comparant avec ceux de la littérature, afin d'améliorer la compréhension des différents régimes de fragmentation.

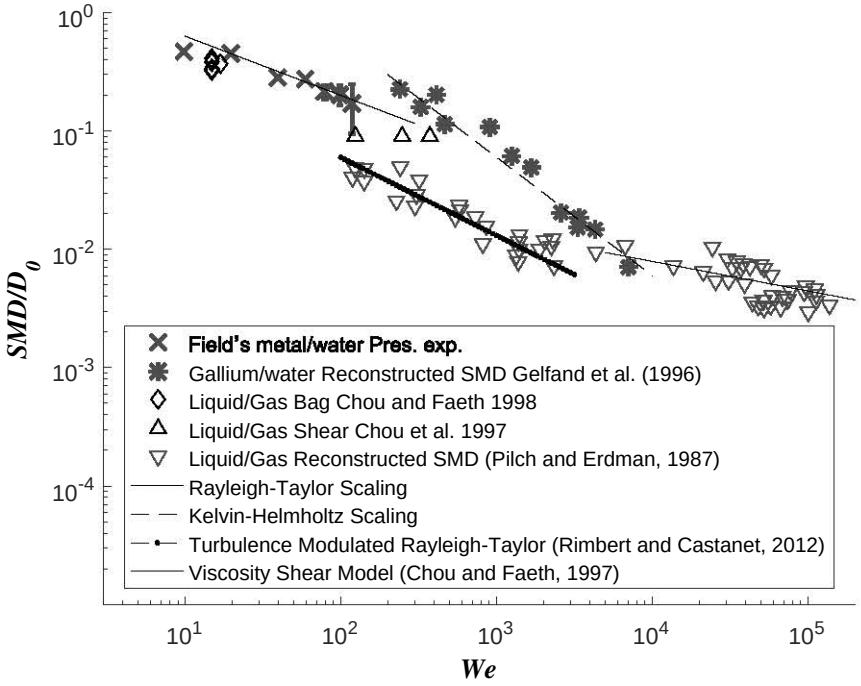

FIGURE 2.30 – SMD adimensionné en fonction du nombre de We. Les barres représente l'erreur de déviation, la variation est due à l'échelle logarithmique.

Dans la majorité des applications de sprays, le diamètre de Sauter est la caractéristique la plus représentative de la distribution finale des gouttes. Les résultats typiques du SMD/D_0 sont donnés dans la Figure 2.30, englobant ceux de cette étude et ceux de la littérature, de Gelfand [1996] pour le système liquide-liquide, et de Chou et Faeth [1998] et Pilch et Erdman [1987] pour le système liquide-gaz. Il faut noter qu'il est difficile d'obtenir des nombres de Weber importants avec notre dispositif expérimental. Gelfand [1996] a rapporté les résultats de Kim *et al.* [1983], qu'a utilisé comme dans la majorité des cas un système basé sur une onde de choc pour atteindre des hauts nombres de Weber.

Dans les précédentes études, il semble que c'est le diamètre moyen qui est utilisé pour caractériser la distribution finale des gouttes, mais la définition n'est pas du tout claire, on soupçonne fortement qu'il s'agit du diamètre médian en masse, puisqu'il était couramment utilisé à l'époque dans le domaine de l'étude des sprays. Il a été rapporté dans plusieurs études, parmi lesquelles Simmons [1977]; Chou *et al.* [1997]; Chou et Faeth [1998]; Zhao *et al.* [2011], un rapport MMD/SMD constant, égal à 1.2 dans le cas de la fragmentation d'une unique goutte dans un écoulement. Cette valeur est entachée d'incertitude, puisque elle est comprise entre 1.2 et 1.4,

ainsi l'erreur qu'on obtient pour le SMD est d'environ 15 %. Quoi qu'il en soit, dans la suite, la correction du diamètre moyen ne change pas l'allure (définie par l'exposant), mais seulement le pré-facteur. Ainsi, à l'aide de cette approximation, les données du SMD/D_0 ont été résumées dans la Figure 2.30, qui montre une dépendance au nombre de Weber avec une loi de puissance,

$$SMD/D_0 = aWe^b \tag{2.24}$$

La valeur de b semble prendre quatre valeurs en accord avec l'intervalle du nombre de Weber et le rapport de densité :

- Pour les systèmes liquide-liquide
  - For $We \leq 400, b = -1/2$
  - For $We > 400, b = -1$
- Pour les systèmes liquide-gaz
  - For $We \leq 4000, b = -0.66$
  - For $We > 4000, b = -0.25$

Dans la Figure 2.30, le changement de pente autour d'un nombre de Weber de 400 pour le système liquide-liquide peut éventuellement être interprété comme une transition entre un régime de fragmentation contrôlé par l'instabilité de Rayleigh-Taylor (souvent associé au régime de fragmentation en sac, voir la section 2.5.1), à un régime contrôlé par Kelvin-Helmholtz (souvent associé à un régime d'épluchage, shear breakup). Suivant la suggestion de Rimbert et Castanet [2011], si on réécrit les longueurs d'ondes les plus instables, obtenues par analyse linéaire en fonction du nombre de Weber, pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor et l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (Après avoir estimé l'accélération en utilisant le coefficient C_D de la goutte), on retrouve :

$$\frac{\lambda_{RT,max}}{D_0} = 2\sqrt{\frac{2\rho_D}{C_D(\rho_D - \rho_A)We}} \propto We^{-1/2} \tag{2.25}$$

De la même manière, on obtient la relation suivante pour l'instabilité de Kelvin-Helmholtz :

$$\frac{\lambda_{KH,max}}{D_0} = \frac{3\pi(\rho_D + \rho_A)}{\rho_D}\frac{1}{We} \propto We^{-1} \tag{2.26}$$

La comparaison avec l'équation 2.25 et l'équation 2.26, montre qualitativement un bon accord avec les exposants retrouvés pour le SMD. A noter que ni l'instabilité de Rayleigh-Taylor, ni l'instabilité de Kelvin-Helmholtz n'ont été en mesure de décrire correctement les données pour le système liquide-gaz et ceux collectées dans la revue de Pilch et Erdman [1987]. Fait intéressant, pour les faibles nombres de Weber, l'exposant semble assez proche de -0.66, ce qui peut être interprété comme étant un mécanisme de ré-agglomération des particules produites par les ligaments, selon [Rimbert et Castanet, 2011]. Concrètement, en raison des incertitudes, il est possible d'utiliser la même valeur d'exposant pour l'intervalle de Weber considéré ici ($50 \leq We \leq 118$).

D'ailleurs, en appliquant le modèle développé pour la ré-agglomération turbulente par le fluide ambiant, on peut calculer le paramètre d'ajustement $\sigma_{\ln d}$ de la distribution log-normale par la relation suivante,

$$\sigma_{\ln d} = \frac{1}{2}\sigma_{\ln \epsilon} \tag{2.27}$$

ou $\sigma_{\ln \epsilon}$ est la paramètre d'ajustement de la loi log-stable qui décrit l'intermittence en turbulence. Dans le papier de [Rimbert, 2010], il a été montré que :

$$\sigma^{\alpha}_{\ln \epsilon} = \ln\left(\frac{\lambda}{\eta}\right) \tag{2.28}$$

où $\alpha = 1.70$ est le paramètre de la loi stable, λ est l'échelle de Taylor en turbulence et η est l'échelle de Kolmogorov. Afin de déterminer le rapport entre ces deux valeurs, il est possible d'utiliser la loi de proportionnalité [Tennekes, 1972],

$$\frac{\lambda}{\eta} \propto Re^{\frac{1}{4}}. \tag{2.29}$$

Cette relation mène à une faible variation en fonction du nombre de Reynolds, considérant l'intervalle étudié compris entre 9765 et 13809, la valeur obtenue pour $\sigma_{\ln d}$ est proche de 0.8 pour tous les nombres de Weber considérés, en accord avec la section 2.4.3. A noter que le modèle initial envisage une loi log-stable avec un coefficient d'indice de stabilité de 1.7 alors que la loi log-normale est log-stable avec un indice de stabilité de 2 ; toutefois il est impossible de distinguer les deux PDF dans notre étude, puisqu'elles diffèrent principalement par le nombre des gouttelettes fines que le traitement d'image n'est pas capable de capter. En revanche, l'analyse par tamisage montre un saut dans le nombre des gouttelettes fines, que la loi log-normale ne peut pas décrire (ainsi les paramètres sont approximativement constants pour l'intervalle de Weber entre 59 et 118).

Examinons un autre modèle pour les nombres de Weber importants. Selon Hsiang et Faeth [1992], dans le régime d'épluchage on a,

$$\frac{SMD}{D_0} = C_s \left(\frac{\rho_D}{\rho_A}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\nu_L}{UD_0}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.30}$$

avec C_s, une constante égale à 6,2. Par conséquent dans ce modèle, la taille des gouttes ne dépend que du nombre de Reynolds ; avec les notations (Oh, We), cela se traduit par,

$$\frac{SMD}{D_0} = C_s Oh^{\frac{1}{2}} We^{-\frac{1}{4}} \tag{2.31}$$

ce modèle est illustré dans la Figure 2.30.

Afin d'obtenir l'équation (2.31), Hsiang et Faeth [1992] ont utilisé un simple modèle de couche limite dans la goutte, en supposant que le SMD est proportionnel à l'épaisseur de cette dernière. Dans ce modèle d'atomisation purement visqueux, l'effet de la tension de surface est supposé négligeable. Malheureusement, Hsiang et Faeth [1992] ont utilisé le modèle de manière inappropriée pour modéliser leurs données expérimentales, utilisant ainsi l'équation (2.31) pour tous les

régimes de fragmentation sauf le régime d'épluchage, alors que c'est à priori le seul régime où l'hypothèse d'atomisation purement visqueuse est valide.

Quoi qu'il en soit, dans la Figure 2.30, le modèle semble décrire d'une manière satisfaisante les résultats expérimentaux de Pilch et Erdman [1987], pour le régime à haut nombre de Weber, avec C_s proche de 1,5. Quelques précautions doivent être prises pour les données de [Pilch et Erdman, 1987], puisque elles sont issues des rapports de Lane *et al.* [1949]; Lane et Dorman [1952] et seulement d'un article de Lane [1951], pour des gouttes d'eau dans l'air, avec un diamètre entre 0.5 et 5,0 mm, ainsi, le nombre d'Ohnesorge est compris entre $1.6.10^{-3}$ et 5.10^{-3}. Une valeur moyenne de 3.10^{-3} a été utilisée pour fixer la constante C_s.

Afin de conclure cette section, les résultats expérimentaux décrits par le SMD adimensionné présentent un bon accord avec le résultat de l'analyse linéaire pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor, alors que pour les nombres de Weber importants dans le cas du système liquide-liquide, les résultats semblent plutôt en accord avec l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Pour le système liquide-gaz, les données sont bien décrites par l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour les faibles nombres de Weber (mais nécessite d'être modulées par l'effet de la turbulence pour trouver un meilleur accord) alors que pour les nombres de Weber importants, il semble que le mécanisme d'épluchage soit prédominant. La transition entre les deux régimes (Rayleigh-Taylor à Kelvin-Helmholtz) semble se situer autour d'un nombre de Weber de 400, dans le cas liquide-liquide, alors que dans le cas liquide-gaz, la transition (entre le régime de Rayleigh-Taylor et le régime d'épluchage) est autour de 4000.

2.5.4 Bilan de masse et d'énergie durant la fragmentation secondaire

Un bilan de masse et d'énergie sera présenté dans cette section. L'approche est inspirée du travail de Lee et Ryu [2014] pour des jets liquides ; mais adaptée afin de prendre en considération la fragmentation d'une goutte unique, comme illustré dans la Figure 2.31. Cela permet de contourner les difficultés rencontrées pour décrire les différents mécanismes présentés dans les précédentes sections (formation du sac, instabilité et fragmentation, comportement des ligaments...*etc.*), et leurs interactions ; ainsi le processus de fragmentation est considéré comme une boite noire, qui obéit aux lois de conservation (masse et énergie). Ceci mène à une formule empirique pour l'évolution du SMD en fonction du nombre de Weber, qui n'est pas une équation de puissance, Équation 2.24.

Si on néglige les effets de la gravité (cf. annexe A.3), la conservation de la masse et de l'énergie pour une goutte unique s'exprime ainsi,

$$\rho_D \frac{\pi}{6} D_0^3 = \sum_{i=1}^{N_d} \rho_D \frac{\pi}{6} D_i^3 \tag{2.32}$$

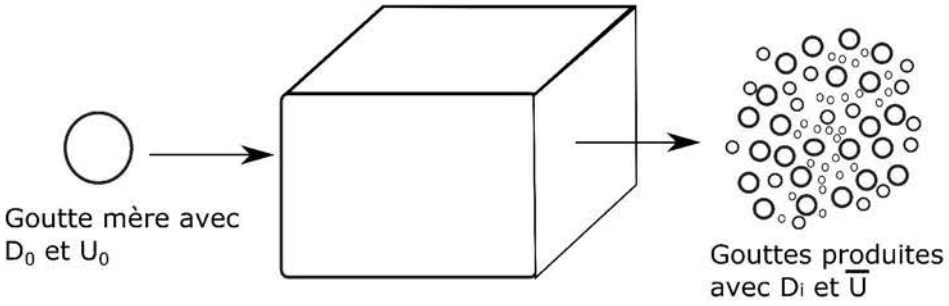

FIGURE 2.31 – Analyse de l'état asymptotique entre l'instant avant et après fragmentation secondaire, en terme de bilan de masse et d'énergie.

$$\rho_D \frac{\pi}{12} D_i^3 U_0^2 + \sigma \pi D_0^2 = \sum_{i=1}^{N_d} \rho_D \frac{\pi}{12} D_i^3 U_i^2 + \sum_{i=1}^{N_d} \sigma \pi D_i^2 + \Phi \tag{2.33}$$

où Φ est l'énergie perdue durant le processus de fragmentation.

Après quelques opérations algébriques (cf. annexe A.4), on arrive à la relation suivante,

$$\frac{D_{32}}{D_0} = \frac{We_c + 12\frac{\rho_A}{\rho_D}}{We(1-\phi') + 12\frac{\rho_A}{\rho_D}} \tag{2.34}$$

où ϕ' est le taux d'énergie perdue adimensionnée par l'énergie cinétique initiale de la goutte et We_c le nombre de Weber caractéristique des gouttes produites.

Afin de déterminer la valeur caractéristique du nombre de Weber, remarquons d'abord que lorsque $\phi' = 0$, pour obtenir $\frac{D_{32}}{D_0} = 1$ le We est égal à We_c. Si on suppose qu'après la fragmentation la goutte s'est divisée en deux volumes égaux, avec un diamètre D_D, la conservation de la masse implique que,

$$\frac{D_D}{D_0} = \frac{SMD}{D_0} = \sqrt[3]{\frac{1}{2}} \approx 0.79 \tag{2.35}$$

Si on suppose $\Phi = 0$ dans l'équation 2.33 et la vitesse des gouttes produites U_i, égale à zéro, (*i.e.* toute l'énergie cinétique est transformée en énergie de surface), la limite pour produire une paire de gouttelettes est exprimée ainsi,

$$\rho_D \frac{\pi}{12} D_i^3 U_0^2 + \sigma \pi D_0^2 = \sum_{i=1}^{2} \sigma \pi D_i^2 \tag{2.36}$$

donc

$$We_c = 12\left(2\left(\frac{D_D}{D_0}\right)^2 - 1\right) \approx 2.97 \tag{2.37}$$

On constate que la valeur obtenue pour le nombre de Weber critique est différente de la limite admise usuellement comme 12. A noter que ceci permet seulement de montrer qu'au dessus d'une certaine limite, la conservation de masse et de quantité de mouvement permettent la production

d'au moins deux gouttes, mais pas d'expliquer le mécanisme physique en cause. Ce phénomène a été rarement observé dans les expériences de cette étude, mais semble avoir plus souvent été reporté dans le cas d'oscillations des goutte en régime de déformation allongée (prolate) (*cf.* Figure 2.16). Quoi qu'il en soit, dans cette limite de Weber, l'influence de la gravité n'est plus négligeable (*cf.* annexe A.3) et il est difficile de dire quel mécanisme devient prépondérant, sans négliger l'effet de la solidification qui a un effet inhibiteur sur le processus de fragmentation (Pour les faibles nombres de Weber, le temps caractéristique de fragmentation de Ranger et Nicholls des gouttelettes est plus grand que le temps de solidification, ce point sera mieux détaillé dans l'annexe A.5).

La Figure 2.32 montre une comparaison entre les résultats expérimentaux de cette thèse, ainsi que ceux de Gelfand [1996] (pour les nombres de Weber importants) et le présent modèle (*i.e.* lignes d'iso dissipation). Dans cette étude, la perte d'énergie semble augmenter de 25% à une valeur de 75%. Cela signifie que la goutte retient 25% de son énergie initiale et environ 10% dans l'énergie de surface (*cf.* section 2.4.4) il reste donc 15% dans l'énergie cinétique résiduelle). On remarque une augmentation de la dissipation de l'énergie d'une valeur de 75% à une valeur de 93%, avec une transition autour d'un Weber de 400 pour les données de Gelfand [1996]. Comme souligné précédemment, les données de la littérature sont un peu anciennes et les utiliser directement sans introduire un rapport MMD/SMD, peut mener à une dissipation d'énergie plus grande.

Une interprétation possible peut être liée à l'augmentation de la dissipation de l'énergie, due à la transition entre le régime de Rayleigh-Taylor et le régime de Kelvin-Helmholtz, comme décrit précédemment . Enfin, si on suppose le même rapport entre le MMD et le SMD, une comparaison est possible entre le système liquide-liquide et le système liquide-gaz, avec les données issues de la revue de Pilch et Erdman [1987]. On peut donc remarquer que l'énergie perdue tend vers 99% pour les hauts nombres de Weber. Cette énergie perdue est liée à la dissipation dans la couche limite, qui est le mécanisme prédominant dans la production des gouttes à haut nombres de Weber, désigné comme le shear breakup par [Hsiang et Faeth, 1992].

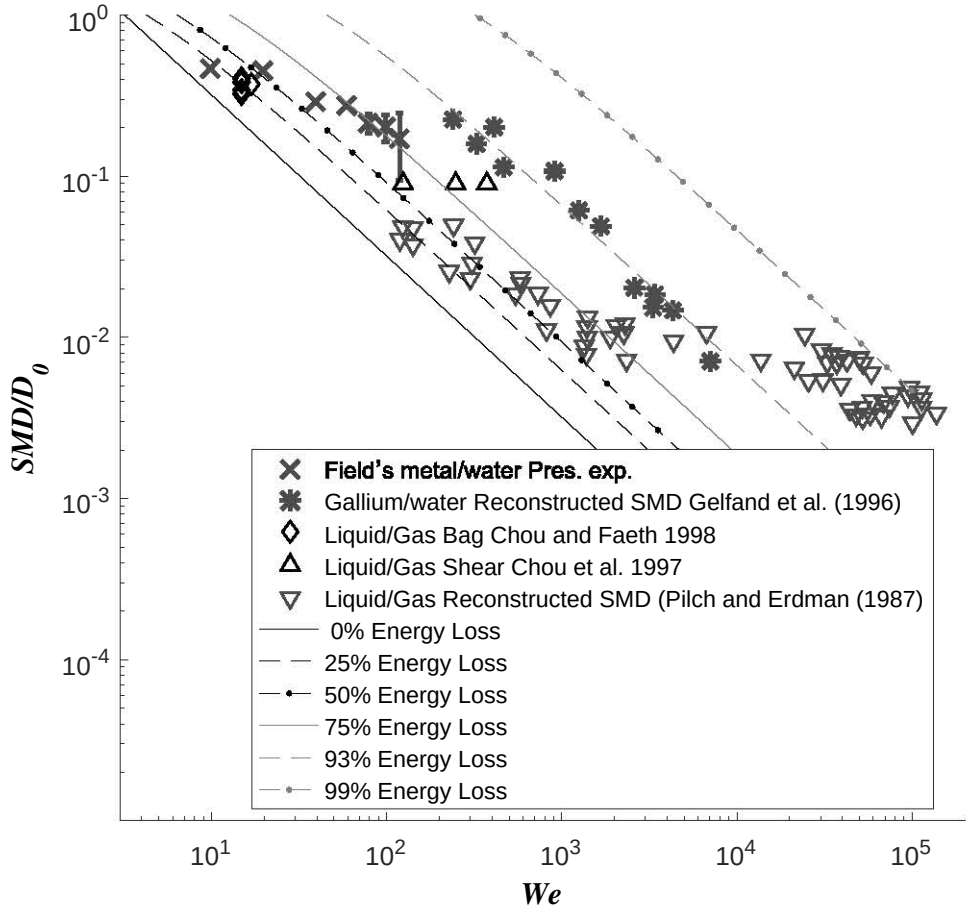

FIGURE 2.32 – Modèle de fragmentation secondaire. Les barres d'erreurs représentent l'erreur de déviation.

2.6 Conclusions

Dans ce travail, nous avons expérimentalement étudié la fragmentation d'une goutte de métal liquide dans l'eau, à faible nombre de Weber, avec un accent mis sur le régime de fragmentation en sac. La température de l'eau a été fixée afin d'éviter l'influence de la solidification sur le processus de fragmentation, permettant d'obtenir des débris solidifiés, une fois arrivés au fond de la piscine.

Il a été montré expérimentalement que les étapes de la fragmentation d'une goutte pour le système liquide-liquide sont similaires au cas liquide-gaz. Cependant, dans le cas du système liquide-liquide l'orientation du sac s'effectue dans la direction opposée à l'écoulement ; un mécanisme de déformation par un entraînement liquide dans le sillage de la goutte est alors suggéré. Dans le cas liquide-gaz, le sac est dans même direction que l'écoulement. La déstabilisation du film mince du sac est due à l'instabilité de Rayleigh-Taylor. En mesurant la vitesse de rétraction par analyse d'images, qui est liée à l'épaisseur par la loi de Taylor et Culick, nous avons estimé l'épaisseur du film, et donc la taille des gouttelettes produites les plus fines.

L'analyse d'images nous a permis de montrer que la PDF en nombre de gouttes, a l'allure d'une loi log-normale (valide pour les gouttes avec un diamètre supérieur à 100 μm) et que l'écart type peut être estimé en supposant un mécanisme de ré-agglomération turbulente des ligaments. Une analyse supplémentaire par tamisage a été réalisée, qui nous a permis d'obtenir la distribution en masse et en nombre. Les résultats nous font remarquer que le nombre et la masse des gouttelettes fines augmentent avec le nombre de Weber.

Finalement, un bilan d'énergie et de masse entre l'état initial et l'état final a été posé. Expérimentalement, on a montré que le taux de conversion de l'énergie cinétique initiale en énergie finale est d'environ 10 %. Du modèle proposé, il a été mis en évidence qu'environ 75 % de l'énergie est dissipée, et seulement 15 % de l'énergie cinétique initiale est convertie en énergie de surface.

Une corrélation entre le SMD et le nombre de Weber est aussi proposée. Elle peut prendre deux forme, soit une loi de puissance, où les exposants sont identifiés en fonction du mécanisme physique de fragmentation :

— Rayleigh-Taylor avec un exposant $-1/2$,

— Kelvin-Helmholtz avec un exposant -1,

— Rayleigh-Taylor modulé par la turbulence avec un exposant de -0.66,

— Mécanisme de couche limite avec un exposant $-1/4$,

soit l'équation 2.34 retrouvée par un bilan de masse et d'énergie.

Dans le cas limite où $\rho_D/\rho_A \gg 1$, laquelle est similaire à la loi de puissance avec un exposant

-1 (lorsque la dissipation de l'énergie ϕ' est constante).

$$\frac{D_{32}}{D_0} \approx \frac{We_c}{(1-\phi')}\frac{1}{We} \tag{2.38}$$

Ainsi, il est possible d'introduire un nombre de Weber effectif $We_{c,eff}$ de cette manière,

$$We_{c,eff} = \frac{We_c}{(1-\phi')} \tag{2.39}$$

en considérant la fragmentation de la gouttes en deux gouttes filles de volume égal, le nombre de Weber We_c pour le cas limite a été déterminé égal à 2,97. Pour le cas du système liquide-gaz avec $\phi' = 50\%$ (*cf.* Figure 2.32), le nombre de Weber effectif $We_{c,eff}$ devient égal à 6, ce qui est en accord avec les observations de Theofanous *et al.* [2004] ou Villermaux et Bossa [2009] pour la limite de fragmentation.

Cependant dans le cas liquide-liquide, lorsque $\rho_D/\rho_A \approx 1$, l'Équation 2.34 ne se réduit pas à une simple loi de puissance avec ϕ'. Considérant par exemple le cas où $\rho_D/\rho_A = 8$ et $\phi' = 75\%$ pour le régime de fragmentation en sac, l'Équation 2.34 devient,

$$\frac{D_{32}}{D_0} \approx \frac{18}{We+6} \approx \frac{18}{We} \tag{2.40}$$

pour les nombres de Weber importants.

Ainsi, on peut déterminer un nombre de Weber effectif $We_{c,eff} = 18$, qui ne représente pas le début du régime de fragmentation mais caractérise plutôt la taille caractéristique (SMD) des fragments.

Pour le début de la fragmentation, $\phi' = 25\%$, donc l'équation 2.34 devient,

$$\frac{D_{32}}{D_0} \approx \frac{18}{3We+6} \tag{2.41}$$

La limite de fragmentation s'exprime par $D_{32}/D_0 = 1$ ou $We = 4$.

Ces approches sont d'un intérêt important pour la modélisation de la fragmentation dans le domaine de la sûreté nucléaire, En particulier pour les codes de type MC3D Meignen *et al.* [2014a,b], où différents nombres caractéristiques sont couramment utilisés pour déterminer le SMD des débris dans le cas liquide-liquide et dans le cas liquide-gaz (cf. Castrillon Escobar [2016]).

Des différences sont obtenues entre l'analyse par les lois de puissance, basée sur les instabilités linéaires, et l'analyse basée sur le bilan d'énergie et de masse en considérant l'énergie dissipée variable, ce qui semble être une approche intéressante pour les nombres de Weber intermédiaires. Pour $We > 4000$, la comparaison avec les données de Pilch et Erdman [1987] montre que pour le régime d'épluchage (Boundary Layer Stripping regime) l'énergie perdue augmente jusqu'à une valeur de 99%.

Toutefois ces conclusions doivent être modérées, à cause des incertitudes sur les données retrouvées dans la littérature. Ceci nous amène à penser développer de nouvelles méthodes pour mesurer le SMD avec plus de précision pour la suite. Dans le futur, le dispositif expérimental devra être modifié pour atteindre des nombre de Weber plus importants. Enfin, un modèle de dissipation d'énergie devrait être développé, mais l'interaction des différents phénomènes (la déformation initiale, l'effet du sillage, l'instabilité du film, la rupture des ligaments, l'influence de la turbulence) rend cette partie plus difficile.

A

A. Annexe au chapitre 2

A.1 Mesure de la distribution de masse

Le Tableau A.1 récapitule les mesures obtenues par tamisage. On peut noter une corrélation entre les données du Tableau 2.3 et du Tableau A.1, qui explique l'augmentation des petites gouttelettes lorsque l'épaisseur du sac diminue.

D_i	20 µm	50 µm	100 µm	500 µm	1000 µm	2000 µm	Total Mass
$We = 118$	0 g	0.018 g	1.069 g	6.219 g	24.816 g	17.937 g	50.058 g
$We = 99$	0 g	0.012 g	1.243 g	5.264 g	23.933 g	33.874 g	64.326 g
$We = 79$	0 g	0.008 g	1.235 g	5.187 g	20.150 g	38.314 g	64.894 g
$We = 59$	0 g	0.000 g	0.230 g	5.543 g	13.775 g	43.511 g	61.000 g
$We = 39$	0 g	0.000 g	0.226 g	3.483 g	13.539 g	42.708 g	59.952 g
$We = 20$	0 g	0.000 g	0.0118 g	0.340 g	2.630 g	57.069 g	60.050 g
$We = 10$	0 g	0.000 g	0.130 g	0.1059 g	0.4885 g	59.623 g	60.231 g

Tableau A.1 – Mesure de la masse par tamisage. La taille de 100 µm correspond à la résolution de la caméra rapide dans notre étude. Température d'eau $T_A = 40°$.

A.2 Mesure de la distribution de masse 2

Le Tableau A.2 récapitule les mesures obtenues par tamisage pour une température d'eau $T_A = 22°$.
Le Tableau A.3 récapitule les mesures obtenues par tamisage pour une température d'eau $T_A = 28°$.
Le Tableau A.1 récapitule les mesures obtenues par tamisage pour une température d'eau $T_A = 40°$.

Le Tableau A.4 récapitule les mesures obtenues par tamisage pour une température d'eau $T_A = 50°$.
Pour une température d'eau $T_A = 50°$, une partie des débris reste liquide au fond de la cuve, la distribution obtenue est biaisée mais reste représentative de la distribution des tailles des débris.

D_i	20 µm	50 µm	100 µm	500 µm	1000 µm	2000 µm	Total Mass
$We = 118$	0.0139 g	0.000 g	0.7968 g	4.691 g	17.510 g	54.910 g	77.9190 g
$We = 99$	0.000 g	0.000 g	0.7838 g	3.7370 g	21.187 g	140.810 g	166.518 g
$We = 79$	0.000 g	0.000 g	0.4521 g	2.3485 g	14.044 g	145.312 g	162.156 g
$We = 59$	0.000 g	0.000 g	0.5710 g	3.1928 g	17.099 g	130.155 g	151.018 g
$We = 39$	0.000 g	0.000 g	0.0459 g	0.1288 g	1.0617 g	127.012 g	128.248 g
$We = 20$	0.0000 g	0.000 g	0.000 g	0.000 g	0.000 g	162.434 g	162.434 g

Tableau A.2 – Mesure de la masse par tamisage. La taille de 100 µm correspond à la résolution de la caméra rapide dans notre étude. Température d'eau $T_A = 22°$.

D_i	20 µm	50 µm	100 µm	500 µm	1000 µm	2000 µm	Total Mass
$We = 118$	0.0124 g	0.0198 g	1.2909 g	7.1622 g	28.0466 g	52.8149 g	89.3468 g
$We = 99$	0.0050 g	0.0333 g	1.4886 g	9.6355 g	47.9727 g	107.5070 g	166.6421 g
$We = 79$	0.000 g	0.0102 g	0.7688 g	4.7921 g	27.8754 g	124.9565 g	158.4030 g
$We = 59$	0.000 g	0.0195 g	0.3505 g	1.4222 g	13.3206 g	119.6975 g	151.018 g
$We = 39$	0.000 g	0.0106 g	0.2088 g	0.6480 g	3.3607 g	146.5327 g	150.7608 g
$We = 20$	0.000 g	0 g	0 g	0 g	0 g	162.9610 g	162.9610 g

Tableau A.3 – Mesure de la masse par tamisage. La taille de 100 µm correspond à la résolution de la caméra rapide dans notre étude. Température d'eau $T_A = 28°$.

D_i	20 µm	50 µm	100 µm	500 µm	1000 µm	2000 µm	Total Mass
$We = 118$	0 g	0.0338 g	4.2787 g	19.2325 g	46.3758 g	38.2933 g	50.058 g
$We = 99$	0 g	0.0235 g	3.0517 g	10.6194 g	33.7463 g	66.3596 g	64.326 g
$We = 79$	0 g	0 g	1.6341 g	6.1762 g	18.7745 g	36.4430 g	64.894 g
$We = 59$	0 g	0g	0.9506 g	3.7336 g	27.8511 g	54.4245 g	61.000 g
$We = 39$	0 g	0.000 g	0.0050 g	0.7799 g	7.4935 g	55.9669 g	59.952 g
$We = 20$	0 g	0.000 g	0.0118 g	0.340 g	2.630 g	57.069 g	60.050 g
$We = 10$	0 g	0.000 g	0.130 g	0.1059 g	0.4885 g	59.623 g	60.231 g

Tableau A.4 – Mesure de la masse par tamisage. La taille de 100 µm correspond à la résolution de la caméra rapide dans notre étude. Température d'eau $T_A = 50°$.

A.3 Influence de la gravité

Le déplacement moyen de la goutte durant la chute dans l'eau peut être estimé par la relation suivante :

$$\Delta h = U t_{RN} \approx \sqrt{\frac{\rho_D}{\rho_A}} D \tag{A.1}$$

La variation de l'énergie potentiel de la goutte est négligeable si,

$$\frac{1}{2}\rho_D U^2 \gg \Delta\rho g \Delta h \tag{A.2}$$

En introduisant le nombre de Bond $Bo = \Delta\rho g D^2/\sigma$, les effets de la gravité sont négligeables lorsque,

$$We \gg 2\sqrt{\frac{\rho_D}{\rho_A}} Bo \tag{A.3}$$

Dans le cas présent, $Bo = 1.26$ donc $We \gg 7$, ou plus précisément 21 si on suppose que l'instant de fragmentation du sac est à $t_{br} \approx 3t_{RN}$. Par conséquent on peut dans ce cas négliger les effets de gravité durant la fragmentation. Cependant, ce n'est pas le cas dans les régimes d'oscillation.

A.4 Bilan de masse et d'énergie, détails des calculs

Si on suppose un grand nombre de particule produites après fragmentation, avec une distribution taille-vitesse $P(D, U)$ et une distribution des tailles $P(D)$, la somme discrète sur les gouttes produites peut être remplacée par la somme pondérée par les PDF (cela repose sur l'hypothèse d'ergodicité ; si on suppose que 200 expériences sont la moyenne). Ainsi, les équation 2.32 et 2.33, peuvent s'écrire comme suit,

$$\rho_D \frac{\pi}{6} D_0^3 \simeq \int_0^{D_{max}} N_d \rho_D \frac{\pi}{6} D^3 p(D)\,\mathrm{d}D \tag{A.4}$$

$$\begin{aligned}\sigma\pi D_0^2 + \rho_D \frac{\pi}{6} D_0^3 \frac{U_0^2}{2} \simeq & \int_0^{D_{max}} \int_0^{U_{max}} N_d \rho_D \frac{\pi}{12} D^3 U^2 p(D,U) \mathrm{d}D \mathrm{d}U \\ & + \int_0^{D_{max}} N_d \sigma\pi D^2 p(D)\, \mathrm{d}D + \Phi\end{aligned} \tag{A.5}$$

L'étape suivante est d'écrire l'équation 2.32 et 2.33 en terme de classe de taille, à partir de l'analyse par tamisage. Pour l'équation 2.32, on obtient,

$$\rho_D \frac{\pi}{6} D_0^3 = \int_0^{D_{max}} N_d \rho_D \frac{\pi}{6} D^3 p(D) \mathrm{d}D \simeq N_d \sum_{i=1}^{N_c} \rho_D \frac{\pi}{6} D_i^3 p(D_i) \Delta D_i \tag{A.6}$$

On peut noter que la somme est réalisée en utilisant le nombre de classe N_c, au lieu du nombre de gouttes N_d. Pour l'énergie de surface :

$$\sum_{i=1}^{N_d} \sigma\pi D_i^2 = \int_0^{D_{max}} N_d \sigma_L \pi D^2 p(D) \mathrm{d}D = N_d \sigma\pi \sum_{i=1}^{N_c} D_i^2 p(D_i) \Delta D_i \tag{A.7}$$

En utilisant la définition de la distribution marginale, on peut réécrire le troisième terme de l'équation A.5 comme suit,

$$\begin{aligned}\sum_{i=1}^{N_d} \rho_D \frac{\pi}{12} D_i^3 U_i^2 &= \int_0^{D_{max}} \int_0^{U_{max}} N_d \rho_D \frac{\pi}{12} U^2 D^3 p(D,U) \mathrm{d}D \mathrm{d}U \\ &= N_d \sum_{i=1}^{N_c} \rho_D \frac{\pi}{12} D_i^3 \int_0^{U_{max}} U^2 p(D_i, U)\, \Delta D_i \mathrm{d}U\end{aligned} \tag{A.8}$$

En intégrant le second terme en fonction de la variable U, on peut définir le carré de la vitesse moyenne comme,

$$\int_0^{U_{max}} U^2 p(D_i, U)\, \Delta D_i \mathrm{d}U = \overline{U^2(D_i)} p(D_i) \Delta D_i \tag{A.9}$$

Cela nous permet d'aboutir à la relation suivante,

$$\sum_{i=1}^{N_d} \rho_D \frac{\pi}{12} D_i^3 U_i^2 = N_d \sum_{i=1}^{N_c} \rho_D \frac{\pi}{12} D_i^3 \overline{U^2(D_i)} p(D_i) \Delta D_i \tag{A.10}$$

Si on réécrit l'équation 2.33, nous avons,

$$\begin{aligned}\sigma\pi D_0^2 + \rho_D \frac{\pi}{12} D_0^3 U_0^2 = & N_d \sum_{i=0}^{N_c} \rho_D \frac{\pi}{12} D_i^3 \overline{U^2(D_i)} p(D_i) \Delta D_i \\ & + N_d \sum_{i=0}^{N_c} \sigma\pi D_i^2 p(D_i) \Delta D_i + \Phi\end{aligned} \tag{A.11}$$

On peut alors diviser tous les termes de l'équation A.10 par l'énergie initiale, pour faire apparaitre le nombre de Weber,

$$\begin{aligned}\frac{\rho_A}{\rho_D} \frac{12}{We_0} + 1 = & N_d \sum_{i=0}^{N_c} \frac{We_i}{We_0} \frac{D_i^2}{D_0^2} p(D_i) \Delta D_i \\ & + N_d \sum_{i=0}^{N_c} \frac{\rho_A}{\rho_D} \frac{12}{We_0} \frac{D_i^2}{D_0^2} p(D_i) \Delta D_i + \Phi'\end{aligned} \tag{A.12}$$

ou $\Phi' = 12\Phi/(\rho_D \pi D_0^3 U_0^2)$ est le rapport de l'énergie cinétique dissipée à l'énergie cinétique initiale.

En utilisant le théorème de la moyenne, on peut réécrire le troisième terme comme suit,

$$\begin{aligned}\sum_{i=0}^{N_c} We_i \frac{D_i^2}{D_0^2} p(D_i)\Delta D_i &= \int_0^{D_{max}} We(D)\frac{D^2}{D_0^2} p(D)\,\mathrm{d}D \\ &= We(D_c)\int_0^{D_{max}} \frac{D^2}{D_0^2} p(D)\,\mathrm{d}D\end{aligned} \tag{A.13}$$

$D_c \in [0, D_{max}]$ et $We_c = We(D_c)$. We_c peut être considéré comme un paramètre du modèle représentant la valeur moyenne du nombre de Weber final.

Finalement, on peut exprimer N_d à partir de l'équation A.6 comme,

$$N_d = \frac{D_0^3}{\sum_{i=0}^{N_c} D_i^3 p(D_i)\Delta D_i} \tag{A.14}$$

Rappelons que le diamètre de Sauter ou le SMD peut s'écrire D_{32}, comme il est défini à partir de la fonction de densité de probabilité en nombre, comme suit,

$$SMD = D_{32} = \frac{\sum_{i=0}^{N_c} D_i^3 p(D_i)\Delta D_i}{\sum_{i=0}^{N_c} D_i^2 p(D_i)\Delta D_i} \tag{A.15}$$

En remplaçant N_d dans l'équation A.12 par l'équation A.14, on obtient finalement,

$$12\frac{\rho_A}{\rho_D} + We_0 = \left(We_c + 12\frac{\rho_A}{\rho_D}\right)\frac{D_0}{SMD} + \phi' We_0 \tag{A.16}$$

qui mène au résultat recherché.

A.5 Effet de la solidification sur la fragmentation d'une goutte de métal liquide dans l'eau

Cette étude porte sur la compréhension de l'influence de la solidification sur le processus de fragmentation d'une goutte unique. Un plan d'expériences de 24 essais a été effectué. Les gouttes ont une masse de 0.27g (D_0 = 4mm) et une température initiale de 85°C. Pour chaque nombre de We, la température de la piscine d'eau est fixée à 28°C, 40°C et enfin 50°C. 50°C représente la température maximale permise pour l'eau afin d'obtenir des fragments solides (une partie reste liquide), au-delà l'ensemble du métal reste à l'état liquide. La vitesse initiale des gouttes avant leur pénétration dans l'eau est variée de 0.5 m/s à 3.5 m/s. Afin de converger statistiquement, un nombre important de gouttes (de l'ordre de 200) est nécessaire pour chaque Weber.

A.5.1 Distribution des tailles

À partir des données obtenues par tamisage (cf. Tableaux A.1 A.2, A.3 et A.4 dans l'annexe A), nous avons calculé le diamètre de Sauter, ce qui nous a permis d'obtenir le SMD en fonction de la température et du nombre de Weber, comme montré dans la Figure A.1.

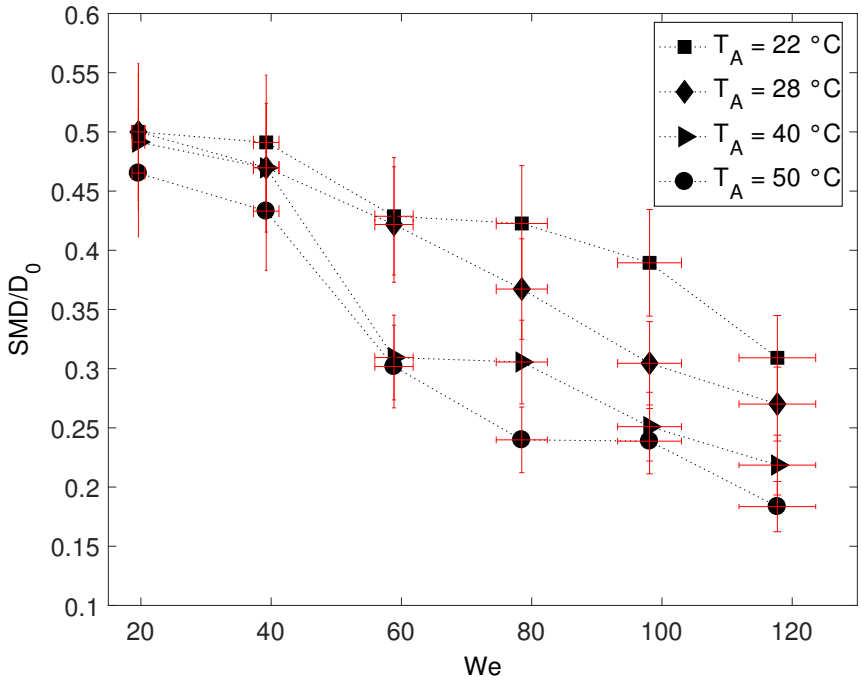

FIGURE A.1 – Diamètre de Sauter en fonction de Weber pour différentes températures du réfrigérant T_A avec une température initiale du métal $T_L = 85°$.

A.5.2 Modèle de solidification

Suite aux résultats précédents, nous voulions comprendre comment la dynamique de solidification influe sur le taux de fragmentation. Le modèle physique adopté est le modèle de solidification d'Haraldsson *et al.* [2001], basé sur l'hypothèse de la formation d'une croute solide uniforme autour de la goutte. Cette croute solide va modifier les propriétés physiques telles que la tension de surface, prise en compte par le nombre de Weber et la rhéologie, par le nombre d'Ohnesorge. Ainsi l'objectif est de définir un critère de fragmentation basé sur un nombre de Weber local avec une tension de surface apparente. L'épaisseur de cette croûte sera celle obtenue à l'instant d'initiation de la fragmentation dans le cas sans solidification, $T_A = 50°\text{C}$. Dans notre cas, ce temps est considéré comme le moment à partir duquel on observe l'éclatement du sac (cf. équation A.5.2) :

$$t_b/t_{RN} = 8(We - 12)^{-0.25}(1 + 2.2(Oh)^{1.6})$$

La goutte est supposée sphérique, l'épaisseur de la croute est mince. Le temps de solidification est estimé comme la somme du temps nécessaire à refroidir la croute jusqu'à sa température de fusion t_{sup} plus le temps t_{fus} nécessaire à la formation d'une croute d'épaisseur δ_{cr},

$$t_{sol} = t_{sup} + t_{fus} \tag{A.17}$$

$$t_{sup} = \frac{\rho_L Cp_L \Delta T_{sup} \delta_{cr}}{q"} \tag{A.18}$$

$$t_{fus} = \frac{\rho_L Cp_L H_f \delta_{cr}}{q"} \tag{A.19}$$

où le flux de chaleur convectif est évalué à l'aide de cette relation :

$$q" = \frac{k_A}{D_0}(2 + 0.6Re^{0.5}Pr^{1/3})(T_L - T_A) \tag{A.20}$$

Ainsi l'épaisseur de la croûte à t_b est obtenue par la relation suivante :

$$\delta_{cr}(t_b) = \frac{tq"}{\rho_L(Cp_L\Delta T_{sup} + H_f)} \tag{A.21}$$

La mince croûte formée par solidification est caractérisée par un module d'élasticité de 9.25 GPa (cf. Shan *et al.* [2013]), afin de définir le nombre de We_{app} selon Haraldsson *et al.* [2001], l'énergie élastique est exprimée en énergie surfacique, par la relation suivante (cf. équation 1.53) :

$$\sigma_{elas} = \frac{E\delta_{cr}^3}{12(1-\nu^2)^3 D_0^3}$$

où E est le module de Young, D_0 le diamètre initial.

Le nombre de Weber modifié est ainsi obtenu :

$$We_{app} = \frac{\rho_L D_0 U_L^2}{\sigma_{app}}$$

où la tension apparente est $\sigma_{app} = \sigma + \sigma_{elas}$.

A.5.3 Application du modèle

Dans la Figure A.2, nous avons tracé le diamètre de Sauter en fonction du We_{app}. On observe que l'écart des points dû à la température est beaucoup moins important que pour les résultats initiaux de la Figure A.1. Cela valide l'hypothèse de l'influence de la croûte sur le taux de fragmentation. L'énergie apportée initialement n'est plus dissipée seulement en déformation, mais doit aussi casser la mince peau solide formée autour de la goutte. Ainsi la distribution finale des gouttes est limitée par cette épaisseur solide, puisque le nombre de We_{app} sera plus faible et par conséquent les gouttelettes formées à la suite de la fragmentation seront stables.

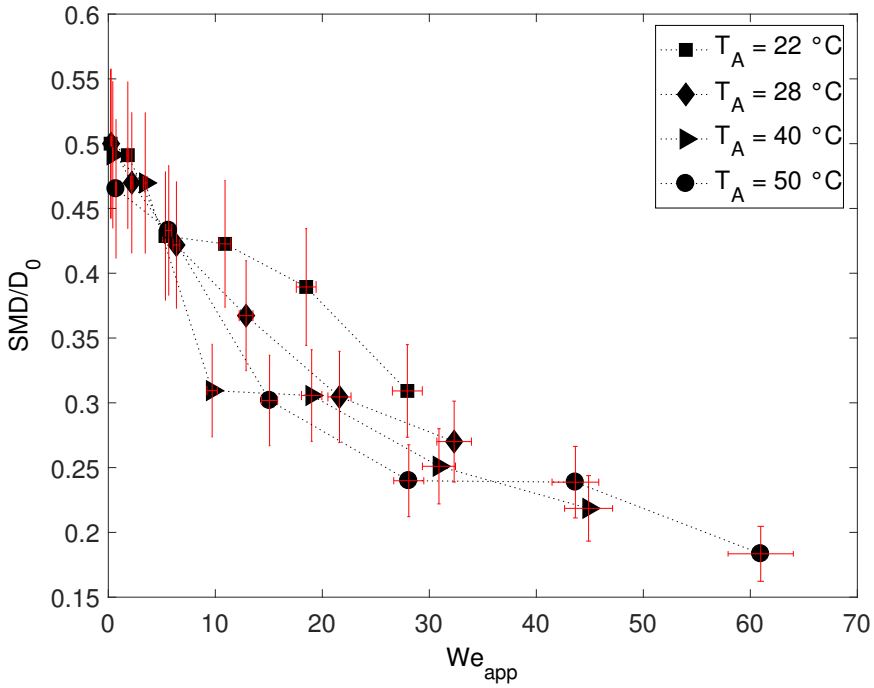

FIGURE A.2 – Diamètre de Sauter normalisé en fonction de We_{app} pour différentes températures du réfrigérant T_A. La température initiale du métal T_L est constante à 85°.

A.5.4 Conclusion

Dans cette étude, les résultats montrent une influence importante de la solidification sur la dynamique de fragmentation. Un modèle thermique basé sur l'hypothèse de la formation d'une croûte solide autour de la goutte est proposé, les résultats du modèle sont cohérents avec les résultats expérimentaux.

3

Fragmentation d'un jet de métal dans l'eau

Sommaire

3.1 Introduction 112

3.2 Procédure expérimentale 112

3.2.1 Modifications apportées à GALAD 112

3.2.2 Plan d'expériences 113

3.2.3 Méthode expérimentale : Méthode de flux optique 113

3.2.4 Technique de mesure par PDA 114

3.3 Résultats expérimentaux 118

3.3.1 Longueur de rupture 119

3.3.2 Mesure de granulométrie par tamisage 121

3.3.3 Mesure de granulométrie par PDA (Particle Dynamic Analyser) 121

3.3.4 Résultats obtenus à l'aide de la méthode flux optique 125

3.4 Analyse 127

3.4.1 Entrainement et fragmentation du jet dans le champ proche 127

3.4.2 Reconstruction du champ de vitesse et de masse du jet dans le champ lointain 128

3.4.3 Détermination du coefficient d'entrainement du jet en champ lointain . 132

3.4.4 Estimation de la vitesse d'entrainement 134

3.4.5 Analyse linéaire des mécanismes physiques de déstabilisation du jet . . . 136

3.4.6 Analyse avec le modèle de ré-agglomération turbulente 140

3.4.7 Bilan de masse et d'énergie durant la fragmentation d'un jet 142

3.5 Conclusions 145

3.1 Introduction

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats expérimentaux de la fragmentation d'un jet liquide de métal de Field dans l'eau. L'objectif est d'étudier le jet sous deux aspects : expérimental et théorique. Les méthodes expérimentales utilisées sont :

— Le tamisage pour obtenir la distribution des tailles du lit de débris.

— La méthode de flux optique détermine le champ des vitesses des débris autour du jet et le champ de densité optique représentant la distribution de masse en régime permanent.

— l'Anémométrie Laser Doppler (PDA), permettant quant à elle d'obtenir la corrélations taille-vitesse pour les particules les plus fines jusqu'à une taille maximale de $300\mu m$.

Ces résultats sont utilisés dans le but de faire une analyse physique plus fine du jet. Un modèle d'entrainement diphasiques (cf. Desantes *et al.* [2011] est alors proposé pour modéliser le champ des vitesse et de masse dans le champ lointain. Cette approche macroscopique constitue également une méthode inverse qui permet d'explorer des régions denses du jet qui sont visuellement opaques et de prédire la longueur de rupture.

Une analyse linéaire des mécanismes d'instabilité du jet est menée dans le but de comprendre le mécanisme prédominant régissant la distribution finale des débris. Pour modéliser la distribution des tailles, deux modèles sont proposés. Le premier, basé sur un mécanisme de ré-agglomération des particules par des poches de tourbillon (cf. Rimbert et Castanet [2011]), permet de prédire les paramètres de la distribution log-stable pour les particules fines. Le second modèle, basé sur un bilan d'énergie, modélise le diamètre de Sauter en fonction du nombre de Weber. L'énergie perdue dans le mélange entre le jet et le fluide ambiant est estimée par l'entrainement turbulent du fluide ambiant.

3.2 Procédure expérimentale

3.2.1 Modifications apportées à GALAD

Dans cette thèse, le dispositif GALAD a été utilisé pour générer des jets de métal liquide, la modification la plus importante concerne le changement du système d'ouverture, par l'utilisation d'un électroaimant permettant une levée commandée de la quenouille servant à fermer la sortie. La principale difficulté a été la synchronisation entre la mise sous pression et la commande d'ouverture, lorsque la sortie est ouverte, un effet venturi pouvait empêcher l'ouverture complète. La solution a été de créer un léger retard de 50 ms environ, pour lever la quenouille avant la mise sous pression. Une partie du travail a été aussi consacrée à la modification de l'interface graphique sous LabView.

3.2.2 Plan d'expériences

Dans cette étude, nous avons utilisé du métal de Field, la température initiale est fixée à 85 °C. La température de l'eau est fixée à 40 °C. La pression d'utilisation pour l'injection est comprise entre 2 et 10 bars. A chaque utilisation le volume entier de métal est vidé, d'une masse d'environ 120g ($15cm^3$). Dans cette étude trois diamètres de buse de sortie ont été utilisés, 1mm, 2mm et 5 mm avec deux pressions 6 bars et 10 bars.

3.2.3 Méthode expérimentale : Méthode de flux optique

Nous avons utilisé les mêmes méthodes de mesure que précédemment. L'analyse d'images pour étudier le mécanisme de fragmentation et la technique de tamisage pour déterminer la distribution des particules. Dans cette section, nous allons expliquer brièvement la méthode de flux optique. L'objectif de cette méthode est d'estimer un champ de vitesse, non par une corrélation de pixel, mais par une corrélation du flou, c'est à dire de la variation du champ lumineux.

Le terme de flux optique désigne le champ de vecteurs décrivant le mouvement de chaque pixel dans une séquence d'images. Contrairement à la méthode de corrélation d'images dans laquelle on associe un vecteur par bloc de pixels, on cherche ici à produire un vecteur par pixel.

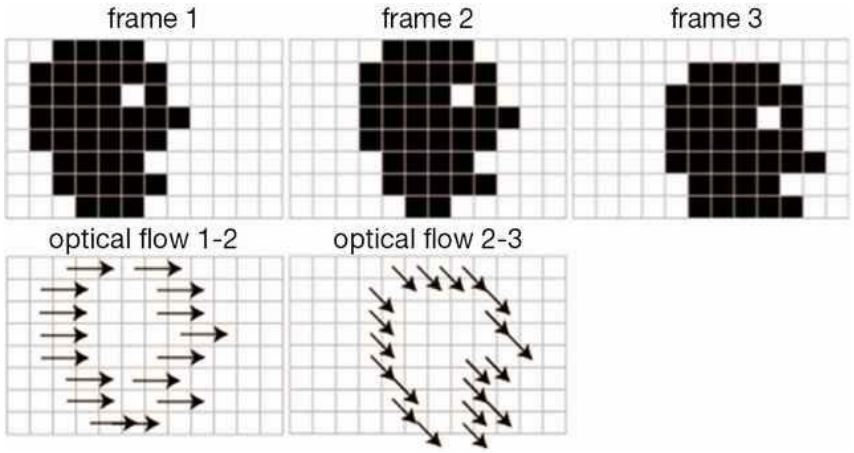

FIGURE 3.1 – Illustration de la variation du flux optique en fonction du déplacement.

Pour calculer le flux optique, on suppose qu'un pixel conserve son intensité lumineuse au cours de son déplacement. La condition de conservation de l'intensité lumineuse peut s'écrire ainsi :

$$I(x, y, t) = I(x + dx, y + dy, t + dt) \tag{3.1}$$

ou dx et dy sont les coordonnées cartésiennes du vecteur associé à un point P, décrivant son déplacement au cours de l'intervalle de temps dt. Elles dépendent de la position (x, y) du point considéré ainsi que de l'instant t auxquelles sont mesurées.

Horn et Schunck [1981], par la suite Lucas et Kanade [1981] ont proposé dans leurs travaux une condition de conservation de l'intensité. En dérivant l'intensité lumineuse $I(x(t), y(t), t)$ par rapport au temps on obtient :

$$\nabla I \cdot \overrightarrow{v} = -I_t \tag{3.2}$$

$$\frac{dI(x,y,z)}{dt} = \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial x}.\frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial y}.\frac{\partial y}{\partial t} = 0 \tag{3.3}$$

En identifiant dx/dt et dy/dt comme les vitesses du point P définie par la position (x, y) on définit la "contrainte fondamentale" du flot optique :

$$\partial_t I + u \cdot \partial_t I + v \cdot \partial_t I = 0 \tag{3.4}$$

où $u = dx/dt$ et $v = dy/dt$ sont les vecteurs vitesses recherchés.

Cette équation seule ne permet pas de déterminer le calcul du flux optique, puisqu'on a une équation pour deux inconnues. Cette indétermination des solutions est désignée par Horn et Schunck [1981], comme un problème de fermeture. Pour lever cette indétermination, on ajoute une contrainte sur la variation du champ de vitesse, en considérant que le champ de vitesse doit être localement lisse et orienté dans une même direction. Finalement le problème consiste en la minimisation d'une fonctionnelle, et s'exprime sous la forme suivante :

$$min\left[\int_D (\partial_t I + u \cdot \partial_t I + v \cdot \partial_t I)^2 + \lambda^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2\right] dxdy\right] \tag{3.5}$$

où u et v sont les vecteurs vitesses recherchés et λ est un scalaire permettant de régler l'influence du terme de régularisation ; dans notre cas il est fixé à 1. La méthode numérique utilisée pour résoudre le problème est celle de Gauss-Seidel. L'ensemble du code écrit par Mohd Kharbat est disponible dans la bibliothèque mathworks de MATLAB au lien suivant Horn-Schunck Optical Flow Method.

3.2.4 Technique de mesure par PDA

Nous avons utilisé l'Anémométrie Phase Doppler pour étudier le jet, c'est une technique optique non intrusive qui permet la mesure simultanée de la vitesse et de la taille d'une particule. Contrairement à l'Anémométrie Laser Doppler , l'analyse Phase Doppler utilise au moins deux photodétecteurs (nommés PM_1 et PM_2) placés à des endroits spatiaux différents de telle sorte que le signal n'arrive pas simultanément sur les deux photodétecteurs, voir la Figure 3.2.

Le déphasage des bouffées Doppler $\Delta\Phi_{12}$, du aux différences de chemin optique, est directement lié au diamètre de la particule D_p. Flögel [1981] a été le premier à établir la relation entre la phase et le diamètre :

$$\Delta\Phi_{12} = D_p H_{12} \tag{3.6}$$

Le paramètre H_{12} désigne le facteur de phase ou facteur géométrique entre les photodétecteurs 1 et 2 et ne dépend que de la configuration expérimentale fixée : indices de réfractions des particules n_p et du milieu ambiant n_m, demi-angle des faisceaux incidents β, angle d'observation φ (position de l'optique de réception) et angle d'élévation des deux PM, ψ_1 et ψ_2 par rapport au plan de diffusion. Plus les photodétecteurs PM1 et PM2 sont proches (ψ_1 et ψ_2 petits), plus le diamètre maximum détectable Dp_{max} sera important. Cependant, la précision sur le calcul du diamètre sera altérée. A noter que Dp_{max} dépend également de la configuration optique utilisée (dimelentille convergentension du volume illuminé, focale de l'optique de réception et angle d'observation) et des indices de réfraction des particules et du milieu ambiant. Le déphasage $\Delta\Phi_{12}$ est une fonction périodique de période 2π où la valeur 2π correspond à Dp_{max}. Ainsi, une particule ayant un diamètre supérieur à Dp_{max}, le calcul du déphasage conduira à un diamètre plus petit. Une solution pour s'affranchir de cette ambiguïté est d'utiliser un troisième photodétecteur (PM3). On obtient un second déphasage $\Delta\Phi_{13}$ dont la combinaison avec $\Delta\Phi_{12}$ permet de relever l'ambiguïté.

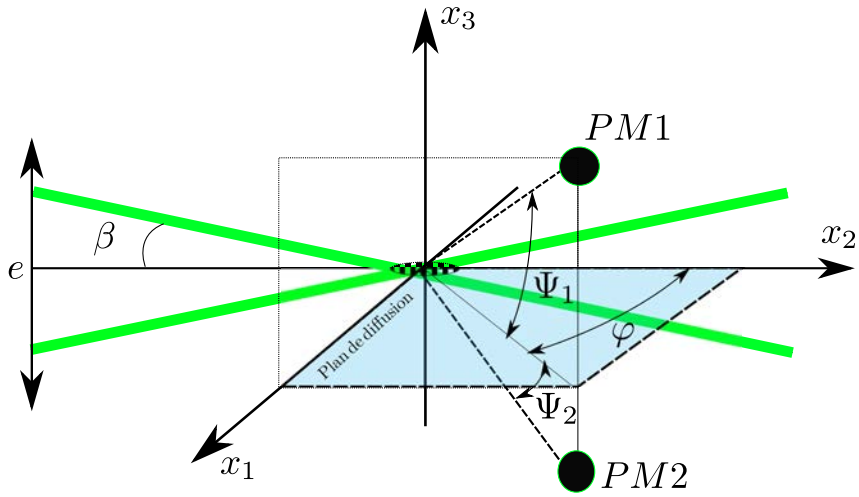

FIGURE 3.2 – Schéma de principe du PDA.

Le dispositif PDA utilisé est un système commercialisé par la société Dantec-Dynamics. Le système comprend une sonde de réception classique (57X10 ; L_f = 120 mm) équipée d'un quatrième PM pour une mesure bidimensionnel de la vitesse et d'un processeur BSA P80 pour le traitement des bouffées Doppler. Pour cette étude, deux composantes de la vitesse sont mesurées : la composante verticale suivant la direction principale d'écoulement du jet et la composante horizontale. Une source laser à Argon et un séparateur de couleur permettent d'obtenir les deux paires de faisceaux nécessaires (λ_{bv} = 514.5 nm et λ_{bb}= 488 nm) pour la génération des deux volumes illuminés via une sonde d'émission Dantec-Fiberflow.

Dans cette étude, il s'agit donc d'analyser l'écoulement de gouttes de métal liquide évoluant dans l'eau. Dans cette situation les gouttes de métal sont totalement opaques, ainsi le système

est utilisé en mode de mesure par réflexion. L'axe de transmission et de réflexion forment un angle de 100° (angle de réflexion de 80°). Les principaux paramètres de mesure sont donnée dans le Tableau 3.1.

Longueur d'onde faisceau vert, (nm)	514.5
Longueur d'onde faisceau bleu, (nm)	488
Rayon des faisceaux (bleu et vert) (mm)	1.35
Écartement des faisceaux, e (mm)	60
Focal d'émission, L_{fe} (mm)	1200
Focal de réception, L_{fr} (mm)	500
Grandissement du PDA	1
Angle d'observation, φ (°)	80
Angle de mesure, β (°)	0.05
Dimensions du volume illuminé vert, Δz, $\Delta x = \Delta y$ (mm)	23.3, 0.58
Dimensions du volume illuminé bleu, Δz, $\Delta x = \Delta y$ (mm)	22.1, 0.55

Tableau 3.1 – Caractéristiques et configuration optique du dispositif PDA

Afin d'optimiser la mesure, les hautes tensions HT des PM et des gains électroniques G sont ajustés afin d'assurer la détection. Les critères d'optimisation sont basés sur le taux d'acquisition (nombre de gouttes détectées par seconde) et le taux de validation (nombre de gouttes validées). L'évolution de ces paramètres en fonction de HT et de G décrit une courbe ayant un extremum. Comme critère de sélection de HT et du G, il faut aussi tenir compte de la sensibilité sur le calcul du diamètre. En effet, une augmentation de HT et du G conduit à détecter des gouttes de plus en plus petites et donc de diminuer la valeur du diamètre moyen D_{10} jusqu'à atteindre une valeur asymptotique. Cette étude d'optimisation pour le réglage des hautes tensions et gains électroniques est réalisée une fois pour toutes pour un point dans le spray. Enfin, afin d'assurer la convergence sur le calcul des diamètres statistiques, les acquisitions doivent être entreprises sur un grand nombre de gouttes, environ 100 000 pour chaque point spatial dans le spray. Dans notre cas le volume limité de métal, ne nous a permis d'optimiser la mesure que sur un nombre limité de gouttes, environ 10000, en répétant les expériences. Un ensemble de particules de verre a été employé pour vérifier les résultats obtenus par PDA, en comparant le diamètre moyen obtenu.

Les incertitudes sur la mesure de la vitesse sont similaires à celles obtenues par vélocimétrie laser Doppler. Les incertitudes concernant le diamètre sont essentiellement dues à la non-sphéricité des gouttes, puisque la méthode est basée sur l'hypothèse que les gouttes sont sphériques. L'incertitude sur le la concentration et le flux de goutte à travers le volume de contrôle est due à la difficulté d'évaluer précisément le volume de contrôle (cf. Widmann *et al.* [2001]), qui varie d'une manière non explicite en fonction du diamètre des particules au passage dans le volume de contrôle. Ainsi comme le diamètre est lui même une mesure, les sources d'incertitudes deviennent

multiples.

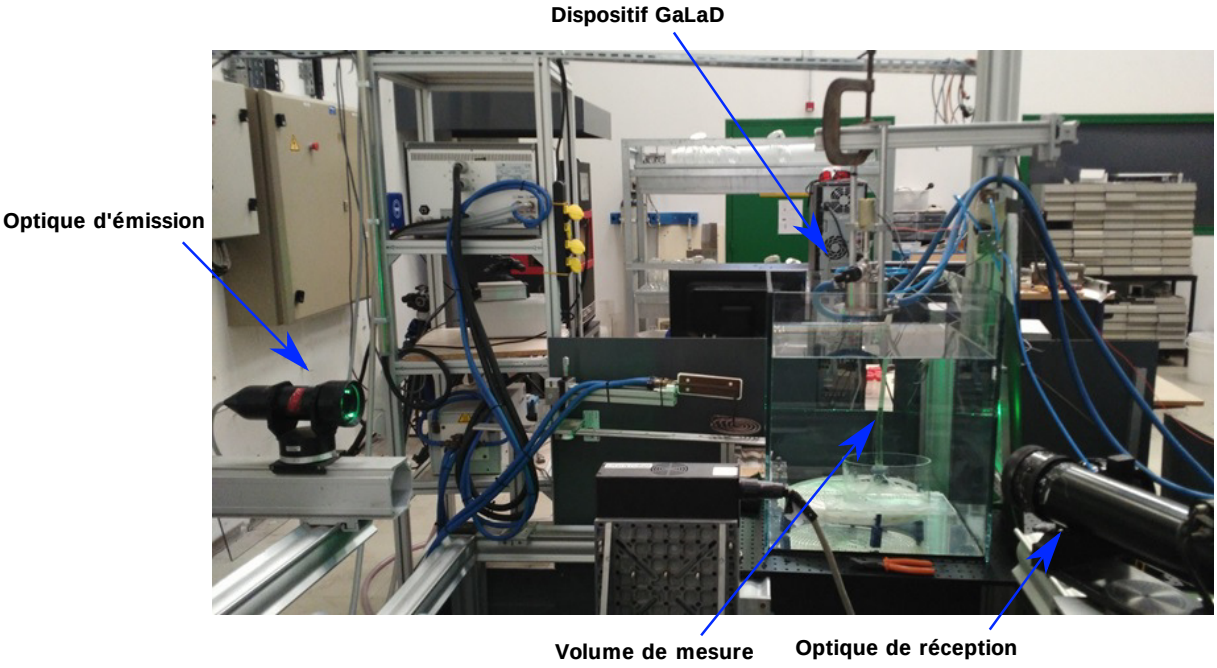

FIGURE 3.3 – Dispositif général avec le PDA.

3.3 Résultats expérimentaux

Un cas typique de fragmentation d'un jet de métal liquide dans l'eau est montré dans la Figure 3.4 pour un diamètre de buse de 2 mm et une pression d'injection de 6 bar. Dans les images successives montrées on remarque d'abord la pénétration du jet avec un volume sans discontinuité jusqu'à 0.12s, puis une rupture du jet à 0.14s et à partir de 0.20s le processus de fragmentation est en régime permanent. Plusieurs instabilités peuvent être mises en évidence visuellement, la première est l'instabilité de Kelvin-Helmholtz due au cisaillement, on remarque aussi l'instabilité de Rayleigh-Taylor au bout du jet à l'instant 0.14 s. Dans la suite le jet semble évoluer dans un milieu diphasique composé d'un mélange d'eau et de particules de métal liquide.

Dans la Figure 3.5, les images des jets ainsi que leurs angles de dispersion sont donnés en régime permanent de fragmentation. En fonction des conditions initiales, une variation de l'angle ainsi que la fraction volumique des particules peuvent être relevées. L'augmentation de pression de 6 à 10 bars ne varie pas sensiblement la vitesse, mais la fraction volumique du jet est plus importante. On peut noter le même effet avec la variation du diamètre. Deux régions sont mises en évidence, la première avec un angle d'élargissement petit et la seconde avec un angle d'élargissement plus important. On peut supposer que le taux d'entrainement (ou le taux de fragmentation) est plus faible dans la première région que dans la seconde, avec un rapport d'angles (θ_2/θ_1) qui varie entre 2 et 3,6, cela est en accord avec les résultats expérimentaux de Hill [1972] qui montre une augmentation du taux d'entrainement entre le champ proche et le champ lointain.

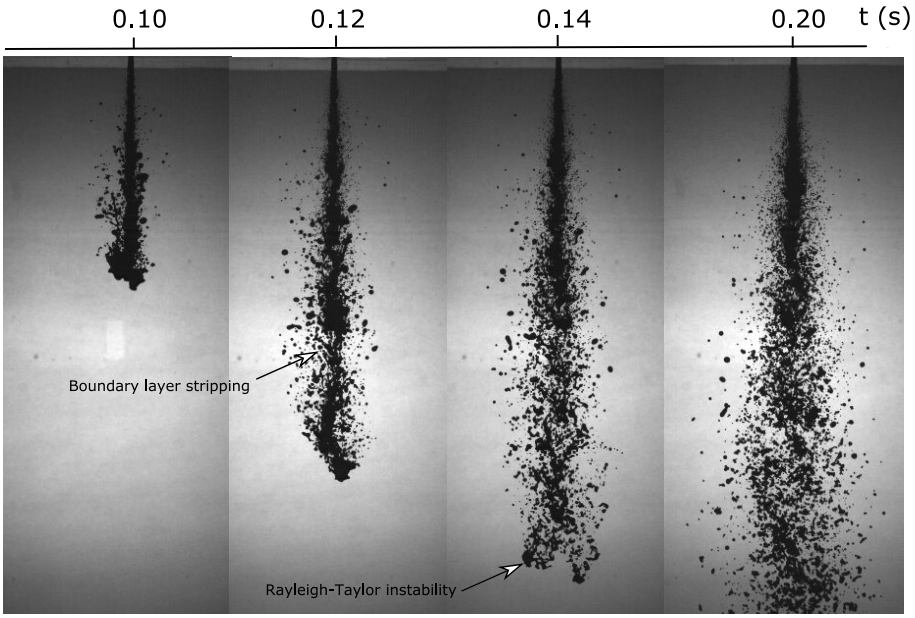

FIGURE 3.4 – Pénétration du jet de métal liquide dans l'eau, avec une buse de 2 mm et une pression de 6 bar.

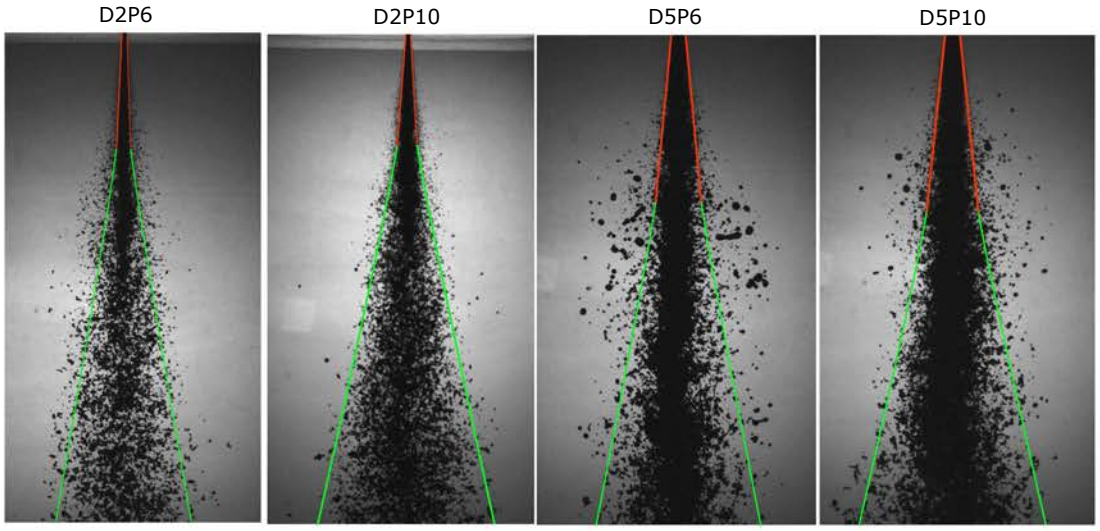

FIGURE 3.5 – Images typiques du jet en régime permanent en fonction de la pression d'injection et du diamètre de la buse. La première partie du jet en rouge (θ_1), la seconde partie du jet en vert (θ_2). D2P6 : [D=2mm, P=6bar, θ_1=5°, θ_2=18°] ; D2P10 : [D=2mm P=10bar, θ_1=7.5°, θ_2=24°] ; D5P6 : [D=5mm, P=6bar, θ_1=10°, θ_2=21°] ; D5P10 : [D=5mm, P=10bar, θ_1=12.5°, θ_2=25°].

3.3.1 Longueur de rupture

La longueur de rupture est admise comme la profondeur maximale du jet continue dans le fluide ambiant. Elle est généralement obtenue par un suivi du front du jet, soit par une visualisation direct, voir la Figure 3.6, soit indirectement par une mesure de température, Huhtiniemi *et al.* [1999]. Néanmoins sa définition physique dans la littérature est généralement vague.

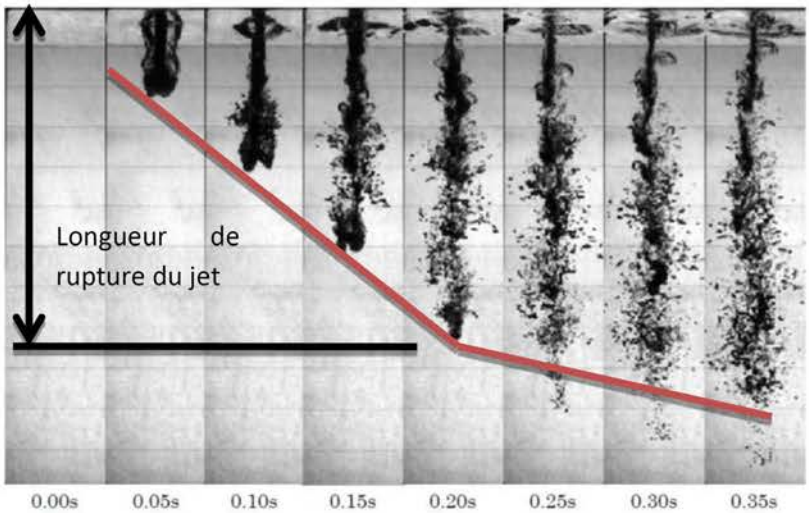

FIGURE 3.6 – Mesure de la longueur de rupture par visualisation directe, Matsuo *et al.* [2008].

Nous avons mesuré l'avancement du front du jet pour les quatre configurations, ces mesures nous ont permis de mesurer la vitesse moyenne du front et d'estimer la longueur de rupture, caractérisée par le changement de pente de la vitesse de pénétration dans l'eau. Voir la Figure 3.7 pour les cas avec un diamètre de 2 mm, pour deux pressions différentes P= 6bars et P= 10bars. Dans le cas du jet avec une buse de 5 mm (cf. Figure 3.8), aucun changement de pente n'est observé, on considère donc que la longueur de rupture est atteinte en dehors des limites du champ de vision.

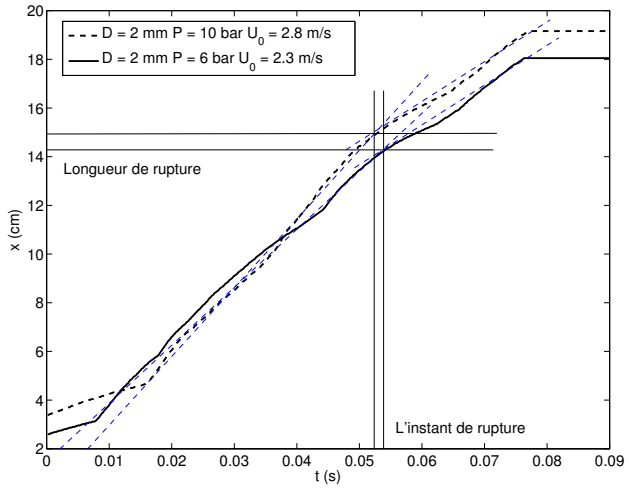

FIGURE 3.7 – Avancement du front du jet pour D = 2 mm (P = 6bars et P = 10bars).

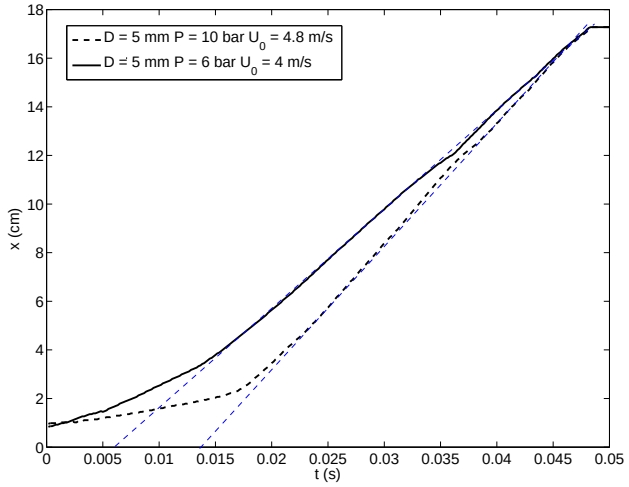

FIGURE 3.8 – Avancement du front du jet pour D = 5 mm (P = 6bars et P = 10bars).

3.3.2 Mesure de granulométrie par tamisage

Pour chaque condition d'expérience, nous avons récupéré et tamisé les particules obtenues, Tableau 3.2. De ces données nous avons déterminé le diamètre moyen en masse (MMD) et le diamètre de Sauter (SMD), voir le Tableau 3.3, les relations sont rappelées ci-dessous :

$$MMD \approx \sum_{i=0}^{N_s} x_i \bar{D}_i \tag{3.7}$$

$$SMD \approx \frac{1}{\sum_{i=0}^{N_s} x_i / \bar{D}_i} \tag{3.8}$$

ou x_i est la fraction massique du tamis numéroté i, ayant un diamètre moyen $\bar{D}_i = \frac{D_i + D_{i+1}}{2}$.

D_i	20 µm	50 µm	100 µm	500 µm	1000 µm	2000 µm	Total Mass
$We = 288$	1.1042 g	2.4101 g	19.2109 g	32.9668 g	57.3060 g	11.5850 g	124.5830 g
$We = 200$	0.400 g	1.6917 g	15.4981 g	23.2129 g	60.7000 g	30.6209 g	132.1236 g
$We = 39.2$	0.6017 g	1.1979 g	24.6816 g	59.2266 g	23.933 g	45.7532 g	132.9220 g
$We = 26.45$	0.3171 g	0.8923 g	10.9428 g	34.6507 g	60.6507 g	13.4170 g	120.4138 g

Tableau 3.2 – Mesure de la distribution de masse par tamisage pour l'étude actuelle.

	D_0	U (m/s)	We	SMD/D_0	MMD/D_0
D2P6	2mm	2.3	26.45	0.147	0.32
D2P10	2mm	2.8	39.2	0.098	0.21
D5P6	5mm	4.3	200	0.056	0.15
D5P10	5mm	4.8	288	0.040	0.12

Tableau 3.3 – Tableau résumant les conditions initiales de l'étude, le diamètre de Sauter adimensionné SMD/D_0 et le diamètre moyen adimensionné MMD/D_0.

3.3.3 Mesure de granulométrie par PDA (Particle Dynamic Analyser)

Les résultats présentés sont obtenus pour une position fixe, pour une buse avec un diamètre d'un millimètre et une pression de 6 bar, la vitesse résultante est de 2.5 m/s, comme illustré dans la Figure 3.9.

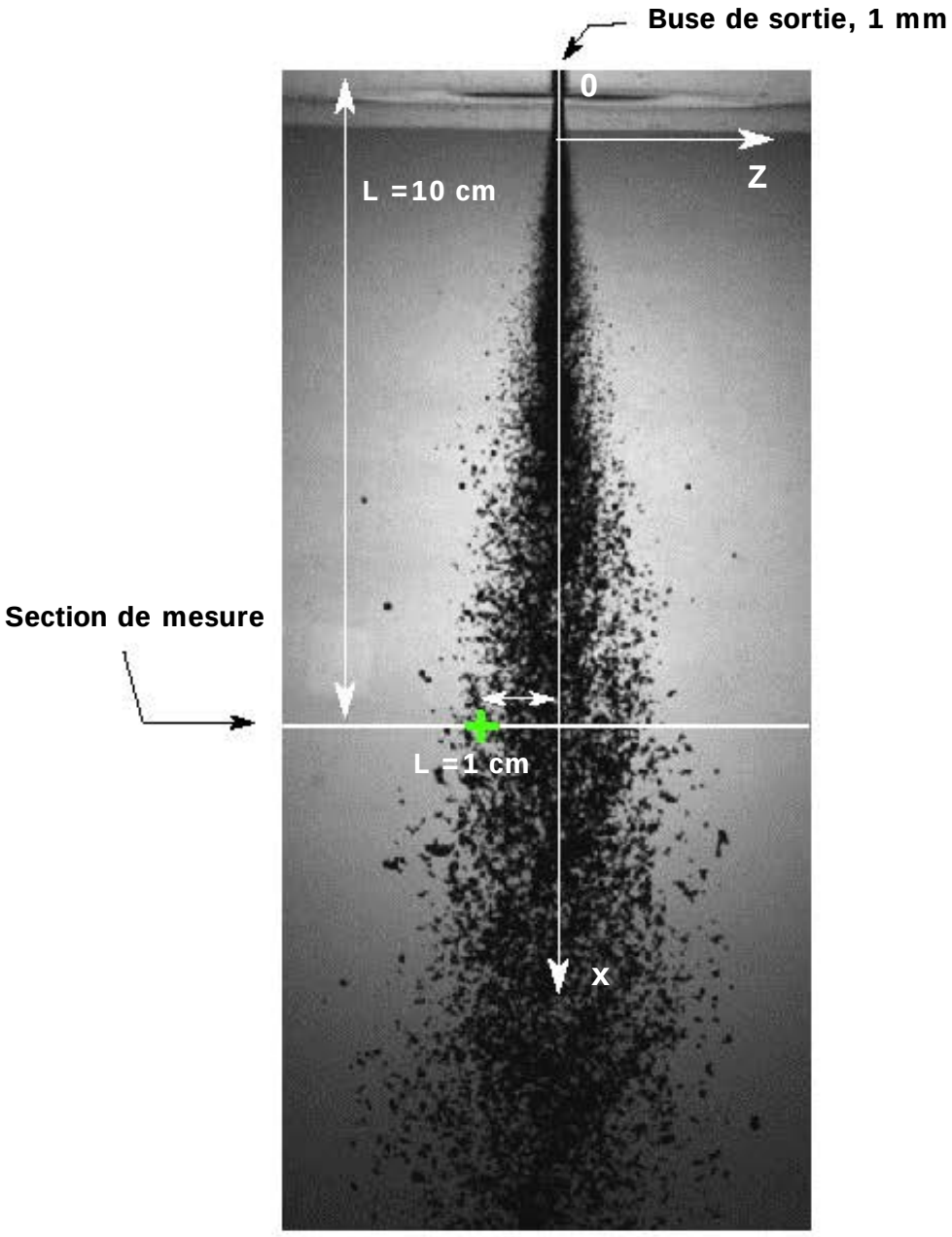

FIGURE 3.9 – Plan de mesure par PDA. La croix verte représente le point de mesure positionné relativement à 10 cm de la buse et 1 cm de l'axe.

La distribution marginale des diamètres est donnée dans la Figure 3.10 et la carte de la vitesse des particules en fonction du diamètre dans la Figure 3.11.

La distribution des diamètres dans la Figure 3.10, nous permet d'apprécier la gamme de tailles des gouttes produites avec un diamètre minimum d'environ 10 μm. On peut noter la valeur de coupure d'environ 316.22 μm ($log_{10}(316)$=2.5), qui représente la limite de détection du PDA selon les réglages définis.

La carte de la vitesse des particules en fonction du diamètre dans la Figure 3.11 montre que la vitesse moyenne des particules présente peu de variation en fonction du diamètre. Ce résultat confirme l'observation obtenue par la méthode de flux optique (cf. Figure 3.13).

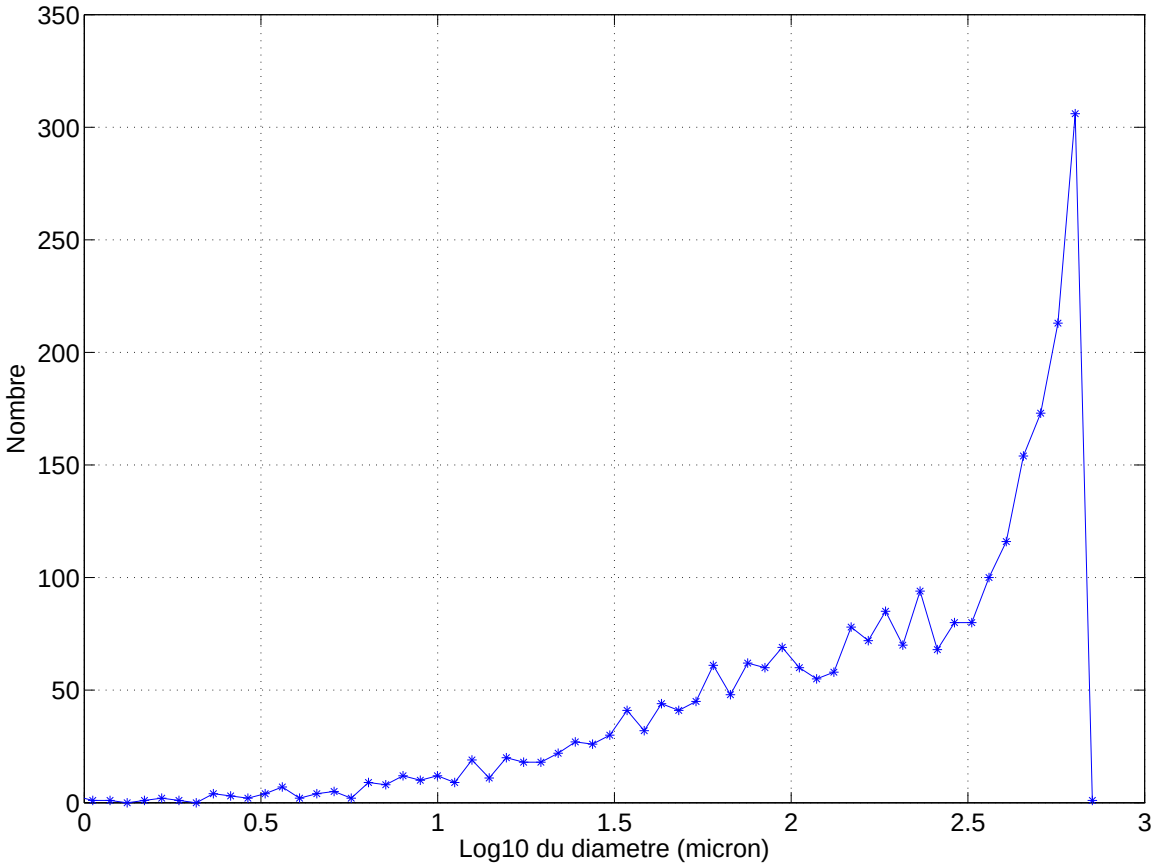

FIGURE 3.10 – Distribution marginal du diamètre, pour une buse avec un diamètre de 1mm et une pression de 6bar.

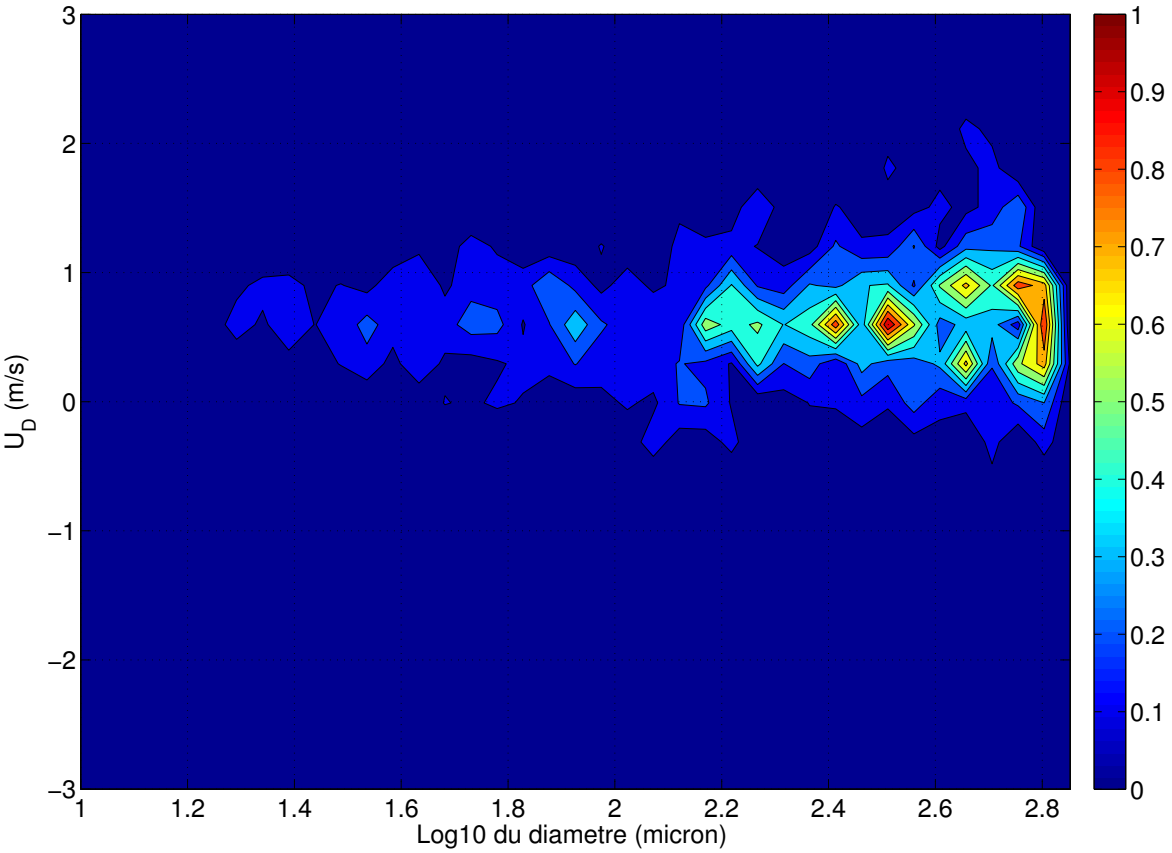

FIGURE 3.11 – Distribution des vitesses en fonction du diamètre, pour une buse avec un diamètre de 1mm et une pression de 6bar.

3.3.4 Résultats obtenus à l'aide de la méthode flux optique

Nous avons appliqué la méthode de flux optique dans notre étude, les résultats sont exploitables dans le cas des jets avec une buse de 2 mm, alors que dans le cas avec une buse de 5 mm la méthode n'est pas efficace du fait de l'importante opacité du jet. Les Figures 3.12 et 3.13 montrent respectivement le champ de densité optique et le champ des vitesses pour un jet avec $D_0 = 2mm$ avec une pression de 10bars.

Afin d'obtenir le champ de densité optique, nous avons utilisé l'ensemble des images du jet en régime permanent. La séquence de traitement est en deux parties, dans la première, un traitement spatiale de chaque image individuelle avec un filtre moyenneur, c'est un filtre avec tous les coefficients égaux (chaque pixel est remplacé par la moyenne de ses voisins) avec les effets suivants :

1. Lisse l'image (effet de flou)
2. Réduit le bruit
3. Réduit les détails

plus la taille du filtre est grande, plus le lissage devient important, la taille choisie est $L = 5pix$. Dans la seconde partie, un filtre moyenneur sur le temps, qui consiste à sommer toutes les images pour obtenir une moyenne qui représente statistiquement le jet en régime permanent.

Dans la Figure 3.13 représentant le champ des vitesses, la première constation est que les particules autour du jet ont une vitesse faible comparée à la vitesse de sortie. L'entrainement du fluide ambiant causé par le jet crée un mélange eau-particules métalliques, donc un milieu avec une densité intermédiaire importante, qui par conséquent augmente le transfert de quantité de mouvement entre le jet et le milieu ambiant.

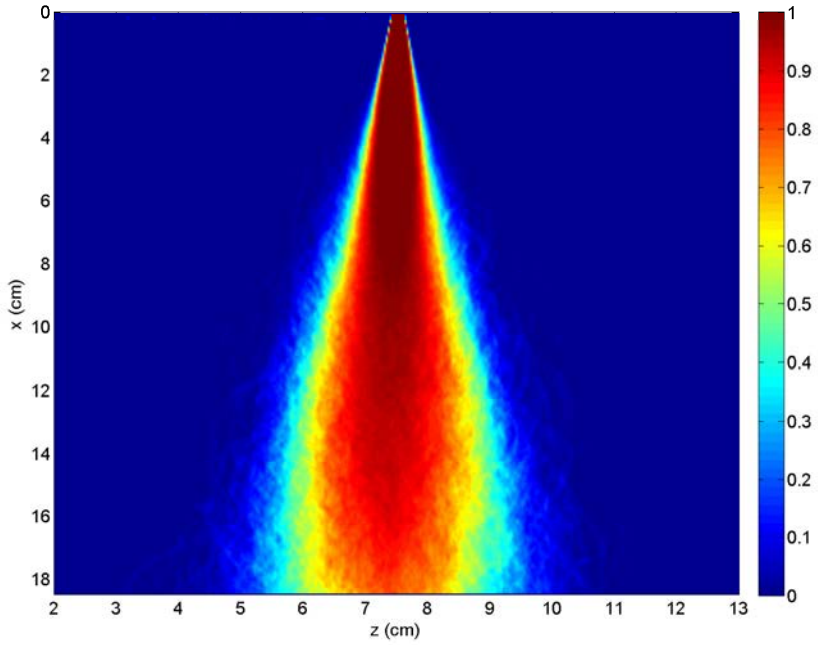

FIGURE 3.12 – Mesure du champ de densité optique du jet par moyennage d'images, D=2 mm, P=10bars. La barre de couleurs représente le niveau d'opacité.

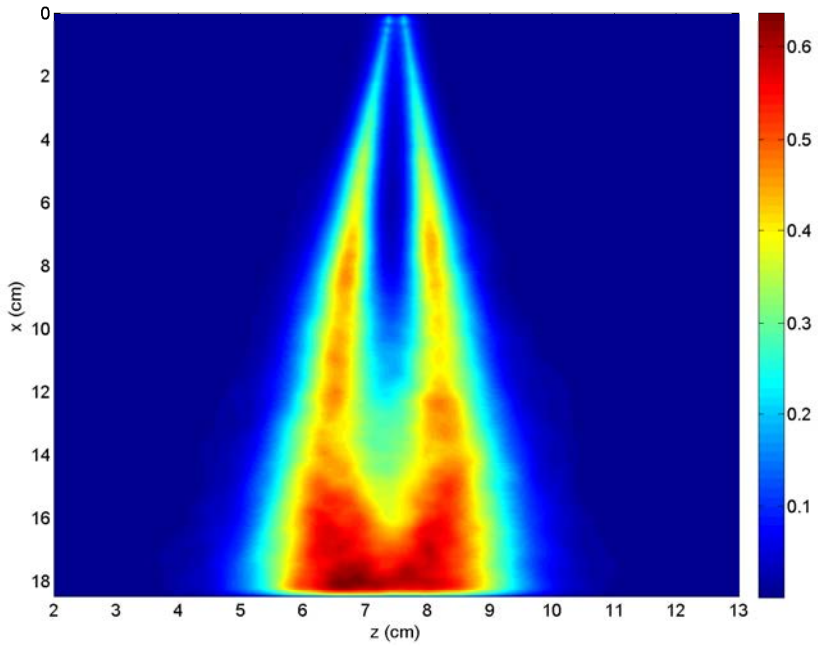

FIGURE 3.13 – Mesure de la vitesse par flux optique, D=2mm, P=10bars. La barre de couleurs représente la vitesse en (m/s).

3.4 Analyse

3.4.1 Entrainement et fragmentation du jet dans le champ proche

Dans la Figure 3.14, nous avons tracé la longueurs de rupture adimensionnée par le diamètre équivalent, $D_{eq} = D_0 \left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)^{0.5}$, en fonction du nombre de Weber, pour des jets de métal liquide dans l'eau, à partir des données recueillies par Castrillon Escobar [2016] dans la partie bibliographique de sa thèse, ceux de Saito *et al.* [2017] et enfin l'étude actuelle. On remarque que l'allure retrouvée a un comportement caractéristique des jets en fonction de la vitesse d'injection, avec des transitions entre plusieurs régimes de fragmentation, jusqu'au régime turbulent où la longueur de rupture adimensionnée $\frac{L_c}{D_{eq}}$ atteint une asymptote d'environ 8. L'allure est similaire au cas liquide-gaz, comme rapporté par Saito *et al.* [2017].

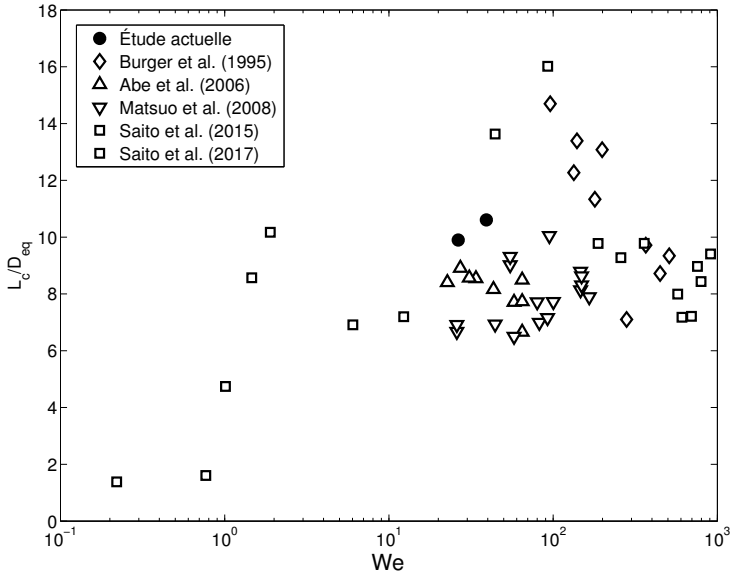

FIGURE 3.14 – La longueur de rupture pour des jets de métal liquide dans l'eau en fonction du nombre de Weber

Comme suggéré par Abe *et al.* [2003], il est possible à l'aide des données sur la longueur de rupture de déterminer le coefficient d'entrainement, donné par la relation suivante (cf. Eq.1.40) :

$$K_e^{proche} = \left(\frac{D_{eq}}{L_c}\right) \tag{3.9}$$

Ainsi la longueur de rupture est une mesure du taux d'entrainement globale dans le champ proche du jet. Dans le régime turbulent avec une longueur de rupture adimensionnée $\frac{L_c}{D_{eq}} = 8$, le coefficient d'entrainement K_e^{proche} est estimé être égal à 0,125.

3.4.2 Reconstruction du champ de vitesse et de masse du jet dans le champ lointain

Si on définit la région proche, comme la zone où un volume de liquide cohérent est observé, désigné comme le coeur potentiel. Le champ lointain est la région où le jet (pour un système liquide-liquide immiscible) est considéré comme entièrement fragmenté. Dans ce cadre, un modèle d'entrainement a été développé par Desantes *et al.* [2007] basé sur la propriété d'auto-similarité des jets turbulents.

Pour un jet éjecté dans un milieu ambiant ayant une vitesse nulle, le flux de la quantité de mouvement $\dot{M}_0$ est constant à chaque section perpendiculaire au jet. Par conséquent, on peut écrire la relation suivante :

$$\dot{M}_0 = \dot{m}_0 U_0 = \int_0^R 2\pi\rho(x,z) r U^2(x,z) dz \tag{3.10}$$

La densité volumique locale en un point du jet est exprimée par la relation suivante (cf. annexe Eq. B.18) :

$$\rho(x,z) = \frac{m_L + m_A}{V_L + V_A}$$

d'où (cf. annexe Eq. B.23),

$$\rho(x,z) = \rho_L \frac{1}{C(x,z)\left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_A}\right) + \frac{\rho_L}{\rho_A}}$$

où ρ_L est la densité volumique du jet, ρ_A la densité volumique du fluide ambiant et $C(x,z)$ la fraction massique du jet, donnée par la relation suivante (cf. annexe Eq. B.20) :

$$C(x,z) = \frac{m_L}{m_L + m_A}$$

Dans la région développée du jet, le champ de vitesse et de masse peuvent être considérés suivre radialement un profil gaussien :

$$U(x,z) = U(x,0) exp\left(-\kappa\left(\frac{z}{R}\right)^2\right) \tag{3.11}$$

$$C(x,z) = C(x,0) exp\left(-\kappa Sc\left(\frac{z}{R}\right)^2\right) \tag{3.12}$$

où $U(x,0)$ et $C(x,0)$ sont la vitesse et la fraction massique dans l'axe du jet, κ est le coefficient de forme, $Sc = \mu_t / D_t$ est le nombre de Schmidt turbulent défini par le rapport de la viscosité turbulente à la diffusivité turbulente, z/R est la position radiale adimensionnée par l'élargissement du jet défini par par la relation suivante :

$$R = x tan(\theta) \tag{3.13}$$

où θ est l'angle d'élargissement du jet en régime permanent.

En substituant les équations B.23, 3.11, 3.12 dans l'équation 3.10, la conservation du flux de quantité de mouvement dans chaque section du jet s'exprime ainsi :

$$\dot{M}_0 = 2\pi\rho_L U^2(x,0) \int_0^\infty \frac{zexp\left(-2\kappa\left(\frac{z}{R}\right)^2\right)}{C(x,0)\left(1-\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)exp\left(-\kappa Sc\left(\frac{z}{R}\right)^2\right)+\frac{\rho_L}{\rho_A}}dz \tag{3.14}$$

L'intégration de l'équation précédente donne (pour les détails de l'intégration se référer à l'annexe B.4 (cf. Eq. B.37)) :

$$1 = \frac{1}{2\kappa}tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)\left(\frac{x}{D_0}\right)^2\left(\frac{U(x,0)}{U_L}\right)^2$$
$$\left[\sum_{i=0}^{\infty}\frac{1}{1+i\frac{Sc}{2}}\left[C(x,0)\frac{\rho_L-\rho_A}{\rho_L}\right]^i - e^{-2\kappa}\sum_{i=0}^{\infty}\frac{1}{1+i\frac{Sc}{2}}\left[C(x,0)e^{-\kappa}\frac{\rho_L-\rho_A}{\rho_L}\right]^i\right]$$

où x est la distance axiale et $C(x,0)$ est la distribution axiale de la fraction massique du jet (cf. Desantes *et al.* [2006]) :

$$C(x,0) = \left(\frac{1+Sc}{2}\right)\left(\frac{U(x,0)}{U_L}\right) \tag{3.15}$$

Ce modèle n'est valide que pour x tel que $\frac{U(x,0)}{U_L} \geq 1$, cette distance représente la longueur de rupture L_c. La vitesse axiale est déterminée par la résolution de cette équation.

Afin de modéliser le jet obtenu avec les conditions initiales ($D_0 = 2mm$, P=6bars), les paramètres à déterminer sont ; le paramètre de forme κ et le nombre de schmidt Sc. Cette technique s'apparente à une méthode inverse permettant de trouver le champ des vitesses et de masse dans le champ lointain du jet à l'aide d'une mesure sur une section situé à une abscisse unique du jet.

L'abscisse $x = 18$cm choisie est celle permettant une mesure des deux paramètres, dans les autres cas le profil de vitesse n'est pas complètement résolu par la méthode de flux optique du fait de l'opacité d'une région importante du jet. Nous avons dans un premier temps déterminé le paramètre de forme κ, en ajustant l'équation 3.11 au profil de vitesse obtenu par la méthode de flux optique (cf. Figure 3.13), comme montré en annexe B.1. Le second paramètre Sc est déterminé en ajustant l'équation 3.12 au profil de densité optique donné dans la Figure 3.12. Les paramètres estimés sont donnés dans le Tableau 3.4.

x (cm)	κ	Sc
18.12	0.9486	1.1574

Tableau 3.4 – Le paramètre de forme κ et le nombre de schmidt Sc pour un jet avec un diamètre de 2mm et une vitesse d'injection de 2,8m/s (P=10bars) à l'abscisse $x = 18$cm.

Le modèle nous a permis de déterminer la vitesse dans l'axe du jet par la résolution de l'équation B.37 donnée en annexe, voir la Figure 3.15. La longueur du cœur potentiel est définie comme la position où la vitesse adimensionnée, $U(0,x)/U_0$, est égale à 1. La valeur retrouvée $L_c/D_{eq} = 6.7$ ($L_c/D_0 = 18$) est proche des valeurs de longueur de rupture mesurées expérimentalement en régime turbulent (cf. Figure 3.14). Par conséquent le coefficient d'entrainement dans le champ proche K_e^{proche} estimé avec l'équation 3.9 est égale à 0,0745.

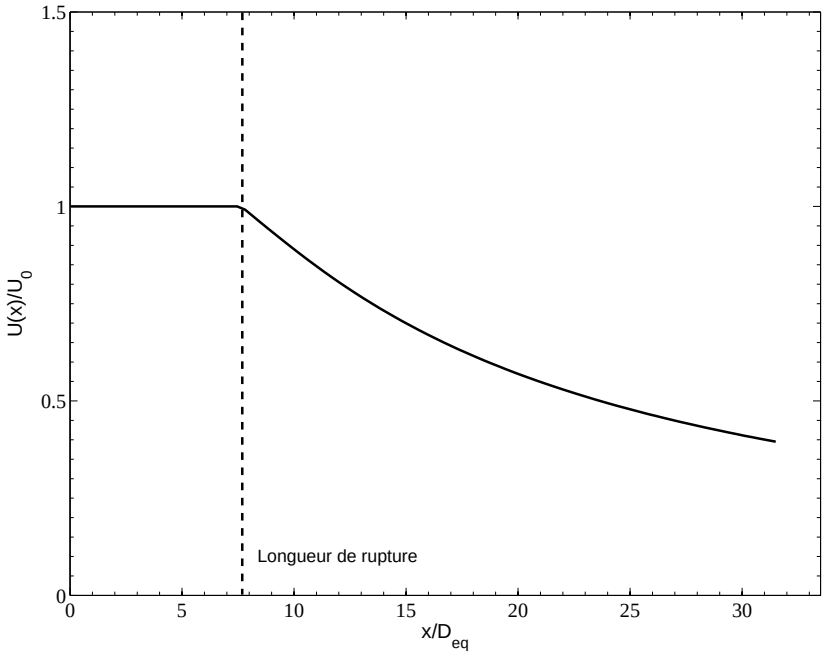

FIGURE 3.15 – Vitesse axiale du jet pour un jet avec un diamètre de 2 mm et une vitesse d'injection de 2.8 m/s (P= 10bars), la distance est adimensionnée par le diamètre équivalent $D_{eq} = D_0 \left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)^{0.5}$.

Dans la Figure 3.16 et la Figure 3.17, nous avons tracé le profil de vitesse et de fraction massique pour le jet avec $D_0 = 2mm$ et $P = 6bars$.

On peut de la même manière déterminer la masse entrainée (masse du fluide injecté + masse du fluide ambiant entrainé) en fonction de la distance sur l'axe du jet, donnée par la relation suivante :

$$\dot{m}_e(x) = \int_0^R 2\pi\rho(x,z)rU(x,z)dz \tag{3.16}$$

L'intégration de cette relation en suivant la démarche développé par Desantes *et al.* [2007] permet

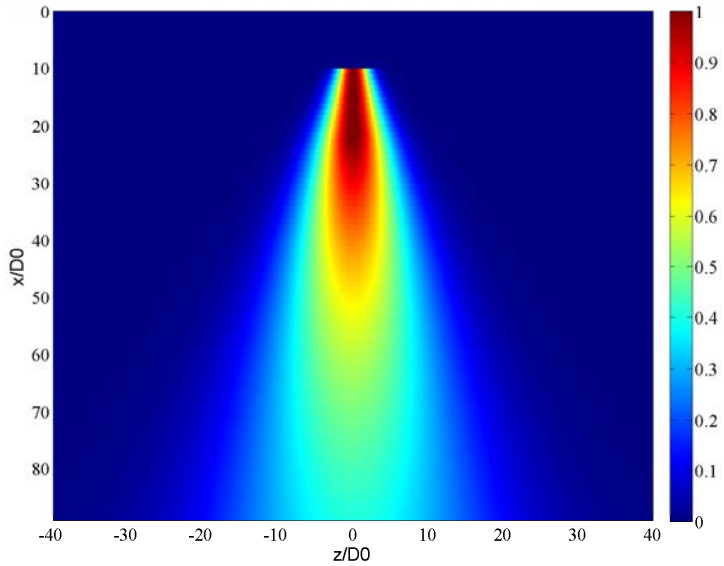

FIGURE 3.16 – Champ de fraction massique reconstruit par le modèle pour le jet avec un diamètre de 2 mm et une vitesse d'injection de 2.8 m/s (P= 10bar), en régime permanent.

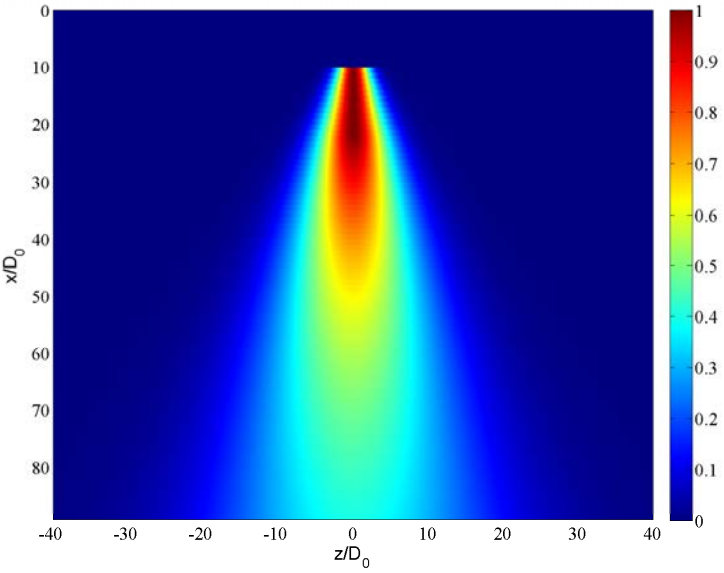

FIGURE 3.17 – Champ de vitesse reconstruit par le modèle pour le jet avec un diamètre de 2 mm et une vitesse d'injection de 2.8 m/s (P= 10bar), en régime permanent.

d'obtenir l'expression suivante :

$$\frac{\dot{m}_e(x)}{\dot{m}_0} = \left(\frac{1}{\kappa}\right) tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)\left(\frac{x}{D_0}\right)^2\left(\frac{U(x,0)}{U_L}\right) \left[\sum_{i=0}^{\infty}\frac{1}{1+i\frac{Sc}{2}}\left[C(x,0)\frac{\rho_L-\rho_A}{\rho_L}\right]^i - e^{-2\kappa}\sum_{i=0}^{\infty}\frac{1}{1+i\frac{Sc}{2}}\left[C(x,0)e^{-\kappa}\frac{\rho_L-\rho_A}{\rho_L}\right]^i\right] \tag{3.17}$$

le résultat est donné dans la Figure 3.18, le modèle est valide à l'avale du cœur potentiel donc pour $x \geqslant L_c$ ($L_c/D_0 = 18$)).

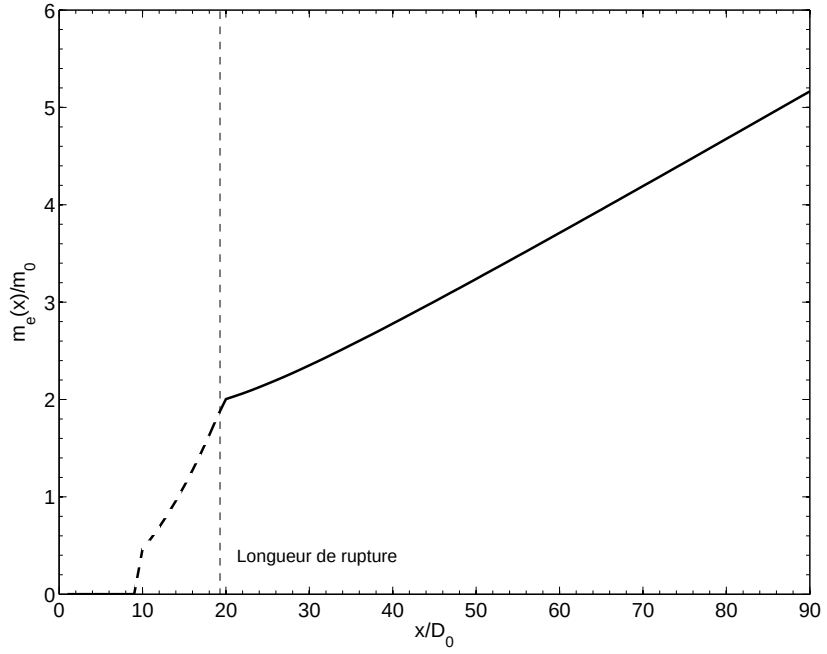

FIGURE 3.18 – Masse entrainée par le jet pour un diamètre de 2 mm et une vitesse d'injection de 2.8 m/s (P= 10bar) en fonction de la distance adimensionnée par le diamètre initial. La ligne en tiret est la zone proche du jet qui n'est pas résolue par le modèle.

3.4.3 Détermination du coefficient d'entrainement du jet en champ lointain

Le coefficient d'entrainement adimensionné selon Ricou et Spalding [1961] est déterminé par la relation suivante :

$$K_e(x) = \frac{D_0}{\dot{m}_0} \left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)^{0.5} \frac{d\dot{m}_e}{dx} \tag{3.18}$$

pour $x \geq L_c$. Le résultat est donné dans la Figure 3.19, on remarque que le coefficient d'entrainement augmente en fonction de la distance x à l'aval du jet, c'est un résultat intéressant cohérent avec les résultats expérimentaux de Hill [1972] (cf. Figure 1.11) pour un jet d'air.

Nous avons ajusté une fonction de puissance aux valeurs de K_e, on retrouve finalement la relation suivante :

$$K_e(x) = -48.27 \left(\frac{x}{D_0}\right)^{-2.213} + 0.1407 \tag{3.19}$$

La masse entrainée s'exprime par l'intégration de l'équation 3.18 après substitution de $K_e(x)$

par l'équation 3.19, comme suit :

$$\frac{\dot{m}_e(x)}{\dot{m}_0} = \left(\frac{1}{D_0}\right)\left(\frac{\rho_A}{\rho_L}\right)^{0.5}\int_{L_c}^{x} K_e(x)dx + \frac{\dot{m}_e(L_c)}{\dot{m}_0} \tag{3.20}$$

on aboutit finalement à la relation suivante :

$$\frac{\dot{m}_e(x)}{\dot{m}_0} = \frac{\dot{m}_e(L_c)}{\dot{m}_0} + \left(\frac{\rho_A}{\rho_L}\right)^{0.5}\left[-39.79\left(\frac{x}{D_0}\right)^{-1.213} + 0.1407\left(\frac{x}{D_0}\right)\right]_{Lc}^{x} \tag{3.21}$$

où $\frac{\dot{m}_e(L_c)}{\dot{m}_0} = 2$ (cf. Figure 3.18).

La fonction $m_e(x)$ peut être moyennée comme suggéré par Ricou et Spalding [1961] en considérant plutôt la moyenne du coefficient d'entrainement $\overline{K_e}$, ce qui permet d'aboutir à cette relation :

$$\frac{\dot{m}_e(x)}{\dot{m}_0} = \overline{K_e}\left(\frac{\rho_A}{\rho_L}\right)^{0.5}\left(\frac{x}{D_0}\right) + 1 \tag{3.22}$$

où $\overline{K_e}$ est donné par la relation suivante :

$$\overline{K_e} = \frac{1}{(x - L_c)}\int_{L_c}^{x} K_e(x)dx \tag{3.23}$$

modifier la limite d'intégration x ne fait varier que légèrement le coefficient d'entrainement, qui tend vers une valeur asymptotique 0.1407 lorsque x tend vers l'infinie. Pour une limite d'intégration $x = 90$ avec $(L_c/D_0 = 18)$) on retrouve un coefficient d'entrainement $\overline{K_e}$ égal à 0,1265. Pour comparer la valeur du coefficient d'entrainement avec celles de la littérature pour les jets homogènes, il faudrait diviser $\overline{K_e}$ par le rapport de densité $\left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)^{0.5}$. On retrouve donc $\frac{\overline{K_e}}{\left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)^{0.5}} = 0.0447$, cette valeur est cohérente avec celles suggérée par Paillat et Kaminski [2014].

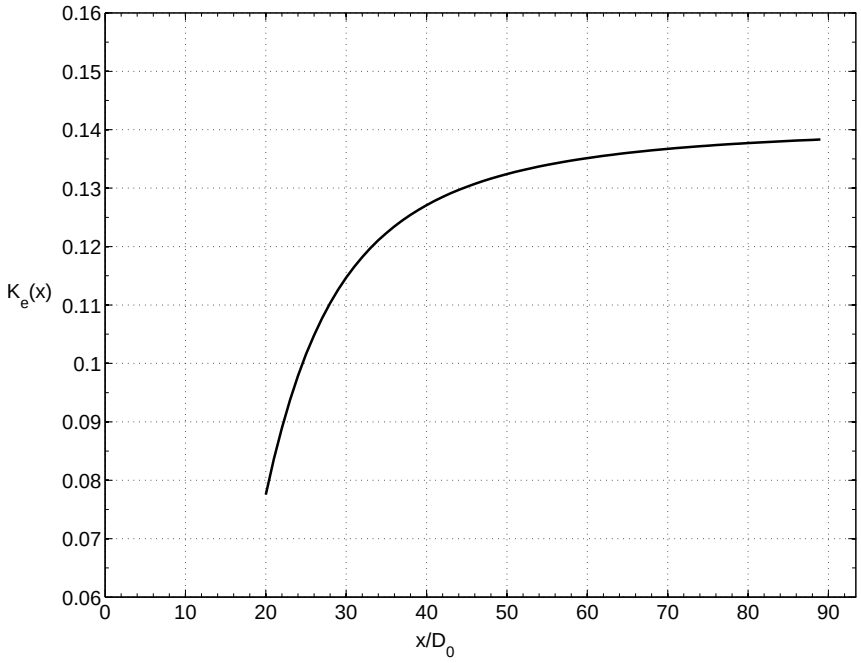

FIGURE 3.19 – Coefficient d'entrainement reconstruit en fonction de la distance x pour le jet avec un diamètre de 2 mm et une vitesse d'injection de 2.8 m/s (P= 10bar), en régime permanent.

3.4.4 Estimation de la vitesse d'entrainement

Il est possible de montrer le lien entre la vitesse d'entrainement et le coefficient d'entrainement comme présenté précédemment dans la Section 1.3 du Chapitre 1. Nous allons tout d'abord exprimer la fraction massique moyenne du jet selon la distance x en aval du jet par la l'expression suivante (cf. Desantes *et al.* [2011]) :

$$\overline{C}(x) = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi C(x,z) z dz = \frac{C(x,0)}{\kappa Sc} \tag{3.24}$$

où $C(x,0) = \left(\frac{1+Sc}{2}\right)\left(\frac{U(x,0)}{U_L}\right)$ est la distribution axiale de la fraction volumique du jet (cf. Desantes *et al.* [2006]). La densité moyenne du jet est exprimée ainsi :

$$\overline{\rho}(x) = \frac{\rho_L}{\left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right) + \overline{C}(x)\left(1 - \left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)\right)} \tag{3.25}$$

La conservation de la quantité de mouvement implique l'égalité suivante :

$$\rho_L U_0^2 \frac{\pi D_0^2}{4} = \int_0^R \overline{\rho}(x) U^2(x,z) 2\pi z dz = \overline{\rho}(x) \frac{\pi R^2 U^2(x,0)}{2\kappa} \tag{3.26}$$

l'intégration du second terme permet d'obtenir la vitesse maximale dans l'axe du jet :

$$U(x,0) = \sqrt{\left(\frac{\rho_L}{\overline{\rho}(x)}\right)} \left(\frac{D_0}{R(x)}\right) \sqrt{\frac{\kappa}{2}} U_0 \tag{3.27}$$

le modèle est valide pour $x \geq L_c$ (la longueur de rupture est la position $x = L_c$ tel que $\frac{U(x,0)}{U_0} = 1$). On déduit la vitesse moyenne du jet à la position x :

$$\overline{U}(x) = \frac{1}{\pi R^2}\int_0^R U(x,z)2\pi z dz = \frac{U(x,0)}{\kappa} = \sqrt{\left(\frac{\rho_L}{\overline{\rho}(x)}\right)}\left(\frac{D_0}{R(x)}\right)\sqrt{\left(\frac{1}{2\kappa}\right)}U_0 \tag{3.28}$$

Ensuite, on exprime le volume entrainé en fonction de la vitesse moyenne et de la densité moyenne :

$$\overline{Q_e}(x) = \int_0^R U(x,z)2\pi z dz = \pi R^2(x)\frac{U(x,0)}{\kappa} = \pi D_0 R(x)\sqrt{\left(\frac{1}{2\kappa}\right)}\sqrt{\left(\frac{\rho_L}{\overline{\rho}(x)}\right)}U_0 \tag{3.29}$$

en substituant $R(x) = xtan(\theta/2)$ on obtient finalement :

$$\overline{Q_e}(x) = \pi D_0 tan(\theta/2)\sqrt{\left(\frac{1}{2\kappa}\right)}\sqrt{\left(\frac{\rho_L}{\overline{\rho}(x)}\right)}U_0 x \tag{3.30}$$

La masse entrainée se déduit par $\overline{\dot{m}_e} = \overline{\rho}(x)\overline{Q_e}(x)$:

$$\overline{\dot{m}_e}(x) = \overline{\rho}(x)\overline{Q_e}(x) = tan(\theta/2)\sqrt{\left(\frac{8}{\kappa}\right)}\sqrt{\left(\frac{\overline{\rho}(x)}{\rho_L}\right)}\left(\frac{x}{D_0}\right)\dot{m}_0 \tag{3.31}$$

Une estimation de la vitesse d'entrainement U_e est alors obtenue par l'expression de la conservation de masse sur la surface de l'enveloppe du jet le long de la distance x, définie par $dA = 2\pi R dx$, on peut donc écrire :

$$\overline{dQ_e}(x) = U_e dA \tag{3.32}$$

de cette égalité on aboutit à l'expression de la vitesse d'entrainement en fonction de la vitesse moyenne du jet :

$$U_e = \frac{1}{2\pi R(x)}\frac{d\overline{Q_e}(x)}{dx} = \left(\frac{1}{2}\right)tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\overline{U}(x) \tag{3.33}$$

dans le cas d'un demi angle de 12° on retrouve la valeur suivante :

$$U_e = 0.10\overline{U}(x) \tag{3.34}$$

Cette analyse est importante par les renseignements qu'elle nous permet d'obtenir, nous avons d'abord exprimé la masse entrainée, la relation retrouvée est similaire à celle proposée par Ricou et Spalding [1961]. Une relation entre la vitesse d'entrainement et la vitesse moyenne du jet est déduite, permettant d'estimer simplement cette grandeur en fonction de l'angle de l'élargissement. Ce modèle peut être considéré comme une simplification de l'approche proposée par Desantes *et al.* [2007].

3.4.5 Analyse linéaire des mécanismes physiques de déstabilisation du jet

Nous avons réalisé un tamisage des débris récupérés, cela a permis de déterminer les grandeurs caractéristiques de la distribution des particules, comme le diamètre moyen ou le diamètre de Sauter. Dans cette partie, nous allons comparer les résultats obtenus avec ceux de la littérature. Dans la Figure 3.20 nous avons tracé le SMD/D_0 en fonction du nombre de We, avec les données obtenues dans cette étude, celles de Abe *et al.* [2006] et de Matsuo *et al.* [2008]. Plusieurs modèles de fragmentation sont superposés, parmi lesquels le modèle de Rayleigh-Taylor (RT), le modèle de Kelvin-Helmholtz (KH) et le modèle de Rimbert et Castanet [2011] (TR), représentés par la fonction de puissance suivante :

$$SMD/D_0 = aWe^{-b} \tag{3.35}$$

où a est une constante et b est l'exposant (pour RT b=0.5, pour KH b=1 et pour TR b=0.66). Pour décrire correctement les données qui présentent un écart important, deux valeurs de a sont déterminées. La valeur de l'exposant b retrouvée par les moindres carrées est de 0,67.

Dans notre étude lorsque le métal est complètement vidé, le gaz d'alimentation fragmente une partie des débris en suspension dans l'eau. Par conséquent le SMD retrouvé est biaisé par les débris fins produits en fin d'expérience, ce qui explique l'écart de nos valeurs du SMD avec ceux de Matsuo *et al.* [2008].

L'analyse linéaire d'instabilité ne permet pas de trancher la question du mécanisme d'instabilité dans le cas du jet de métal liquide dans l'eau, le coefficient retrouvé b=0.66 par les moindres carrées ne représente ni l'allure qui devrait être donnée par un mécanisme purement Rayleigh-Taylor, dans ce cas l'exposant devrait être -0.5, ni l'allure dans le cas Kelvin-Helmholtz et dans ce cas l'exposant devrait avoir une valeur de -1. Il semble d'après cette analyse qu'il est difficile au premier abord de définir le mécanisme de déstabilisation par un modèle d'instabilité. Alors que le modèle de Kelvin-Helmholtz semble décrire une tendance cohérente, le modèle de Rayleigh-Taylor ne semble pas modéliser correctement les données expérimentales.

Dans la Figure 3.21 nous avons tracé la distribution de masse et l'avons comparé avec l'ordre de grandeur de la taille des gouttes estimée avec les instabilités linéaire de type Kelvin-Helmholtz (équation 3.36) et l'échelle de Hinze [1959] (équation 3.38), donné dans le Tableau 3.5. Pour estimer les grandeurs caractéristiques de la turbulence la fluctuation de vitesse est supposée être égale à la vitesse de sortie et l'énergie cinétique turbulente est fixée par défaut à une valeur de 1.5 m^2/s^2.

$$\lambda_{KH} = \frac{3\pi\sigma(\rho_A + \rho_L)}{U_L^2 \rho_A \rho_L} \tag{3.36}$$

$$\lambda_{RT} = 2\pi\sqrt{\frac{3\sigma}{g(\rho_L - \rho_A)}} \tag{3.37}$$

$$D_{Hinze} = \left(\frac{2\sigma}{\rho_L}\right)\left(\frac{5}{2}\right)^{2/5}\varepsilon_D^{-2/5} \tag{3.38}$$

g est l'accélération de la gravité.

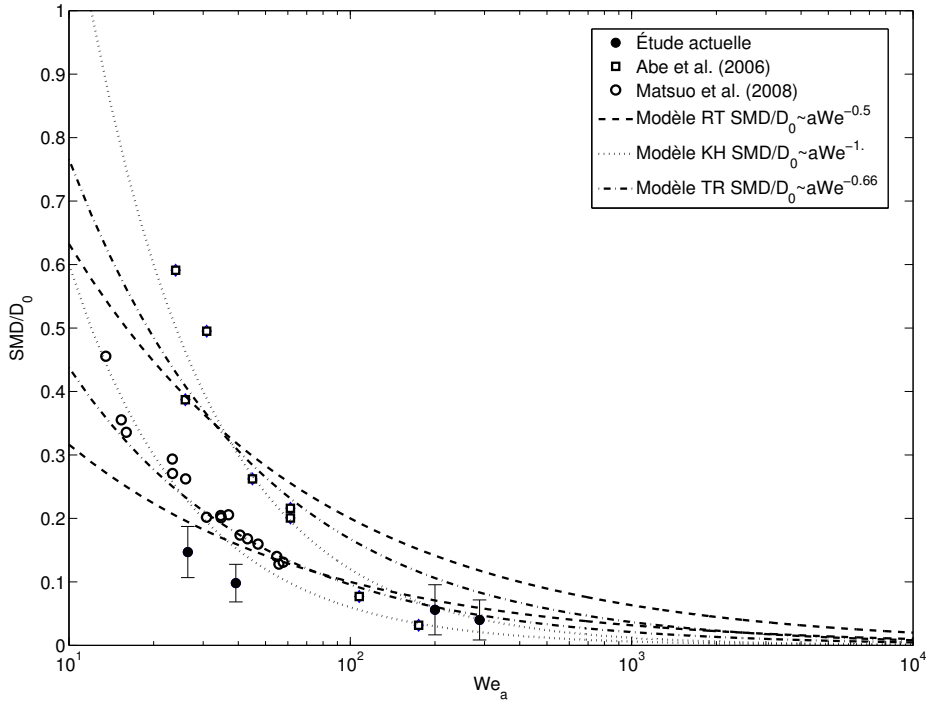

FIGURE 3.20 – Diamètre de Sauter en fonction du nombre de We. Une courbe de tendance $SMD/D_0 = aWe^{-0.67}$ est déterminée par la méthode des moindres carrées. Modèle RT : représente le modèle de Rayleigh-Taylor ($SMD/D_0 \backsimeq aWe^{-0.5}$ avec $a = 1$ et $a = 2$), Modèle KH : représente le modèle de Kelvin-Helmholtz ($SMD/D_0 \backsimeq aWe^{-1}$ avec $a = 6$ et $a = 12$) et Modèle TR : représente le modèle turbulent suggéré par Rimbert et Castanet [2011] ($SMD/D_0 \backsimeq aWe^{-66}$ avec $a = 2$ et $a = 3.5$). Le détail du calcul d'erreurs est donné dans la section B.2.

On a également estimé un ordre de grandeur de la dissipation de l'énergie turbulente, de l'échelle de Taylor et de Kolmogorov, par les relations suivante (cf. Tennekes [1972]) :

$$\varepsilon \cong \frac{u'^3}{L_{int}} \tag{3.39}$$

$$\lambda_T \cong \sqrt{20\nu\frac{k}{\varepsilon}} \tag{3.40}$$

$$\eta \cong \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \tag{3.41}$$

	U (m/s)	We	λ_{RT}/D_0	λ_{KH}/D_0	ε	λ_T/D_0	η/D_0	D_{Hinze}/D_0
D2P6	2.3	26.45	13.13	0.40	6083.5	0.0351	$1.8*10^{-03}$	0.0880
D2P10	2.8	39.2	13.13	0.2705	10976	0.0261	$1.5*10^{-03}$	0.0695
D5P6	4.3	200	5.26	0.0459	39753	0.0055	$4.48*10^{-04}$	0.0166
D5P10	4.8	288	5.26	0.0368	55296	0.0047	$4.12*10^{-04}$	0.0146

Tableau 3.5 – Dans ce tableau sont résumés ; les conditions initiales pour cette étude, la longueur d'onde d'instabilité de Rayleigh-Taylor λ_{RT} et Kelvin-Helmholtz λ_{KH}, la dissipation d'énergie turbulente, l'échelle de Taylor et l'échelle de Kolmogorov (les grandeurs sont adimensionnées par le diamètre initial D_0).

Dans les Figures 3.21, 3.22, 3.23 et 3.24, on remarque deux pics l'un pour les gouttelettes fines et l'autre pour les gouttes avec un diamètre supérieur.

Les valeurs caractéristiques de l'échelle de Taylor, de la longueur d'onde la plus instable de Kelvin-Helmholtz ainsi qu'une estimation de la taille des gouttes par le modèle de Rimbert et Castanet [2011] sont rappelées à titre de comparaison pour chaque cas. On peut remarquer que l'échelle de Taylor est assez représentative du pic pour les petites gouttes, alors que la longueur d'onde obtenue par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz représente plutôt la limite supérieure qui sépare le premier pic du second. La taille des gouttes estimée par le modèle turbulent semble correspondre à une taille intermédiaire. Ces échelles ne permettent pas de prédire la forme des distributions, mais semblent donner un ordre de grandeur de la taille des gouttes produites.

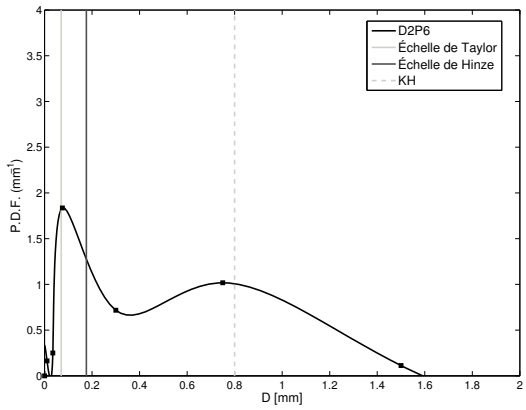

FIGURE 3.21 – Distribution de masse en fonction du diamètre. D_0=2mm P=6bars U_0=2.3m/s

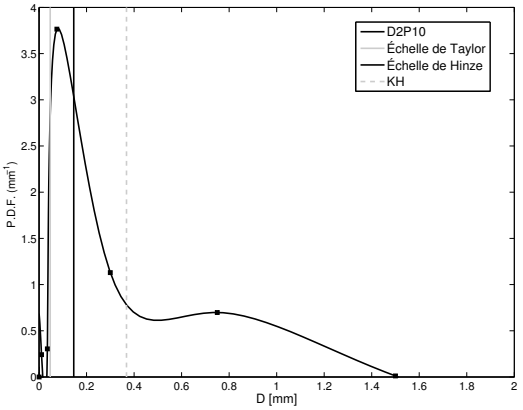

FIGURE 3.22 – Distribution de masse en fonction du diamètre. D_0=2mm P=10bars U_0=2.8m/s

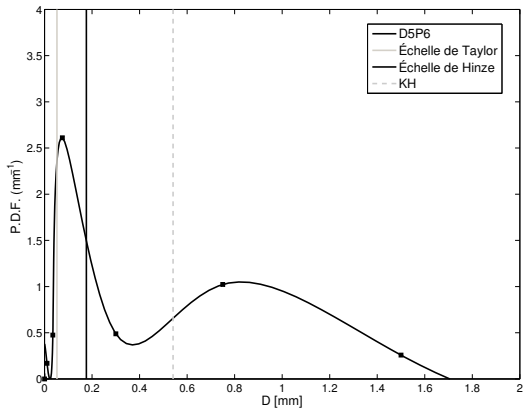

FIGURE 3.23 – Distribution de masse en fonction du diamètre. D_0=5mm P=6bars U_0=4.3m/s

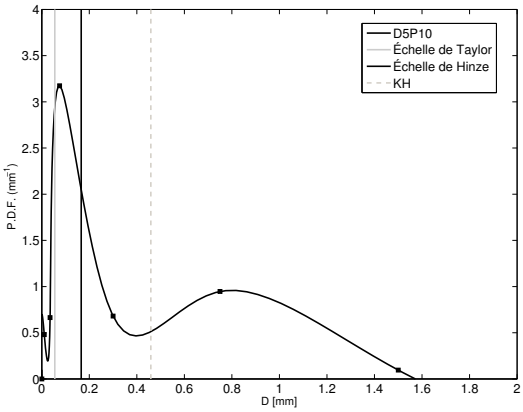

FIGURE 3.24 – Distribution de masse en fonction du diamètre. D_0=5mm P=10bar U_0=4.8m/s

3.4.6 Analyse avec le modèle de ré-agglomération turbulente

L'exposant de la relation 3.35 entre le SMD et le nombre de Weber avec les incertitudes possibles est proche de -0.66, ce qui peut être interprété comme étant un mécanisme de ré-agglomération des particules produites par les ligaments, selon Rimbert et Castanet [2011]. L'idée est basée sur l'hypothèse que la distribution de la masse est à l'image de la distribution des vortex dans l'écoulement, cette alternance de gros et petits vortex peut être reliée au phénomène connu sous le nom d'intermittence. Rimbert [2010] a conçu un scénario d'intermittence turbulente à l'aide d'un mécanisme aléatoire d'étirement des vortex imitant une marche aléatoire auto-évitante (Self Avoiding Walk), que la distribution des vortex obtenue est de type log-stable. Les lois log-stable sont connues pour être une solution asymptotique de l'équation de fragmentation autosimilaire (cf. Rimbert et Séro-Guillaume [2004], Schertzer et Lovejoy [1987]). Les lois stables sont couramment définies à partir de leurs fonctions caractéristiques (ou transformé de Fourier, cf. Mikosch *et al.* [1995]).

On dit qu'une variable aléatoire réelle X est de loi stable notée $L_\alpha(x;\beta,\sigma,\mu)$, s'il existe des réels $0 < \alpha \leq 2$, $0 < \sigma$, $-1 \leq \beta \leq 1$, et μ tels que la fonction caractéristique de X vérifie la forme suivante :

$$\widehat{p}(k;\beta,\sigma,\delta) = exp(ik\mu - \sigma^\alpha |k|^\alpha [1 + i[sgn(k)]\beta\omega(|k|,\alpha)]), \tag{3.42}$$

où

$$\omega|k|,\alpha = \begin{cases} tan(\alpha\pi/2) & if \alpha \neq 1, \\ -(2/\pi)ln|k| & if \alpha = 1, \end{cases} \tag{3.43}$$

où les paramètres sont :

— α est appelé l'indice de stabilité. Il permet de caractériser la queue de la distribution. Par exemple, plus α est proche de 2 et plus la probabilité d'observer des valeurs de la variable aléatoire loin de la position centrale est faible et inversement.

— β correspond au paramètre d'asymétrie (appelé skewness). Si $\beta = 1$, la distribution est dite totalement asymétrique à droite. De même, la distribution est dite totalement asymétrique à gauche si β = -1.

— σ désigne le paramètre d'échelle. Il permet de mesurer la dispersion de la loi autour du paramètre δ.

— δ est appelé le paramètre de position. Il permet de positionner la loi suivant l'axe des abscisses.

Parmi les conséquences du mécanisme de turbulence proposé par Rimbert [2010], le paramètre

d'échelle de la loi log-stable de la turbulence doit obéir à cette relation :

$$\sigma_{ln\varepsilon}^{\alpha} = ln\left(\frac{\lambda}{\eta}\right) \tag{3.44}$$

où α = 1,70 (théoriquement) pour l'indice de stabilité, β = -1 pour le paramètre d'asymétrie (les distributions obtenues sont asymétrique à gauche).
Rimbert et Castanet [2011] a montré expérimentalement qu'il semble exister un facteur d'environ 1/2 entre le paramètre d'échelle pour la dissipation turbulente et celui de la distribution de masse tel que,

$$\sigma_{lnd}^{\alpha} \approx \left(\frac{1}{2}\right)\sigma_{ln\varepsilon}^{\alpha} \tag{3.45}$$

L'approche de Rimbert et Castanet [2011] pour modéliser les gouttes avec une loi stable est utilisée pour les résultats de la distribution de taille obtenues par PDA. Nous avons donc calculé les paramètres de la distribution stable pour les données obtenues par PDA (cf. Figure 3.11), pour le cas avec une buse d'un diamètre de 1mm et une pression de sortie de 6bar avec une vitesse d'injection de 2,5 m/s.

Les parmaètres d'entrés du modèle sont résumées ici :

— La fluctuation turbulente de vitesse $u' = 1\ m/s$

— L'échelle intégrale L_{int} = 1e-3 m

— La dissipation turbulente $\varepsilon = 1000\ m^2/s^3$

— L'énergie cinétique turbulente $k = 1.5(u')^2 = 1.5\ m^2/s^2$

— L'échelle de Taylor $\lambda_T \cong \sqrt{20\nu\frac{k}{\varepsilon}}$ = 173e-6 m

— L'échelle de Kolmogorov $\lambda_K \cong \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}$ = 5,6e-6 m

Les paramètres de la distribution stable calculés avec le modèle sont résumés ci-dessous :

— $\alpha = 1.7$ (l'indice de stabilité)

— $\beta = -1$ (paramètre d'asymétrie)

— $\sigma_{lnd} \approx \left(\frac{1}{2}\right)\frac{\sigma_{ln\varepsilon}}{log(10)} = \left(\frac{1}{2}\right)\frac{ln\left(\frac{\lambda}{\eta}\right)^{1/\alpha}}{log(10)} = 0.4482$ (paramètre de dispersion)

— $\delta = log10(\lambda_T.1e6) = 2.239\mu m$ (paramètre de position)

Dans la Figure 3.25, on peut relever une bonne correspondance entre la distribution marginale des diamètres obtenue par PDA et la modélisation par la distribution stable comme suggéré par Rimbert et Castanet [2011], qui tend à confirmer un effet prédominant de la turbulence sur le processus de production des particules les plus fines dans notre étude.

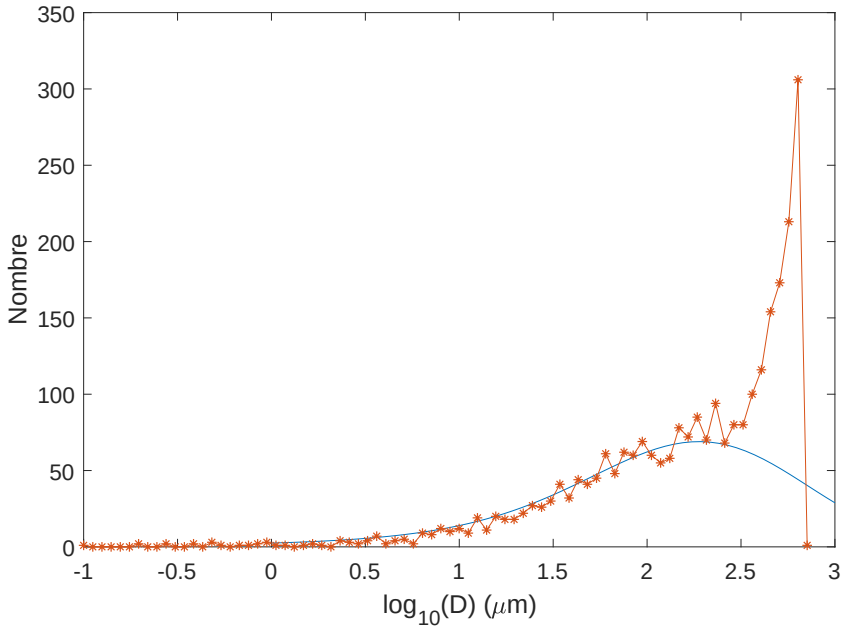

FIGURE 3.25 – Distribution marginal du diamètre, pour une buse avec un diamètre de 1mm et une pression de 6bar. (mesures PDA en rouge, modèle de Rimbert et Castanet [2011] en bleu.)

3.4.7 Bilan de masse et d'énergie durant la fragmentation d'un jet

Un bilan de masse et d'énergie sera présenté dans cette section. De la même manière que dans le chapitre précédent pour le modèle de fragmentation pour les gouttes, on utilise l'approche de Lee et Ryu [2014] pour les jets liquides avec une modélisation du terme de perte d'énergie avec l'approche macroscopique de l'entrainement liquide, comme illustré dans la Figure 3.26. Cette démarche permet de contourner une grande partie des difficulté sans sacrifier la cohérence physique. Et ceci nous permet surtout d'obtenir une formule empirique pour l'évolution du SMD en fonction du nombre de We.

Si on se place dans le cas d'un régime inertiel où les effets de gravité sont négligeables, la conservation du flux de masse et d'énergie s'exprime ainsi,

$$\rho_L U_0 \frac{\pi D_0^2}{4} \simeq \int_0^{D_{max}} \dot{N}_d \rho_L \frac{\pi}{6} D^3 p(D)\,\mathrm{d}D \tag{3.46}$$

$$\begin{aligned} \rho_L \frac{\pi D_0^2}{8} U_0^3 \simeq & \int_0^{D_{max}} \int_0^{U_{max}} \dot{N}_d \rho_L \frac{\pi}{12} D^3 U^2 p(D,U)\mathrm{d}D\mathrm{d}U \\ & + \int_0^{D_{max}} \dot{N}_d \sigma \pi D^2 p(D)\,\mathrm{d}D + \Phi \end{aligned} \tag{3.47}$$

où $\dot{N}_d$ est le flux moyen en nombre dans le temps des particules et Φ est le taux d'énergie perdue durant le processus de fragmentation. On reprend dans cette partie la méthode de la section 2.5.4

et on l'applique à un jet en régime permanent.

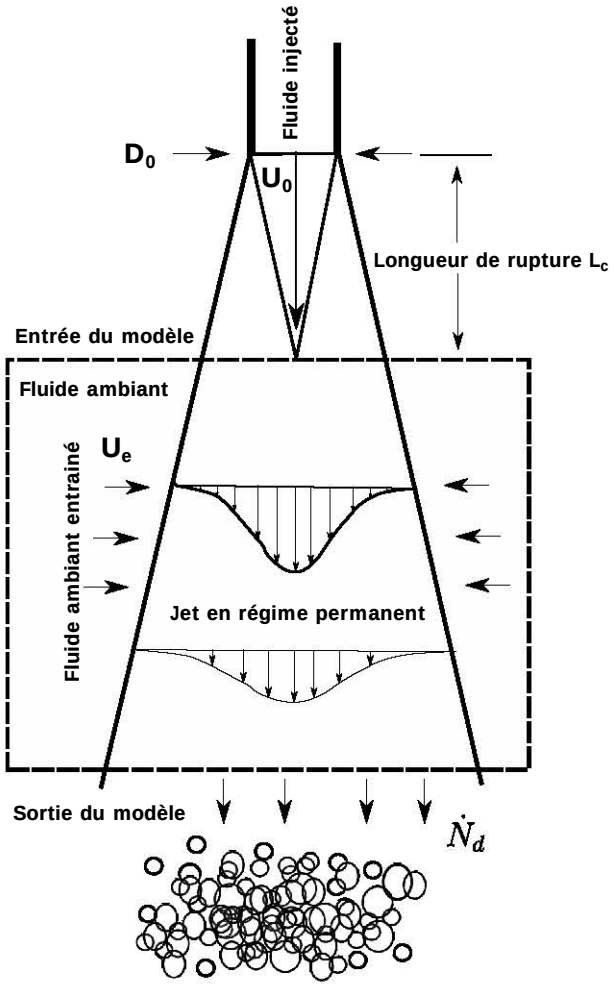

FIGURE 3.26 – Analyse du jet en régime permanent, en terme de bilan de flux de masse et d'énergie. U_0 la vitesse de sortie, D_0 le diamètre de sortie, L_c la longueur de rupture, U_e la vitesse d'entrainement et $\dot{N}_d$ le flux en nombre des gouttes produites.

Après quelques opérations algébriques (cf. annexe B.3), on arrive à la relation suivante,

$$\frac{D_{32}}{D_0} = \frac{\frac{\rho_L}{\rho_A} We_c + 12}{\frac{\rho_L}{\rho_A} We \left(1 - \frac{\overline{K_e}}{8} \frac{L_c}{D_{eq}}\right)} \tag{3.48}$$

où $\overline{K_e}$ est le coefficient d'entrainement moyen du liquide défini par l'équation 3.23 (cf. Ricou et Spalding [1961]), $\frac{L_c}{D_{eq}} = \frac{x}{D_0}\left(\frac{\rho_A}{\rho_L}\right)$ est la longueur de rupture déterminée expérimentalement, voir la Figure 3.14, dans le régime turbulent elle est égale à environ 8. Le nombre de Weber critique We_c est un paramètre fixé à 6 comme reporté dans Landeau *et al.* [2014] et Villermaux et Bossa [2009]. La Figure 3.27 montre une comparaison entre les données obtenues dans cette étude, celles de Abe *et al.* [2006], Matsuo *et al.* [2008] et le modèle (avec et sans entrainement).

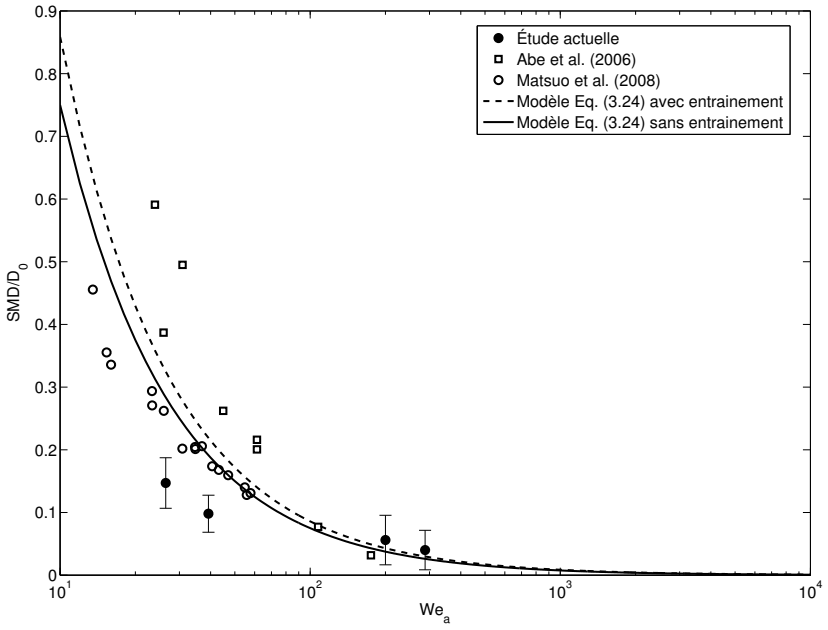

FIGURE 3.27 – Modèle intégral avec $We_c = 6$, $\frac{\rho_A}{\rho_L} = 8$, $L_c/D_{eq} = 8$. Le détail du calcul d'erreurs est donné dans la section B.2.

Les résultats expérimentaux du SMD adimensionné par le diamètre initial sont en bon accord avec le modèle. La modélisation de l'énergie perdue comme étant due à l'entrainement liquide est une nouveauté par rapport aux travaux initiaux (cf. Lee et Robinson [2010], Lee *et al.* [2012]). Toutefois le modèle sans entrainement montre aussi un bon accord avec les résultats expérimentaux.

3.5 Conclusions

Nous avons présenté les résultats expérimentaux obtenus dans cette partie avec le dispositif GaLaD pour générer des jets de métal liquide dans l'eau. Parmi les méthodes d'analyses utilisées, on peut citer :

— Le tamisage, qui a permis d'obtenir des données précises sur la distribution de masse, avec une comparaison relativement satisfaisante avec la littérature.

— La méthode de flux optique, qui a permis d'estimer la vitesse des particules autour du jet.

— L'analyse d'images en utilisant une caméra rapide, les données recueillies nous ont permis de déterminer la vitesse du front du jet, la longueur de rupture et la distribution de la fraction volumique.

— La mesure par PDA, qui nous a permis de décrire la distribution tailles-vitesses pour les particules les plus fines, avec un diamètre compris entre $10\mu m$ et $316\mu m$.

Dans cette étude, nous avons avons comparé la longueur de rupture obtenue avec des données de la littérature. Cette comparaison a permis de mettre en évidence la similarité des régimes de rupture du jet dans le cas liquide-liquide et le cas liquide-gaz. Une valeur asymptotique de 8 pour la longueur de rupture L_c (adimensionnée par le diamètre équivalent D_{eq}) dans le régime turbulent a été mesurée.

Une analyse physique des mécanismes physiques de fragmentation a été menée ; elle a permis de mettre en évidence le caractère turbulent du processus par un modèle suggéré par Rimbert et Castanet [2011]. Le modèle, basé sur un processus de ré-agglomération des débris par des poches de vorticité, ne signifie pas l'absence des mécanismes physiques tels que Kelvin-Helmholtz ou Rayleigh-Taylor mais affirme que la distribution finale des tailles est modulée par la distribution de la turbulence dans l'écoulement. Le modèle semble être cohérent avec la mesure par PDA pour les particules les plus fines, dont la distribution en tailles s'ajuste bien avec une distribution stable dont les paramètres sont prédits par calcul. Les fragments de taille supérieurs à $300\mu m$ sont plutôt de l'ordre de la longueur d'onde la plus instable de Kelvin Helmholtz. Les fines particules représentent le plus gros nombre avec un rapport surface/volume important, cependant les gros fragments représentent l'essentiel de la masse des débris.

Un modèle basé sur un bilan de flux de masse et d'énergie est proposé permettant de modéliser le taux de fragmentation du jet par le SMD en fonction du nombre de We, dans ce modèle le terme représentant l'énergie perdue est modélisé comme la fraction d'énergie cinétique nécessaire pour entrainer le fluide ambiant. La comparaison montre une bonne correspondance entre les

résultats du modèle et les données obtenues. Le modèle décrit également bien les données de la littératures (cf. Matsuo *et al.* [2008], Abe *et al.* [2006]).

B

B. Annexe au chapitre 3

B.1 Mesure de la distribution radiale de la vitesse et de la masse par flow optique

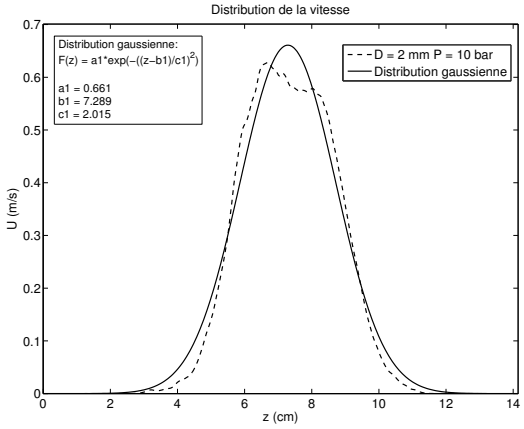

FIGURE B.1 – Distribution de la vitesse radiale (cf. Figure 3.17), pour la position x=18cm.

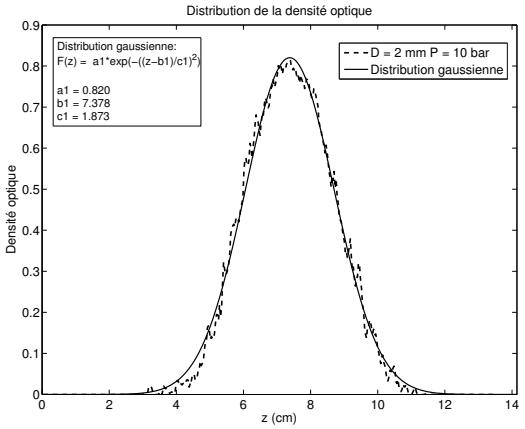

FIGURE B.2 – Distribution de la densité de masse par moyennage d'images (cf. Figure 3.16), pour la position x =18cm.

B.2 Calcul des erreurs

Dans nos expériences, le diamètre de Sauter ou SMD, a été calculé en utilisant la distribution de masse obtenue par tamisage, suivant cette relation,

$$SMD = \frac{1}{\sum_{i=0}^{N_s} x_i/\bar{D}_i} \tag{B.1}$$

ou x_i est la fraction massique du tamis numéroté i, ayant un diamètre moyen $\bar{D}_i = \frac{D_i+D_{i+1}}{2}$.

Soit,

$$z = \sum_{i=0}^{N_s} x_i/\bar{D}_i \tag{B.2}$$

$$r = x_i/\bar{D}_i \tag{B.3}$$

d'où,

$$\Delta r = \left|\frac{x_i}{\bar{D}_i}\right| \sqrt{\left(\frac{\Delta x_i}{x_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{D}_i}{\bar{D}_i}\right)^2} \tag{B.4}$$

donc,

$$\Delta z = \sum_{i=0}^{N_s} \Delta r \tag{B.5}$$

Finalement l'erreur sur la diamètre de Sauter est donnée par,

$$\Delta SMD = \frac{\Delta z}{z^2} \tag{B.6}$$

Sources d'incertitudes :
Δm = 1e-4g
$\Delta D_i = \frac{\bar{D_{i+1}} - \bar{D_i}}{2}$

	D_0	U (m/s)	We	SMD/D_0	$\pm\Delta SMD/D_0$	MMD/D_0	$\pm\Delta MMD/D_0$
D2P6	2mm	2.3	26.45	0.147	0.0403	0.32	0.0522
D2P10	2mm	2.8	39.2	0.098	0.0296	0.21	0.0657
D5P6	5mm	4.3	200	0.056	0.0395	0.15	0.0417
D5P10	5mm	4.8	288	0.040	0.0315	0.12	0.0569

Tableau B.1 – Tableau résumant les conditions initiales de l'étude, le diamètre de Sauter adimensionné SMD/D_0, le diamètre moyen adimensionné MMD/D_0 ainsi qu'une estimation des erreurs sur le SMD et le MMD.

B.3 Bilan de masse et d'énergie, détails des calculs

Si on suppose un grand nombre de particules produites après fragmentation, avec une distribution taille-vitesse $P(D,U)$ et une distribution des tailles $P(D)$, la somme discrète sur les gouttes produites peut être remplacée par la somme pondérée par les PDF (cela repose sur l'hypothèse d'ergodicité si on considère un grand nombre de particules produites). L'étape suivante est d'écrire l'équation 3.46 et 3.47 en terme de classe de taille, à partir de l'analyse par tamisage. Pour l'équation 3.46, on obtient,

$$\rho_L \frac{\pi D_0^2}{4} U_0^2 = \int_0^{D_{max}} \dot{N}_d \rho_L \frac{\pi}{6} D^3 p(D) \mathrm{d}D \simeq \dot{N}_d \sum_{i=1}^{N_c} \rho_L \frac{\pi}{6} D_i^3 p(D_i) \Delta D_i \tag{B.7}$$

En utilisant la définition de la distribution marginale, on peut réécrire le second terme de l'équation 3.47 comme suit,

$$\int_0^{D_{max}} \int_0^{U_{max}} \dot{N}_d \rho_L \frac{\pi}{12} U^2 D^3 p(D,U) \mathrm{d}D\mathrm{d}U = \dot{N}_d \sum_{i=1}^{N_c} \rho_L \frac{\pi}{12} D_i^3 \int_0^{U_{max}} U^2 p(D_i,U)\, \Delta D_i \mathrm{d}U \tag{B.8}$$

En intégrant le second terme en fonction de la variable U, on peut définir le carré de la vitesse moyenne comme,

$$\int_0^{U_{max}} U^2 p(D_i,U)\, \Delta D_i \mathrm{d}U = \overline{U^2(D_i)} p(D_i) \Delta D_i \tag{B.9}$$

Cela nous permet d'aboutir à la relation suivante,

$$\dot{N}_d \sum_{i=1}^{N_c} \rho_L \frac{\pi}{12} D_i^3 \int_0^{U_{max}} U^2 p(D_i,U)\, \Delta D_i \mathrm{d}U = \dot{N}_d \sum_{i=1}^{N_c} \rho_D \frac{\pi}{12} D_i^3 \overline{U^2(D_i)} p(D_i) \Delta D_i \tag{B.10}$$

Si on réécrit l'équation 2.33, nous avons,

$$\begin{aligned}\rho_L \frac{\pi D_0^2}{8} U_0^3 = \dot{N}_d \sum_{i=0}^{N_c} \rho_D \frac{\pi}{12} D_i^3 \overline{U^2(D_i)} p(D_i) \Delta D_i \\ + \dot{N}_d \sum_{i=0}^{N_c} \sigma \pi D_i^2 p(D_i) \Delta D_i + \Phi\end{aligned} \tag{B.11}$$

On peut exprimer le taux de nombre de particules produites $\dot{N}_d$ à partir de l'équation B.7 comme,

$$\dot{N}_d = \frac{\frac{3}{2} U_0 D_0^2}{\sum_{i=0}^{N_c} D_i^3 p(D_i) \Delta D_i} \tag{B.12}$$

On peut alors réarranger tous les termes de l'équation 3.47 en remplaçant $\dot{N}_d$, pour obtenir finalement cette équation,

$$\begin{aligned}\left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right) We_0 = \left(\frac{\rho_L}{\rho_A}\right) D_0 \frac{\sum_{i=0}^{N_c} We_i D_i^2 p(D_i) \Delta D_i}{\sum_{i=0}^{N_c} D_i^3 p(D_i) \Delta D_i} \\ + 12 \left(\frac{\rho_A}{\rho_D}\right) D_0 \frac{\sum_{i=0}^{N_c} D_i^2 p(D_i) \Delta D_i}{\sum_{i=0}^{N_c} D_i^3 p(D_i) \Delta D_i} + \frac{\Phi}{U_0 \sigma \pi D_0}\end{aligned} \tag{B.13}$$

où Φ est l'énergie cinétique perdue due à l'entrainement liquide, on l'exprime par $\Phi = (\dot{m}_e - \dot{m}_0)\frac{(U_0^2 - U_e^2)}{2}$, la masse entrainée s'exprime comme $\dot{m}_e = \dot{m}_0 + \dot{m}_{eA}$ donc la masse de fluide ambiant entrainé est $\dot{m}_{eA} = \dot{m}_e - \dot{m}_0$, U_e est la vitesse d'entrainement ou la vitesse de mélange turbulent et elle est proportionnelle à la vitesse d'injection tel que $U_e = \zeta U_0$ avec ζ un coefficient estimé comme étant très petit devant 1 (cf. Eq. 3.34 dans la Section 3.4, Chapitre 3). Ainsi la relation de l'énergie cinétique perdue s'exprime ainsi,

$$\Phi = (\dot{m}_e - \dot{m}_0)\frac{(U_0^2 - U_e^2)}{2} = (\dot{m}_e - \dot{m}_0)\frac{U_0^2(1 - \zeta^2)}{2} \backsimeq (\dot{m}_e - \dot{m}_0)\frac{U_0^2}{2} \tag{B.14}$$

En utilisant le théorème de la moyenne, on peut réécrire le second terme comme suit,

$$\begin{aligned}\sum_{i=0}^{N_c} We_i D_i^2 p(D_i) \Delta D_i &= \int_0^{D_{max}} We(D) D^2 p(D) \, \mathrm{d}D \\ &= We(D_c) \int_0^{D_{max}} D^2 p(D) \, \mathrm{d}D\end{aligned} \tag{B.15}$$

$D_c \in [0, D_{max}]$ et $We_c = We(D_c)$. We_c peut être considéré comme un paramètre variable représentant la valeur moyenne du nombre de Weber final.

Rappelons que le diamètre de Sauter ou le SMD peut s'écrire D_{32}, comme il est défini à partir de la fonction de densité de probabilité en nombre, comme suit,

$$SMD = D_{32} = \frac{\sum_{i=0}^{N_c} D_i^3 p(D_i) \Delta D_i}{\sum_{i=0}^{N_c} D_i^2 p(D_i) \Delta D_i} \tag{B.16}$$

Après quelques opérations algébriques, on obtient finalement,

$$\frac{\rho_L}{\rho_A}We_0 = \left(\frac{\rho_L}{\rho_A}We_c + 12\right)\frac{D_0}{SMD} + \frac{1}{8}\frac{\rho_L}{\rho_A}\frac{\dot{m}_e - \dot{m}_0}{\dot{m}_0}We_0 \tag{B.17}$$

avec $\frac{\dot{m}_e - \dot{m}_0}{\dot{m}_0} = \overline{K_e}\left(\frac{\rho_A}{\rho_L}\right)^{0.5} x$, le coefficient d'entrainement est déterminé expérimentalement $\overline{K_e} = 0.1265$ (cf. équation 3.23).

B.4 Détails des calculs du modèle d'entrainement diphasiques de Desantes et al. (2011)

B.4.1 Définition de la densité locale

La densité volumique locale est définie comme le rapport de la masse totale et du volume à une position (x,z) du jet :

$$\rho(x,z) = \frac{m_L + m_A}{V_L + V_A} \tag{B.18}$$

où m_L et V_L sont la masse locale et le volume du fluide injecté, et m_A et V_A sont la masse locale et le volume du fluide ambiant.

Les expressions de la fraction volumique et fraction massique peuvent s'exprimer ainsi :

$$C_V(x,z) = \frac{V_L}{V_L + V_A} \tag{B.19}$$

$$C(x,z) = \frac{m_L}{m_L + m_A} \tag{B.20}$$

En utilisant les équations B.19 et B.20, la densité volumique locale peut s'écrire :

$$\rho(x,z) = \frac{m_L + m_A}{V_L + V_A} = \frac{m_L/C(x,z)}{V_L/C_V(x,z)} \tag{B.21}$$

Le rapport entre la fraction massique et la fraction volumique s'écrit :

$$\begin{aligned}\frac{C(x,z)}{C_V(x,z)} &= \left(\frac{m_L}{m_L + m_A}\right)\left(\frac{V_L + V_A}{V_L}\right) = \left(\frac{m_L}{m_L + m_A}\right)\left(\frac{m_A/\rho_A + m_L/\rho_L}{m_L/\rho_L}\right) \\ &= \rho_L\left[\frac{1}{\rho_A}\left(\frac{m_A}{m_L + m_A}\right) + \frac{1}{\rho_L}\left(\frac{m_L}{m_L + m_A}\right)\right] \\ &= \frac{\rho_L}{\rho_A}(1 - C(x,z)) + C(x,z)\end{aligned} \tag{B.22}$$

Si on introduit la précédente expression B.22 dans l'équation B.18, on obtient finalement la relation suivante :

$$\begin{aligned}\rho(x,z) = \rho_L\frac{C_V(x,z)}{C(x,z)} &= \frac{\rho_L}{\frac{\rho_L}{\rho_A}(1 - C(x,z)) + C(x,z)} \\ &= \frac{\rho_L}{\frac{\rho_L}{\rho_A} + C(x,z)\left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_A}\right)}\end{aligned} \tag{B.23}$$

B.4.2 Intégration de l'équation de la quantité de mouvement

Rappel de l'équation 3.14 :

$$\dot{M}_0 = 2\pi\rho_L U^2(x,0)\int_0^\infty \frac{z exp\left(-2\kappa\left(\frac{z}{R}\right)^2\right)}{C(x,0)\left(1-\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)exp\left(-\kappa Sc\left(\frac{z}{R}\right)^2\right)+\frac{\rho_L}{\rho_A}}dz$$

La position radiale z est normalisée par le rayon du jet R donnée par l'Eq. 3.13 pour obtenir une nouvelle variable :

$$\xi = \frac{z}{R} \tag{B.24}$$

par conséquent,

$$d\xi = \frac{dz}{R} \tag{B.25}$$

Si on réécrit l'équation 3.14 en fonction de cette nouvelle variable ξ, on obtient :

$$\dot{M}_0 = 2\pi R^2 U^2(x,0)\int_0^1 \rho_L \frac{\xi exp\left(-2\kappa\xi^2\right)}{C(x,0)exp\left(-\kappa Sc\xi^2\right)\left(1-\frac{\rho_L}{\rho_A}\right)+\frac{\rho_L}{\rho_A}}d\xi \tag{B.26}$$

où la seule inconnue pour une position axiale x est $U(x,0)$. Dans le but de réaliser l'intégration, un changement de variable est appliqué :

$$\zeta = exp(-\kappa\xi^2) \tag{B.27}$$

par conséquent :

$$-2\kappa\xi exp(-\kappa\xi^2)d\xi = d\zeta \tag{B.28}$$

cela transforme l'équation B.26 en :

$$\dot{M}_0 = \frac{A}{2\kappa}\int_{exp(-\kappa)}^1 \frac{\zeta}{B+G\zeta^{Sc}}d\zeta \tag{B.29}$$

où

$$A = 2\pi R^2 U(x,0)\rho_L \tag{B.30}$$

$$B = \frac{\rho_L}{\rho_A} \tag{B.31}$$

$$G = C(x,0)\left(1-\frac{\rho_L}{\rho_A}\right) \tag{B.32}$$

L'intégration de l'équation B.29 donne :

$$\dot{M}_0 = \frac{A}{2\kappa}\left|\frac{\zeta^2}{2B}\ Hypergeometric_2F_1\ \left[\frac{2}{Sc},1,1+\frac{2}{Sc},-\frac{G\zeta^{Sc}}{B}\right]\right|_{e^{(-\kappa)}}^1 \tag{B.33}$$

La fonction hypergéométrique F_1 est définie de cette manière :

$$Hypergeometric_2F_1(a,b,c,d) = \sum_{k=0}^{+\infty}\frac{(a)_k(b)_k}{(c)_k k!} \tag{B.34}$$

où

$$(a)_k = a(a+1)\cdots(a+k-1) \tag{B.35}$$

On remplace la fonction hypergéométrique F_1 par son expression dans l'équation B.33, on obtient l'expression finale :

$$\dot{M}_0 = \frac{A}{2\kappa}\frac{1}{2B}\sum_{i=0}^{+\infty}\frac{\frac{2}{Sc}}{\frac{2}{Sc}+i}\left(-\frac{G}{B}\right)^i - \frac{A}{2\kappa}\frac{e^{-2\kappa}}{2B}\sum_{i=0}^{+\infty}\frac{\frac{2}{Sc}}{\frac{2}{Sc}+i}\left(-\frac{Ge^{-\kappa}}{B}\right)^i \tag{B.36}$$

Après substitution des termes A, B et G par leurs définitions Eq. B.30, Eq. B.30 et Eq. B.30, et R par l'Eq. 3.13 dans l'équation B.36, on obtient finalement :

$$\begin{aligned}\dot{M}_0 = {} & \frac{\pi}{2\kappa}\rho_A tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)x^2U(x,0)^2 \\ & \left[\sum_{i=0}^{\infty}\frac{1}{1+i\frac{Sc}{2}}\left[C(x,0)\frac{\rho_L-\rho_A}{\rho_L}\right]^i - e^{-2\kappa}\sum_{i=0}^{\infty}\frac{1}{1+i\frac{Sc}{2}}\left[C(x,0)e^{-\kappa}\frac{\rho_L-\rho_A}{\rho_L}\right]^i\right]\end{aligned} \tag{B.37}$$

On normalise l'équation B.37 par le flux de quantité de mouvement $\dot{M}_0$, exprimé ainsi :

$$\dot{M}_0 = \rho_L\frac{\pi D_0^2}{4}U_0^2 \tag{B.38}$$

et on remplace $C(x,0)$ par l'équation 3.15 :

$$C(x,0) = \left(\frac{1+Sc}{2}\right)\left(\frac{U(x,0)}{U_L}\right)$$

on obtient finalement l'expression suivante :

$$\begin{aligned}1 = {} & \frac{1}{2\kappa}tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\left(\frac{\rho_A}{\rho_L}\right)\left(\frac{x}{D_0}\right)^2\left(\frac{U(x,0)}{U_L}\right)^2 \\ & \left[\sum_{i=0}^{\infty}\frac{1}{1+i\frac{Sc}{2}}\left[\left(\frac{1+Sc}{2}\right)\left(\frac{U(x,0)}{U_L}\right)\frac{\rho_L-\rho_A}{\rho_L}\right]^i - e^{-2\kappa}\sum_{i=0}^{\infty}\frac{1}{1+i\frac{Sc}{2}}\left[\left(\frac{1+Sc}{2}\right)\left(\frac{U(x,0)}{U_L}\right)e^{-\kappa}\frac{\rho_L-\rho_A}{\rho_L}\right]^i\right]\end{aligned} \tag{B.39}$$

B.5 Détails du modèle de réagglomération de Rimbert et Castanet (2011)

(La présente annexe est tirée du mémoire de HDR de Nicolas Rimbert.)

Pour ce nouveau scenario, nous nous proposons de repartir d'une version simplifiée de l'équation de Smoluchowski qui sera donc censée retranscrire le processus de ré-agglomération des "blobs" formant les ligaments en gouttelettes. Soit $n(D,t)$ la distribution en taille des gouttelettes/"blobs" à l'instant t, celle-ci vérifie l'équation :

$$\frac{\partial n(D,t)}{\partial t} = \frac{1}{2}\int_0^D a(D-\xi,\xi)n(D-\xi,t)n(\xi,t)d\xi - n(D,t)\int_0^{\infty}a(D,\xi)n(\xi,t)d\xi \tag{B.40}$$

où a est le noyau (« kernel ») d'agrégation. Si le noyau a est supposé constant, alors cette équation possède des solutions analytiques (cf. Co-investigator [2013]) et dans le cas d'une condition initiale Dirac, les deux premiers moments de la distribution évoluent comme :

$$n(t) = m_0(t) = \frac{n_0}{1 + an_0 t} \tag{B.41}$$

$$m_1(t) = D_0(2n_0 - m_0(t)) \tag{B.42}$$

De cette façon la taille moyenne est donnée par :

$$D = \frac{m_1(t)}{m_0(t)} = D_0(1 + 2an_0 t) \approx 2D_0 an_0 t \tag{B.43}$$

où D_0 peut être interprété comme la valeur initiale des diamètres des blobs ou de façon équivalente de l'épaisseur des filaments et n_0 correspond à leur densité numérique par unité de volume si bien que le produit de ces deux quantité correspond à la longueur cumulée de filament par unité de volume.

Considérons ensuite que la vitesse d'agrégation est gouvernée par le gradient de vitesse fluctuante, on a donc $an_0 \approx \partial u/\partial x \approx \sqrt{\varepsilon}$ ce qui correspond à l'inverse du temps caractéristique turbulent de Kolmogorov τ_{int} c'est-à-dire que l'on considère que l'agrégation a lieu principalement dans les plus gros tourbillons.
En utilisant des approximations classiques Tennekes [1972], le temps intégral (avec les conditions de l'essai avec le PDA) peut être évalué proche de :

$$\tau_{int} = \frac{L_{int}}{k^{\frac{1}{2}}} \approx \frac{1.10^{-3}}{1.5^{\frac{1}{2}}} = 816\mu s \tag{B.44}$$

Ce qui est, comme attendu, bien plus grand que le temps de Kolmogorov, proche lui de :

$$\tau_\eta = \sqrt{\frac{\nu_A}{\varepsilon}} = \frac{1.10^{-6}}{1000} = 32\mu s \tag{B.45}$$

En utilisant les équations B.43, B.44 et B.45, la taille des gouttes peut être donnée via :

$$D = \frac{m_1(t)}{m_0(t)} \approx 2D_0 \frac{\tau_{int}}{\tau_\eta} = 2D_0 \frac{L_{int}}{k^{\frac{1}{2}}} \frac{\varepsilon}{\nu_A} \approx \varepsilon^{\frac{1}{2}} \tag{B.46}$$

Si bien que l'on retrouve la loi d'échelle 1/2, ce qui était également le but du présent modèle. On peut remarquer que ce modèle est très proche des modèles de micro-mélange en génie chimique (cf. Fox [2003]) où le temps de Kolmogorov est le temps caractéristique de référence. Bien entendu ce modèle devra être comparé à d'autres expériences pour avoir un tant soit peu de validité.

On va cependant chercher à déterminer d'autres conséquences de ce modèle, comme des lois d'échelle. Celle-ci sont nombreuses en atomisation mais également très disparates (cf. Lefebvre

[1989]). En ce qui concerne le bag breakup, (cf. Hsiang et Faeth [1992]) ont déterminé la loi d'échelle suivante :

$$\frac{D_{bag}}{D_0} \propto U^{-1/2} \tag{B.47}$$

qui a été obtenue à partir d'une analyse en couche-limite. On peut remarquer que la loi d'échelle Eq.B.47 peut également se retrouver si l'on assimile la taille de la goutte fille à l'échelle de Taylor et la taille de la goutte mère à l'échelle intégrale puisque l'on a $\lambda/L \propto Re^{-1/2}$ (cf. Tennekes [1972]). La connaissance de la transformée de Fourier de la PDF (cf. Eq.3.42) permet de calculer simplement les moments d'une loi log-stable puisque :

$$< D^q >=< e^{qlnD} >= exp\left(q\delta - \frac{\sigma_{lnD}^{\alpha}}{cos\left(\frac{\pi\alpha}{2}\right)q^{\alpha}}\right) \tag{B.48}$$

D'autre part si l'on pose que le paramètre de décalage est relié à l'échelle intégrale par :

$$\delta = ln(\lambda) \tag{B.49}$$

Et que l'on calcule le diamètre moyen de Sauter via :

$$ln(D_{32}) = ln\left(\frac{< D^3 >}{< D^2 >}\right) = \delta - \frac{\sigma_{lnD}^{\alpha}}{\frac{\pi\alpha}{2}}(3^{\alpha} - 2^{\alpha}) \tag{B.50}$$

En combinant B.48, B.50, il vient :

$$ln\frac{D_{32}}{\eta} = ln\underbrace{\frac{\lambda}{\eta}}_{Re^{1/4}} - \frac{\sigma_{lnD}^{\alpha}}{\frac{\pi\alpha}{2}}(3^{\alpha} - 2^{\alpha}) \tag{B.51}$$

où $ln\left(\frac{\lambda}{\eta}\right) \approx Re^{1/4}$. Si bien que :

$$ln\frac{D_{32}}{L} = ln\frac{SMD}{\eta} + \underbrace{ln\frac{\eta}{L}}_{Re^{-3/4}} \tag{B.52}$$

Puis en utilisant 2.27, on obtient finalement :

$$ln\frac{D_{32}}{L} = -\frac{1}{2}ln(Re) + \underbrace{\frac{-1}{cos\left(\frac{\pi\alpha}{2}\right)}\frac{(3^{\alpha} - 2^{\alpha} - 1)}{2^{\alpha}\frac{1}{4}ln(Re)}}_{0{,}19} \tag{B.53}$$

Ce qui peut se réécrire $\frac{D_{32}}{L} = \Re -0,31 \approx 1800^{0,31} \approx 0,1$. On note une déviation de l'exposant $1/2$ qui peut s'interpréter comme une correction due aux intermittences. On remarque que, dans cette analyse, on a fait l'hypothèse que la taille de la goutte mère et de l'échelle intégrale sont du même ordre de grandeur.

Cependant cela ne risque plus d'être vrai si le nombre de Weber augmente. D'autre part, cette loi d'échelle est beaucoup trop faible par rapport à ce que l'on observe dans les systèmes de sprays où l'on a plutôt :

$$ln\frac{D}{D_0} \propto U^{-1} \tag{B.54}$$

Et où les exposants sont même bien souvent supérieurs 1 (ou inférieurs à -1). Par exemple les données de (Ingebo [1981]) obtenues lors d'études faites à la NASA indiquent un scaling de -1,2 pour un jet dans un écoulement transverse (« jet in a crossflow ») et de -1,33 (Ingebo [1987]) pour un « airblast atomizer ». Pour les plus grands nombres de Weber, l'échelle intégrale ne peut plus être confondue avec la taille initiale de la goutte. On se propose de l'assimiler à la longueur d'onde des instabilités qui se développent (dans le cas du bag-breakup ces deux échelles sont du même ordre de grandeur et l'analyse précédente est donc valable). Si l'on considère que le mécanisme de fragmentation est l'instabilité de Rayleigh-Taylor, la longueur d'onde la plus instable s'exprime par :

$$\lambda_{RT,max} = 2\pi\sqrt{\left(\frac{3\sigma}{f\Delta\rho}\right)} \tag{B.55}$$

où f est la décélération d'un disque dans un écoulement d'air :

$$f = \frac{3}{8}\frac{\rho_G}{\rho_L}\frac{x^2}{r^3}C_d U^2 \tag{B.56}$$

on obtient :

$$L \propto \lambda_{RT,max} \propto U^{-1} \tag{B.57}$$

Finalement, on obtient $D_{32} \propto U^{-1.31}$, ce qui est très proche des résultats expérimentaux de Ingebo [1987].

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse comporte deux volets ; le premier porte sur l'étude de la fragmentation dite secondaire d'une goutte isolée de métal de Field, à bas nombres de Weber. Dans ce but un dispositif expérimental GaLaD (générateur de goutte à la demande) a été conçu par nos soins. Cette partie a permis de faire une revue de la littérature sur la fragmentation liquide-liquide, avec une comparaison quantitative de la fragmentation secondaire des gouttes uniques dans le cas liquide-liquide et dans le cas gaz-liquide.
Le second volet concerne l'étude d'un jet de métal de Field, le dispositif GaLaD a pu être modifié de façon à pouvoir générer de petits jets de métal liquide dans l'eau. Les résultats obtenus ont permis une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu avec notamment un modèle d'entrainement diphasique pour modéliser le jet.

Les principaux résultats de l'étude sur la fragmentation hydrodynamique d'une goutte de métal liquide dans l'eau sont résumés ici en premier.

Dans cette étude le nombre de Weber est compris entre 5 et 120, cela nous a permis d'identifier les régimes de déformation et de fragmentation suivants :

— $0 < We < 8$ Régime d'oscillation.

— $8 < We < 30$ Régime de déformation en sac.

— $30 < We < 50$ Régime de déformation en sac avec une fragmentation par étirement.

— $50 < We < 120$ Régime de fragmentation en sac.

Les régimes de fragmentation déterminés sont similaires à ceux observés pour les systèmes liquide-gaz, à l'exception du sens de déformation de la goutte dans le régime en sac, dans le cas liquide-gaz la déformation est dans le même sens que l'écoulement alors que dans le cas liquide-liquide le sens du sac est dans le sens opposé. Le mécanisme de déformation a été investigué par Castrillon Escobar [2016] en utilisant des simulations numériques DNS, il a montré clairement l'influence de deux processus de déformation ; le premier est la différence de pression entre le centre et l'équateur de la goutte et le second est l'entrainement liquide par le tourbillon dans le sillage de la goutte. La comparaison des données de cette études avec celles de la littérature a montré que le sens du sac était particulièrement dépendant du rapport de densité, contraire-

ment à ce que Hsiang et Faeth [1995] ont suggéré précédemment. Le tamisage des débris après fragmentation nous a permis de déterminer l'allure des distributions de tailles et de comparer les grandeurs telles que le diamètre moyen ou le diamètre de Sauter avec la littérature dans le cas liquide-liquide et liquide-gaz. Les mécanismes physiques de fragmentation ont été identifiés, pour les systèmes liquide-liquide :

— $0 < We < 100$ Rayleigh-Taylor.

— $100 < We < 4000$ Kelvin-Helmholtz.

et pour les systèmes liquide-gaz :

— $60 < We < 2000$ Modèle de turbulence modulé par Rayleigh-Taylor (cf. Rimbert et Castanet [2011]).

— $4000 < We < 100000$ Mécanisme d'épluchage "viscosity shear" (cf. Chou *et al.* [1997]).

Nous avons établi un modèle basé sur un bilan de masse et d'énergie entre l'état initial et l'état final. Expérimentalement, on a montré que le taux de conversion de l'énergie cinétique initiale en énergie finale est d'environ 10 %. Du modèle proposé, il a été mis en évidence qu'environ 75 % de l'énergie est dissipée, et seulement 15 % de l'énergie cinétique initiale est convertie en surface. Ces approches sont d'un intérêt important pour la modélisation de la fragmentation dans le domaine de la sûreté nucléaire avec des codes de type MC3D (cf. Meignen *et al.* [2014a,b]) où différents nombres caractéristiques sont couramment utilisés pour déterminer le SMD des débris dans le cas liquide-liquide et dans le cas liquide-gaz (cf. Castrillon Escobar [2016]).

Résultats de la seconde partie concernant la fragmentation d'un jet de métal dans l'eau.

Dans cette étude, nous avons varié la vitesse et le diamètre du jet : dans chaque cas, le régime de fragmentation obtenu est fortement turbulent. Nous avons utilisé trois méthodes d'analyse : le tamisage, l'analyse d'images et enfin la mesure de granulométrie par PDA.

L'analyse d'images nous a permis de déterminer la vitesse du jet et la répartition de la fraction massique du jet. Par une méthode de flux optique, on a réussi à obtenir des résultats exploitables de la vitesse des débris autour du jet et finalement la technique PDA a permis d'obtenir la corrélation taille-vitesse pour les fines particules. La comparaison des diamètres de Sauter obtenus dans cette étude avec ceux de la littérature montre que le régime de fragmentation prédominant est le régime turbulent modulé par Rayleigh-Taylor. La comparaison de la longueur de rupture adimensionnée pour le jet dans le cas des systèmes liquide-liquide montre une similarité avec le cas liquide-gaz ; la valeur asymptotique obtenue est de 8.

Nous avons également analysé le comportement du jet avec une approche d'entrainement turbulent. Les résultats sont cohérents avec les données expérimentales. Nous avons établis un

modèle basé sur un bilan de flux de masse et d'énergie similaire à celui établi dans le cas d'une goutte. Dans ce modèle l'énergie cinétique perdue est modélisée comme étant l'énergie nécessaire à l'entrainement du liquide ambiant.

Perspectives

Dans le cadre de cette thèse, un dispositif expérimental supplémentaire désigné par JaLaD est développé. Il est dédié exclusivement à l'étude de la fragmentation d'un jet de métal liquide dans des conditions contrôlées. Le dispositif sera l'occasion d'utiliser des techniques encore peu employées dans le domaine de l'interaction Corium-Eau :

— La mesure corrélée de taille et de vitesse des gouttes par anémométrie phase Doppler (PDA). Les premiers tests effectués au laboratoire ont montré que cette technique fonctionnait mais nécessite un jet de relativement longue durée pour obtenir des statistiques convergées. C'est l'objectif de l'expérience JaLaD.

— L'utilisation d'une technique de Dual PIV qui devrait permettre de mesurer les statistiques (auto-corrélation, échelle de Taylor et de Kolmogorov) de la turbulence induite par le jet dans l'eau environnante. Cela nécessite également un jet relativement long pour que les statistiques convergent. Si cette technique s'avère pertinente, il s'agira d'une première dans le domaine des écoulements multiphasiques.

— L'injection d'un fluide de même indice optique que l'eau, l'idée est inspirée du travail de Saito *et al.* [2014], permettant de mesure par PIV le gradient de vitesse à l'interface jet-eau. Cette mesure permet de déterminer plusieurs paramètres comme : l'épaisseur de la couche limite, le coefficient d'entrainement comme suggéré par Hussein *et al.* [1994] ainsi que la longueur de rupture.
— Obtenir des données précises sur le lit des débris et l'influence de la solidification.

En conclusion, cette thèse nous a permis de faire une revue de la littérature sur la fragmentation liquide-liquide avec une comparaison quantitative de la fragmentation secondaire des gouttes uniques dans le cas liquide-liquide et dans le cas gaz-liquide, à travers l'expérience GaLaD. À l'avenir, le dispositif JaLaD sera dédié à l'étude des jets dans l'eau et doit nous permettre de réinterpréter les données d'expériences classiques via de nouvelles mesures innovantes. Il s'agit de lever un verrou scientifique dans le domaine de la fragmentation liquide : être en mesure d'évaluer la contribution de la turbulence induite par le jet sur son propre mécanisme de fragmentation.

C

Description de JaLaD

Sommaire

C.1 Description de JALAD 161
C.2 Dimensionnement et Analyse Fonctionnelle 164
C.2.1 Dimensionnement 164
C.2.2 Analyse Fonctionnelle 164
C.2.3 Analyse Fonctionnelle 165
C.3 Partie 1 : Conception de la cuve de récupération du Métal 166
C.3.1 Principe de fonctionnement 167
C.3.2 Installation et montage du matériel 168
C.3.3 Logiciel de pilotage 169
C.4 Partie 2 : Conception de l'injecteur 170
C.4.1 Calcul de résistance mécanique de la cuve 173
C.4.2 Calcul de résistance mécanique de la structure portante 177

C.1 Description de JALAD

L'idée de l'expérience JaLaD n'est pas nouvelle puisque l'utilisation de métaux à bas point de fusion (du type U-alloy ou Cerrobend) comme simulant du Corium est déjà ancienne dans le domaine de la sécurité nucléaire. Elle est cependant assez peu répandue en France. On pourra se référer à Abe *et al.* [2006] pour un développement récent de cette technique. La Figure C.1 illustre l'expérience qui a été mise au point il y a une dizaine d'année à l'université de Tsukuba. Elle nous a servi de point de départ dans la conception de notre installation.

La Figure C.2 montre le type de résultats attendu dans ce type d'expériences. Les débris solidifiés ont été tamisé, technique que l'on reprendra et qui a déjà été utilisée sur GaLaD. La Figure C.3 illustre quand à elle le type de résultats obtenu par ombroscopie et caméra rapide, technique disponible au laboratoire et qui a également déjà été utilisée sur GaLaD.

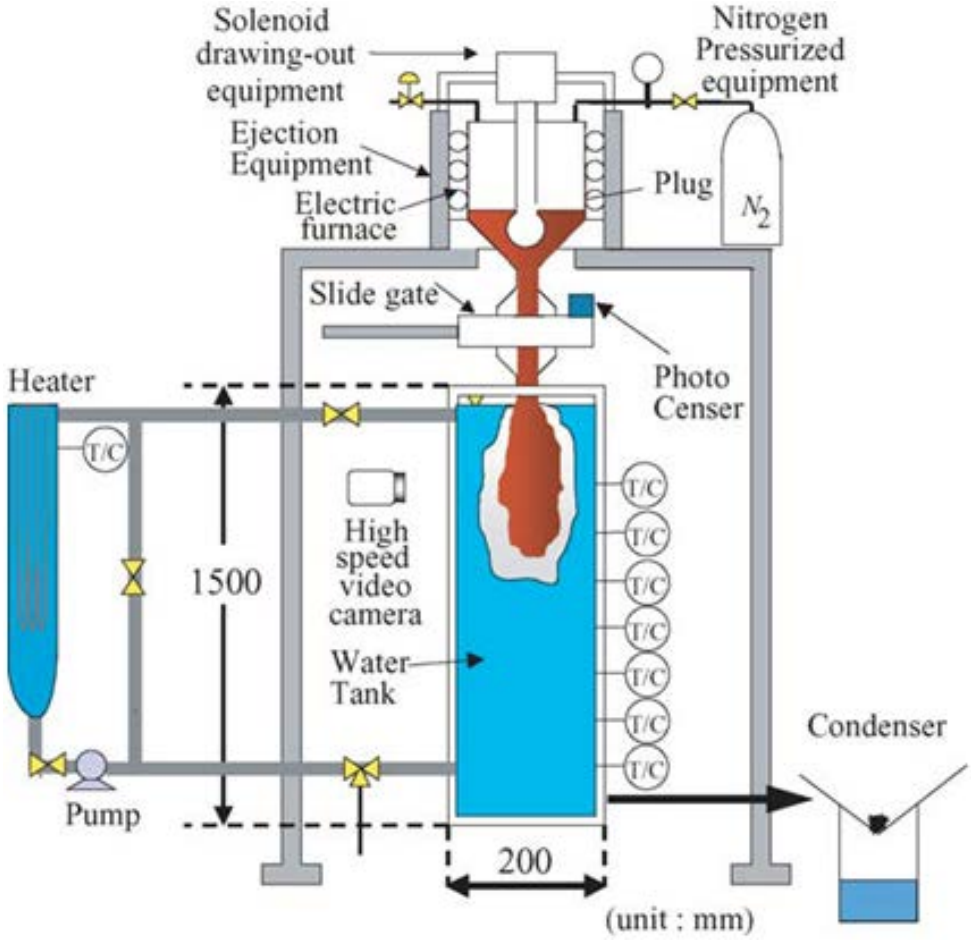

FIGURE C.1 – Schéma de principe de l'expérience de Abe *et al.* [2006].

Le dispositif JaLaD sera l'occasion d'utiliser des techniques encore peu employées dans le domaine de l'interaction Corium-Eau :

— La mesure corrélée de taille et de vitesse des gouttes par anémométrie phase Doppler (PDA). Les premiers tests effectués au laboratoire ont montré que cette technique fonctionnait mais nécessitera un jet de relativement longue durée pour donner des statistiques convergées. C'est l'objet de l'expérience JaLaD

— L'utilisation d'un technique de Dual PIV qui devrait permettre de mesurer les statistiques (auto-corrélation, échelle de Taylor et de Kolmogorov) de la turbulence induite par le jet dans le l'eau environnante. Cela nécessite également un jet relativement long pour que les statistiques convergent. Si cette technique s'avère pertinente, il s'agira d'une première dans le domaine des écoulements multiphasique.

En conclusion le dispositif JaLaD doit nous permettre de réinterpréter les données d'expériences classiques via de nouvelles mesures innovantes. Il s'agit de lever un verrou scientifique dans le domaine de la fragmentation liquide : être en mesure d'évaluer la contribution de la

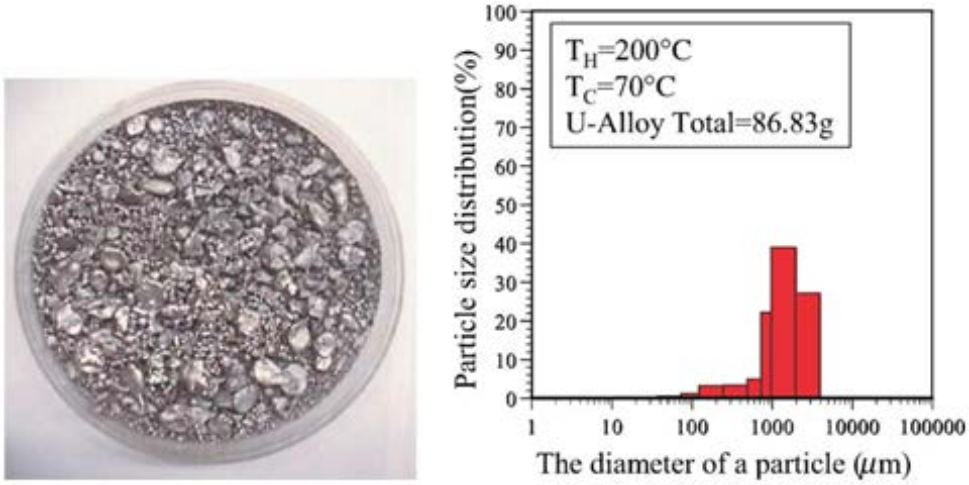

FIGURE C.2 – Exemple de résultats de l'expérience de Abe *et al.* [2006].

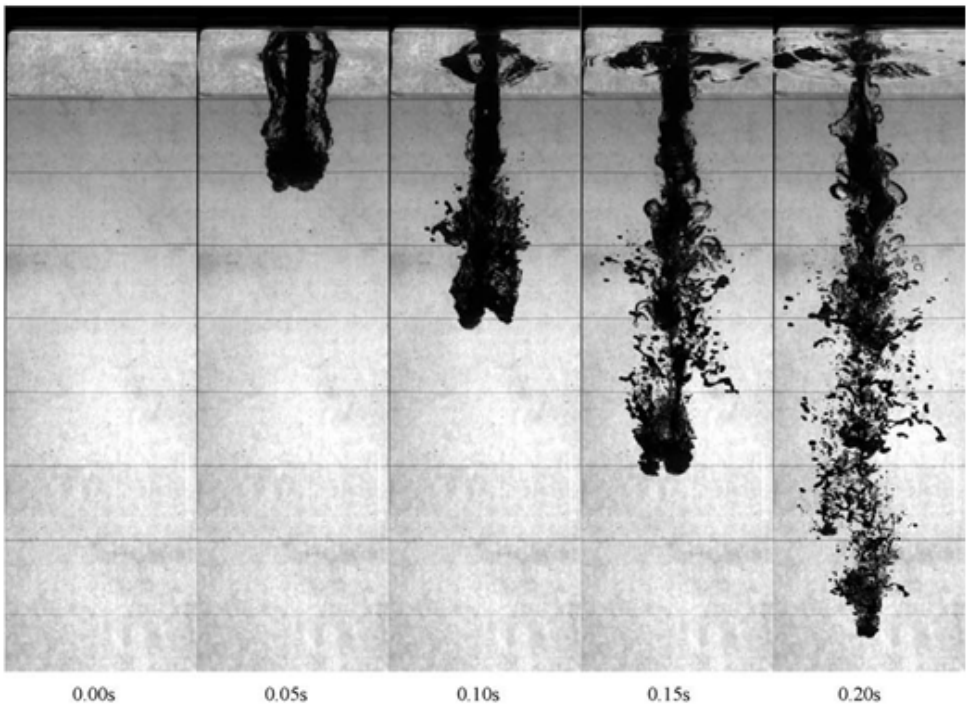

FIGURE C.3 – Ombroscopie du développement du jet obtenu par caméra rapide obtenu par Abe *et al.* [2006].

turbulence induite par le jet sur son propre mécanisme de fragmentation.

C.2 Dimensionnement et Analyse Fonctionnelle

C.2.1 Dimensionnement

Les considérations précédentes nous avaient amené à dimensionner l'expérience JaLaD de la façon suivante :

— Réservoir de 25L

— Jet de 2cm de diamètre maximal

— Jet pouvant monter à 10 m/s

Ce qui nous amène à une durée de 8s de jet et à un Reynolds de 200 000. La durée peut être augmentée fortement en diminuant le diamètre du jet (ce qui permettrait d'améliorer la convergence vers des statistiques. Cependant ce diamètre peut sembler un peu faible si on le compare à la taille des brèches susceptibles de se former lors des accidents graves (autour de 10cm). Il convient donc de comparer cette échelle à une autre échelle caractéristique importante dans les processus d'atomisation : l'échelle de Rayleigh-Taylor (qui correspond à la largeur des « bulles » d'eau et des « doigts » de métal liquide qui se forme à l'interface du fait de la gravité) (cf. équation 2.20) :

$$\lambda_{RT,min} = 2\pi\sqrt{\frac{\sigma}{g\Delta\rho}} = 1.5cm$$

Où σ est la tension de surface du métal de Field (prise égale à 0.4 N/m) et $\Delta\rho$ la différence de densité entre le métal de Field (densité 7) et l'eau et g l'accélération de la pesanteur. Il pourrait donc être intéressant d'envisager des diamètres de jet plus importants (autour de 3 cm par exemple).

C.2.2 Analyse Fonctionnelle

L'expérience à mettre au point étant de relativement grande échelle (25L de métal liquide pèsent de 200 à 250 kg suivant le métal utilisé et la pression dynamique d'éjection correspondant à 4 bars et la cuve d'eau fait 2m de haut pour 1m de large et pèse 2t une fois remplie), nous avons réuni une équipe technique dont le compte rendu des premières réunions est donné en annexe. Une première étape dans la conception a été d'établir une liste des différentes fonctions que le dispositif devait réaliser. Chaque fonction devant correspondre à une pièce d'équipement où à des modifications des pièces d'équipement prévues.

Principales fonctions à réaliser :

— Dispositif d'injection

— Cuve

— Dispositif de vidange de la cuve et de récupération des débris

— Retraitement des débris

— Dispositif de chauffage de l'eau

— Cuve de stockage de l'eau

— Métrologie

— Étanchéité

— Échafaudage et manutention

— Nettoyage

— Sécurité

C.2.3 Analyse Fonctionnelle

L'installation du dispositif expérimental au sein du laboratoire n'a pas été chose aisée. Après avoir trouvé le local adapté, Il a donc fallu planifier l'installation d'une plateforme au sein de la Halle 4 dans la salle Laser. Une pré-étude a été effectuée comme l'en atteste la Figure C.4 (la zone orange correspond à la plateforme sur laquelle sera installé l'injecteur, la cuve est représentée en bleu et l'encombrement des portes en jaune).

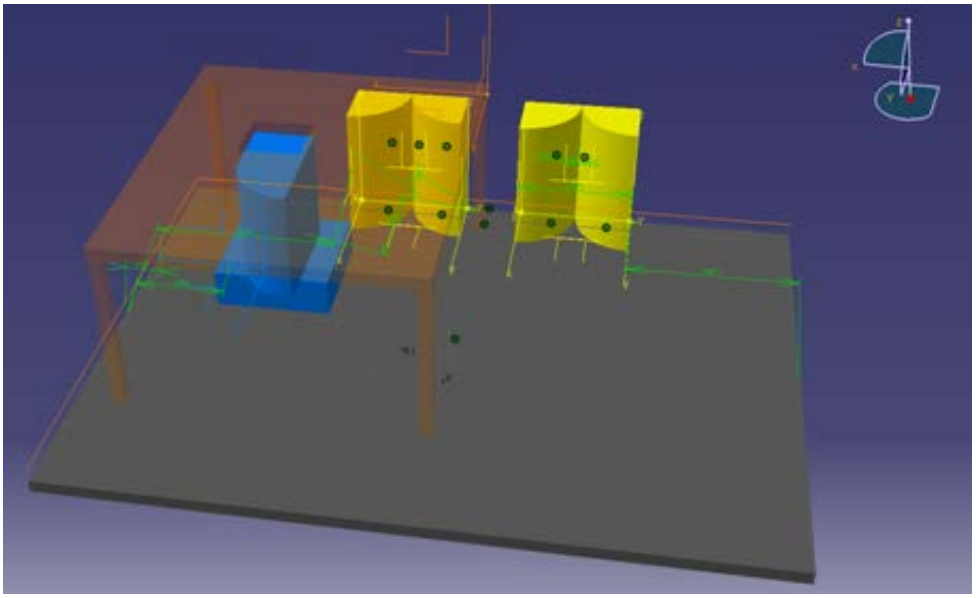

FIGURE C.4 – Projet d'aménagement de la salle H4 Laser (commande d'une plateforme et position de l'installation expérimentale)

Une plateforme Duwic (devis en annexe) a effectivement été installée en salle H4 en suivant ce plan d'installation.

C.3 Partie 1 : Conception de la cuve de récupération du Métal

La Figure C.5 représente le dessin de conception de la cuve de récupération du métal. La cuve devait, à la fois, être parfaitement étanche, pouvoir s'ouvrir pour assurer la récupération des débris après vidange, résister à une température du bain de 70 °C et être parfaitement transparente pour permettre d'utiliser une métrologie optique de pointe.

Sa réalisation a été confiée à la société Techno-soud et le devis se trouve en annexe. Le choix des matériaux a été essentiel puisque le bâti est en inox, les vitres en verre ultra-transparent d'épaisseur 19 mm (des tests on été fait avec spectromètre afin de tester l'absorption dans différentes longueur d'onde des différents verres proposé). Il a été acheté auprès de la miroiterie PetitJean qui s'est également chargé de sa pose (via un mastic silicone acétique). Enfin un joint d'étanchéité spécifique a été fabriqué sur mesure par la société Boutmy.

La récupération du métal à proprement parler est une gageure puisqu'il ne sera pas aisé de recueillir, sortir et analyser les débris dont la masse totale pourra atteindre et dépasser 200 kg. Pour ce faire, il a été décidé de mettre au point un système de panier récupérateur dont on peut voir une pré-étude sur la Figure C.6. Une grille de positionnement a également été conçue afin de les maintenir en place. Les paniers ont été fabriqués par la société KEP Technologie. Le déchargement des paniers se fera via un chariot élévateur manuel et le halage du métal en haut de la plateforme via un pont élévateur.

Les paniers sont prévus pour être percés afin de laisser s'écouler l'eau pendant le processus de vidange. Cependant un socle en téflon sera potentiellement déposé au fond pour empêcher l'adhérence du métal. Il est vraisemblable que le processus final nécessite quelques ajustements. Outre le fait de diviser la masse à traiter, un autre intérêt de ce dispositif de récupération est qu'il devrait permettre de tracer une carte de la répartition au sol des débris. Ces cartes sont très intéressantes par la suite pour permettre d'établir une « expérience de référence » sur la répartition des lits de débris que l'on puisse comparer aux résultats des codes de calculs et qui soient également statistiquement significative.

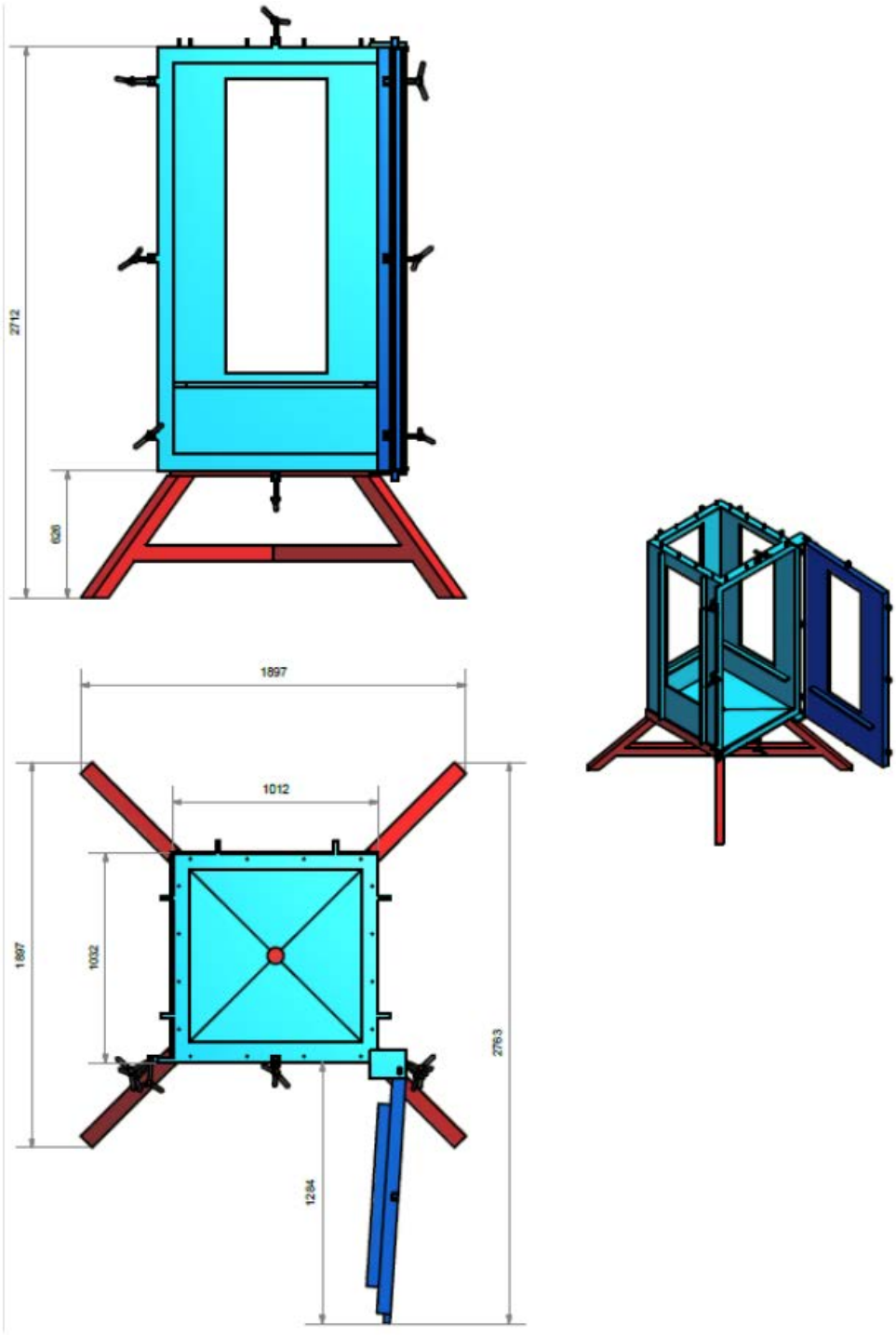

FIGURE C.5 – Dessin de conception de la cuve d'eau.

C.3.1 Principe de fonctionnement

La cuve sera remplie de 2m3 d'eau chauffée entre la température ambiante du laboratoire et 70 °C. La quantité d'eau présente dans la cuve est telle que cela devrait lui fournir une certaine

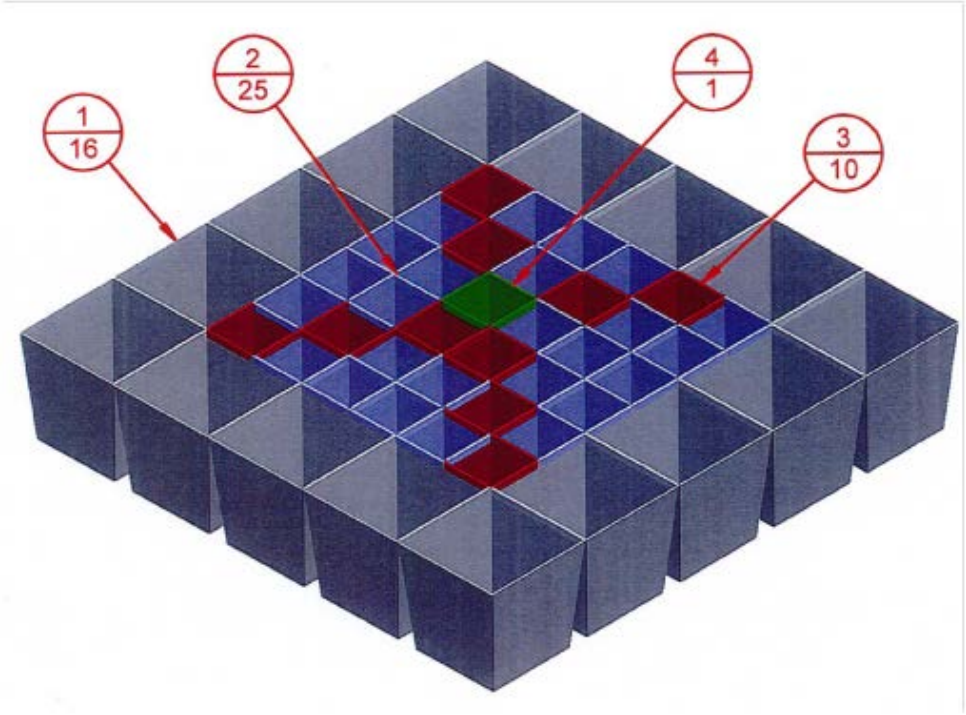

FIGURE C.6 – Pré-étude pour les paniers de collecte

inertie thermique. On a donc envisagé l'achat d'un ballon d'eau chaude de $2{,}5m^3$ auprès de la société Lacaze Energie. Une canne de mesure des températures sera insérée dans la cuve afin de contrôler sa température et son homogénéité. En fonction des résultats obtenus, on pourra faire évoluer le protocole (dispositif de chauffage et d'agitation local, circulation entre la cuve et le ballon ... etc.).

C.3.2 Installation et montage du matériel

La Figure C.7 représente (un instantané) de l'ensemble des éléments prévus pour le montage du dispositif de chauffage de remplissage et de vidange de la cuve.

L'installation est composée de :

— La cuve de récupération du métal 2000 L
— Le ballon d'eau chaude 2500 L
— Une pompe de remplissage
— Une pompe de vidange
— Un hydrocyclone
— Un dispositif de siphon sous la cuve (afin d'éviter de pomper les plus gros débris).
— Un bypass au niveau de l'hydrocyclone

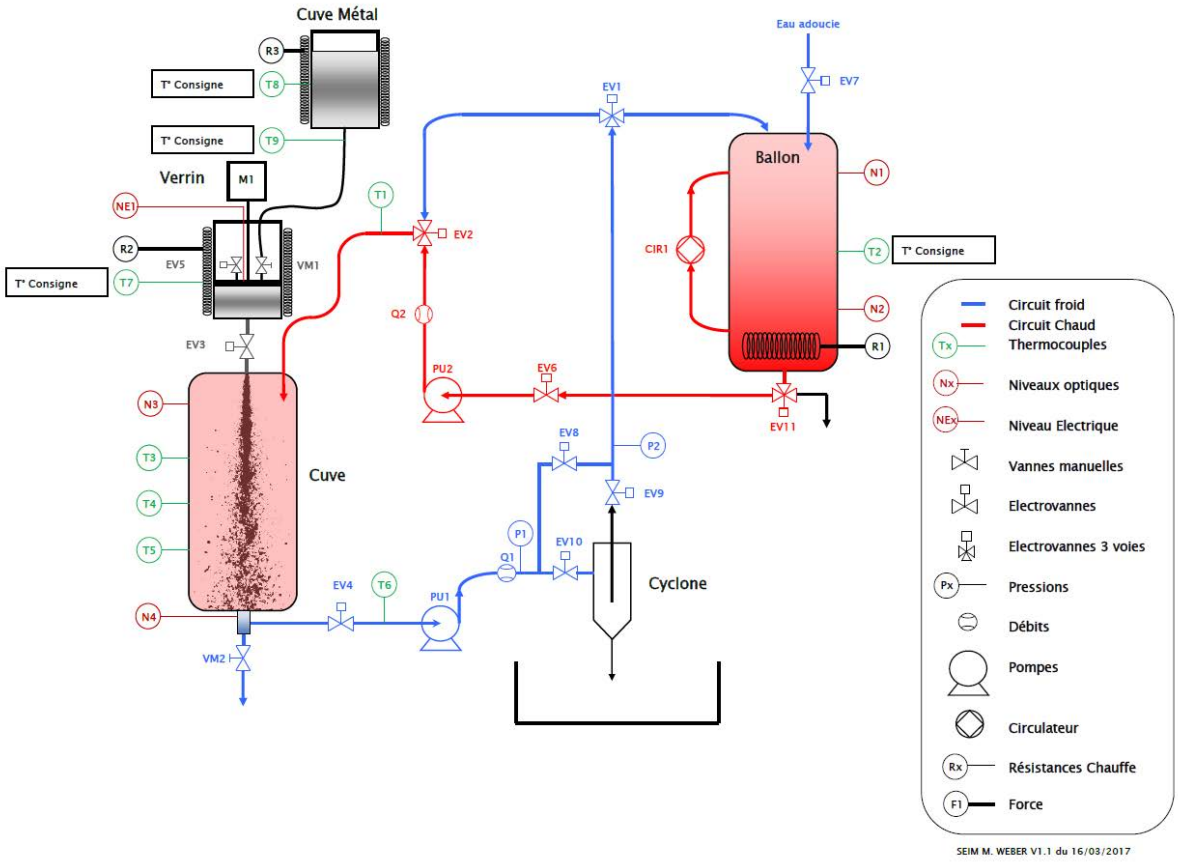

FIGURE C.7 – Schéma de principe de montage d'installation

L'hydrocyclone est un dispositif de nettoyage d'un fluide chargé en particule, très employé dans l'industrie minière. Il nous assure qu'aucune particule ne sera stockée dans le ballon entre deux expériences. Il a été acheté auprès de la société Neyrtec.

Enfin on peut distinguer sur la Figure C.7 un certain nombre d'électrovannes, de capteurs de température, de manomètres et de débitmètres permettant de piloter le chauffage, le remplissage et la vidange de l'installation en conjonction avec les pompes d'alimentation et de vidange. L'ensemble de ces données sera centralisé par un ordinateur chargé du pilotage de l'expérience.

C.3.3 Logiciel de pilotage

L'ensemble de l'installation décrite sur la Figure C.7 sera piloté par un ordinateur doté d'un logiciel dédié développé sous LabView par le personnel technique du LEMTA. La Figure C.7 a servi de point de départ pour la charte graphique qui sera utilisée pour développer l'interface de pilotage.

C.4 Partie 2 : Conception de l'injecteur

Le dispositif d'injection GaLaD avait été conçu avec le schéma d'injection utilisé à l'université de Tsukuba en tête (cf. Figure C.1). Dans les deux dispositifs, du gaz sous pression est utilisé pour mettre en pression le liquide ce qui nous fait potentiellement rentrer dans le monde de la directive CE 97/23 relative aux appareils sous pression (Décret n 99-1046 du 13 décembre 1999) dont les résultats sont rappelés sur la Figure C.8. L'azote ou l'Argon sont des gaz inertes qui rentrent dans la catégorie I. Pour le métal liquide, c'est plus complexe puisque ce n'est pas un liquide communément référencé. Cependant par mesure de précaution et puisqu'il est susceptible d'être sujet à des réactifs d'oxydoréduction nous le placeront dans la catégorie I, celle des hydrocarbures (bien que ce soit assez exagéré la tension de vapeur des métaux liquides choisis étant extrêmement basse, ce qui assure leur innocuité et une très faible inflammabilité, en fait, cette dernière n'est à notre connaissance reportée nulle part). Comme le réservoir est susceptible d'accueillir 25 L de liquide à une pression nominale d'utilisation de 4 bar (il s'agit d'une pression relative), le produit Ps.V = 100. On peut donc voir que l'utilisation d'un gaz moteur nous fait passer dans la catégorie I ne nécessitant qu'une auto-certification. Cependant, il convient de dimensionner une installation au double de cette valeur (on ne peut exclure une erreur de manipulation) ce qui nous amène à la limite de la catégorie II qui nécessite une certification externe de l'installation. D'autre part les retours d'expériences de GaLaD montrent que la mise en pression du liquide n'est pas instantanée. Ceci est vraiment du aux propriétés d'élasticité du gaz ainsi qu'à la brusque chute de température de ce dernier (une détente isentropique depuis la pression du réservoir de 200bar jusqu'à une pression d'utilisation de 4bar produit une température avoisinant les 100K soit -173 °C). Il a donc été envisagé après avoir consulté, sans succès, en externe plusieurs sociétés de conception mécanique pour sous-traiter la conception du dispositif, de changer de technologie et de concevoir l'injecteur, en interne, au sein du service mécanique du LEMTA. Pour ce faire le liquide sera mis en pression directement par un piston relié à un vérin électrique. Les Figures C.11, C.12, C.13, C.14 représentent le résultat de ces études.

Le choix d'un vérin électrique délivrant une poussée de 5t tout en permettant un positionnement précis à 100 microns près présente un avantage notable quand à la stabilité du débit pendant l'expérience, à son arrêt et à sa reprise par exemple dans des conditions expérimentales légèrement différentes. D'autre part la réglementation sur la sécurité des liquides sous-pression fait que le produit pression volume ne nous fera même pas rentrer en catégorie I dans les conditions nominales d'utilisation et se situera à la limite de la catégorie I qui ne nécessite qu'une auto-certification dans les conditions maximale d'utilisation (On verra par la suite que ces conditions serviront à dimensionner l'injecteur).

La Figure C.10 détaille la géométrie de ce pousse-seringue de grande taille que nous sommes en train de finaliser. Un des soucis majeur concerne l'étanchéité du piston : celle-ci devrait être assurée par un joint hydraulique de type Merckel ainsi que (dans une moindre mesure) par deux bagues de guidages dont l'objectif principal est d'éviter les frottements métal-métal. Enfin un coupleur d'alignement axial devrait assurer la stabilité du piston et éviter le phénomène

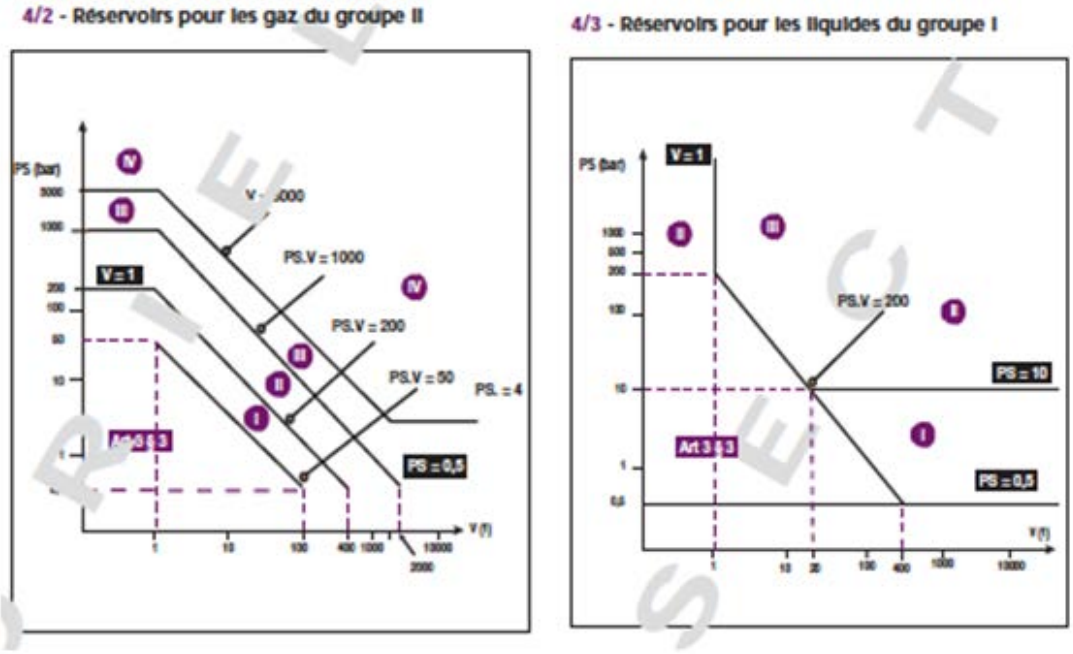

FIGURE C.8 – Directive des équipements sous pression (doc. Sectoriel)

d'arc-boutement. Enfin le remplissage de l'injecteur qui était assez fastidieux dans GaLaD a été fortement simplifié dans JaLaD puisque le liquide est fondu et purifié dans un réservoir séparé puis amené par une canalisation chauffée vers l'injecteur. Le dispositif de purification est quant-à lui en cours de purification mais on envisage un bullage à l'Argon (éventuellement un bullage à l'Argon +3% en vol. d'H2).

Comme représenté sur la Figure C.10, le remplissage se fera par un tube d'amené traversant le piston. L'évacuation de l'air se fera via un second tube. Ces tubes seront fermé une fois le piston ayant atteint le niveau du métal liquide. Le contact entre le piston et le métal liquide sera détecté via un troisième tube (non représenté sur le dessin actuel) qui contiendra un contacteur électrique (capteur de continuité). Des que le contact sera détecté le piston s'arrêtera et ne pourra redémarrer qu'une fois les deux tubes d'amenée du liquide et de refoulement de l'air fermée (celle-ci seront munies de contacteur afin de signaler leur position ouverte ou fermée au logiciel de pilotage). Il s'agit d'une mesure de sécurité importante puisqu'il est essentiel que le métal liquide ne s'épanche pas (et encore moins s'éjecte) par ces ouvertures.

Pour l'instant le diamètre et la technologie de la buse d'éjection n'est pas encore complètement déterminée. On souhaiterait cependant que l'ouverture et la fermeture soit rapide ce qui nous oriente vers un actuateur électromagnétique couplé à un ressort de rappel. Tant que les vannes d'amenées sont en position fermée, le système de fermeture de la buse d'éjection ne devra compenser que la pression hydrostatique du métal liquide (dans le design actuel où le cylindre intérieur fait 28 cm de diamètre, cela conduit à une hauteur de 40cm de liquide, celui ayant une densité de 10 , on obtient une surpression de 0,4 bar, la force qui s'exerce sur une ouverture de 2cm de diamètre n'est donc que de 12,5N ou 1,25 kg-force). Ensuite, une fois les vannes d'ame-

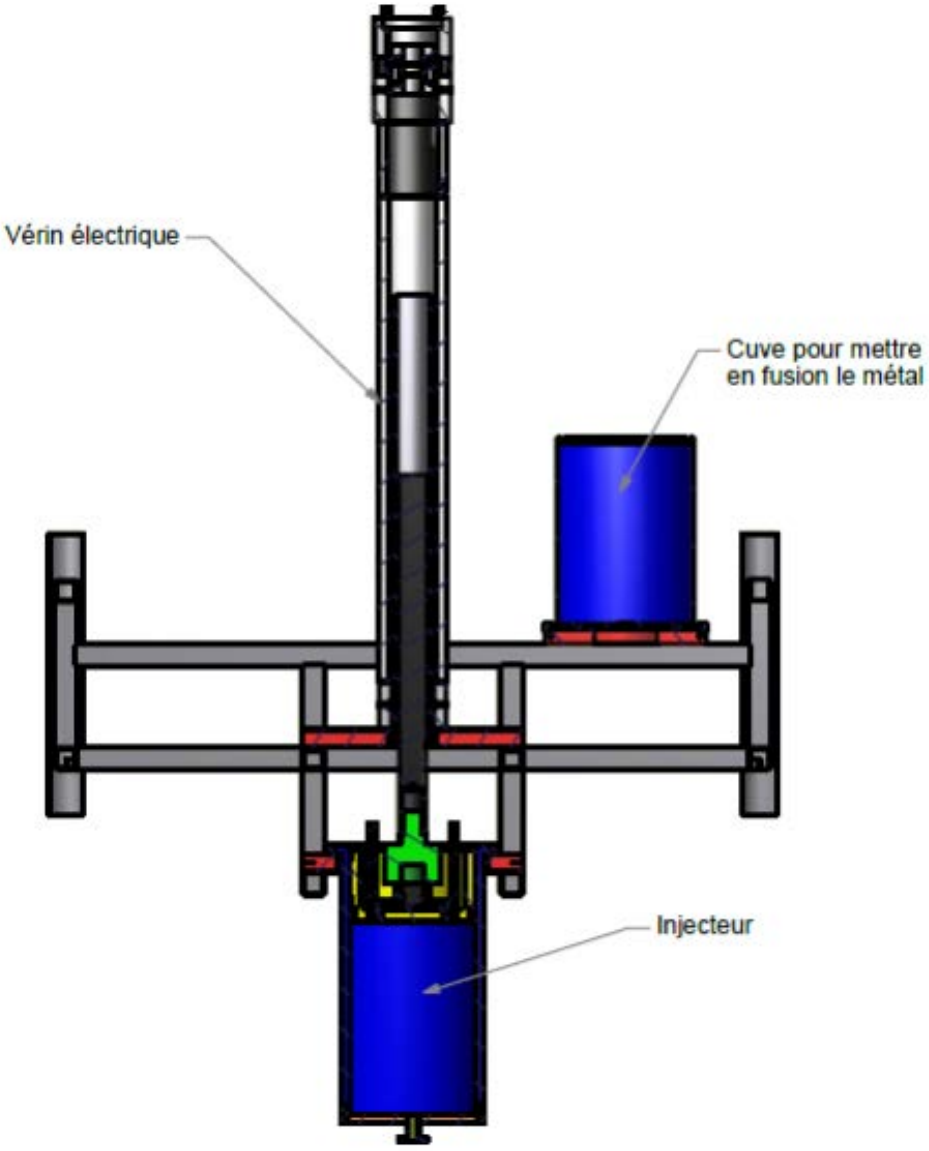

FIGURE C.9 – Dispositif d'injection du métal liquide dans l'eau composé de 4 parties ; une cuve de fusion et de purification du métal, l'injecteur proprement dit et un châssis de support.

nées fermées, dans le cas où le diamètre de l'ouverture est plus petit que la longueur d'onde de Rayleigh-Taylor (cf. eq. (1)), comme l'étanchéité du piston devrait être assuré(et c'est l'un des objectifs principaux de cette conception), il sera presque impossible à des bulles d'air de remonter dans le liquide. En résumé, l'objectif principal du système de fermeture est donc de compenser la pression hydrostatique du métal pendant la phase de remplissage.

Enfin, le positionnement en hauteur du dispositif d'injection sera assuré par un châssis muni de cales permettant de le fixer à une hauteur donnée. En effet la longueur du tuyau de sortie sera modulée en fonction de l'intensité de la turbulence que l'on veut voir se développer dans le dispositif d'injection (via les frottements sur les parois du tube).

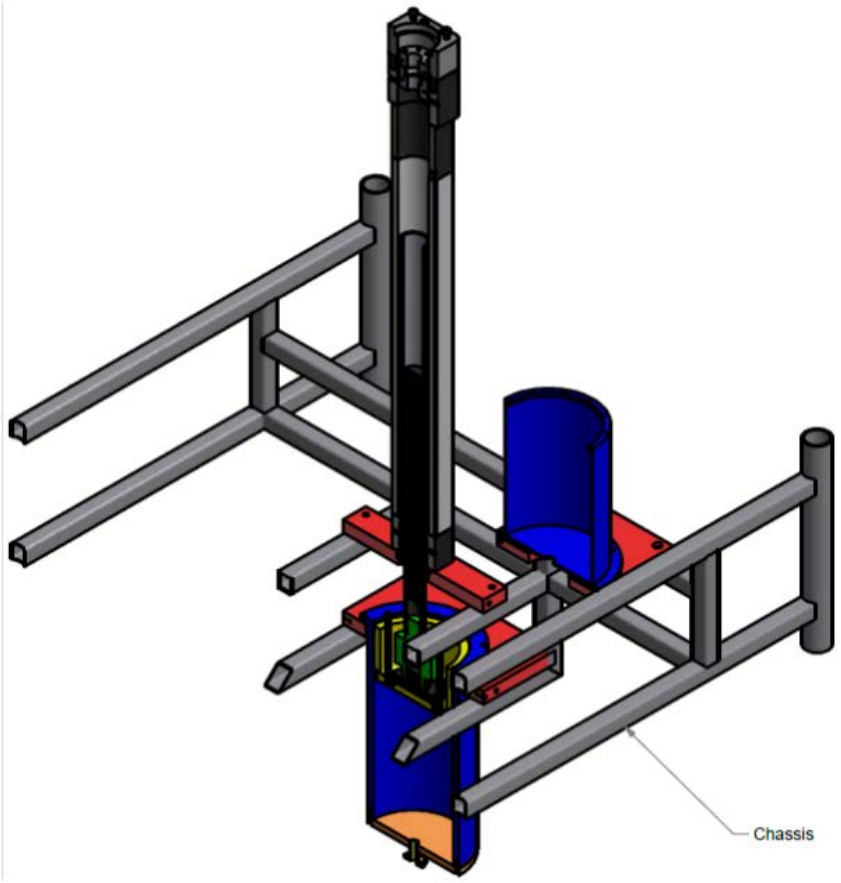

FIGURE C.10 – Dispositif d'injection comprenant le vérin électrique, l'injecteur ainsi que le réservoir de fusion et de purification du métal liquide ainsi que leur support.

C.4.1 Calcul de résistance mécanique de la cuve

Cahier des charges du dimensionnement et « carte » des matériaux utilisé :

- Rayon intérieur : 140 mm ; rayon extérieur : 158 mm
- Matériau : acier à basse teneur en carbone. E = 207 GPa ; $\upsilon = 0.29$; limite élastique : $\sigma =$ 250 / 395 MPa
- Chargement : équivalent à 5 T en conditions maximales d'utilisation du vérin ; pour une section de 61 544 mm2 soit une pression de 0.8214 MPa (8.124 bar)
- Condition du calcul : Structure 3D, éléments à interpolation quadratique.

En conclusion on peut remarquer que sous un effort équivalent de 5T (soit 8.124 bar de pression), la contrainte maximale est de 83 MPa soit seulement 33% de la limite élastique du matériau. La tenue mécanique de la cuve est donc validée.

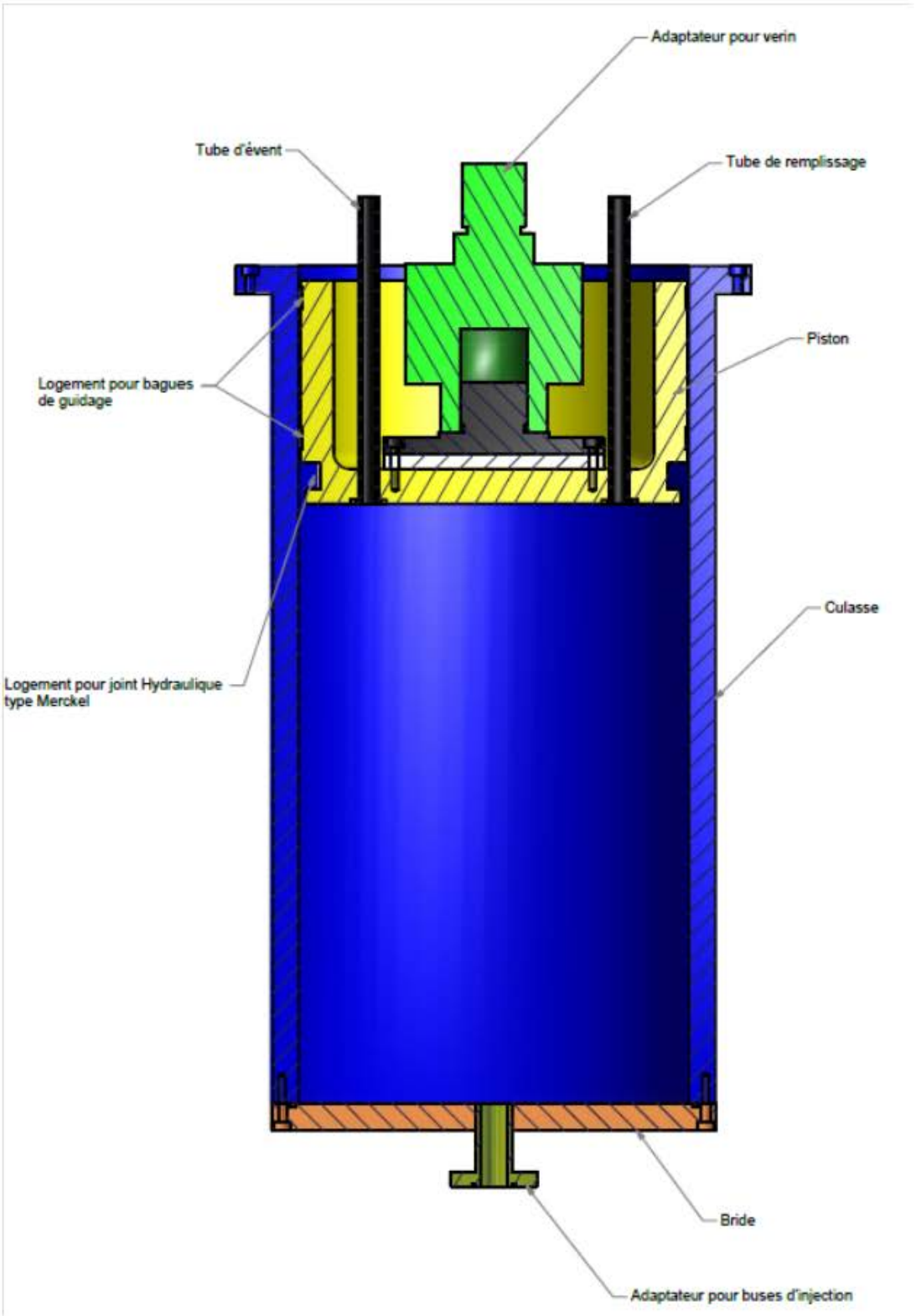

FIGURE C.11 – Dispositif de mise en pression du métal liquide.

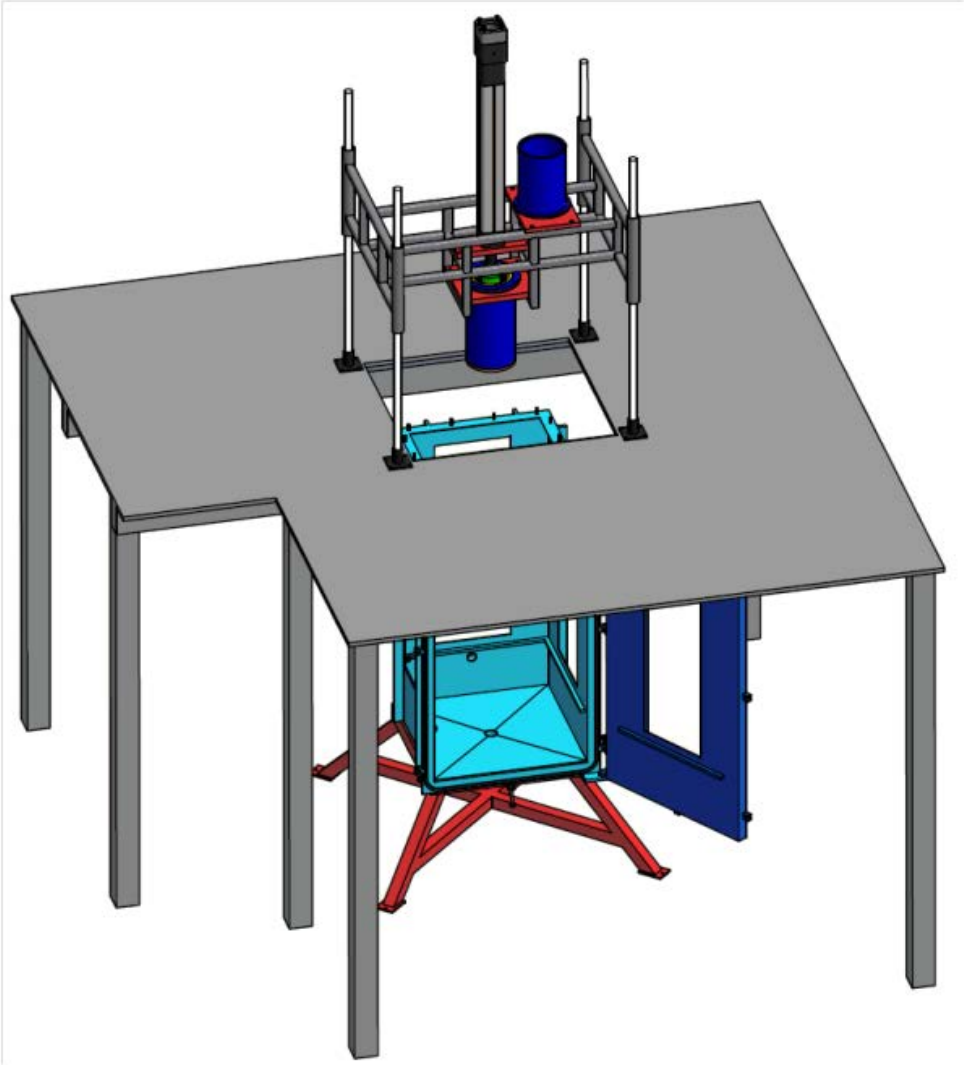

FIGURE C.12 – Vue d'ensemble du dispositif d'injection monté.

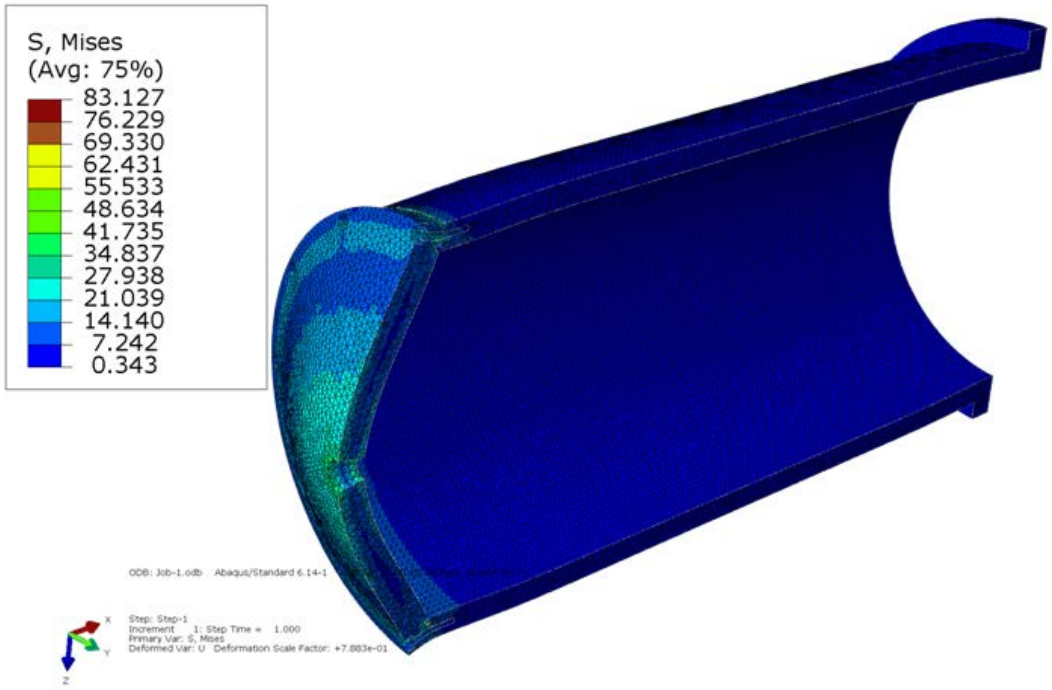

FIGURE C.13 – Contrainte de von Mises dans la structure (la déformée est amplifiée pour des raisons de lisibilité).

C.4.2 Calcul de résistance mécanique de la structure portante

Lorsque le piston exerce son effort sur le liquide celui-ci en vertu du principe des actions réciproques va exercer le même effort sur le piston. Cela aura tendance à séparer le piston et le vérin du châssis. Cet effort doit être encaissé par le châssis. La Figure C.14 représente la déformation induite. La déformation maximale étant de 3% on en déduit que le châssis résistera à ces conditions sévères (encore une fois on suppose que la pression correspond à deux fois la pression nominale d'utilisation et que le fluide ne s'écoule pas).

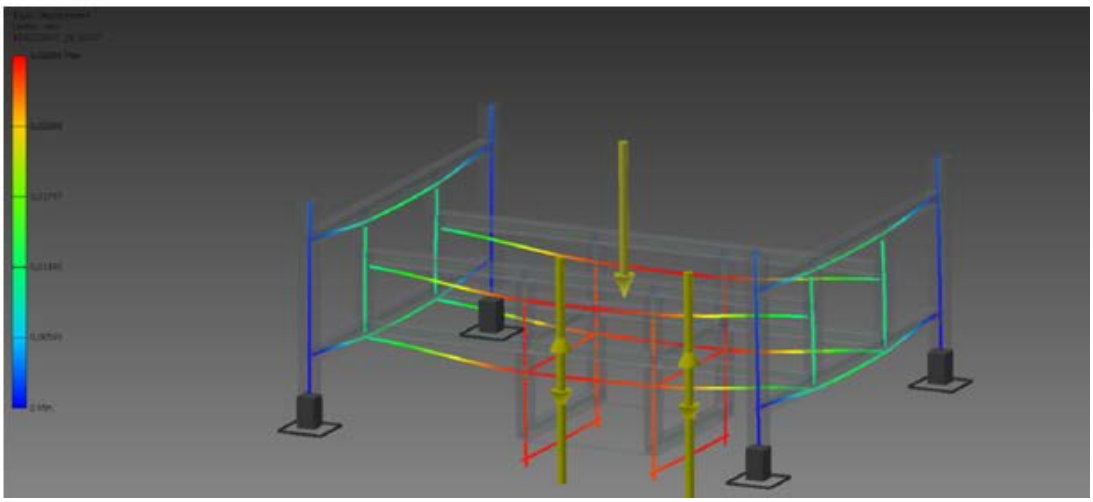

FIGURE C.14 – Calcul de la déformée du châssis. La déformée maximale est de 3%. Une fois encore elle est amplifiée sur la représentation graphique ci-dessus.

4

Bibliographie

Bibliographie

Abe, Y., Kizu, T., Arai, T., Nariai, H., Chitose, K. et Koyama, K. (2003). Break-up and quench behavior of molten material in coolant. *In* Korea, R. o. K., éditeur : *Proceedings of the tenth international topical meeting on nuclear reactor thermal hydraulics*. Korea, Republic of : KNS.

Abe, Y., Matsuo, E., Arai, T., Nariai, H., Chitose, K., Koyama, K. et Itoh, K. (2006). Fragmentation behavior during molten material and coolant interactions. *Nuclear Engineering and Design*, 236(14-16):1668–1681.

Abramovich, G. N. (1963). *The Theory of Turbulent Jets*. MIT-Press, Cambridge.

Amielh, M., Djeridane, T., Anselmet, F. et Fulachier, L. (1996). Velocity near-field of variable density turbulent jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(10):2149–2164.

Amirzadeh, A., Raessi, M. et Chandra, S. (2013). Producing molten metal droplets smaller than the nozzle diameter using a pneumatic drop-on-demand generator. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 47:26–33.

Baines, M. et Buttery, N. (1979). Differential velocity fragmentation in liquid-liquid systems. Rapport technique, Report RD/B1N4643, Berkeley Nuclear Labs, UK.

Bang, K. H., Kim, J. M. et Kim, D. H. (2003). Experimental study of melt jet breakup in water. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 40(10):807–813.

Batchelor, G. K. G. K. (1999). *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge.

Baumann, N., Joseph, D. D., Mohr, P. et Renardy, Y. (1992). Vortex rings of one fluid in another in free fall. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 4(d):567.

Boguslawski, L. et Popiel, C. O. (1979). Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region. *Journal of Fluid Mechanics*, 90(03):531.

Bürger, M., Cho, S., Berg, E. et Schatz, A. (1995). Breakup of melt jets as pre-condition for premixing : Modeling and experimental verification. *Nuclear Engineering and Design*, 155(1-2):215–251.

Castrillon Escobar, S. (2016). Instability and dispersion of liquid jets corium : analysis of physical processes and modelling in the MC3D software. *Thèse, Université de Lorraine*.

Chigier, N. et Farago, Z. (1992). Morphological Classification of Disintegration of Round Liquid Jets in a Coaxial Air Stream. *Atomization and Sprays*, 2(2):137–153.

Chou, W.-H. et Faeth, G. (1998). Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime. *International Journal of Multiphase Flow*, 24(6):889–912.

Chou, W. H., Hsiang, L. P. et Faeth, G. M. (1997). Temporal properties of drop breakup in the shear breakup regime. *International Journal of Multiphase Flow*, 23(4):651–669.

Co-investigator, N. (2013). Population Balances Theory and Applications to Particulate Systems in Engineering. *Journal of Chemical Information and Modeling*, 53(May):1689–1699.

Culick, F. E. C. (1960). Comments on a ruptured soap film [8]. *Journal of Applied Physics*, 31(6):1128–1129.

Dai, Z. et Faeth, G. M. (2001). Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode breakup regime. *International Journal of Multiphase Flow*, 27(2):217–236.

Davidson, P. A. P. A. (2015). *Turbulence : an introduction for scientists and engineers*. Oxford University Press, Oxford, 2 édition.

Desantes, J. M., Arregle, J., Lopez, J. J. et Cronhjort, A. (2006). Scaling Laws for Free Turbulent Gas Jets and Diesel-Like Sprays. *Atomization and Sprays*, 16(4):443–474.

Desantes, J. M., Payri, R., Garcia, J. M. et Salvador, F. J. (2007). A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics. *Fuel*, 86(7-8):1093–1101.

Desantes, J. M., Salvador, F. J., López, J. J. et De La Morena, J. (2011). Study of mass and momentum transfer in diesel sprays based on X-ray mass distribution measurements and on a theoretical derivation. *Experiments in Fluids*, 50(2):233–246.

DIMOTAKIS, P. E. (1986). Two-dimensional shear-layer entrainment. *AIAA Journal*, 24(11): 1791–1796.

Dinh, T., Bui, V., Nourgaliev, R., Green, J. et Sehgal, B. (1999). Experimental and analytical studies of melt jet-coolant interactions : a synthesis. *Nuclear Engineering and Design*, 189(1-3):299–327.

Djeridane, T., Amielh, M., Anselmet, F. et Fulachier, L. (1996). Velocity turbulence properties in the near-field region of axisymmetric variable density jets. *Physics of Fluids*, 8(6):1614.

Dupré, M. A. (1867). Théorie mécanique de la chaleur. *Annales de chimie et de physique*, 4(11):194–220.

Epstein, M. et Fauske, H. K. (2001). Applications of the turbulent entrainment assumption to immiscible gas-liquid and liquid-liquid systems. *Trans IChemE*, 79(May):453–462.

Flögel, H. H. (1981). *Investigation of particle velocity and particle size with a laser Doppler anemometer*. Thèse de doctorat, University of Bremen.

Fox, R. O. (2003). Computational Models for Turbulent Reacting Flows. *Cambridge University Press*, page 419.

G. Ciccarelli (1991). *Investigation of vapor explosions with single molten metal drops in water using Flash X-Ray*. Thèse de doctorat, Université de McGill.

Gelfand, B. (1996). Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag. *Progress in Energy and Combustion Science*, 22(3):201–265.

Gorokhovski, M. A. et Saveliev, V. L. (2003). Analyses of Kolmogorov's model of breakup and its application into Lagrangian computation of liquid sprays under air-blast atomization. *Physics of Fluids*, 15(1):184–192.

Han, D. et Mungal, M. G. (2001). Direct measurement of entrainment in reacting/nonreacting turbulent jets. *Combustion and Flame*, 124(3):370–386.

Haraldsson, H. Ó., Li, H. X., Yang, Z. L., Dinh, T. N. et Sehgal, B. R. (2001). Effect of solidification on drop fragmentation in liquid-liquid media. *Heat and Mass Transfer*, 37(4-5):417–426.

Harper, E. Y., Grube, G. W. et Chang, I.-D. (2006). On the breakup of accelerating liquid drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 52(03):565.

Hill, B. J. (1972). Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 51(04):773–779.

Hinze, J. O. (1959). *Turbulence : An Introduction to its Mechanism and Theory*. McGraw-Hill, New York.

Hirahara, H. et Kawahashi, M. (1992). Experimental investigation of viscous effects upon a breakup of droplets in high-speed air flow. *Experiments in Fluids*, 13(6):423–428.

Ho, T., Hofman, W. et Hannemann, H. (1953). The Ternary Systems Pb-Cd-Bi and Pb-Sn-Bi. *Z. Metallkunde*.

Hopfinger, E. et Lasheras, J. C. (1994). AIR, BREAKUP OF A WATER JET IN HIGH VELOCITY CO-FLOWING. *begellhouse-ICLASS 94 Proceedings of the Sixth International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.

Horn, B. K. et Schunck, B. G. (1981). Determining optical flow. *Artificial Intelligence*, 17(1-3):185–203.

Hsiang, L.-P. et Faeth, G. (1995). Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances. *International Journal of Multiphase Flow*, 21(4):545–560.

Hsiang, L. P. et Faeth, G. M. (1992). Near-limit drop deformation and secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 18(5):635–652.

Huhtiniemi, I., Magallon, D. et Hohmann, H. (1999). Results of recent KROTOS FCI tests : alumina versus corium melts. *Nuclear Engineering and Design*, 189(1-3):379–389.

Hussein, H. J., Capp, S. P. et George, W. K. (1994). Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 258(1994):31–75.

Ingebo, R. D. (1981). Acceleration wave breakup of liquid jets with airstreams. *In NASA, Lewis Research Center*. NASA Lewis Research Center.

Ingebo, R. D. (1987). Agreement Between Experimental and Theoretical Effects of Nitrogen Gas Flowrate on Liquid Jet Atomization. *NASA Technical Memorandum*, AIAA-87-21.

Iwasawa, Y., Abe, Y., Kaneko, A., Kuroda, T., Matsuo, E., Nariai, H., Koyama, K., Sakaba, H. et Itoh, K. (2012). Jet Breakup Behavior With Surface Solidification. *In International Conference on Nuclear Engineering and the ASME 2012 Power Conference*, page 175. ASME.

Jain, M., Prakash, R. S., Tomar, G. et Ravikrishna, R. V. (2015). Secondary breakup of a drop at moderate Weber numbers. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 471(2177):20140930–20140930.

Jalaal, M. et Mehravaran, K. (2012). Fragmentation of falling liquid droplets in bag breakup mode. *International Journal of Multiphase Flow*, 47:115–132.

Joseph, D. D., Beavers, G. S. et Funada, T. (2002). Rayleigh–Taylor instability of viscoelastic drops at high Weber numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 453:109–132.

Kim, D., Burger, M., Frohlich, G. et Unger, H. (1983). Experimental investigation of hydrodynamic fragmentation of gallium drops in water flows Chapter 6. *In* American Nuclear Society, éditeur : *Proceedings of the international meeting on light water severe accident evaluation*. Stone & Webster Engineering Corp.

Kolev, N. (1993). Fragmentation and coalescence dynamics in multiphase flows. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6(3):211–251.

Kolmogorov, A. N. (1941). On the Logarithmically Normal Law of Distribution of the Size of Particles under Pulverization. *In Doklady Akademiia Nauk SSSR*, volume 31, page 99.

Kolmogorov, A. N. (1962). A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 13(01):82.

Kondo, S., Konishi, K., Isozaki, M., Imahori, S., Furutani, A. et Brear, D. J. (1995). Experimental study on simulated molten jet-coolant interactions. *Nuclear Engineering and Design*, 155(1-2):73–84.

Kulkarni, V. et Sojka, P. E. (2014). Bag breakup of low viscosity drops in the presence of a continuous air jet. *Physics of Fluids*, 26(7):072103.

Landeau, M., Deguen, R. et Olson, P. (2014). Experiments on the fragmentation of a buoyant liquid volume in another liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 749:478–518.

Lane, W. R. (1951). Shatter of Drops in Streams of Air. *Industrial & Engineering Chemistry*, 43(6):1312–1317.

Lane, W. R. et Dorman, R. G. (1952). Further experiments on the shattering of drops by a supersonic air blast. Rapport technique 279, Porton.

Lane, W. R., Prewett, W. C. et Edwards, J. (1949). Some experiments on the shatter of drops by transient blasts of air. *Tech. Paper*, 43(115).

Lee, T.-W., Lee, J. Y. et Do, Y. H. (2012). Momentum Effects on the Spray Drop Size, Calculated from the Integral Form of the Conservation Equations. *Combustion Science and Technology*, 184(3):434–443.

Lee, T.-W. et Robinson, D. (2010). Calculation of the Drop Size Distribution and Velocities from the Integral Form of the Conservation Equations. *Combustion Science and Technology*, 183(3):271–284.

Lee, T.-W. et Ryu, J.-H. (2014). Analyses of spray break-up mechanisms using the integral form of the conservation equations. *Combustion Theory and Modelling*, 18(1):89–100.

Lefebvre, A. H. A. H. (1989). *Atomization and sprays*. Hemisphere Pub. Corp.

Lhuissier, H., Sun, C., Prosperetti, A. et Lohse, D. (2013). Drop Fragmentation at Impact onto a Bath of an Immiscible Liquid. *Physical Review Letters*, 110(26):264503.

Lhuissier, H. et Villermaux, E. (2009). Soap films burst like flapping flags. *Physical Review Letters*, 103(5).

Li, M. et Fogler, H. (1978). Acoustic emulsification. Part 2. Breakup of the large primary oil droplets in a water medium. *J. Fluid Mech.*, 88(03):513.

Lucas, B. D. et Kanade, T. (1981). An iterative image Registration Technique with an Application to Stereo Vision. *Proceedings DARPA Image Understanding Workrhop*, pages 674–679.

Marmottant, P. et Villermaux, E. (2004). On spray formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 498:73–111.

Mathai, A. M., Sharma, A. K., Anandan, J., Malarvizhi, B., Das, S. K., Nashine, B. K. et Chellapandi, P. (2015). Investigation of fragmentation phenomena and debris bed formation during core meltdown accident in SFR using simulated experiments. *Nuclear Engineering and Design*, 292:87–97.

Matsuo, E., Abe, Y., Chitose, K., Koyama, K. et Itoh, K. (2008). Study on jet breakup behavior at core disruptive accident for fast breeder reactor. *Nuclear Engineering and Design*, 238(8):1996–2004.

Meignen, R., Picchi, S., Lamome, J., Raverdy, B., Escobar, S. C. et Nicaise, G. (2014a). The challenge of modeling fuel–coolant interaction : Part I – Premixing. *Nuclear Engineering and Design*, 280:511–527.

Meignen, R., Raverdy, B., Picchi, S. et Lamome, J. (2014b). The challenge of modeling fuel–coolant interaction : Part II – Steam explosion. *Nuclear Engineering and Design*.

Mikosch, T., Samorodnitsky, G. et Taqqu, M. S. (1995). *Stable non-gaussian random processes : stochastic models with infinite variance.*, volume 90. Chapman & Hall.

Milosevic, I. N. et Longmire, E. K. (2003). Pinch-off modes and satellite formation in liquid/liquid jet systems. *International Journal of Multiphase Flow*, 28(11):1853–1869.

Morton, B. R., Taylor, G. et Turner, J. S. (1956). Turbulent Gravitational Convection from Maintained and Instantaneous Sources. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 234(1196):1–23.

Nelson, L. et Duda, P. (1985). Steam explosion experiments with single drops of iron oxide melted with a CO/sub 2/ laser. Part II. Parametric studies. *Sandia National Labs., Albuquerque, NM (USA).*

Opfer, L., Roisman, I. V., Venzmer, J., Klostermann, M. et Tropea, C. (2014). Droplet-air collision dynamics : Evolution of the film thickness. *Physical Review E*, 89(1):013023.

Paillat, S. et Kaminski, E. (2014). Entrainment in plane turbulent pure plumes. *Journal of Fluid Mechanics*, 755:R2.

Panchapakesan, N. R. et Lumley, J. L. (1993). Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 2. Helium jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 246(-1):225.

Patel, P. D. et Theofanous, T. G. (1981). Hydrodynamic fragmentation of drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 103(-1):207.

Peck, B. et Sigurdson, L. (1994). The three-dimensional vortex structure of an impacting water drop. *Physics of Fluids*, 6(2):564.

Pilch, M. (1981). *Acceleration Induced Fragmentation of Liquid Films*. Thèse de doctorat, University of Virginia.

Pilch, M. et Erdman, C. (1987). Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 13(6):741–757.

Pillai, D. S., Vignesh, R., Sudha, A. J., Pushpavanam, S., Sundararajan, T., Nashine, B. K. et Selvaraj, P. (2016). Experimental simulation of fragmentation and stratification of core debris on the core catcher of a fast breeder reactor. *Nuclear Engineering and Design*, 301:39–48.

Ranger, A. A. et Nicholls, J. (1969). Aerodynamic shattering of liquid drops. *AIAA Journal*, 7(2):285–290.

Rayleigh (1882). Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proceedings of the London Mathematical Society*, s1-14(1):170–177.

Rayleigh, L. (1879). On the Capillary Phenomena of Jets. *Proceedings of the Royal Society of London*, 29(196-199):71–97.

Rehab, H., Villermaux, E. et Hopfinger, E. J. (1997). Flow regimes of large-velocity-ratio coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 345:357–381.

Reinaud, J., Joly, L. et Chassaing, P. (2000). The baroclinic secondary instability of the two-dimensional shear layer. *Physics of Fluids*, 12(10):2489–2505.

Reinecke, W. G. et Waldman, G. D. (1970). A Study of Drop Breakup Behind Strong Shocks with Applications to Flight. *Final report, AVCO Government Products Report, SAMCO-TR-70-142.*

Reitz, R. D. et Bracco, F. V. (1986). Mechanisms of breakup of round liquid jets. *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, (August):233–249.

Ricou, F. P. et Spalding, D. B. (1961). Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 11(01):21.

Rimbert, N. (2010). Simple model for turbulence intermittencies based on self-avoiding random vortex stretching. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 81(5).

Rimbert, N. et Castanet, G. (2011). Crossover between Rayleigh-Taylor instability and turbulent cascading atomization mechanism in the bag-breakup regime. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 84(1):016318.

Rimbert, N. et Séro-Guillaume, O. (2004). Log-stable laws as asymptotic solutions to a fragmentation equation : Application to the distribution of droplets in a high Weber-number spray. *Physical Review E*, 69(5):056316.

Rubin, H., Atkinson, J. et Sanderson, B. (2002). *Environmental Fluid Mechanics*, volume 55. John Wiley & Sons.

Saito, R., Abe, Y. et Yoshida, H. (2014). Experimental study on breakup and fragmentation behavior of molten material jet in complicated structure of BWR lower plenum. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 51(1):64–76.

Saito, S., Abe, Y. et Koyama, K. (2017). Flow transition criteria of a liquid jet into a liquid pool. *Nuclear Engineering and Design*, 315:128–143.

Schertzer, D. et Lovejoy, S. (1987). Physical modeling and analysis of rain and clouds by anisotropic scaling multiplicative processes. *Journal of Geophysical Research*, 92(D8):9693.

Shan, W., Tong, L. et Majidi, C. (2013). Soft-matter composites with electrically tunable elastic rigidity. *Smart Materials and Structures*, 22(8):085005.

Shinjo, J. et Umemura, A. (2010). Simulation of liquid jet primary breakup : Dynamics of ligament and droplet formation. *International Journal of Multiphase Flow*, 36(7):513–532.

Shinjo, J., Xia, J. et Umemura, A. (2015). Droplet/ligament modulation of local small-scale turbulence and scalar mixing in a dense fuel spray. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(2):1595–1602.

Simmons, H. C. (1977). The Correlation of Drop-Size Distributions in Fuel Nozzle Sprays—Part I : The Drop-Size/Volume-Fraction Distribution. *Journal of Engineering for Power*, 99(3):309–314.

Soteriou, M. C. et Ghoniem, A. F. (1995). Effects of the free-stream density ratio on free and forced spatially developing shear layers. *Physics of Fluids*, 7(8):2036.

Sreenivas, K. R. et Prasad, A. K. (2000). Vortex-dynamics model for entrainment in jets and plumes. *Physics of Fluids*, 12(8):2101–2107.

Tennekes, H. (1972). *A First Course in Turbulence*. M.I.T. Press.

Thakre, S., Manickam, L. et Ma, W. (2015). A numerical simulation of jet breakup in melt coolant interactions. *Annals of Nuclear Energy*, 80:467–475.

Theofanous, T. G., Li, G. J. et Dinh, T. N. (2004). Aerobreakup in Rarefied Supersonic Gas Flows. *Journal of Fluids Engineering*, 126(4):516.

Theofanous, T. G. et Yuen, W. W. (1995). The probability of alpha-mode containment failure. *Nuclear Engineering and Design*, 155(1-2):459–473.

Trabold, T. A., Esen, E. B. et Obot, N. T. (1987). Entrainment by Turbulent Jets Issuing from Sharp-Edged Inlet Round Nozzles. *Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme*, 109(3):248–254.

Uršič, M., Leskovar, M., Bürger, M. et Buck, M. (2014). Hydrodynamic fine fragmentation of partly solidified melt droplets during a vapour explosion. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 76:90–98.

Van Hoeve, W., Gekle, S., Snoeijer, J. H., Versluis, M., Brenner, M. P. et Lohse, D. (2010). Breakup of diminutive Rayleigh jets. *Physics of Fluids*, 22(12).

Villermaux, E. et Bossa, B. (2009). Single-drop fragmentation determines size distribution of raindrops. *Nature Physics*, 5(9):697–702.

Wacheul, J.-B., Le Bars, M., Monteux, J. et Aurnou, J. M. (2014). Laboratory experiments on the breakup of liquid metal diapirs. *Earth and Planetary Science Letters*, 403:236–245.

Weiss, M. A. et Worsham, C. H. (1959). Atomization in high velocity airstreams. *ARS Journal*, 29(4):252–259.

Widmann, J. F., Presser, C. et Leigh, S. D. (2001). Improving phase Doppler volume flux measurements in low data rate applications. *Measurement Science and Technology*, 12(8):1180–1190.

Yang, J.-W. et Yang, H.-S. (1990). Liquid-liquid mixing for the breakup of accelerating drops. *Korean Journal of Chemical Engineering*, 7(1):22–30.

Zhao, H., Liu, H.-F., Li, W.-F. et Xu, J.-L. (2010). Morphological classification of low viscosity drop bag breakup in a continuous air jet stream. *Physics of Fluids*, 22(11):114103.

Zhao, H., Liu, H. F., Xu, J. L. et Li, W. F. (2011). Experimental Study of Drop Size Distribution in the Bag Breakup Regime. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 50(16):9767–9773.

Zhao, H., Liu, H.-F., Xu, J.-L., Li, W.-F. et Lin, K.-F. (2013). Temporal properties of secondary drop breakup in the bag-stamen breakup regime. *Physics of Fluids*, 25(5):054102.

Résumé

Le phénomène de dispersion/fragmentation du corium reste un des éléments les plus complexes et incertains de la modélisation d'un accident nucléaire. Afin de valider les modèles de sous-maille actuellement implémentés dans le logiciel MC3D (développé à l'IRSN), une expérimentation sans explosion de vapeur a été imaginée. Il s'agit d'un jet de métal liquide à bas point de fusion (métal de Field) interagissant avec de l'eau stagnante dans une cuve de large dimension. Cette thèse comporte deux volets ; le premier porte sur l'étude de la fragmentation dite secondaire d'une goutte isolée de métal de Field, à bas nombre de Weber. Dans ce but un dispositif expérimental GaLaD (générateur de goutte à la demande) a été conçu par nos soins. Cette partie a permis de faire une revue de littérature sur la fragmentation liquide-liquide, avec une comparaison quantitative de la fragmentation secondaire des gouttes uniques dans le cas liquide-liquide et dans le cas gaz-liquide. Le second volet concerne l'étude d'un jet de métal de Field, le dispositif GaLaD a pu être modifié de façon à pouvoir générer de petits jets de métal liquide dans l'eau. Les résultats obtenus ont permis une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu avec un modèle d'entrainement diphasique pour modéliser le jet. Dans le cadre de cette thèse, un dispositif expérimental supplémentaire désigné par JaLaD est développé. Dans la suite, ce dispositif sera dédié à l'étude des jets dans l'eau et doit nous permettre de réinterpréter les données d'expériences classiques via de nouvelles mesures innovantes.

Mots-clés: jet, goutte, turbulence, fragmentation, atomisation, instabilité, corium.

Abstract

The phenomenon of dispersion/fragmentation of corium remains one of the most complex and uncertain elements of nuclear accident modeling. In order to validate the sub-mesh models implemented in the MC3D software (developed by IRSN), an experiment without vapor explosion has been conceived. It consists of a low-melting liquid metal jet (Field metal) interacting with a stagnant water in a large tank. This thesis is divided into two parts ; the first one is related to the study of the so-called secondary fragmentation of an isolated drop of Field's metal, for low Weber number. To this end, we designed an experimental device, GaLaD (drop-on-demand droplet generator). In this part, a literature review on liquid-liquid fragmentation is conducted with a quantitative comparison of the secondary fragmentation for a single drop in the liquid-liquid and the gas-liquid cases. The second part concerns the study of a jet of Field's metal. For this purpose, GaLaD was modified, so as to be able to generate small jet of liquid metal in water. The obtained results allowed a better understanding of the physical phenomena involved in two-phase turbulent jet fragmentation. In the framework of this thesis, an additional experimental device designated by JaLaD is developed. Subsequently, this device will be dedicated to the study of metal jet in water and must allow us to reinterpret the data of classical experiments via new innovative measurement techniques.

Keywords: jet, drop, turbulence, fragmentation, atomization, instability, corium.