

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Dynamique des fluides

Présentée et soutenue par :

Mme MIRA SADEK

le mardi 10 novembre 2020

Titre :

Etude de la fragmentation des jets liquides pour l'évaluation des conséquences des feux de sodium : analyse de jets par ombroscopie et modélisation numérique

---

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)

Directeur(s) de Thèse :

M. RUDY BAZILE

M. THIERRY GILARDI

Rapporteurs :

M. CHRISTOPHE DUMOUCHEL, CORIA

Mme SEVERINE TOMAS, IRSTEA

Membre(s) du jury :

M. GERALD DEBENEST, TOULOUSE INP, Président

M. RUDY BAZILE, TOULOUSE INP, Membre

M. STEPHANE MIMOUNI, EDF CHATOU, Invité

M. THIERRY GILARDI, CEA CADARACHE, Invité

إلك بابا ...

à toi papa ...

Remerciements

Je voudrais dans un premier temps témoigner toute ma reconnaissance à mon encadrant, Thierry Gilardi, pour ses grandes qualités humaines, sa confiance et son aide précieux dans l'élaboration de ce travail.

Je remercie également Rudy Bazile d'avoir assuré la direction de cette thèse et Lynda Porcheron d'avoir contribué précieusement au suivi de son avancement. Je remercie aussi Stéphane Mimouni pour sa disponibilité, ses judicieux conseils et son accueil lors de mes passages à EDF.

Je tiens à remercier Gérald Débenest d'avoir accepté de présider mon jury de thèse et mes rapporteurs Séverine Tomas et Christophe Dumouchel d'avoir lu soigneusement mon manuscrit et d'y avoir apporté des remarques pertinentes.

Je remercie également toutes les personnes qui, par nos échanges, ont contribué à alimenter mes réflexions et à assurer le bon déroulement de la thèse. Je cite notamment Christian Latge, Fabrice Lamadie, Lionel Cachon, Magalie Zabiego, Alexandre Allou, François Beauchamp et Christophe Fochesato. Merci également à Olivier Provitina qui a su me réconforter et m'écouter à un moment très critique de la thèse.

Un grand merci à Jérôme Francescato sans qui les simulations n'auraient jamais vu le jour. La matinée que j'ai passée avec toi pour debugger le code restera la plus fructueuse et efficace de tous ces trois ans.

Je remercie Philippe Aubert, Jean-Philippe et David Guenadou pour le support technique sur PLATEAU, mais aussi pour la bonne humeur lors de la campagne expérimentale. Merci à Yiheng Shi avec qui nous avons réussi à récolter les fruits des essais JETSER durant son stage.

Et maintenant, « allez venez on arrête tout et on se met tous » debout pour saluer Josselin Gousseau, que je remercie, au-delà de sa contribution dans les essais expérimentaux, pour sa grande amitié, son soutien… et aussi de me faire découvrir son goût musical hors pair ! De tout cœur, merci JoJo !

J'adresse mes remerciements les plus sincères à toute l'équipe du LMCT, pour leur encouragement, leur accueil chaleureux et leur gentillesse. Une pensée particulière à Stéphanie, à Vincent et à Petit Pierre, devenus famille. Merci de m'avoir soutenue et écoutée dans les moments les plus difficiles, et de m'avoir acclamée dans les moments les plus heureux.

Merci à Pietro avec qui j'ai vécu au quotidien cette aventure de thésards, dans son meilleur et son pire. En dehors du travail, j'ai trouvé un ami avec qui il est toujours agréable de discuter et de réfléchir sur le sens et l'essentiel de la vie... Merci également à Anna, qui a été toujours présente pour m'écouter et me soutenir moralement. Merci les Brazzale !

Je remercie aussi tous les amis avec qui j'ai partagé mes journées et soirées aixoises. Merci à Giovanni, Charlotte et Olivier, Mirjana, Julia, Jia Hao et Francesco. Grâce à vous tous, ces années étaient beaucoup plus agréables, malgré certaines difficultés. Mes pensées les plus affectueuses à Katia, ma maman française, qui m'a accompagnée depuis le premier jour de mon arrivée à Aix-en-Provence.

Être là aujourd'hui aurait été impossible sans l'aide et le soutien de nombreux amis qui m'ont épaulée depuis mon arrivée en France. A Bisso, Mitch, Abdu, Firas et Dany, merci d'être toujours là pour moi.

Je pense fort à ma grande famille ainsi qu'à tous les amis au Liban, en France, en Italie et aux Émirats Unis. Vous êtes nombreux à avoir cru en moi et m'encourager le long du chemin.

Ma gratitude la plus grande se dirige vers mon père et ma mère, le moteur principal et la source d'inspiration dans ma vie. Merci pour vos sacrifices et toutes les valeurs que vous m'avez transmises. A mon petit frère Karim, à mes sœurs et mes neveux, merci pour votre amour inconditionnel et votre soutien permanent. Je vous aime infiniment, même si je ne le dis presque jamais.

Finalement, merci à Ziad de m'avoir rappelée chaque jour les raisons pour lesquelles il fallait mener jusqu'au bout cette bataille et de m'avoir donné toutes les armes pour la réussir. Je ne serais pas arrivée sans ton aide, tes conseils, ton soutien et ton amour.

Résumé

Dans le cadre du développement des réacteurs nucléaires refroidis au sodium, la maîtrise des risques liés à la réactivité chimique de ce caloporteur représente un enjeu important pour les analyses de sûreté de ce type de réacteurs. En particulier, l'inflammabilité du sodium liquide au contact de l'air nécessite d'évaluer les conséquences d'un feu de sodium occasionné par une fuite accidentelle. Dans le cas d'un feu pulvérisé, la fragmentation du jet de sodium sous forme de gouttelettes conduit à des surfaces d'échange très importantes et propices à la combustion. Les conséquences d'un feu de sodium sont alors d'autant plus graves que le degré de fragmentation et la surface de contact avec l'air sont importants. L'objectif principal de cette thèse a donc été d'étudier la fragmentation de jets liquides dans des scénarios de fuite représentatifs des réacteurs industriels et de caractériser les gouttes produites afin de développer une modélisation du phénomène. Une étude expérimentale utilisant la technique d'ombroscopie a permis de caractériser la fragmentation de jets liquides en utilisant l'eau comme fluide simulant. Des méthodes de traitement d'image ont été mises au point au cours de la thèse pour mesurer les distributions de taille, de vitesse et les concentrations de gouttes en fonction des conditions d'éjection (diamètre de buse, débit/vitesse d'éjection, orientation du jet) et en différentes positions le long du jet. L'analyse des mesures expérimentales a validé un modèle basé sur l'analyse de la turbulence pour prédire la taille des gouttes primaires d'une manière satisfaisante et en conformité avec les études de sensibilité menées expérimentalement. En outre, un modèle de fragmentation primaire a été implémenté dans le code de calculs multiphasique NEPTUNE-CFD en définissant un critère de création de gouttes basé sur le bilan d'énergies dans les mailles interfaciales, ainsi que le terme source de transfert de masse de la phase liquide continue vers le champ de gouttes dispersées. De premières comparaisons entre les essais expérimentaux et des calculs en 2D confirment la cohérence de la simulation avec les tendances d'évolution observées expérimentalement. De plus, la transposition de l'étude au cas du sodium a été initiée en définissant les conditions d'un programme expérimental.

Abstract

In the framework of Sodium-cooled Fast Reactor developing project, the control of risks related to the chemical reactivity of sodium represents a major challenge for safety analyses. In particular, the flammability of liquid sodium in contact with air requires the assessment of sodium fire consequences due to an accidental leak. In the case of a pulverized fire, the fragmentation of the sodium jet into droplets leads to very large exchange surfaces which enhance combustion. The consequences of a sodium fire are then all the more serious as the degree of fragmentation and the contact surface with air are important. The main objective of this thesis was therefore to study the fragmentation of liquid jets in leak scenarios on the main cooling circuits of an SFR and to characterize the drops produced by jet atomization. An experimental study using shadowgraph technique allowed to characterize the fragmentation of liquid jets using water as simulant fluid. Image processing methods were developed during the thesis to measure the size, velocity and concentration distributions of drops as a function of the ejection conditions (nozzle diameter, ejection rate/velocity, jet orientation) at different positions along the jet. Analysis of the experimental measurements successfully validated a model based on turbulence analysis to predict primary drop size with respect to the jet conditions at the break exit. In addition, a primary fragmentation model was implemented in the NEPTUNE-CFD multiphase CFD code by introducing a droplet breakup criterion based on the energy balance in the interfacial cells, as well as the source term for mass transfer from the continuous liquid phase to the dispersed field of droplets. First comparisons between experimental tests and 2D calculations confirm the consistency of the simulation with the evolution trends observed experimentally. Moreover, the transposition of the study to the case of sodium was initiated by defining the sodium jet conditions of a future experimental program.

Table des matières

Remerciements v
Résumé vii
Table des matières ix
Nomenclature xv
Liste des figures xix
Liste des tableaux xxv
Chapitre I. Introduction 1
Chapitre II. Feux de sodium en jet 9
II.1. Risques liés aux feux de sodium 9
II.1.1. Formes de feux de sodium 11
II.1.2. Phénoménologie de feu de sodium en jet 11
II.2. Combustion d'une goutte de sodium 12
II.2.1. Morewitz et al 13
II.2.2. Makino et Fukada 14
II.3. Etudes expérimentales sur un feu pulvérisé de sodium 16
II.3.1. Large Test Vessel (Atomics International) 17
II.3.2. FAUNA (KFK Karlsruhe) 18
II.3.3. LEMF (CEA Cadarache) 19
II.4. Codes de feux de sodium existants 20
II.4.1. NACOM 20
II.4.2. SPRAY 21
II.4.3. CONTAIN-LMR 22
II.4.4. PULSAR et FEUMIX 23
II.4.5. SPHINCS 24
II.4.6. NAFCON-SF 25
II.5. Conclusion : Pourquoi étudier la fragmentation ? 26
Chapitre III. Physique de la fragmentation des jets 27
III.1. Phénoménologie de fragmentation des jets liquides 27

III.1.1. Nombres adimensionnels 28
III.1.2. Régimes de fragmentation primaire 28
III.2. Etapes de fragmentation d'un jet liquide 30
III.2.1. Déstabilisation de la colonne liquide du jet et formation des ligaments 31
III.2.2. Fragmentation primaire 32
III.2.3. Modèle de fragmentation primaire par turbulence (Wu et al. 1992) 34
III.2.4. Fragmentation secondaire 37
III.3. Caractéristiques des gouttes 39
III.3.1. Diamètres caractéristiques 39
III.3.2. Distributions de gouttes 41
III.3.3. Vitesse des gouttes après fragmentation 42
III.4. Conclusion 43
Chapitre IV. Dispositif expérimental 47
IV.1. Dispositif JETSER 48
IV.1.1. Production et confinement des jets 48
IV.1.2. Support et positionnement du matériel optique 49
IV.2. Circuit en eau 51
IV.2.1. Instrumentation 51
IV.3. Technique d'ombroscopie 52
IV.3.1. Equipement utilisé 52
IV.3.2. Choix des paramètres d'acquisition 54
IV.4. Conditions d'essais 55
Chapitre V. Traitement d'images 57
V.1. Détection des gouttes 58
V.1.1. Méthode d'Otsu par minimisation de la variance intra-classe 58
V.1.2. Méthode d'entropie maximale 60
V.1.3. Méthode de seuillage global par les gradients d'intensité de la frontière 60
V.1.4. Comparaison et choix de la méthode 62
V.2. Algorithme détaillé 64
V.2.1. Unification du fond 64
V.2.2. Extraction de la colonne liquide 65

V.2.3. Binarisation et identification des objets 66
V.2.4. Suppression des bruits générés par l'image 67
V.2.5. Correction des effets parasites 67
V.2.6. Séparation des gouttes superposées 68
V.2.7. Elimination des ligaments dans l'image de gouttes 68
V.2.8. Elimination des petites gouttes 70
V.2.9. Calibration 70
V.2.10. Incertitude 70
V.3. Méthode de mesure de la vitesse des gouttes 71
V.4. Méthode d'évaluation de la concentration des gouttes autour de la colonne liquide 72
V.5. Données en sortie 73
V.5.1. Incertitude sur les diamètres moyens 74
V.5.2. Convergence 74
V.6. Reconstruction du jet 75
V.6.1. Calcul de la distance à la sortie de la buse χ 76
Chapitre VI. Caractérisation des gouttes formées par fragmentation primaire 77
VI.1. Influence de la distance χ à la sortie de la buse 78
VI.1.1. Observations 79
VI.1.2. Nombre et concentration de gouttes 80
VI.1.3. Taille des gouttes 82
VI.1.4. Vitesse des gouttes 84
VI.1.5. Nombre de Weber gazeux et fragmentation secondaire 86
VI.2. Influence de la vitesse 88
VI.2.1. Observations 88
VI.2.2. Taille et concentration des gouttes 90
VI.2.3. Vitesse des gouttes et leur nombre de Weber 92
VI.3. Confrontation au modèle de Wu 93
VI.4. Cas de jets sous effet de courbure 94
VI.4.1. Jet ascendant 96
VI.4.2. Jet horizontal 97
VI.5. Conclusion 99

Chapitre VII. Perspectives d'application aux cas de jets de sodium 101
VII.1. Approche de similitude 101
VII.2. Dispositif expérimental 103
VII.2.1. Essais sous atmosphère inerte 103
VII.2.2. Essais de jets en air avec combustion 104
VII.3. Equipement de caractérisation par ombroscopie 104
Chapitre VIII. Modélisation numérique de la fragmentation des jets 109
VIII.1. Modélisation de la turbulence 110
VIII.2. Traitement de l'interface liquide/gaz 111
VIII.3. Modélisation DNS de la fragmentation des jets 112
VIII.4. Approches de modélisation de la fragmentation primaire 113
VIII.4.1. Modèle de blobs 113
VIII.4.2. Modèle ELSA 115
VIII.4.3. Modèle sous-maille de Saeedipour et al 117
VIII.4.4. Modèle LES de Umemura 119
Chapitre IX. Implémentation du modèle dans NEPTUNE-CFD 121
IX.1. NEPTUNE_CFD 122
IX.1.1. Equations de bilan moyennées en volume 122
IX.1.2. Présentation du cas d'étude 124
IX.1.3. Solveur numérique 124
IX.2. Modélisation de la turbulence 125
IX.3. Modélisation de l'interface : $\boldsymbol{lc} \leftrightarrow \boldsymbol{gc}$ 125
IX.3.1. Recompression d'interface 125
IX.3.2. Tension superficielle 126
IX.3.3. Force de traînée 126
IX.4. Modèle de fragmentation : $\boldsymbol{lc} \rightarrow \boldsymbol{ld}$ 127
IX.4.1. Choix du modèle de Saeedipour et al. 127
IX.4.2. Critère de fragmentation 129
IX.4.3. Terme de transfert de masse $\boldsymbol{\Gamma lc} \rightarrow \boldsymbol{ld}$ 129
IX.4.4. Termes de transfert de la quantité de mouvement 130
IX.5. Interactions entre le gaz continu et les gouttes dispersées $\boldsymbol{gc} \rightarrow \boldsymbol{ld}$ 130

IX.5.1. Force de traînée ou « Drag » : $\mathbf{M}\boldsymbol{gc} \rightarrow \boldsymbol{ldD}$ 130
IX.5.2. Force de portance ou « Lift » : $\mathbf{M}\boldsymbol{gc} \rightarrow \boldsymbol{ldL}$ 131
IX.5.3. Force de masse ajoutée : $\mathbf{M}\boldsymbol{gc} \rightarrow \boldsymbol{ldMA}$ 131
IX.5.4. Dispersion turbulente : $\mathbf{M}\boldsymbol{gc} \rightarrow \boldsymbol{ldT}$ 131
IX.6. Evaluation du modèle de fragmentation 132
IX.6.1. Configurations d'essais 133
IX.6.2. Convergence du maillage 133
IX.6.3. Simulations numériques 135
IX.6.4. Diamètre des gouttes 137
IX.6.5. Modification de la modélisation du diamètre des gouttes 140
IX.6.6. Constante de relaxation $\boldsymbol{Clc} \rightarrow \boldsymbol{ld}$ et fraction volumique des gouttes 141
IX.7. Bilan sur le développement de la modélisation et perspectives 143
IX.8. Perspectives d'application au cas de jets de sodium et de couplage avec la combustion 144
Chapitre X. Conclusion et perspectives 149
Bibliographie 155

Nomenclature

Acronymes

AI	Atomics International
CEA	Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant - Friedrich - Lewy
CSF	Continuum Surface Force
DNS	Direct Numerical Simulation
DOF	Depth Of Field
EDF	Electricité De France
IGCAR	Indira Gandhi Centre for Atomic Research
IRSN	Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
JETSER	JET Sodium-Eau-aiR
LES	Large Eddy Simualtion
LMCT	Laboratoire de Maitrise de la contamination et de la chimie des Caloporteurs et du Tritium
LS	Level Set
LTV	Large Test Vessel
MMD	Mass Median Diameter
pdf	Probability Density Function
PLATEAU	PLATeforme en EAU
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation
R&D	Recherche et Développement
RNR-Na	Réacteur à Neutrons Rapides refroidi au sodium
SMD	Diamètre Moyen de Sauter
SNL	Sandia National Laboratory

Indices

f	Flamme
g	Gaz

gc	Champ de gaz continu
l	Liquide
lc	Champ de liquide continu
ld	Champ de liquide dispersé
Na	Sodium
s	Solide

Lettres latines

C_{Drag}	$-$	coefficient de traînée
C_p	$J.m^{-1}.K^{-1}$	Capacité thermique
$\overline{D}$	m	Diamètre moyen des gouttes
d	m	Largeur de la section d'entrée d'eau dans le domaine de calcul
D_{10}	m	Diamètre moyen linéaire
D_{20}	m	Diamètre moyen surfacique
D_{30}	m	Diamètre moyen volumique
D_{32}	m	Diamètre moyen de Sauter
D_{buse}	m	Diamètre de la buse d'éjection
D_g	m	Diamètre de la goutte
E	$Kg.m^{-1}.s^{-3}$	Transfert d'énergie à travers l'interface
F_D	N	Force de traînée
$f(\mathrm{D})$	$-$	Distribution de tailles des gouttes
$\mathbf{g}$	$m.s^{-2}$	Vecteur-accélération dû à la gravité
h	$W.m^{-2}.K^{-1}$	Coefficient de transfert thermique par convection
H	$J.Kg^{-1}$	Enthalpie
k	$m^2.s^{-2}$	Energie cinétique turbulente
L	m	Echelle caractéristique de longueur
l_i	m	Echelle caractéristique d'un tourbillon
l_T	m	Micro-échelle de Taylor
$\dot{m}$	$Kg.s^{-1}$	Débit massique d'éjection du sodium
$\mathbf{M}$	$Kg.m^{-2}.s^{-2}$	Transfert de quantité de mouvement à travers l'interface

N	$-$	Nombre de gouttes
$\mathbf{n}$	$-$	Vecteur normal unitaire
P	Pa	Pression
Q	$m^3.s^{-1}$	Débit volumique du jet
q	$W.m^{-2}$	Flux thermique
Si	m^2	Surface de l'interface d'échange entre le sodium liquide et l'air
T	K	Température
t	s	Temps
U	$m.s^{-1}$	Vitesse caractéristique de l'écoulement
$\mathbf{U}$	$m.s^{-1}$	Vecteur vitesse
U_{jet}	$m.s^{-1}$	Vitesse du jet à la sortie de la buse d'éjection
V_g	$m.s^{-1}$	Vitesse d'une goutte
$Y_{\mathrm{Na(g)}}$	$-$	Fraction massique du sodium en phase vapeur dans l'air
Y_{O_2}	$-$	Fraction massique d'oxygène dans l'air

Lettres grecques

α	$-$	Fraction volumique
χ	m	Distance parcourue le long de l'axe du jet depuis sa sortie de la buse d'éjection (abscisse curviligne)
$\bar{\bar{\tau}}^{Re}$	$Kg.m^{-1}.s^{-2}$	Tenseur turbulent de Reynolds
$\bar{\bar{\tau}}^{\mu}$	$Kg.m^{-1}.s^{-2}$	Tenseur de contraintes visqueuses
σ_G	$-$	Déviation géométrique standard
Δt	s	Pas de temps de calcul
Δx	m	Pas d'espace ou taille de maille de calcul
Γ	$Kg.m^{-3}.s^{-1}$	Transfert de masse à l'interface
Λ	m	Echelle radiale intégrale de turbulence
δt	s	Lapse de temps entre deux images successives d'un doublet
ε	$m^2.s^{-1}$	Coefficient de diffusion de recompression d'interface
κ	m^{-1}	Courbure
λ	$\mathrm{W}.m^{-1}.s^{-1}$	Conductivité thermique

Nombres adimensionnels

Re	$\frac{\rho U L}{\mu}$	Nombre de Reynolds
CFL	$\frac{U \Delta t}{\Delta x}$	Nombre de Courant
Fr	$\frac{U^2}{gL}$	Nombre de Froude
Nu	$\frac{Lh}{\lambda_g}$	Nombre de Nusselt
Oh	$\frac{\mu}{\sqrt{\sigma \rho L}}$	Nombre d'Ohnesorge
We	$\frac{\rho U^2 L}{\sigma}$	Nombre de Weber
Eo	$\frac{\Delta \rho g L^2}{\sigma}$	Nombre d'Eotvos

Liste des figures

Figure II.1. Phénoménologie d'un feu de sodium en jet 12

Figure II.2. Distance de chute marquant le début et la fin de combustion d'une goutte de sodium (à gauche) et fraction de sodium consumé (à droite) en fonction du diamètre initial de la goutte (Morewitz et al. 1977) 13

Figure II.3. Délai d'inflammation d'une goutte de sodium en fonction : A- de la température initiale de la goutte ($Dg = 1{,}6\ mm$ et $Vg = 0{,}7 - 4{,}1\ m/s$); B- du diamètre initial de la goutte (en continu, des courbes théoriques paramétrées en fonction du nombre de Nusselt) ; C- de la vitesse relative de la goutte pour différentes températures initiales ($Dg = 1{,}6\ mm$ et $YO2 = 0{,}23$)(Makino et Fukada 2005a) 15

Figure II.4. Variation du diamètre de la goutte avec le temps au cours des phases d'oxydation et de combustion (Makino et Fukada 2005a) 16

Figure II.5. Installation FAUNA à KFK Karlsruhe 18

Figure II.6. Sensibilité de la pression dans l'enceinte de confinement calculée par CONTAIN-LMR au diamètre moyen de gouttes de sodium (Clark et Denman 2016b). 23

Figure II.7. Modélisation de feux de sodium dans SPHINCS (Yamaguchi et Tajima 2003). 25

Figure II.8. Comparaison des résultats thermodynamiques des codes NACOM et NAFCON-SF confrontés à l'essai KAREI (Muthu Saravanan et al. 2016) 26

Figure III.1. La classification des régimes de fragmentation des jets liquides (Reitz 1978).. 29

Figure III.2. Les quatre régimes de fragmentation, de gauche à droite : régime de Rayleigh, régime de "1st wind-induced breakup", régime de "2nd wind-induced breakup", régime d'atomisation (Leroux 1996) 29

Figure III.3. Mécanisme de formation de ligament par turbulence interne du liquide et leur évolution sous l'effet de portance aérodynamique (Desjardins et Pitsch 2010) 33

Figure III.4. a. Rupture en mode court d'un ligament en gouttes; b. Rupture en mode long (Rao Kumar et al. 2017) 34

Figure III.5. Mécanisme de fragmentation primaire par turbulence (Wu et al. 1992)..... 35

Figure III.6. SMD obtenu par fragmentation primaire par turbulence en fonction de la distance à la sortie du jet. Comparaison avec la corrélation proposée par (Wu et al. 1992)..... 36

Figure III.7. Régimes de fragmentation secondaire en fonction du nombre de Weber (Pilch et Erdman 1987)..... 38

Figure IV.1. JETSER - Schéma du caisson de confinement (vue de profil du jet)..... 48

Figure IV.2. Schéma 3D du dispositif JETSER et des rails de support de la caméra et du rétro-éclairage 50

Figure IV.3. Schéma des circuits de raccordement de JETSER à la boucle PLATEAU..... 51

Figure IV.4. Chaîne d'acquisition d'images par la technique d'ombroscopie 53

Figure V.1. Exemples d'images des essais JETSER..... 57

Figure V.2. Histogrammes de niveaux de gris correspondant aux images de la **Figure V.1** respectivement..... 58

Figure V.3. Algorithme de la méthode de seuillage global par les gradients d'intensité de la frontière 61

Figure V.4. 36 disques de diamètres 1mm, 2mm, 5mm et 10mm sur deux images de mire ; à gauche : caméra placée à Z=0 (distance de focus), à droite : caméra placée à Z=+3cm 63

Figure V.5. A. Image avec de fausses gouttes détectées à l'intérieur de la colonne liquide du jet – B. Image de la colonne liquide obtenue après élimination des fausses gouttes – C. Image parasitée de gouttes obtenue par soustraction de la colonne à l'image originale – D. Masque de trous obtenu par transformation morphologique de type « Top Hat » – E. Image des gouttes après application du masque – F. Défaut de détection de fausses gouttes corrigé..... 66

Figure V.6. A. Image binaire avec une goutte déformée – B. Détection de contour biaisée – C. Remplissage des concavités par fermeture morphologique – D. Goutte bien détectée 67

Figure V.7. Gauche : Deux gouttes accolées confondues ; Droite : Correction et séparation des gouttes par « watershed »..... 68

Figure V.8. Exemple de ligament ne respectant pas les critères de solidité et d'irrégularité .. 69

Figure V.9. A. Image binaire instantanée de la colonne liquide du jet - B. Image de la colonne moyenne - C. Image binaire de B où apparait l'interface avec sa régression linéaire – D. Concentration des gouttes dans les tranches à des distances variées de l'interface..... 73

Figure V.10. Etude de convergence du SMD calculé pour 4 vidéos (conditions de jet) différentes en fonction du nombre de gouttes prises en compte dans son calcul 75

Figure V.11. Exemple de jet reconstruit à partir des différentes positions filmées..... 75

Figure V.12. Trajectoire du jet de la **Figure V.11** reconstruit point par point par détermination du centre de la colonne liquide du jet dans chaque position filmée 76

Figure VI.1. Reconstruction du jet tel que D_{buse} = 44 mm, Q = 64 m^3/h (U_{jet} = 11,7 m/s) et orientation -30° 79

Figure VI.2. Images instantanées à différentes distances χ le long du jet : 1- sortie de la buse ; 2- χ/D_{buse} = 10 ; 3- χ/D_{buse} = 14 ; 4- χ/ D_{buse} = 20 80

Figure VI.3. Evolution de la concentration des gouttes dans la direction radiale autour de la colonne liquide du jet en différentes positions χ 81

Figure VI.4. Distributions granulométriques en différentes positions du jet 82

Figure VI.5. Distributions des vitesses de gouttes dans le plan (X-Y) en fonction de leur diamètre aux quatre positions χ filmées du jet 85

Figure VI.6. Champ instantané des vecteurs-vitesses des gouttes dans le plan (X-Y) en différentes positions du jet (Echelle des vecteurs 10 :1) 86

Figure VI.7. Nombre de Weber gazeux calculé pour chaque goute en différentes positions du jet 87

Figure VI.8. Influence de la vitesse du jet (orientation -30° ; D_{buse} = 44 mm) sur le nombre et les distributions granulométriques de gouttes formées à une distance fixe (χ/D_{buse} =14). 89

Figure VI.9. Diamètre de Sauter en fonction de la vitesse d'éjection du jet à plusieurs distances à la buse d'éjection tel que D_{buse} = 44 mm 91

Figure VI.10. A gauche : vitesse moyenne de gouttes par classe de diamètres à une distance à la buse fixe (χ/D_{buse} =14) pour les trois vitesses d'éjection ; à droite : le nombre de Weber gazeux moyen 92

Figure VI.11. Ajustement de la corrélation de (Wu et al. 1992) à partir des diamètres de Sauter calculés expérimentalement pour des jets tendus (orientation -30°) 94

Figure VI.12. Comparaison du diamètre de Sauter déterminé expérimentalement pour des jets (D_{buse} = 110 mm, Q = 250 m^3/h) ayant des orientations différentes avec la relation ajustée de (Wu et al. 1992) 95

Figure VI.13. Trajectoire reconstruite à partir des positions filmées d'un jet ascendant D_{buse} = 110 mm, Q = 250 m^3/h éjecté avec un angle de +45° 96

Figure VI.14. Trajectoire reconstruite d'un jet horizontal D_{buse} = 110 mm, Q = 250 m^3/h..... 98

Figure VI.15. Série d'images montrant une rupture en sac observée à la position (X = 166, Y = 105, χ/D = 15) d'un jet horizontal D_{buse} = 110 mm, Q = 250 m^3/h 99

Figure VII.1. Dispositif expérimental prévu pour les essais de jets en sodium sous atmosphère inerte..... 103

Figure VII.2. Chaîne d'acquisition d'images aves le matériel optique prévu pour les essais en sodium 105

Figure VII.3. Filtre passe-bande permettant d'éliminer la lumière émise par la flamme du sodium en combustion..... 105

Figure VIII.1. Simulations DNS de jets liquides en fragmentation : à gauche (Ménard et al. 2007) et à droite (Shinjo et Umemura 2010)..... 112

Figure VIII.2. Modèle de blobs, d'après (Shinjo 2018) 114

Figure VIII.3. Densité interfaciale dans le modèle ELSA (Beau 2006)..... 116

Figure VIII.4. Différentes échelles de longueur dans le spectre de turbulence..... 118

Figure VIII.5. Comparaison d'une image obtenue par ombroscopie aux résultats de simulation de la fragmentation d'un jet d'éthanol (Saeedipour et al. 2016)..... 119

Figure IX.1. Schéma représentatif de la taille du maillage et des performances du modèle de fragmentation des jets liquides envisagé, comparé à une approche DNS 121

Figure IX.2. Représentation schématique du modèle de (Saeedipour et al. 2017) 128

Figure IX.3. Géométrie du maillage utilisé et conditions aux limites..... 133

Figure IX.4. Profils de fraction volumique de la phase continue liquide obtenus par les trois maillages à trois distances de l'entrée d'eau 134

Figure IX.5. Profils de vitesses axiale et radiale de la phase continue liquide obtenus par les trois maillages à trois distances de l'entrée d'eau 135

Figure IX.6. Vue en coupe des fractions volumiques occupées par le champ liquide continu (à gauche) et le champ de gouttes dispersé (à droite) pour la première configuration (jet tel que D_{buse} = 44 mm et U_{jet} = 6,76 m/s, orientation -30°) 136

Figure IX.7. Vue en coupe des fractions volumiques occupées par le champ liquide continu (à gauche) et le champ de gouttes dispersé (à droite) pour la première configuration (jet tel que D_{buse} = 44 mm et U_{jet} = 11,7 m/s, orientation -30°) 136

Figure IX.8. Comparaison entre les valeurs de l'échelle de Taylor obtenues à différentes distances de l'entrée d'eau avec les trois maillages : grossier, moyen et fin 138

Figure IX.9. Comparaison entre le diamètre de gouttes calculé à partir de l'échelle de Taylor et le SMD expérimental obtenu par les essais JETSER : jet tel que D_{buse} = 44 mm et U_{jet} = 6,76 m/s, orientation -30° (le diamètre numérique égal à l'échelle de Taylor est multiplié par 5 dans la figure) 138

Figure IX.10. Comparaison entre le diamètre de gouttes calculé à partir de l'échelle de Taylor et le SMD expérimental obtenu par les essais JETSER : jet tel que D_{buse} = 44 mm et U_{jet} = 11,7 m/s, orientation -30° (le diamètre numérique égal à l'échelle de Taylor est multiplié par 3,65 dans la figure) 139

Figure IX.11. Comparaison entre les diamètres numériques calculés à partir de l'échelle de Taylor à différentes positions de l'entrée d'eau pour les deux configurations de jets 140

Figure IX.12. Comparaison entre le SMD obtenu expérimentalement et celui calculé numériquement avec la nouvelle approche basée sur la corrélation de Wu et al 141

Figure IX.13. $(\Gamma_{lc\rightarrow ld})_{totale}$ et $(\alpha_{ld})_{moyenne}$ calculées pour différentes valeurs de $C_{lc\rightarrow ld}$ dans les conditions de la 1ère configuration d'écoulement (Q_1 = 38 m^3/h) 143

Liste des tableaux

Tableau II.1. Liste d'essais de feux de sodium pulvérisés réalisés au CEA Cadarache 20

Tableau III.1. Diamètres moyens les plus courants et leurs domaines d'application, d'après (Mugele et Evans 1951) 40

Tableau III.2. Diamètres représentatifs et leur signification, d'après (Sowa 1992) 40

Tableau IV.1. Récapitulatif des conditions des essais réalisés sur JETSER 56

Tableau V.1. Comparaison du temps d'exécution et de l'erreur moyenne associés aux trois méthodes de seuillage testées 64

Tableau VI.1. Nombre et concentration moyenne des gouttes aux quatre positions χ le long de l'axe du jet tel que D_{buse} = 44 mm, Q = 64 m^3/h (U_{jet} = 11,7 m/s) et orientation -30° 80

Tableau VI.2. Diamètres caractéristiques d'intérêt (mm) calculés à différentes positions le long du jet tel que D_{buse} = 44 mm, Q = 64 m^3/h (U_{jet} = 11,7 m/s) et orientation -30° 83

Tableau VI.3. Aire interfaciale par unité de volume et fraction volumique calculées à différentes positions le long du jet 84

Tableau VI.4. Diamètres caractéristiques d'intérêt (mm) calculés à position fixe (χ/D_{buse} = 14) pour trois différentes vitesses d'éjection U_{jet} avec D_{buse} = 44 mm 90

Tableau VI.5. Aire interfaciale par unité de volume et fraction volumique des gouttes à position fixe (χ/D_{buse} = 14) pour trois différentes vitesses d'éjection U_{jet} avec D_{buse} = 44 mm 91

Tableau VII.1. Propriétés physiques de l'eau et du sodium et leurs rapports de similitude. 102

Tableau IX.1. Caractéristiques des maillages utilisés pour les calculs 2D 134

Chapitre I.
Introduction

Face à la demande croissante d'énergie et à l'urgence climatique, le nucléaire prend une place essentielle dans le débat actuel sur la transition énergétique (IEA 2019). Bien qu'elle permette d'assurer une part significative de la production d'électricité mondiale sans émettre des gaz à effets de serre, la sûreté et le traitement des déchets radioactifs restent au cœur des discussions autour de l'énergie nucléaire. A cet égard, la quatrième génération des réacteurs vise des améliorations substantielles dans la filière grâce à des concepts pouvant optimiser le cycle du combustible et minimiser les déchets par recyclage et par transmutation des actinides.

Lancée en 2000, la coopération internationale regroupant à ce jour quatorze pays dans le cadre du Forum International Génération IV a bien positionné les objectifs des réacteurs du futur : économie et durabilité des ressources naturelles en uranium, réduction des déchets, amélioration de la sûreté, compétitivité et résistance contre la prolifération et les actes de malveillance. Six concepts ont été retenus (GIF 2002), dont la filière des réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium RNR-Na (CEA/DEN 2016).

Ce type de réacteurs possède des avantages divers qu'il doit principalement à son caloporteur (Rodriguez 2004). En effet, le sodium ne ralentit pas les neutrons et permet par conséquent d'utiliser le spectre neutronique rapide. Il devient alors théoriquement possible de consommer la quasi-totalité de la ressource en uranium du fait de l'utilisation de l'isotope ^{238}U (largement prépondérant à plus de 99% dans le minerai naturel) comme élément fertile précurseur de la formation d'éléments fissiles. Outre sa grande disponibilité à faible coût, le sodium possède aussi d'excellentes propriétés physico-chimiques telles qu'une conductivité thermique élevée ($72\ W.m^{-1}.K^{-1}$ à la température de 400°C représentative des conditions de fonctionnement dans les circuits secondaires d'un RNR-Na), une faible viscosité ($0{,}28 \cdot 10^{-3}\ Pa.s$) comparable à celle de l'eau et une bonne stabilité thermique en étant liquide sous une large gamme de températures (entre 98° et 883°C).

A côté de ces atouts, ce métal alcalin au caractère réducteur implique des risques considérables liés à sa forte réactivité chimique avec l'eau et avec l'air. Lorsqu'il est à l'état liquide et à une température suffisamment élevée (au moins de l'ordre de 120°C), le sodium chaud mis en contact avec l'oxygène peut s'enflammer spontanément conduisant à un feu de sodium. Afin de satisfaire les exigences de sûreté et de parvenir à l'acceptabilité publique des RNR-Na, il est alors indispensable de maîtriser les situations de risques liées à la réactivité du sodium et leurs conséquences éventuelles. En particulier, ces évaluations sont indispensables pour mieux orienter la phase de conception et de dimensionnement de l'installation nucléaire et pour mettre en place des mesures de prévention et de mitigation d'accidents potentiels.

Les orientations de sûreté retenues pour réduire la probabilité des feux de sodium et leur impact reposent principalement sur le principe d'amélioration de la conception et de la construction des circuits d'une part (limitation des soudures, qualité de réalisation, circuits à double-parois…), et le principe de « détection de fuite avant rupture » d'autre part (amélioration des moyens d'inspection et de détection). Des bacs étouffoirs sont également prévus pour collecter le sodium liquide en cas de fuite et assurer l'auto-extinction du feu engendré. La poudre extinctrice de type MARCALINA peut aussi être utilisée dans certains cas pour lutter contre le feu d'une nappe de sodium (Latge 2016).

Malgré ces mesures, le risque de feux de sodium ne doit pas être écarté. De tels incidents ont eu lieu sur certaines installations mettant en œuvre du sodium comme caloporteur. On cite par exemple l'accident de feu de sodium sur le réacteur Monju au Japon en 1995 (Mikami, Shono, et Hiroi 1996) qui a conduit à l'arrêt de l'installation jusqu'à 2010, ou bien celui intervenu en 1986 sur la centrale solaire d'Almeria en Espagne (Freudenstein 1989). Il est alors indispensable d'évaluer les conséquences de tels scénarios afin d'assurer la démonstration de sûreté des installations à caloporteur sodium, ce qui représente l'enjeu principal de cette étude.

Plus spécifiquement, ce travail concerne les feux de sodium sous forme de jets de grand diamètre et à grand débit dont il faut évaluer le plus précisément possible l'impact, pour un dimensionnement adapté du bâtiment et des structures de l'installation et pour adopter les mesures de conception permettant de limiter l'impact toxicologique des rejets potentiels d'aérosols issus du feu de sodium. L'amélioration de la précision de cette évaluation doit en effet permettre de réduire les marges de sécurité prises habituellement lors de la conception pour garantir la sûreté du réacteur et ainsi d'optimiser le coût d'investissement et améliorer la compétitivité de l'installation.

Dans le but de proposer une méthode d'évaluation davantage déterministe, une étude du phénomène de fragmentation du jet apparaît nécessaire pour être en mesure de caractériser plus précisément le développement de l'aire interfaciale en contact avec l'air. Cette surface déterminée par le mode de fragmentation du jet représente un paramètre clé pour le calcul de combustion du sodium et l'évaluation de ses conséquences. En effet, les transferts de matière (apport en oxygène) et de chaleur (dégagement lié à la combustion) lors d'un feu de sodium sont d'autant plus grands que la surface d'échange entre le sodium et l'air est importante.

On distingue deux cas représentatifs des accidents possibles sur un circuit en sodium : la rupture « guillotine » conduisant à une section droite totale de la tuyauterie et la brèche partielle sous forme d'une fente plus ou moins étroite. Chaque configuration a une phénoménologie différente conduisant à différents régimes d'écoulement et de fragmentation. Dans le second cas, le débit de fuite est faible, ne représentant qu'une partie seulement du débit nominal dans la conduite en fonctionnement normal. L'étroitesse de la fente favorise l'atomisation du sodium liquide en petites gouttelettes, et par conséquent le développement de la surface sodium/air. Déterminantes du comportement du jet, la dimension caractéristique de la fuite et la vitesse résultante sont dans ce cas difficiles à prédire. Par ailleurs, les analyses de sûreté considèrent habituellement la rupture guillotine (notamment lorsque la fuite est considérée doublement débattue) comme un scénario enveloppe pour l'évaluation des risques de fuites et de feux de sodium. Pour ces raisons, cette étude se contente, dans une première approche du sujet, d'examiner le cas d'une rupture guillotine de section droite où le débit et la section de sortie sont maximaux en considérant des modèles de jets cylindriques.

Contrairement au régime des injecteurs Diesel largement étudiés dans la littérature, la fuite sur une tuyauterie de RNR-Na de taille industrielle s'inscrit dans le cadre des jets larges de plusieurs centimètres (jusqu'à plusieurs dizaines de centimètres) en diamètre et ayant de relativement faibles vitesses. L'insuffisance d'études bibliographiques sur la phénoménologie et le comportement de cette configuration de jets rend la voie expérimentale indispensable pour la construction et la validation d'un modèle de fragmentation. Compte tenu des risques importants liés aux feux de sodium et à la production d'aérosols, l'étude expérimentale directe des jets de sodium liquide donnant lieu à un feu pulvérisé est difficile à envisager. De plus, les contraintes de sécurité conduiraient à limiter significativement la quantité de sodium qu'il serait possible de brûler à chaque expérience.

La démarche proposée pour cette étude était donc d'envisager dans un premier temps une étude expérimentale de la physique du jet avec un fluide simulant (l'eau) dans des conditions de similitude hydrodynamiques. L'utilisation de l'eau étant beaucoup moins risquée, il est possible de réaliser plusieurs expériences dans des conditions variées pour couvrir un spectre de conditions suffisamment large permettant de construire et de valider les modèles. Suite aux essais en eau et au traitement des données qui en résultent, des corrélations reliant la granulométrie des gouttes formées aux conditions de l'écoulement à la sortie du jet ont été mises au point et validées. Parallèlement, une modélisation numérique du phénomène de fragmentation des jets liquides a été implémentée dans le code de calculs NEPTUNE_CFD développé dans le cadre d'un projet collaboratif dédié réunissant les partenaires du secteur nucléaire français (CEA, EDF, FRAMATOME, IRSN). L'exploitation des caractérisations de jets expérimentaux en eau a été utilisée pour la validation du modèle numérique développé pour simuler le phénomène de fragmentation du jet mais aussi pour dégager des pistes d'amélioration.

En complément de cette étude des jets en eau, des expérimentations de jets de sodium liquide sous atmosphère inerte (azote) sont envisagées dans le cadre d'une collaboration avec un organisme de recherche partenaire (IGCAR). L'objectif de cette démarche est de vérifier la cohérence des résultats obtenus lors des expérimentations avec l'eau, d'adapter le modèle de fragmentation au cas de sodium et de le valider numériquement. Des expériences isolées de jets de sodium en présence d'air dans des conditions réelles de feu pulvérisé mais à faible débit d'éjection, sont également prévues pour vérifier le couplage entre le phénomène de fragmentation du jet et la combustion qui devra être intégré ultérieurement au modèle de fragmentation. Dans le cadre de cette thèse, seules les deux premières étapes de la démarche en lien avec les études de jets en eau (expérimentation de jets et modélisation numérique) ont été menées. Cependant, le programme expérimental avec du sodium n'a pas pu être réalisé comme prévu en 2020 du fait de la crise sanitaire.

Ce travail a pour objectif de modéliser la fragmentation des jets liquides dans le but de déterminer l'état de fractionnement (taille et vitesse de gouttes, concentration de gouttes par unité de volume) en fonction des conditions d'éjection considérées dans un scénario de fuite à haut débit (diamètre de la brèche, débit/vitesse d'éjection, orientation du jet). Ce manuscrit est principalement divisé en trois grandes parties.

Dans la première partie de synthèse bibliographique, le Chapitre **II** dresse l'état des connaissances sur les feux de sodium en jet/pulvérisés. Après une présentation des différentes expériences et modélisations menées sur le sujet, le chapitre met en relief l'importance de la caractérisation de la population de gouttes pour une évaluation fine des conséquences d'un feu de sodium pulvérisé sous forme de jet. Le **Chapitre III** est ensuite consacré à la description phénoménologique du phénomène de fragmentation des jets liquides cylindriques.

Dans une seconde partie, l'étude expérimentale menée sur des jets en eau est décrite et analysée dans le détail. Le Chapitre **IV** présente le dispositif expérimental conçu pour mener cette étude ainsi que la technique de caractérisation par ombroscopie mise en œuvre. Le Chapitre **V** décrit les méthodes de traitement d'images développées pour l'exploitation des mesures expérimentales. Dans le Chapitre **VI**, les résultats sont analysés, notamment en termes d'évolution des distributions granulométriques et vélocimétriques des gouttes issues de la fragmentation primaire en fonction des conditions des jets étudiés (diamètre de buse, débit/vitesse, distance à la sortie du jet et orientation). Ces résultats ont permis de conforter un modèle physique pour évaluer de manière satisfaisante la taille des gouttes primaires en fonction des conditions d'éjection. Le **Chapitre VII** présente brièvement le dispositif expérimental et le matériel optique prévus pour la future caractérisation des jets en sodium.

La dernière partie se concentre sur la modélisation numérique du phénomène de fragmentation des jets. Dans le Chapitre **VIII**, une synthèse bibliographique portant sur les différents modèles numériques employés au niveau académique et industriel est présentée. Ensuite, le Chapitre **IX** décrit le code de calculs NEPTUNE_CFD choisi pour cette étude et les différentes approches et méthodes multiphasiques qui y sont utilisées. Après justification du

choix de modèle vis-à-vis de l'approche utilisée dans NEPTUNE_CFD, l'implémentation du modèle est détaillée. La dernière section de ce chapitre est dédiée aux premiers résultats qui ont permis d'évaluer le potentiel du modèle en se basant sur un écoulement simplifié en 2D.

Ces trois parties sont suivies par une conclusion récapitulant les principaux résultats de l'étude ainsi que les perspectives de la thèse, notamment en termes de travail de développement numérique et d'expérimentation en sodium.

Partie A.

Etat de l’art

Chapitre II.

Feux de sodium en jet

Au fil des années, de nombreuses études expérimentales et théoriques ont été menées par les organismes poursuivant des programmes de recherche sur les RNR-Na afin de comprendre les différents mécanismes impliqués dans un feu de sodium (NEA-OECD 2011). Ces études ont permis de développer plusieurs outils numériques permettant l'analyse de scénarios de feux divers pour répondre aux études de sûreté de l'installation nucléaire.

Ce chapitre bibliographique a pour but de faire l'état des connaissances sur la combustion d'une goutte de sodium et de souligner, à partir des expériences menées, les paramètres gouvernant ce phénomène. Une seconde partie se focalise sur les études expérimentales réalisées sur les feux de sodium en jet. Elle est suivie par un bilan des codes de calcul développés et utilisés à travers le monde. Une attention particulière est donnée à la manière dont les gouttes de sodium sont initialisées dans ces outils et qui révèle des lacunes importantes.

II.1. Risques liés aux feux de sodium

Lorsque le sodium liquide entre en contact avec l'air, il réagit fortement avec l'oxygène. L'oxydation commence par une réaction exothermique hétérogène en phase liquide à la surface du sodium qui s'évapore sous l'action de la chaleur libérée. Si l'évaporation est importante, le sodium s'enflamme spontanément en phase vapeur. Les conditions d'auto-inflammation du sodium liquide dépendent principalement de sa température. Elle doit être supérieure au seuil d'ignition qui varie selon le degré de fractionnement, le taux d'oxygène dans l'atmosphère et le mouvement relatif du sodium liquide dans l'air.

L'oxydation du sodium se produit donc à la fois en phase liquide à la surface du sodium et en phase vapeur dans la zone de flamme (à 1 cm environ de la surface du sodium). Elle produit du monoxyde de sodium (Na_2O) en libérant une grande quantité de chaleur (Newman 1983) :

$$2\,Na_{(l/g)} + ½\,O_{2(g)} \rightarrow Na_2O_{(s)} + Chaleur$$

Le monoxyde de sodium produit par oxydation de la couche superficielle peut s'accumuler selon les conditions (cas de sodium statique) pour former une croûte plus ou moins épaisse. Celui produit dans la zone de flamme se disperse sous forme d'aérosols dans l'atmosphère.

A une certaine distance de la flamme, du peroxyde de sodium (Na_2O_2) se forme également (ce produit est instable aux très hautes températures atteintes dans la zone de flamme) :

$$Na_2O_{(s)} + ½\,O_{2(g)} \rightarrow Na_2O_{2(s)} + Chaleur$$

La forte exothermicité des deux réactions fait monter la température et la pression dans l'enceinte concernée par la fuite et dans les cellules adjacentes éventuellement. Au-delà d'une température de $100°C$, l'eau enfermée dans les murs en béton s'évapore et se libère dans l'enceinte de confinement. Elle réagit avec les aérosols d'oxydes de sodium dispersés dans l'atmosphère ou avec le sodium non brûlé conduisant à un risque de formation d'hydrogène. De plus, le sodium déversé et ses oxydes peuvent interagir avec certains composants solides du béton et endommager les surfaces (Kolakkadan, Santhanam, et Parida 2014). En conséquence, les feux de sodium sont susceptibles de fragiliser les structures et de mettre en danger le maintien et l'intégrité du génie civil.

En fonction de la teneur en humidité, les réactions d'oxydation seraient suivies par une hydratation produisant de l'hydroxyde de sodium :

$$Na_2O_{(s)} + H_2O_{(g)} \rightarrow 2NaOH_{(s)}$$

$$Na_2O_{2(s)} + H_2O_{(g)} \rightarrow 2NaOH_{(s)} + ½\,O_{2(g)}$$

La concentration en aérosols est généralement très élevée et rend difficile toute intervention humaine faute d'opacité et de perte de visibilité. De plus, l'ensemble de ces espèces chimiques (Na_2O, Na_2O_2 et $NaOH$) sont toxiques pour l'homme et pour l'environnement en cas de rejet à l'extérieur de l'installation (Cherdron, Jordan, et Lindner 1984). Seule une carbonatation pourrait réduire significativement la nocivité de ces aérosols (Anantha Narayanan et al. 2015).

II.1.1. Formes de feux de sodium

Un feu de sodium peut avoir lieu sous trois modes de combustion différents conduisant à des conséquences plus ou moins graves selon le scénario de fuite considéré.

- **Feu en nappe**
  Le sodium brûle sous forme de surface plane lorsqu'il se trouve en nappe déposée au sol ou dans un récipient. Ce mode est généralement peu énergétique du fait d'un rapport surface/volume de sodium limité.

- **Feu pulvérisé**
  Dans le cas de fuites en hauteur suite à une brèche ou une rupture guillotine au niveau du circuit, un jet de sodium plus ou moins divisé en gouttes s'enflamme et brûle pendant son parcours dans l'air avant de retomber sur le sol. Ces feux sont les plus énergétiques du fait d'un rapport surface/volume de sodium très élevé lié au phénomène de fragmentation du jet. Si la totalité du jet est dispersée sous forme de fines gouttelettes, on parle alors de « feu pulvérisé ou en spray ».

- **Feu mixte**
  S'il reste suffisamment d'oxygène dans le local, le sodium imbrûlé retombe sur le sol et peut continuer à brûler sous forme de nappe. Dans ces conditions, la combustion est de type « feu mixte ».

II.1.2. Phénoménologie de feu de sodium en jet

L'étude d'un feu de sodium en jet révèle toute la complexité d'un problème multi-physique qui implique divers processus simultanés (**Figure II.1**). Suite à une brèche sur une tuyauterie (fissure ou rupture guillotine), le sodium liquide circulant sous pression (quelques Bar dans les RNR-Na) est éjecté sous forme d'un jet qui s'enflamme et se fragmente en gouttes dont les caractéristiques (taille, nombre, vitesse) sont fonction du scenario de fuite. Les gouttes arrachées à la colonne liquide du jet sont projetées et se dispersent dans l'enceinte tout en s'enflammant dès le début de leur trajectoire. Divers phénomènes tels que l'évaporation du sodium liquide, la combustion du sodium en phase vapeur et la production d'aérosols, sont autant de transformations physico-chimiques que subissent la goutte de manière continue jusqu'à sa consumation totale ou à son dépôt. L'interaction des gouttelettes en combustion entre elles et avec l'air environnant ajoute un degré de complexité supplémentaire propre aux transferts hydrodynamiques et thermiques dans un écoulement multiphasique turbulent.

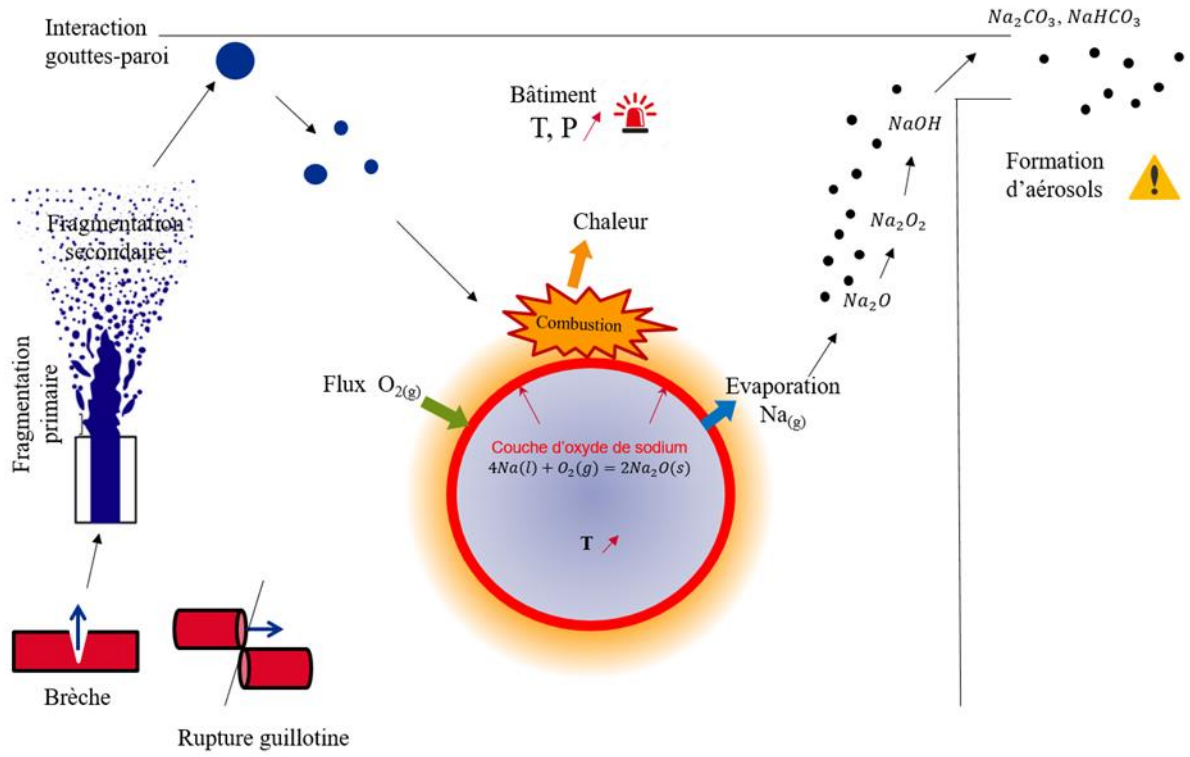


Figure II.1. *Phénoménologie d'un feu de sodium en jet*

II.2. Combustion d'une goutte de sodium

Le processus de combustion d'une goutte de sodium dans l'air suit les deux étapes d'oxydation décrites dans le paragraphe II.**1**. Juste après le détachement de la goutte, une réaction hétérogène entre le sodium liquide et l'oxygène se produit à sa surface où une couche instable et poreuse d'oxyde de sodium (Na_2O) se forme. Perméable à l'oxygène, cette couche permet à la phase d'oxydation initiale de se poursuivre tout en libérant de la chaleur. Grâce à la forte conductivité thermique du sodium, l'énergie libérée est plus efficacement transférée vers l'intérieur de la goutte qu'à l'atmosphère environnante. Par conséquent, la température de la goutte augmente rapidement jusqu'à l'évaporation. Du sodium libéré progressivement sous forme de vapeur à la surface de la goutte s'enflamme au contact de l'air. Durant cette phase de combustion, la goutte est entourée par une flamme courte de haute température et les aérosols d'oxydes sont produits.

La phénoménologie de combustion d'une goutte de sodium est aujourd'hui bien connue grâce aux nombreuses études théoriques et expérimentales réalisées dans le passé (Newman 1983). Deux de ces études sont présentées ci-après.

II.2.1. Morewitz et al

En 1977, (Morewitz, Johnson, et Nelson 1977) ont conduit une série d'expériences sur la combustion d'une goutte de sodium en chute libre. Des gouttes ayant une température de $555°C$ et un diamètre compris entre 2 et $9\,mm$ sont injectées dans une colonne d'air de $14{,}7\,m$ de hauteur, puis recueillies dans un collecteur rempli d'argon. Chacune des gouttes a été filmée le long de sa trajectoire puis analysée à la fin de sa chute. La distance de chute marquant l'initiation de la combustion est mesurée, ainsi que la fraction de sodium consumé. Les résultats de l'étude se sont avérés très sensibles au diamètre initial de la goutte comme le montre la **Figure II.2**.

La fraction de masse de sodium consumé diminue linéairement lorsque le diamètre initial des gouttes augmente dans le domaine d'étude compris entre 3 et $8\,mm$. Les gouttes de taille inférieure à $3\,mm$ sont complètement consumées après un parcours de $1{,}3\,m$ de distance depuis leur injection. Celles ayant un diamètre supérieur à $8\,mm$ sont instables et se divisent en gouttes plus petites au cours de leur chute.

On constate que la taille des gouttes est un paramètre-clé contrôlant la quantité de sodium brûlé pour une distance de parcours donnée, et par conséquent la quantité d'aérosols produits et l'énergie libérée. Une estimation précise de ce paramètre est primordiale pour une évaluation fiable du rendement et des conséquences de la combustion.

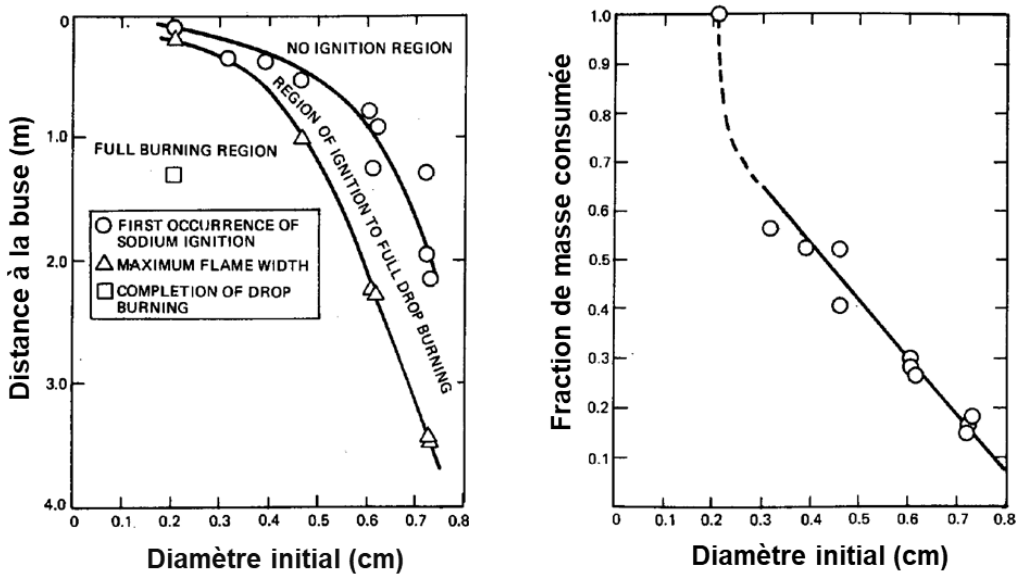


Figure II.2. *Distance de chute marquant le début et la fin de combustion d'une goutte de sodium (à gauche) et fraction de sodium consumé (à droite) en fonction du diamètre initial de la goutte (Morewitz et al. 1977)*

II.2.2. Makino et Fukada

Plus récemment, (Makino et Fukada 2005a) ont mené une étude expérimentale sur le comportement d'une goutte de sodium durant les deux phases d'oxydation en vue d'une meilleure compréhension des mécanismes impliqués et des paramètres impactant son inflammation et sa combustion. Leur dispositif expérimental a permis de faire varier le diamètre initial de la goutte "D_g" entre 0,6 et 6 mm, sa vitesse d'injection "V_g" entre 0,3 et 2,6 m/s, sa température initiale entre 327° et 500°C, et la concentration en oxygène du milieu environnant dans la chambre de combustion entre 0,05 et 0,6 en fraction massique (l'équivalent de 4,5% à 54% en fraction molaire). Des mesures du délai d'inflammation (temps qui s'écoule entre l'éjection de la goutte et l'initiation de sa combustion) en fonction des quatre paramètres cités sont présentées dans la **Figure II.3**.

D'après les auteurs, on en retient que :

- Avec la décroissance de la température initiale et/ou de la concentration en oxygène, le délai d'inflammation de la goutte s'allonge jusqu'à atteindre une limite d'inflammabilité où la combustion ne peut plus avoir lieu.

- Avec la réduction du diamètre initial de la goutte, le délai d'inflammation diminue progressivement en raison d'une décroissance du ratio volume/surface de la goutte ce qui signifie une moindre masse de sodium à chauffer par oxydation pour initier la combustion. En-dessous d'une certaine taille optimale, la tendance change brusquement. Le délai devient très long lorsque le diamètre de goutte diminue davantage jusqu'à atteindre une taille minimale critique qui ne permet aucune auto-inflammation. En fait, la chaleur libérée par oxydation est évacuée principalement sous deux modes de transfert : par conduction vers l'intérieur de la goutte du sodium qui se chauffe, et par convection vers l'atmosphère environnant. A très petits diamètres, la perte de chaleur vers l'atmosphère à travers l'interface est optimisée grâce au faible rapport volume/surface ; elle limite l'échauffement du sodium liquide et rend son inflammation beaucoup plus longue ou impossible. L'initiation de la combustion en phase vapeur se voit alors retardée, voire totalement inhibée en-dessous d'un diamètre-limite d'inflammabilité (Aggarwal 2014).
- Avec l'augmentation de la vitesse relative de la goutte par rapport au milieu environnant, le délai d'inflammation croit en raison de la perte accrue de chaleur par convection.

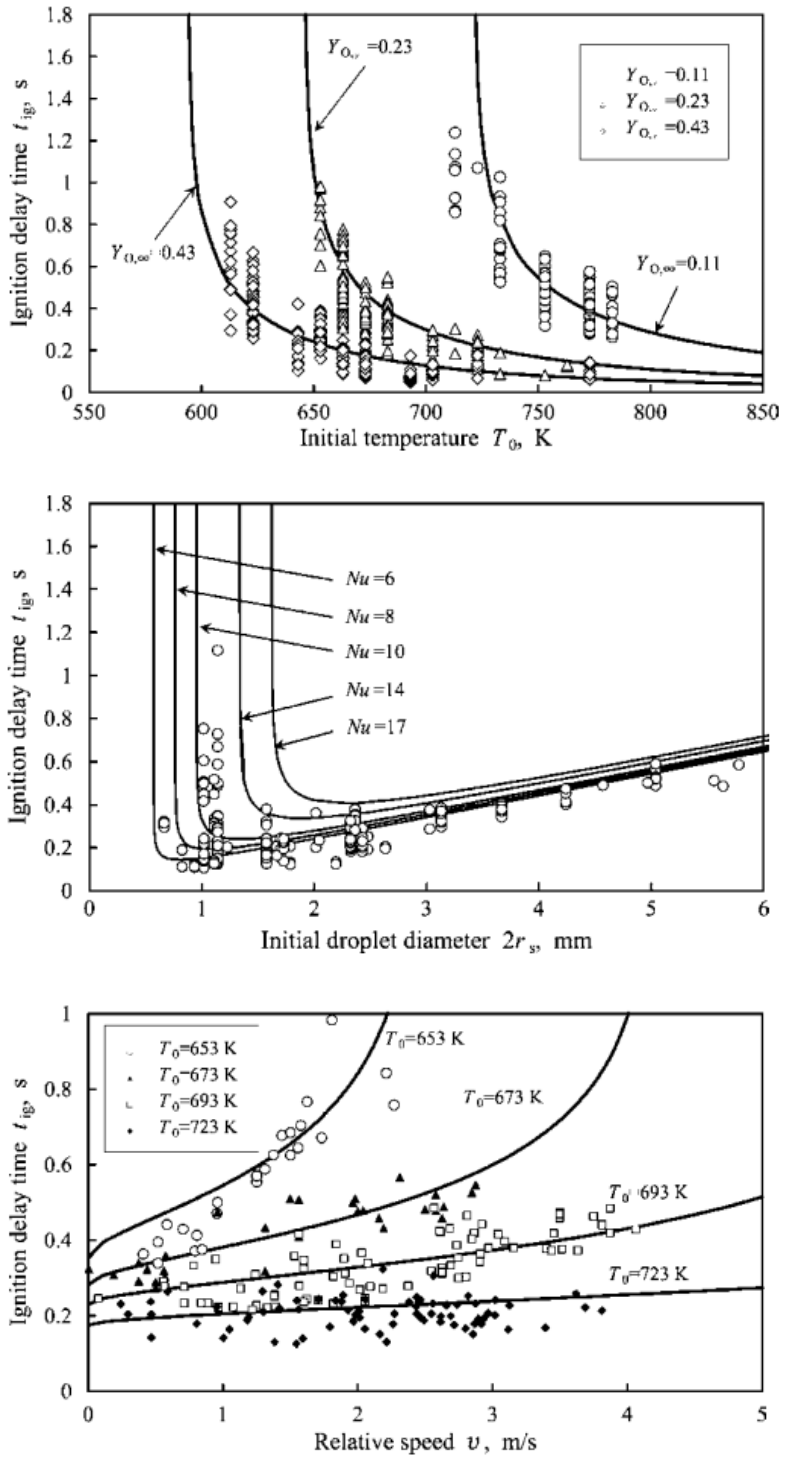


Figure II.3. *Délai d'inflammation d'une goutte de sodium en fonction : A- de la température initiale de la goutte ($D_g = 1{,}6\ mm$ et $V_g = 0{,}7 - 4{,}1\ m/s$); B- du diamètre initial de la goutte (en continu, des courbes théoriques paramétrées en fonction du nombre de Nusselt[1]) ; C- de la vitesse relative de la goutte pour différentes températures initiales ($D_g = 1{,}6\ mm$ et $Y_{O_2} = 0{,}23$)(Makino et Fukada 2005a)*

[1] Le nombre de Nusselt est défini comme : $Nu = \frac{D_g h}{\lambda_g}$ avec h le coefficient de transfert thermique par convection à la surface de la goutte et λ_g la conductivité thermique du gaz environnant.

En analysant le comportement de la goutte au cours de la phase de combustion, (Makino et Fukada 2005b) ont montré que le taux de combustion suit la loi de Spalding en D^2 (Spalding 1955), comme c'est le cas des hydrocarbures. Le carré du diamètre de la goutte décroit linéairement avec le temps (voir **Figure II.4**). Toutefois, le diamètre apparent de la goutte augmente artificiellement à cause de la flamme créée. Ceci a pour effet d'augmenter le coefficient de traînée[2] et donc de ralentir la goutte en chute. Un changement de la valeur du coefficient de traînée théorique, de 0,44 à une valeur de 2 (pour une goutte telle que $Re > 500$), est alors proposé.

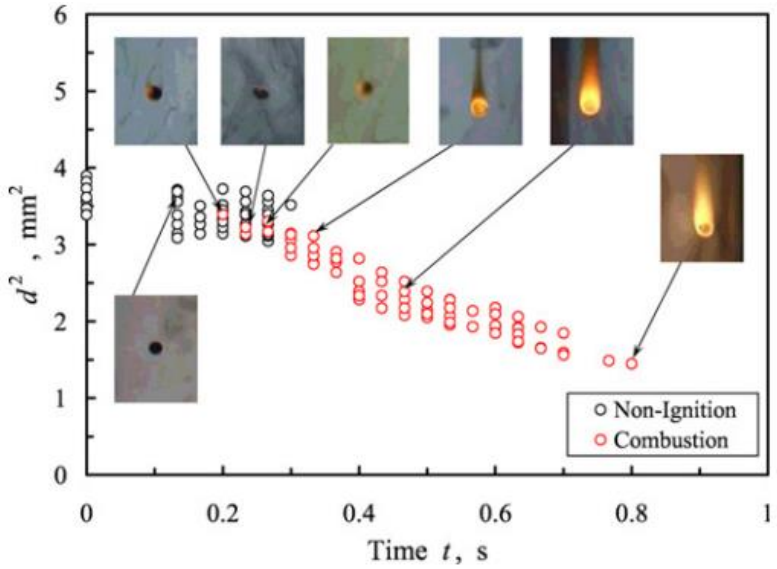


Figure II.4. *Variation du diamètre de la goutte avec le temps au cours des phases d'oxydation et de combustion (Makino et Fukada 2005a)*

II.3. Etudes expérimentales sur un feu pulvérisé de sodium

Le phénomène de combustion d'une goutte isolée de sodium est aujourd'hui bien connu et maîtrisé comme le montre l'ensemble des expériences détaillées précédemment. Ces études tendent vers une même conclusion : les conditions initiales de la goutte sont prépondérantes. L'initiation de la combustion et son rendement sont principalement gouvernés par quatre paramètres : le diamètre initial de la goutte, sa température, sa vitesse de chute ainsi que la fraction massique d'oxygène présent dans l'atmosphère environnante. Une connaissance

[2] La force de traînée appliquée à une goutte de sodium s'exprime comme : $F_D = \frac{18\mu}{\rho_{Na} D_g^2} \frac{C_{Drag} Re}{24}$ où $Re = \frac{\rho_{Na} D_g V_g}{\mu}$ est le nombre de Reynolds de la goutte et C_{Drag} le coefficient de traînée calculé tel que :

$$C_{Drag} = \begin{cases} 24/Re & si\ Re < 0{,}1 \\ 2{,}6 + 23{,}71/Re & si\ 0{,}1 < Re < 6 \\ 18{,}5/Re^{0{,}6} & si\ 6 < Re < 500 \\ 0{,}44 & si\ Re > 500 \end{cases}$$

précise de ces derniers permet de déterminer la distance de chute jusqu'à son auto-inflammation ainsi que la fraction de sodium consumée avant son dépôt. A partir de là, on peut facilement en déduire la quantité d'énergie libérée et celle des aérosols produits à partir de la goutte.

Lors d'une fuite de sodium sous forme de jet, une fragmentation plus ou moins importante de la colonne liquide peut se produire sous forme de gouttes de tailles et de vitesses variées. Dans un spray dilué où les gouttes sont dispersées dans l'espace, les collisions peuvent être négligées et il peut être justifiable de réduire les mesures de transfert de masse et de chaleur entre le milieu environnant et les gouttelettes collectivement à la somme des comportements individuels de chaque goutte.

Dans le cas contraire, la cinématique de la goutte et sa transformation physico-chimique se trouvent fort impactées par son interaction avec les gouttes voisines. Le coefficient de traînée et la nature de l'écoulement environnant seront nécessairement influencés par la présence de la phase dispersée. De même, la dispersion des gouttelettes rend l'apport en oxygène du mélange comburant très inhomogène d'une goutte à l'autre. Ces variations auront un impact non négligeable sur le mouvement de la goutte, sa vitesse et les transferts de matière et d'énergie à sa surface.

Par conséquent, les expériences menées sur une goutte individuelle, bien qu'elles soient d'un grand intérêt pour la modélisation physique des phénomènes, restent insuffisantes pour décrire d'une manière satisfaisante un feu de sodium et ses conséquences. D'autres études expérimentales ont été alors réalisées sur des scénarios de spray ou de jet pulvérisé. Dans ce qui suit, les expériences les plus marquantes sont présentées.

II.3.1. Large Test Vessel (Atomics International)

Une série d'essais a été menée par Atomics International (AI) sur les feux pulvérisés dans des conditions variées d'accidents hypothétiques. Le dispositif LTV utilisé consiste en une chambre cylindrique de 63 m^3 de volume. Une buse de 2,54 cm de diamètre a été fixée dans la partie supérieure de l'enceinte juste en dessous d'une plaque. Le sodium éjecté vers le haut entre en collision avec la plaque et forme une pluie de gouttelettes. Les tests ont été effectués dans des atmosphères composées de 0 à 21% d'oxygène. La température du sodium liquide est maintenue à $535°C$ et les quantités éjectées varient entre 1,72 et 5,6 Kg.

Les données d'entrée détaillant les conditions initiales et environnementales (composition du mélange gazeux environnant en termes de concentration en oxygène et de taux d'humidité) sont bien documentées pour chacun des essais (Baurmash et al 1973). On y trouve aussi une information très précieuse sur les gouttes de sodium : le diamètre moyen qui varie entre 3,7 et 5,3 mm en fonction de la vitesse d'éjection. Cette donnée, malgré son importance, est absente de la plupart des expériences. Des mesures de pression, de fraction de sodium brûlée et de concentration en oxygène ont été réalisées à la fin de chaque essai.

Ces essais à débits limités restent néanmoins très éloignés des quantités de sodium susceptibles d'être éjectées lors d'une fuite à grande échelle ou d'un accident grave (de l'ordre d'une tonne de sodium) dans le type de scénarios faisant l'objet de cette étude appliquée aux réacteurs de taille industrielle.

II.3.2. FAUNA (KFK Karlsruhe)

D'autres essais à plus grande échelle ont été menés à Karlsruhe en Allemagne en collaboration avec le CEA Cadarache. L'installation FAUNA (**Figure II.5**) est constituée d'une enceinte de confinement de $220\ m^3$ de volume ($6\ m$ de diamètre et $7{,}78\ m$ de hauteur), d'un dispositif d'éjection de sodium et d'un système d'instrumentation nécessaire à la mesure des paramètres.

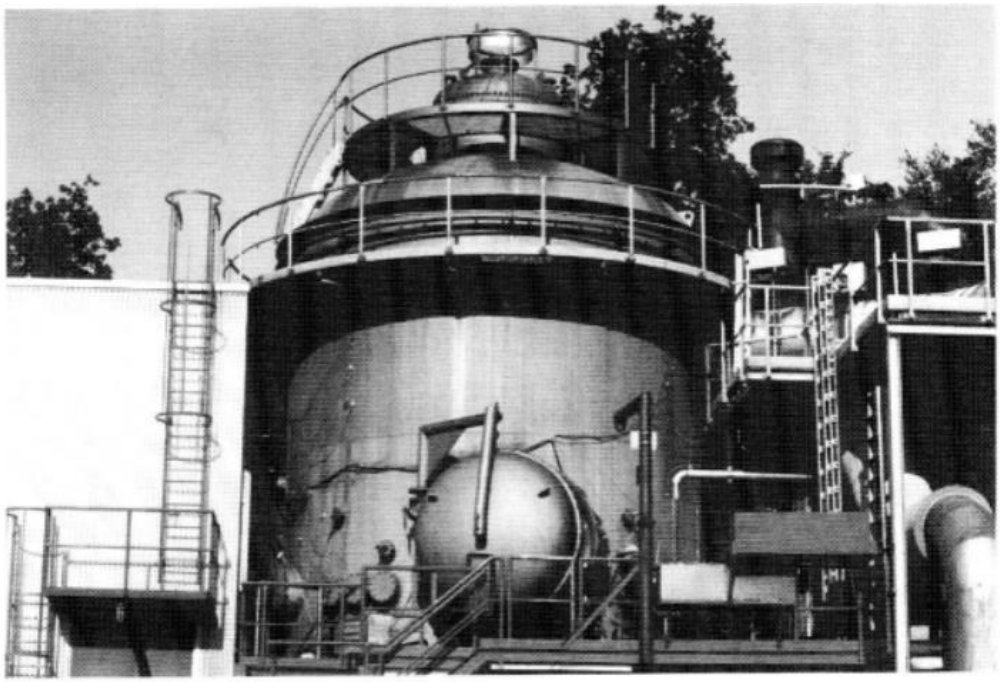


Figure II.5. *Installation FAUNA à KFK Karlsruhe*

Dans une première campagne d'expériences baptisée FS (Cherdron et Charpenel 1985a), une masse de sodium comprise entre 7 et 60 Kg (débit jusqu'à 56 Kg/s) a été éjectée dans une atmosphère contenant 20,8% molaire d'oxygène. La buse d'éjection consiste en un dispositif avec des trous de 4 mm de diamètre chacun. Des conditions initiales, on connait aussi la température du sodium fixée pour tous les essais à $500°C$ et la vitesse d'éjection ($20\ m/s$). Cependant, une donnée primordiale manque, celle du diamètre des gouttes. Durant une deuxième série d'expériences, différents dispositifs d'éjection ont été testés et la quantité de

sodium pulvérisée était comprise entre 30 et 105 Kg pour des débits variant entre 0,5 et 5,4 Kg/s. La dernière campagne de feux pulvérisés documentée sous le nom FCA a connu la plus grosse quantité de sodium versée en un temps court dans un essai où 1500 Kg de sodium ont été éjectés d'une buse de 15 cm de diamètre en 10 secondes (Cherdron et Schuetz 1993).

Même si les conditions initiales des gouttes ne sont pas suffisamment documentées, les expériences FAUNA ont offert une base de données très riche et pertinente qui a servi à la validation des codes numériques au fil des années. Des mesures de température et de pression à l'intérieur de l'enceinte et sur les parois en différents points sont notamment enregistrées. Des données telles que la fraction de sodium brûlé, le taux d'oxygène restant et la composition d'aérosols formés sont aussi détaillées.

Une conclusion importante à retenir des résultats FAUNA est que la hausse de pression et de température n'est pas proportionnelle à la masse de sodium éjectée. Or, durant le plus grand essai où 1500 Kg de sodium ont été déversés, la pression maximale atteinte reste inférieure à celle mesurée dans d'autres essais réalisés à plus faible débit et avec moins de sodium. Pour résumer, les conséquences d'un feu de sodium ne dépendent pas seulement de la quantité de sodium et du débit, mais aussi du type de dispositif d'éjection utilisé et des conditions cinématiques du jet telles que la vitesse et la trajectoire.

II.3.3. LEMF (CEA Cadarache)

En complément du programme de recherche mené en Allemagne dans l'installation FAUNA, d'autres essais de feux pulvérisés ont été réalisés au CEA Cadarache par l'Institut de Protection et de Sûreté Nucléaire (IPSN, IRSN actuellement) entre les années 70 et 90 (Lebel et Girault 2017) dans les installations MERCURE (22 m^3), PLUTON (400 m^3), SATURNE (2000 m^3) et JUPITER (3600 m^3). Pour tous les essais, une configuration de jet vertical éjecté vers le haut contre un obstacle (fil métallique ou plaque) est étudiée. Le sodium liquide utilisé est chauffé jusqu'à 550°C et éjecté dans l'air (21% d'oxygène).

La valeur ajoutée qu'offrent ces expériences par rapport à celles de FAUNA réside principalement dans les essais IGNA de feux à grande échelle où le débit a atteint 225 Kg/s dans l'un des essais pour une quantité totale éjectée de 2000 Kg de sodium (Le Saux, Malet, et Barthez 1996). Le **Tableau II.1** résume les conditions de quelques essais réalisés au cours de ce programme.

Les données hydrodynamiques et géométriques du jet sont absentes, ainsi que le diamètre moyen des gouttes. Néanmoins, les résultats renforcent la conclusion tirée des essais FAUNA : lorsque le débit de sodium éjecté augmente, le rendement de la combustion se voit généralement réduit. Le débit du jet n'est donc pas le seul paramètre déterminant des conséquences d'un feu de sodium, mais l'apport en oxygène à l'interface du sodium liquide est en effet un autre paramètre-clé. Ce dernier étant directement lié à la surface d'échange entre le

sodium déversé et l'air ambiant, il en résulte le grand rôle que jouent la fragmentation du jet et sa dispersion dans la détermination du rendement de combustion lors d'un feu de sodium.

Tableau II.1. *Liste d'essais de feux de sodium pulvérisés réalisés au CEA Cadarache*

Test	Installation	Débit (Kg/s)	D_{buse} (mm)	U_{jet} (m/s)	Durée (s)
FJ 02	MERCURE	3,22	16	19	4
FJ 04	MERCURE	1,57	16	9	3,5
FP 21	MERCURE	0,31	3,2	45	6
FP 24	MERCURE	1,23	7,5	33	6
IGNA+2	MERCURE	8,5	26	19	15,3
IGNA 2.2	MERCURE	1,44	10	22	90
IGNA 3.2	MERCURE	5,4	26	12	20
IGNA 2002	SATURNE	135	-	-	7,6
IGNA 3602	JUPITER	90	105	12	4
IGNA 3604	JUPITER	225	182	10	8,8

II.4. Codes de feux de sodium existants

Les nombreuses études expérimentales réalisées sur une goutte ou un spray de sodium ont permis d'enrichir les connaissances sur la phénoménologie des transformations physico-chimiques lors des phases successives d'oxydation et de combustion. Les lois sont généralement bien connues et sont susceptibles d'être modélisées avec précision.

De cette connaissance cumulée au fil des années ont émergé plusieurs outils de calcul qu'on présentera ci-après. Certains traitent la chimie de la combustion dans son intégralité, d'autres utilisent des hypothèses plus ou moins simplifiées. Le paragraphe suivant ne cherche pas à s'interroger sur les modèles de combustion adoptés dans ces outils ni à comparer leur fiabilité. Il s'intéresse surtout à présenter comment les conditions initiales de la goutte sont déterminées, notamment la taille des gouttelettes qui s'est révélée être un paramètre primordial et déterminant pour la combustion (**II.2**).

II.4.1. NACOM

NACOM est un code de feux de sodium pulvérisés développé aux Etats-Unis par le « *Brookhaven National Laboratory* » (Tsai 1980). Le diamètre moyen des gouttes $\overline{D}$ dans

NACOM est une entrée définie par l'utilisateur, le type de la distribution de tailles représentative du spray aussi.

Une routine divise la population de gouttes en onze classes de diamètres. Le nombre de gouttes N dans chaque groupe D_i est ensuite calculé à partir du débit d'éjection "$\dot{m}$" et de la distribution de tailles "$f(D)$" choisie suivant la relation :

$$d^2N = \frac{\dot{m}}{\frac{\pi}{6}D^3\rho_{Na}}\, f(D)\, dt\, dD_i \qquad \textit{(Eq II.1)}$$

La distribution utilisée par défaut dans le code est de type Nukiyama-Tanasama (voir III**.3.2**) dont les paramètres sont déterminés empiriquement par (Tsai 1980) :

$$f(D) = \frac{3{,}915^6}{\overline{D}}\,\frac{D^5}{120}e^{-\frac{3{,}915D}{\overline{D}}} \qquad \textit{(Eq II.2)}$$

Trois lacunes essentielles apparaissent dans la manière dont la distribution de tailles de gouttes est définie dans NACOM. Tout d'abord, aucune relation n'est proposée pour bien déterminer le diamètre moyen malgré le grand impact de ce paramètre sur la combustion. Ensuite, la quantité de sodium éjectée est entièrement transformée en gouttelettes dans le calcul du nombre de gouttes, ce qui n'est pas réaliste en particulier dans le cas de jets importants à débits élevés et pour des diamètres de plusieurs centimètres. Finalement, la distribution en taille de Nukiyama-Tanasama dépend de paramètres sans doute ajustés par (Tsai 1980) pour reproduire les expériences LTV (voir **II.3.1**) qui ont servi à la validation du code. Non seulement la quantité de sodium éjectée était de l'ordre d'une dizaine de Kg maximum, mais la configuration de jets verticaux ascendants contre une plaque est très spécifique à l'expérience. Cette distribution, avec ses paramètres ajustés pour cette expérience spécifique, serait donc discutable dans d'autres conditions de fuite.

De plus, une limite inférieure de diamètre est imposée aux gouttes par les valeurs des paramètres de distribution utilisée dans le code. Cette taille minimale de $250\ \mu m$ n'est pas justifiable surtout que physiquement, une goutte formée par fragmentation peut avoir une taille inférieure. Elle pourrait correspondre à la limite d'inflammabilité, bien qu'en réalité, cette limite dépend de plusieurs facteurs liés aux conditions de la goutte et de son environnement et ne doit pas être fixe (voir II**.2.2**). D'un autre côté, aucune taille maximale n'est imposée en dépit des critères de stabilité de la goutte soulignés par (Morewitz et al. 1977) (voir II**.2.1**).

II.4.2. SPRAY

Dans le code SPRAY-3A développé aux Etats-Unis (Shire 1977), une distribution de type log-normal est utilisée pour le calcul des diamètres des gouttes de sodium :

$$f(D) = \frac{1}{Dln\sigma_G\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(lnD-ln\bar{D})^2}{2ln^2\sigma_G}} \qquad \textit{(Eq II.3)}$$

où D est le diamètre d'une goutte individuelle, $\bar{D}$ est le diamètre moyen des gouttes et σ_G la déviation géométrique standard.

Le diamètre moyen est une donnée-utilisateur qui dépend nécessairement du scénario modélisé (matériel d'injection utilisé et configuration géométrique du jet). Aucune expression n'est proposée pour le calcul de ce paramètre en fonction des conditions de fuite, d'où la nécessité de données expérimentales non-disponibles dans la plupart des cas.

De même, le taux de fragmentation du sodium liquide en gouttes est un paramètre fourni par l'utilisateur. Au cours de la validation du code sur les essais LTV (voir II**.3.1**), ce taux est considéré constant à 100% tant que le jet impacte l'obstacle avant de retomber sous forme de pluie de gouttes. Il est réduit à 50% durant les derniers instants de l'essai quand la vitesse du jet devient trop faible pour atteindre la plaque. Ces valeurs ne peuvent par conséquent être généralisées dans toutes les configurations de fuite et révèlent une autre lacune du code.

II.4.3. CONTAIN-LMR

Le code CONTAIN-LMR développé par le laboratoire national de Sandia (SNL) aux Etats-Unis est un outil de calcul complet simulant toutes les étapes d'un accident grave hypothétique sur un RNR-Na (Murata et al. 1993). En ce qui concerne les feux pulvérisés, le code reprend une version de NACOM en y apportant des améliorations, notamment au niveau du modèle de combustion, rendant meilleurs les résultats concernant les conséquences thermodynamiques dans l'enceinte (Scholtyssek et Murata 1993).

En termes de diamètres de gouttes, la seule modification intégrée est une limite maximale imposée à la taille des gouttes. Les gouttes créées avec une taille supérieure à $8\ mm$ et jugées instables par l'étude de (Morewitz et al. 1977) sont divisées en gouttelettes de $2\ mm$ de diamètre suivant une certaine distribution proposée par (Scholtyssek et Murata 1993).

Dans une étude récente réalisée par (Clark et Denman 2016a), les auteurs ont confronté le code à de nouveaux essais expérimentaux réalisés au SNL par (Olivier et al. 2010). Leur étude met en relief la grande sensibilité du code au diamètre moyen des gouttes, comme le montre la **Figure II.6** où l'évolution de la pression calculée varie considérablement en fonction de la valeur de taille imposée par l'utilisateur. La pression correspond le mieux aux mesures expérimentales pour un diamètre moyen égal à $2{,}7\ mm$.

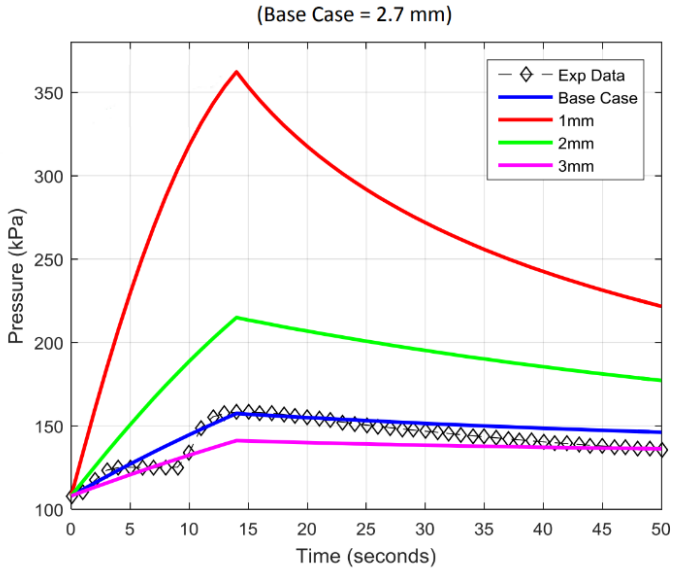


***Figure II.6**. Sensibilité de la pression dans l'enceinte de confinement calculée par CONTAIN-LMR au diamètre moyen des gouttes de sodium (Clark et Denman 2016b).*

II.4.4. PULSAR et FEUMIX

Ces deux outils de calcul sont les fruits d'une collaboration entre le CEA Cadarache et le KHK Kalrsruhe en Allemagne pour les études de sûreté du projet SuperPhénix (Varet et al. 1996).

PULSAR (Charpenel et Cherdron 1985b) est un code bidimensionnel qui modélise l'interaction des gouttelettes d'un spray de sodium avec l'atmosphère dans une enceinte de confinement en calculant à la fois le trajet balistique des gouttes et leur combustion en contact avec l'air.

FEUMIX, au contraire de tous les codes précédents, présente une approche unique dans le calcul des transferts de matière et de chaleur entre le jet et l'air environnant (Rigollet-Pichon et Malet 1996). Il ne traite pas les gouttes individuellement mais plutôt l'interface d'échange globale entre le sodium liquide et l'air à travers un paramètre utilisateur "Sih". Cette donnée représente le produit de la surface d'échange "Si" multipliée par le coefficient de transfert thermique "h" par convection entre l'air et la flamme. Elle contrôle la quantité de chaleur transmise dans l'air "$q_{f\to g}$" en plus du flux d'oxygène apporté à la flamme "$\dot{m}_{O_2(g\to f)}$" qui détermine directement le taux de combustion et de production d'aérosols :

$$q_{f\to g} = Sih\,(T_f - T_g) \qquad \textit{(Eq II.4)}$$

$$\dot{m}_{O_2(g\to f)} = \frac{Sih}{C_{p,g}} Y_{O_2} \qquad \textit{(Eq II.5)}$$

avec Y_{O_2} la fraction massique d'oxygène dans l'air et $C_{p,g}$ la capacité thermique de l'air. Les indices f et g désignent la flamme et le gaz (air) respectivement. "Sih" dépend fortement des conditions d'éjection du sodium qui gouvernent la trajectoire du jet et sa dispersion. Plus le jet est étendu et fragmenté, plus la surface d'échange est importante et le rendement de combustion élevé. Ces caractéristiques géométriques sont liées au débit du jet, sa vitesse d'éjection, son diamètre, son orientation et les obstacles éventuellement impactés.

Les essais FAUNA en Allemagne et LEMF du CEA Cadarache ont servi de support au développement de ces deux codes et ont fourni les données d'entrée nécessaires, à savoir le diamètre de gouttes moyen pour PULSAR et la valeur expérimentale de Sih pour FEUMIX (Le Saux et al. 1996; Rigollet-Pichon et Malet 1996). A rappeler que ces essais sont limités à des débits allant jusqu'à $225\ Kg/s$ maximum dans une configuration de jets verticaux ascendants (souvent avec obstacle). A débit plus élevé ou dans d'autres conditions, aucun modèle mécanistique n'est présenté pour calculer ces paramètres.

Récemment, l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) a intégré FEUMIX dans son nouveau code ASTEC-NA et est intéressée par le développement d'un modèle physique qui permet de calculer "Sih" en fonction des conditions de fuite (Lebel et Girault 2018).

II.4.5. SPHINCS

Développé au Japon pour les études de sûreté des réacteurs refroidis au sodium après l'accident de MONJU (Yamaguchi et Tajima 2003), SPHINCS est un code de feux mixtes de sodium (**Figure II.7**). Pour la partie simulant les feux pulvérisés, l'outil reprend le modèle de combustion d'une goutte de (Tsai 1980) sans proposer d'amélioration majeure. Il ne prend pas en compte l'interaction entre les gouttelettes. Le taux de combustion du spray est alors considéré comme la somme des taux de combustion des gouttes qui le forment individuellement. Cette hypothèse est seulement valide pour des fuites à petites échelles dans le cas de sprays dilués. Dans le cas contraire, elle reste conservative d'un point de vue de sûreté dans le sens où l'apport en oxygène n'est pas limité par la proximité des gouttes voisines qui consomment ce même réactif. Quant à la distribution en tailles des gouttes, elle est définie pareillement à celle de NACOM (voir **II.4.1**).

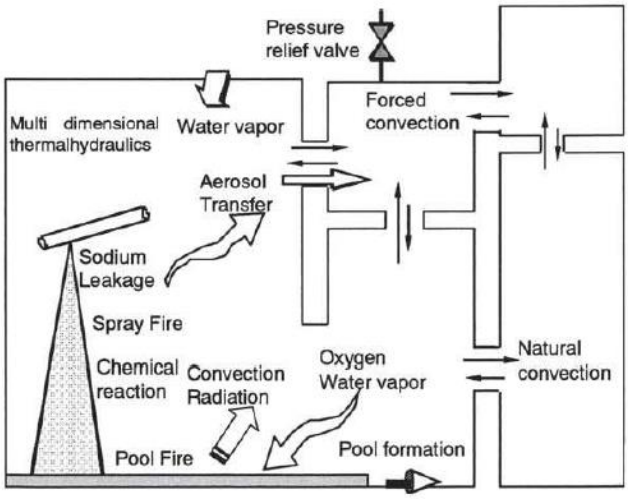


Figure II.7. *Modélisation de feux de sodium dans SPHINCS (Yamaguchi et Tajima 2003)*

II.4.6. NAFCON-SF

Développé à l'IGCAR en Inde (Muthu Saravanan et al. 2016), NAFCON-SF reprend la même approche que NACOM dans le suivi Lagrangien des gouttes, ainsi que la distribution de tailles de Nukiyama-Tanasama proposée par (Tsai 1980). Néanmoins, il adopte une modélisation plus fine de la combustion d'une goutte et des transferts thermiques dans l'atmosphère de l'enceinte de confinement. Le code a été confronté aux expériences FAUNA, LTV et KAERI et validé sur une large gamme de débits et dans des atmosphères plus ou moins riches en oxygène. La **Figure** II**.8** montre une comparaison des résultats fournis par les deux codes lorsqu'ils sont confrontés à un essai KAERI (Bae et al. 1994). Cet essai a été réalisé avec un jet de sodium ayant un débit de $20\ g/s$ et une température initiale de $330°C$ dans une atmosphère d'air (20% d'O_2). En absence de données expérimentales sur le diamètre moyen, les auteurs ont utilisé la corrélation empirique mentionnée dans (Koontz et al. 1970) pour évaluer la taille moyenne des gouttes ($\overline{D} = 0{,}6\ mm$) :

$$\overline{D} = 36\frac{(D_{buse})^{0,56}}{Re^{0,1}} \qquad \textit{(Eq II.6)}$$

Cette corrélation est la seule trouvée pour prédire le diamètre moyen des gouttes lors d'une fuite de sodium. Cependant, en comparant cette corrélation à d'autres mesures expérimentales, les résultats ne sont pas probants ; la différence est d'un facteur 3 et a un impact très significatif sur le calcul de combustion selon (Mathe 2014). Il n'est donc pas satisfaisant de retenir cette corrélation simple pour décrire les conséquences d'un scenario de fuite de sodium avec une précision suffisante.

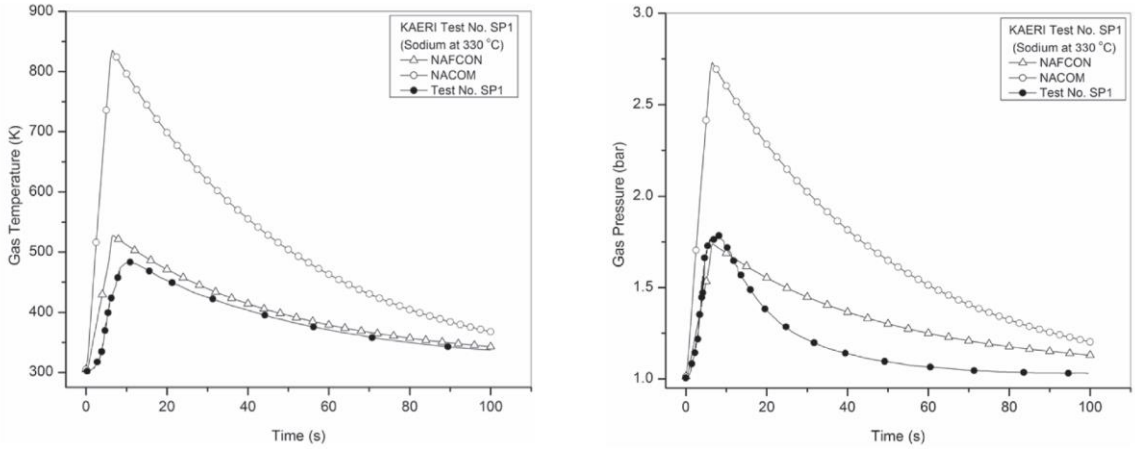


Figure II.8. *Comparaison des résultats thermodynamiques des codes NACOM et NAFCON-SF confrontés à l'essai KAREI (Muthu Saravanan et al. 2016)*

II.5. Conclusion : Pourquoi étudier la fragmentation ?

Dans ce chapitre, l'état de l'art sur les feux de sodium pulvérisés révèle le rôle majeur de la taille des gouttes de sodium formées autour du jet et de leur vitesse balistique sur le déroulement et les conséquences de la combustion. Toute méconnaissance ou erreur de caractérisation de la population de gouttes (distribution de tailles et de vitesses) entraîne une incertitude très pénalisante lors de la modélisation des feux de sodium. Il en est de même pour le degré de fragmentation du jet sous forme de gouttes qui peut rester partiel et bien inférieur à 100% dans le cas de scénarios de fuites à débit élevé lorsque le diamètre du jet est de plusieurs centimètres.

Paradoxalement, les codes de calcul développés et présentés ci-dessus ne sont pas prédictifs et représentatifs quant à la manière dont ces paramètres sont définis. Déterminante pour les conséquences évaluées, la taille des gouttes ne devrait pas être une donnée-utilisateur imposée forfaitairement en absence de mesures expérimentales. Ces dernières sont loin d'être disponibles pour toutes les configurations de fuite (vitesse de jet, débit d'éjection, angle d'orientation, obstacles…), sans oublier les exigences de coût et de sûreté qui empêchent tout essai de feux de sodium à fort débit se rapprochant d'un scénario majeur de rupture guillotine d'une tuyauterie principale.

Chapitre III.

Physique de la fragmentation des jets

Le phénomène de fragmentation de jets liquides intervient dans de nombreuses applications industrielles, telles que les systèmes d'irrigation en agriculture, les injecteurs dans les moteurs à combustion et l'aspersion d'eau pour l'extinction des incendies. De nombreuses études se sont alors intéressées à l'analyse théorique et expérimentale des mécanismes physiques contribuant au processus de désintégration du jet et de son fractionnement en gouttes.

Dans ce chapitre, on dresse l'état des connaissances acquises sur le sujet en limitant la synthèse bibliographique aux cas de jets liquides cylindriques éjectés dans un milieu gazeux au repos.

III.1. Phénoménologie de fragmentation des jets liquides

La fragmentation d'un jet liquide dans un milieu gazeux est le processus décrivant la croissance du rapport surface/masse du liquide par désintégration du corps continu du jet en une phase de gouttes dispersées (Ashgriz 2011). Elle est le résultat d'une compétition entre d'une part les forces inertielles et aérodynamiques qui tendent à amplifier les instabilités à l'interface liquide-gaz, et d'autre part les forces de tension superficielle et de viscosité qui, au contraire, s'opposent aux déformations et tendent à les amortir.

Selon les conditions de l'écoulement et les propriétés physiques des fluides, on peut distinguer plusieurs régimes de fragmentation qui peuvent être classifiés en fonction de certains nombres adimensionnels.

III.1.1. Nombres adimensionnels

Afin de comparer l'importance des forces destructives par rapport aux forces stabilisatrices, trois nombres adimensionnels sont principalement mis en œuvre lors de l'analyse de stabilité d'un jet liquide.

- Le nombre de Reynolds représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re = \frac{\rho U L}{\mu} \qquad \textit{(Eq III.1)}$$

avec ρ la masse volumique, L l'échelle caractéristique de longueur, U la vitesse caractéristique de l'écoulement et μ la viscosité dynamique.

Dans l'analyse des jets liquides, le nombre de Reynolds est souvent défini avec le diamètre de buse d'éjection D_{buse}, la vitesse nominale du jet U_{jet} et les propriétés du liquide.

- Le nombre de Weber représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de tension de surface :

$$We = \frac{\rho U^2 L}{\sigma} \qquad \textit{(Eq III.2)}$$

avec σ la tension superficielle liquide-gaz et ρ la masse volumique.

On distingue le nombre de Weber liquide "We_l" défini avec la masse volumique du liquide et le nombre de Weber gazeux "We_g" défini avec la masse volumique du gaz environnant.

- Le nombre d'Ohnesorge représente le rapport entre les forces visqueuses et les forces de tension superficielle. Il est directement lié au nombre de Weber liquide et au nombre de Reynolds par la relation suivante :

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma \rho_l L}} = \frac{\sqrt{We_l}}{Re_l} \qquad \textit{(Eq III.3)}$$

III.1.2. Régimes de fragmentation primaire

En fonction des nombres adimensionnels présentés précédemment –i.e. en fonction des conditions d'éjection et des propriétés des phases liquide et gaz dans l'écoulement–, les caractéristiques de rupture du jet (notamment la longueur de colonne liquide ininterrompue

depuis la sortie du jet ou longueur d'intégrité) et la taille des gouttes qui en résultent peuvent être très différentes.

Plusieurs auteurs ont cherché à catégoriser qualitativement les régimes de fragmentation des jets et à établir des critères de transition entre ces derniers. La classification la plus fréquente dans la littérature sépare les régimes en fonction des nombres d'Ohnesorge et de Reynolds (**Figure III.1**). Elle est présentée dans les travaux de (Chigier et Reitz 1996; Reitz 1978) et distingue quatre régimes de fragmentation (**Figure III.2**) :

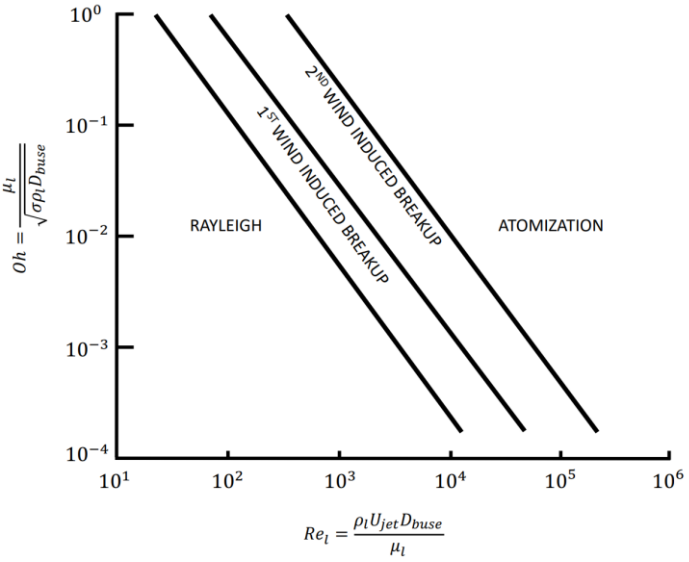


Figure III.1. *La classification des régimes de fragmentation des jets liquides selon (Reitz 1978)*

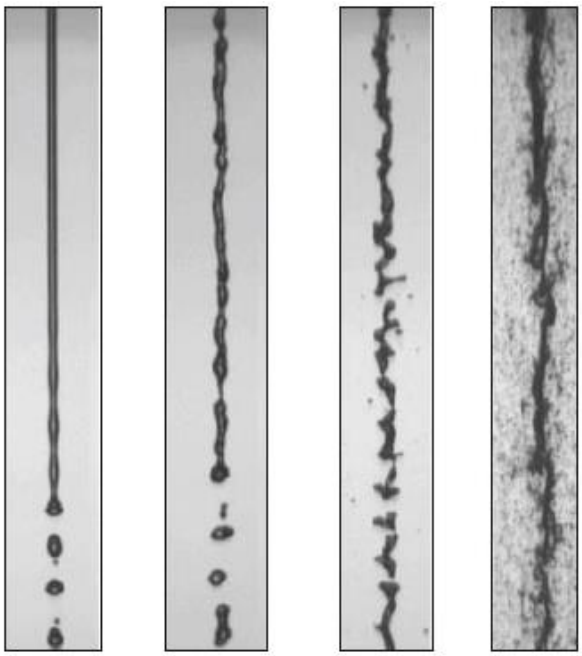


Figure III.2. *Les quatre régimes de fragmentation, de gauche à droite : régime de Rayleigh, régime de "1st wind-induced breakup", régime de "2nd wind-induced breakup", régime d'atomisation (Leroux 1996)*

- **Régime de Rayleigh :**
  A faible vitesse d'éjection, la croissance des instabilités capillaires sous l'action des forces de tension de surface et sous un mode sinusoïdal axisymétrique serait à l'origine de la rupture de la colonne liquide du jet. Les forces aérodynamiques n'y interviennent pas. Les gouttes formées ont un diamètre supérieur à celui de la buse d'éjection et apparaissent à une distance importante de la sortie du jet. D'après (Ranz 1958), ce régime apparaît dans le cas de jets à faible viscosité lorsque $We_l > 8$ et $We_g < 0{,}4$. Ce critère de transition a été revu par (Sterling et Sleicher 1975) et fixé à $We_g < 1.2 + 3{,}41\ Oh^{0.9}$.

- **Régime de « *1st wind induced breakup* » :**
  Pour ce régime de fragmentation, la rupture du jet apparaît à une distance de plus en plus proche à la sortie du jet (longueur d'intégrité diminue) lorsque la vitesse d'éjection augmente. Outre les forces capillaires, la vitesse relative entre le liquide et le gaz joue un rôle significatif dans ce type de rupture à travers les forces aérodynamiques. Le diamètre des gouttes formées est du même ordre que celui de la buse d'éjection. (Ranz 1958) marque la fin de ce régime à $We_g < 13$.

- **Régime de « *2nd wind induced breakup* » :**
  A des vitesses d'éjection encore plus élevées, la rupture du jet se produit plus près de la buse et les gouttes commencent à se former à une distance de quelques diamètres de la sortie de la buse. La croissance des perturbations de faible longueur d'onde à l'interface liquide/gaz donne naissance à des gouttes de taille inférieure au diamètre de la buse. (Miesse 1955) a défini ce régime pour $13 < We_g < 40{,}3$.

- **Régime d'atomisation :**
  A très forte vitesse d'éjection, des gouttes sont formées dès la sortie du jet avec une large distribution de petites tailles. C'est le cas des jets à $We_g > 40{,}3$.

III.2. Etapes de fragmentation d'un jet liquide

La production de gouttes à partir d'un jet liquide éjecté dans un milieu gazeux au repos se résume en trois étapes principales (Dumouchel 2008) :

- la déstabilisation de la colonne liquide du jet,
- la fragmentation primaire décrivant le processus d'arrachement des premiers fragments à partir de la colonne intègre du jet liquide,

- la fragmentation secondaire responsable de la rupture des fragments primaires en gouttes de tailles plus petites.

III.2.1. Déstabilisation de la colonne liquide du jet et formation des ligaments

Dès son éjection dans le milieu gazeux, la colonne du jet se déstabilise et des plissements apparaissent à l'interface liquide-gaz. Selon les conditions du jet, différents mécanismes peuvent être à l'origine de ces distorsions surfaciques.

Le premier est lié à l'écoulement interne du liquide, notamment la structure du champ de vitesse et l'importance des contraintes pariétales dans la couche limite qui dépendent fortement de la géométrie et de la rugosité de la buse (Ranz 1958; Rupe 1962). Après éjection, le champ liquide se libère de ces contraintes et subit une modification plus ou moins importante par relaxation du profil initial de vitesse, ce qui peut initier la déformation de la colonne liquide du jet.

En menant des simulations numériques directes où un profil de vitesse plat a été imposé, (Shinjo et Umemura 2010) ont éliminé toute source de perturbation liée à l'écoulement interne dans la buse avant l'éjection du jet. Dans ces conditions, les auteurs soulignent deux mécanismes déclencheurs des distorsions surfaciques. Aux tous premiers instants en régime instationnaire, une structure sous forme de « chapeau de champignon » se forme au bout de la colonne liquide au cours de sa pénétration dans l'air stagnant, suite à une instabilité de type Rayleigh-Taylor. Des premiers ligaments se forment à ce niveau et des zones de recirculation d'air se créent juste derrière les structures. Cette déstabilisation locale se propage vers l'amont et vient perturber la colonne liquide en entier. A ceci s'ajoute une deuxième source d'instabilités dues aux contraintes de cisaillement à l'interface liquide-gaz sur toute la longueur du jet. Les forces aérodynamiques conduisent à de petites déformations à la surface liquide où l'on voit des crêtes apparaître. Les plus proéminentes parmi elles s'amplifient et donnent naissance à des ligaments en surface de la colonne liquide. L'intensité des forces aérodynamiques est principalement déterminée par les propriétés du gaz environnant. Le rapport de densité ρ_l/ρ_g et le différentiel de vitesse liquide/gaz conditionnent directement l'impact des contraintes de cisaillement sur le processus de fragmentation.

La turbulence au sein de l'écoulement joue aussi un rôle important dans la déstabilisation de l'interface comme le montrent les travaux de (Mansour et Chigier 1994) et de (Stahl et al. 2005). Pour des rapports $\rho_l/\rho_g > 500$ comme pour les jets de cette étude, (Wu, Tseng, et Faeth 1992) ont démontré en effet que le rôle des forces aérodynamiques devient négligeable devant celui de la turbulence. Dans ces conditions, l'apparition des crêtes est principalement due à l'énergie cinétique des tourbillons à l'intérieur du liquide (**Figure III.3**).

En fonction des conditions spécifiques au cas de jet étudié, d'autres sources de perturbation peuvent aussi favoriser la déstabilisation de la colonne du jet, telles que la cavitation (Bergwerk 1959) et les fluctuations de pression (Chaves, Mulhem, et Obermeier 1999).

III.2.2. Fragmentation primaire

Dans des conditions où la déstabilisation de la colonne liquide devient prédominante, les instabilités s'amplifient à la surface du jet et des fragments liquides peuvent y être arrachés. C'est la fragmentation primaire.

Selon les conditions d'éjection, la rupture des fragments primaires peut avoir lieu à l'échelle de la colonne liquide, donnant naissance à des gouttes du même ordre de grandeur que le diamètre du jet (cas des jets à faibles vitesses dans les régimes de Rayleigh et de « *1st wind induced breakup* »), ou bien à une dimension beaucoup plus faible que celle du système (écart de vitesses plus important comme dans les régimes de « *2nd wind induced breakup* » et d'atomisation) (Leroux 1996). Dans ce cas, la rupture se fait par arrachement à l'interface et engendre des gouttes primaires beaucoup plus petites que la taille du jet. Les gouttes se détachent des ligaments qui évoluent au niveau des crêtes après l'apparition des plissements sur la surface de la colonne liquide.

L'évolution d'un ligament jusqu'à sa rupture a fait l'objet de plusieurs études (Jarrahbashi et al. 2016; Shinjo et Umemura 2011; Zandian, Sirignano, et Hussain 2018). Divers mécanismes ont été proposés en fonction du régime d'écoulement (nombre de Weber, nombre de Reynolds et propriétés physiques du liquide).

(Wu et Faeth 1993) ont décrit un mécanisme phénoménologique selon lequel les forces aérodynamiques jouent un rôle essentiel dans l'évolution des ligaments, notamment pour de faibles rapports de densité ($\rho_l/\rho_g < 5$). Même si les effets aérodynamiques deviennent de moindre impact avec des rapports plus importants, ils amplifient toutefois les déformations interfaciales initialement déclenchées par la turbulence interne dans le liquide. En effet, l'air circulant à côté des ondulations saillantes en surface du jet, forme une zone de basse pression et exerce une portance aérodynamique au sommet des crêtes. Celles-ci s'étirent et donnent lieu à des ligaments. Ce mécanisme illustré dans la **Figure III.3** a été numériquement validé par (Desjardins et Pitsch 2010) pour des rapports de densité jusqu'à 40.

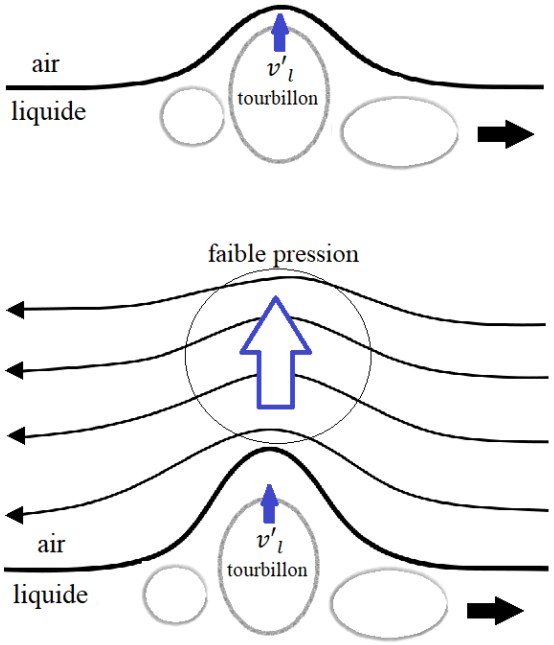


Figure III.3. *Mécanisme de formation de ligament par turbulence interne du liquide et leur évolution sous l'effet de portance aérodynamique (Desjardins et Pitsch 2010)*

Pour des jets à rapport de densités élevé ($\rho_l/\rho_g > 500$), il a déjà été établi que la fragmentation est peu affectée par les forces aérodynamiques. Dans ce cas, la rupture des ligaments est dominée par la capillarité selon un régime de (Rayleigh 1879) où le ligament se comporte comme un petit jet local. La dynamique du ligament jusqu'à sa rupture est ainsi régie par les effets compétitifs de la tension superficielle, de l'inertie et de la viscosité qui joue un rôle stabilisateur. La tension superficielle agit de deux manières différentes sur le ligament en développement, toujours dans le but de réduire l'interface liquide/gaz. Elle tente d'une part de freiner son étirement mais d'autre part elle contribue aussi à la réduction du rayon de sa circonférence. Cet effet entraîne le détachement de gouttelettes au niveau des cols rétrécis. Selon la théorie de stabilité linéaire des jets proposée par (Rayleigh 1879), le diamètre des gouttes primaires serait supérieur au diamètre moyen du ligament ($D_g \approx 1{,}89 \cdot D_{ligament}$). De nombreux détails sur la dynamique et le temps caractéristique de la rupture peuvent être trouvés dans (Dumouchel et al. 2015; Marmottant et Villermaux 2003, 2004).

(Shinjo et Umemura 2010; Shinjo, Xia, et Umemura 2015) se sont aussi investis dans l'étude de la formation des gouttes à partir des ligaments en se basant sur des simulations numériques directes, ainsi que des expériences sur des jets en microgravité (Umemura et al. 2020). Deux modes ont été principalement observés et étudiés (**Figure III.4**). Ils sont désignés par la rupture en mode court « *short-wave mode* » et la rupture en mode long « *long-wave mode* ». Dans le premier mode, l'évolution de la rupture est lente. Elle se produit à partir de la pointe de ligaments courts et épais. En revanche, le mode à ondes longues implique des

ligaments avec un rapport longueur/diamètre élevé ($\sim 10 - 15$) qui se rompent sous l'effet d'ondes capillaires rapides (Rao Kumar, Karmakar, et Basu 2017).

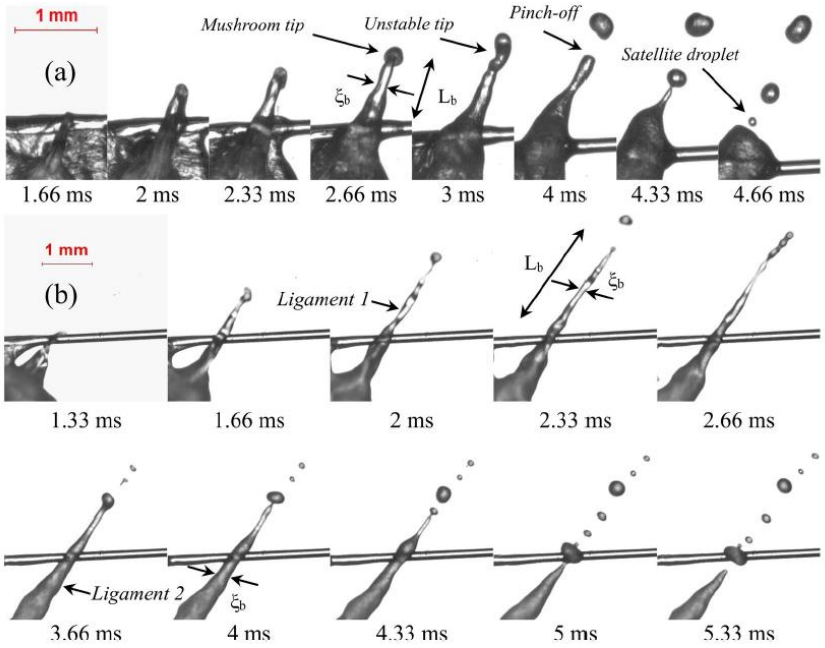


***Figure III.4**. a. Rupture en mode court d'un ligament en gouttes; b. Rupture en mode long (Rao Kumar et al. 2017)*

III.2.3. Modèle de fragmentation primaire par turbulence (Wu et al. 1992)

Tenant compte des conditions de jets auxquels on s'intéresse dans la présente étude (D_{buse} de l'ordre de [1 à 10 cm] et U_{jet} de l'ordre de 10 m/s soit un nombre de Reynolds en sortie du jet $Re_l > 10^5$), il convient de situer les jets de la présente étude entre le régime de fragmentation de « 2nd wind induced breakup » et le régime d'atomisation. Vu les propriétés des fluides considérés ($\rho_{Na}/\rho_{air} > 500$), il est justifiable de négliger le rôle des forces aérodynamiques devant celui de la turbulence interne. La déstabilisation du jet et sa fragmentation sont alors dominées par la turbulence interne de l'écoulement liquide (Wu et al. 1992).

Dans cette configuration de jets, les travaux menés par (Faeth, Hsiang, et Wu 1995; Wu, Reitz, et Bracco 1986; Wu, Ruff, et Faeth 1991; Wu et al. 1992) sur la fragmentation primaire à la surface des jets turbulents sont à souligner. Selon ces auteurs, la taille des gouttes formées serait comparable à celle des plus petits tourbillons dont l'énergie cinétique est suffisamment importante pour fournir l'énergie superficielle nécessaire à la formation d'une goutte (**Figure III.5**).

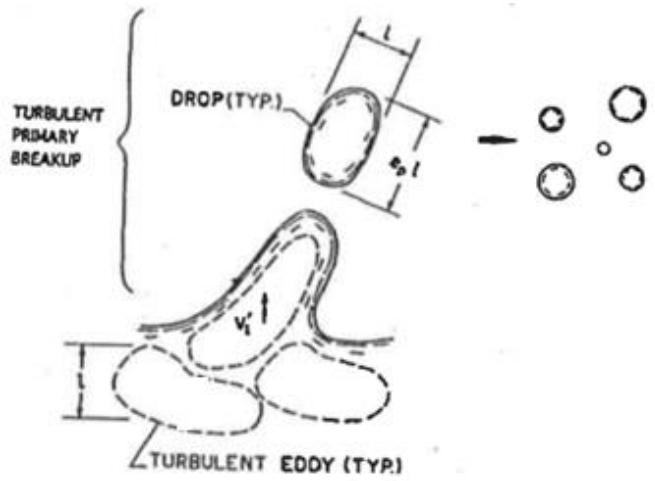


Figure III.5. *Mécanisme de fragmentation primaire par turbulence (Wu et al. 1992)*

En établissant le bilan d'énergie à l'échelle du tourbillon et en tenant compte des propriétés de la turbulence, une relation entre le diamètre de Sauter (III**.3**) des premiers fragments à une position donnée (χ_i) et le nombre de Weber liquide basé sur l'échelle radiale intégrale de turbulence Λ a été proposée :

$$\frac{SMD_i}{\Lambda} = C_s \left(\frac{\overline{u}_{jet}}{\overline{v'}_{jet}} \right)^{6/5} (We_\Lambda)^{-3/5} \qquad \textit{(Eq III.4)}$$

Dans cette relation, C_s est une constante. Le rapport "$\frac{\overline{u}_{jet}}{\overline{v'}_{jet}}$" ("$\overline{u}_{jet}$" composante axiale de la vitesse et "$\overline{v'}_{jet}$" fluctuation de la vitesse radiale du jet) en régime turbulent établi en sortie d'une buse cylindrique peut être considéré aussi comme constant (Laufer 1954). L'échelle radiale intégrale de turbulence Λ peut être évaluée en première approximation par la relation $\Lambda = D_{buse}/8$ utilisée par ces auteurs et proposée par (Hinze 1955).

D'autre part, le temps nécessaire pour qu'une goutte se crée à partir d'un tourbillon est égal au temps caractéristique τ_i de formation et de rupture d'un ligament sous régime de Rayleigh. Ce dernier est proportionnel au temps nécessaire à un ligament pour se développer jusqu'à sa longueur de rupture et peut être estimée en appliquant la loi de stabilité d'un jet proposé par (Weber 1931). Une autre corrélation a été alors établie pour calculer la distance à la sortie du jet où la rupture est amorcée ($\chi_i = U_{jet}\, \tau_i$) :

$$\frac{\chi_i}{\Lambda} = C_\chi \left(\frac{\overline{u}_{jet}}{\overline{v'}_{jet}} \right)^{9/5} (We_\Lambda)^{-2/5} \qquad \textit{(Eq III.5)}$$

A partir de ces deux relations combinées, on en déduit l'évolution de la taille des gouttes en fonction de la distance parcourue depuis la sortie du jet χ :

$$\frac{SMD}{\Lambda} = C_{s\chi}\left(\frac{\chi}{\Lambda\, We_{\Lambda}^{1/2}}\right)^{2/3} \qquad \textit{(Eq III.6)}$$

avec $C_{s\chi}$ une constante de l'ordre de l'unité.

Des mesures expérimentales des diamètres de Sauter à distances variées le long de jets verticaux descendants éjectés dans un milieu gazeux au repos ont été confrontées à ce modèle (**Figure III.6**). Les jets considérés ont des diamètres de l'ordre du millimètre et des vitesses de quelques dizaines de m/s. Les fluides utilisés varient entre l'eau, le glycérol et le n-heptane pour le jet liquide, et l'air et l'hélium pour le milieu gazeux environnant. L'ensemble des mesures réalisées a permis d'ajuster les exposants et de trouver la constante $C_{s\chi}$ qui permettent de mieux représenter toutes les mesures, quelque soient les fluides et les conditions de l'écoulement. La corrélation ajustée « *best fit* » pour simuler au mieux l'ensemble des résultats d'essais est la suivante :

$$\frac{SMD}{\Lambda} = 0{,}69\left(\frac{\chi}{\Lambda\, We_{\Lambda}^{0{,}54}}\right)^{0{,}57} \qquad \textit{(Eq III.7)}$$

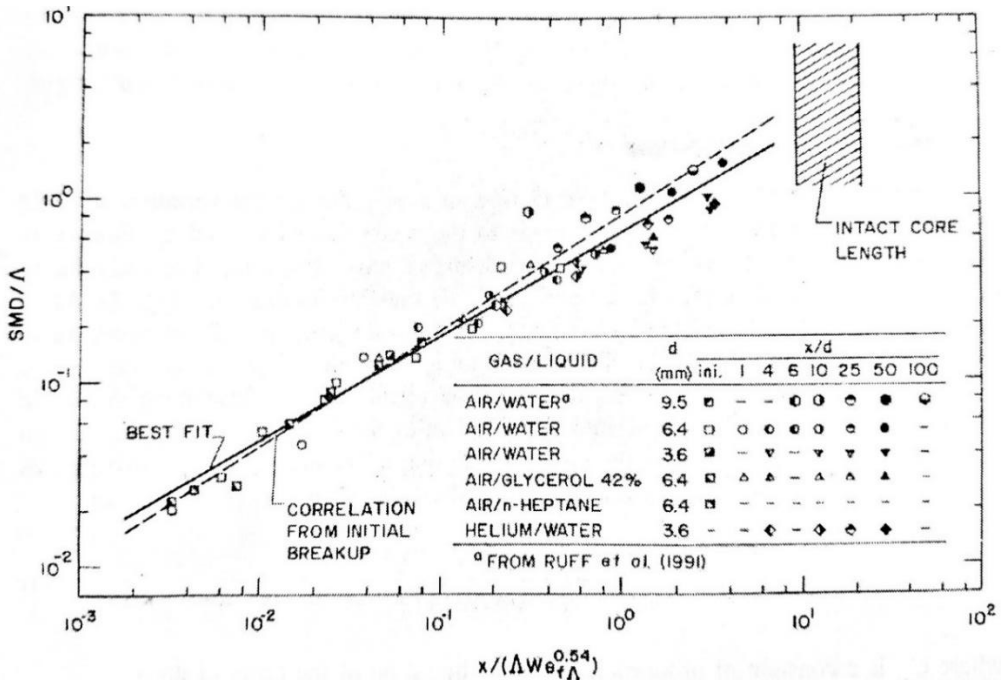


Figure III.6. *SMD obtenu par fragmentation primaire par turbulence en fonction de la distance à la sortie du jet. Comparaison avec la corrélation proposée par (Wu et al. 1992)*

L'aptitude de cette corrélation à prédire le SMD des gouttes formées par fragmentation turbulente des jets, pour des liquides avec des propriétés physiques et des conditions de jet variées, permet d'envisager une application satisfaisante de ce modèle aux jets de cette étude. Cette hypothèse sera étudiée par la suite.

III.2.4. Fragmentation secondaire

Lorsqu'une goutte issue de la fragmentation primaire est dynamiquement instable (cas des gouttes ayant un grand diamètre ou une vitesse importante), elle se déforme sous l'effet des forces aérodynamiques de traînée auxquelles elle est soumise. Si la tension superficielle ne réussit pas à contrecarrer les forces destructives et à restaurer la forme sphérique de la goutte, la fragmentation secondaire aura lieu et donnera naissance à des gouttes filles plus petites et plus stables (Guildenbecher, López-Rivera, et Sojka 2009; Kékesi, Amberg, et Prahl Wittberg 2014).

III.2.4.1. Nombres adimensionnels

Le critère de rupture de la goutte est déterminé en comparant essentiellement les forces aérodynamiques aux forces de tension superficielle (Hinze 1955) à travers le nombre de weber gazeux défini avec le diamètre de la goutte et la masse volumique du milieu environnant. Plus le weber gazeux est important, plus la tendance de la goutte à se fragmenter est grande :

$$We_g = \frac{\rho_g (V_{goutte} - U_g)^2 D_g}{\sigma} \qquad \textit{(Eq III.8)}$$

Outre la tension de surface, la viscosité joue un rôle stabilisateur par dissipation de l'énergie des forces aérodynamiques. Elle est prise en considération à travers le nombre d'Ohnesorge. Un grand nombre d'Ohnesorge signifie une faible tendance à la fragmentation :

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma \rho_l D_g}} \qquad \textit{(Eq III.9)}$$

Plusieurs études ont cherché de définir le seuil de fragmentation secondaire en fonction de ces deux nombres adimensionnels. Elles ont mis en évidence une valeur critique du nombre de Weber : $We_{cr} = 12$ pour $Oh < 0.1$. A plus grand nombre d'Ohnesorge, la fragmentation devient plus difficile et le Weber critique augmente suivant la corrélation de (Brodkey 1967) :

$$We_{cr} = 12(1 + 1.077Oh^{1.6}) \qquad \textit{(Eq III.10)}$$

III.2.4.2. Régimes de fragmentation secondaire

Pour des nombres de Weber gazeux au-delà de la valeur critique, la goutte peut se diviser sous différents régimes (**Figure III.7**), décrits et bien délimités pour $Oh < 0.1$ par (Pilch et Erdman 1987) :

- **$We \leq 12$: Rupture vibrationnelle**

  Des instabilités de surface se développent à la surface de la goutte qui entre alors en résonance et finit par se rompre, dans des conditions favorables, en quelques grosses gouttes.

- **$12 \leq We \leq 50$: Rupture en sac**

  La goutte se déforme comme un sac creux qui éclate en petites gouttes ne laissant qu'un anneau toroïdal qui sera lui-même cassé en gouttes plus grosses.

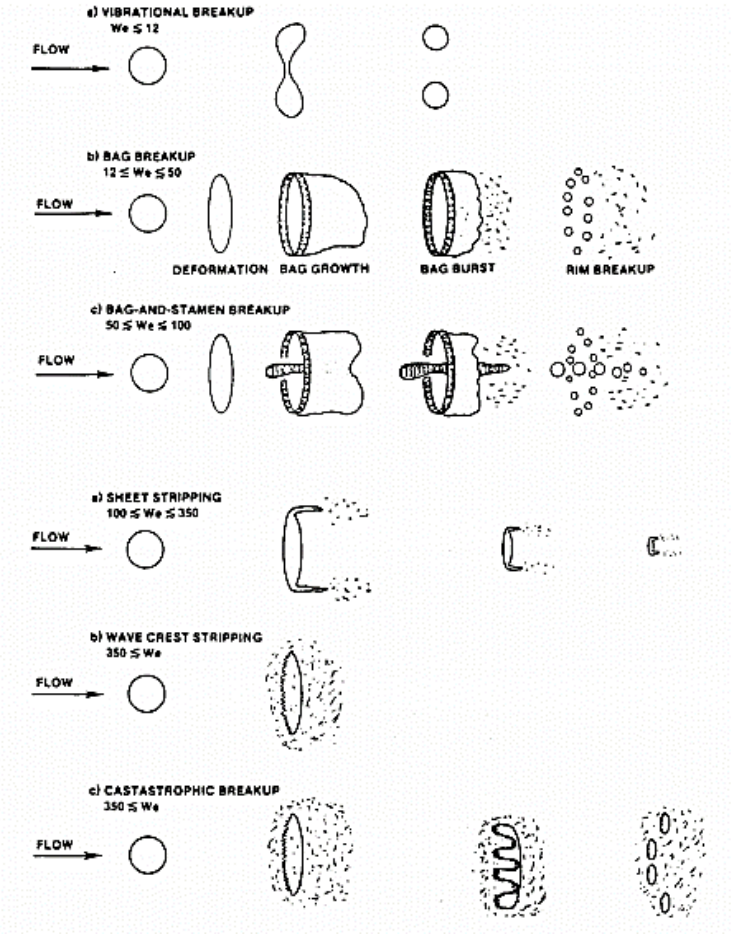


Figure III.7. *Régimes de fragmentation secondaire en fonction du nombre de Weber (Pilch et Erdman 1987)*

- **$50 \leq We \leq 100$: Rupture en parapluie**

  C'est un mécanisme transitoire qui présente en plus d'un sac une colonne liquide au milieu. Le sac se brise en premier, la colonne ensuite.

- **$100 \leq We \leq 350$: Rupture par érosion**

  Des ligaments se forment aux extrémités de la goutte et se désintègrent rapidement en petites gouttes.

Dans le cas où le nombre de Weber est supérieur à 350, deux phénomènes de rupture peuvent se produire :

- **$We > 350$: Rupture par érosion de vagues**

  Des instabilités de courte longueur d'onde et de grande amplitude se forment à la surface de la goutte. Les crêtes des vagues sont érodées sous l'action des forces aérodynamiques résultant en de petites gouttes.

- **$We > 350$: Rupture catastrophique**

  Des instabilités de grandes longueurs d'onde et amplitude se forment à la surface de la goutte et la transpercent en créant des fragments. Une fragmentation en cascade des fragments se poursuit et ne s'arrête qu'avec les petites gouttes ayant un nombre de Weber inférieur au We_{cr} .

III.3. Caractéristiques des gouttes

III.3.1. Diamètres caractéristiques

Le spray final obtenu après fragmentation est généralement polydispersé. Afin de caractériser ce spray, on a souvent recours à décrire la taille des gouttes à l'aide d'un diamètre moyen d'ordre $p + q$, défini, en fonction du domaine d'application, par la relation suivante :

$$D_{pq} = \left[\frac{\sum N_i D_i^p}{\sum N_i D_i^q}\right]^{\frac{1}{p-q}} \qquad \textit{(Eq III.11)}$$

Dans le **Tableau III.1**, les principaux diamètres moyens sont présentés. Dans le domaine de la combustion diphasique, comme c'est le cas de cette étude, on s'intéresse surtout à la surface d'échange entre le sodium et l'air permettant les échanges entre les phases à partir d'un volume fini de liquide. Le diamètre qui prend le mieux ces deux grandeurs en compte est le diamètre de Sauter (SMD ou D_{32}) qui représente d'après (Sowa 1992) le diamètre autour duquel la surface des gouttes du spray est centrée.

Tableau III.1. *Diamètres moyens les plus courants et leurs domaines d'application, d'après (Mugele et Evans 1951)*

Symbole	Ordre	Nomenclature	Domaine d'application
$\boldsymbol{D_{10}}$	1	Linéaire	Comparaison, évaporation
$\boldsymbol{D_{20}}$	2	Surfacique	Phénomènes surfaciques (ex: absorption)
$\boldsymbol{D_{30}}$	3	Volumique	Phénomènes volumiques (ex: hydrologie)
$\boldsymbol{D_{21}}$	3	Surfacique-linéaire	Adsorption
$\boldsymbol{D_{31}}$	4	Volumique-linéaire	Evaporation, diffusion moléculaire
$\boldsymbol{D_{32}}$ **(SMD)**	5	De Sauter	Transfert de masse et réactions
$\boldsymbol{D_{43}}$	7	De Brouckere	Equilibre de combustion

Il existe aussi d'autres notions de diamètres représentatifs différents des diamètres moyens (**Tableau III.2**).

Tableau III.2. *Diamètres représentatifs et leur signification, d'après (Sowa 1992)*

Symbole	Signification
$\boldsymbol{D_{0,1}}$	10% du volume total de liquide est contenu dans des gouttes de diamètre inférieur à $D_{0,1}$
$\boldsymbol{D_{0,5}}$ **(MMD)**	50% du volume total de liquide est contenu dans des gouttes de diamètre inférieur à $D_{0,5}$ appelé « diamètre médian massique »
$\boldsymbol{D_{0,632}}$	63,2% du volume total de liquide est contenu dans des gouttes de diamètre inférieur à $D_{0,632}$, diamètre caractéristique de la distribution Rosin-Rammler
$\boldsymbol{D_{0,9}}$	90% du volume total de liquide est contenu dans des gouttes de diamètre inférieur à $D_{0,9}$
$\boldsymbol{D_{0,99}}$	99% du volume total de liquide est contenu dans des gouttes de diamètre inférieur à $D_{0,99}$
$\boldsymbol{D_{pic}}$	Diamètre du plus grand nombre de gouttes, représentant le pic de la distribution

Il est important de souligner dans cette partie dédiée aux diamètres caractéristiques, le résultat significatif obtenu par (Simmons 1977) grâce à sa relation entre le diamètre de Sauter

et le diamètre médian massique qui s'est montrée valide sur des liquides de propriétés diverses et sous différentes conditions d'éjection : $\frac{MMD}{SMD} = 1{,}2$.

III.3.2. Distributions de gouttes

Une méthode plus instructive et plus complète pour décrire la population de gouttes consiste à tracer un histogramme montrant le nombre ou le volume total de gouttes dans chaque classe de tailles, comprises entre $D - \Delta D$ et $D + \Delta D$. Il en résulte des courbes de distribution fréquentielle pour lesquelles les auteurs ont cherché à donner une expression mathématique satisfaisante, soit en se basant sur les distributions de probabilité connues, soit par un « fit » empirique. Plusieurs fonctions de distribution ont été proposées sans qu'il y en ait une et une seule capable de reproduire les résultats de toutes les configurations expérimentales. Parmi celles qui sont les plus utilisées, on peut citer les distributions suivantes :

- **Loi log-normale :**

  Cette distribution est obtenue si le logarithmique du diamètre est utilisé comme variable dans l'expression de la loi normale :

$$\frac{dN}{dD} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D \sigma_G} \exp - \left[\frac{1}{2{\sigma_G}^2} (\ln D - \ln \overline{D}) \right] \qquad \textit{(Eq III.12)}$$

  $\overline{D}$ est le diamètre moyen.

- **Nukiyama-Tanasawa :**

  Cette distribution représente une version de la fonction mathématique proposée par (Nukiyama et Tanasawa 1939) pour calculer le nombre de gouttes correspondant à un diamètre donné :

$$\frac{dN}{dD} = a D^p e^{-(bD)^q} \qquad \textit{(Eq III.13)}$$

  p, a, b et q sont des constantes indépendantes qui doivent être simultanément optimisées pour s'accorder au mieux aux résultats expérimentaux.

- **Rosin-Rammler :**

  Cette fonction sert à exprimer, pour chaque diamètre D, le volume total cumulé $\mathcal{V}(D)$ de l'ensemble des gouttes de diamètre inférieur à ce dernier (Vesilind 1980):

$$1 - \mathcal{V}(D) = e^{-(\frac{D}{D_{\%}})^q} \qquad \textit{(Eq III.14)}$$

q est un coefficient de dispersion des tailles de gouttes variant entre 1,5 et 4 pour la plupart des sprays ; plus sa valeur est grande, plus le spray est uniforme. $D_{\%}$ est un diamètre représentatif (voir **Tableau III.2**) calculé en résolvant l'équation $1 - \mathcal{V}(D_{\%}) = e^{-1}$.

Les études de (Rizk et Lefebvre 1982) ont montré que cette distribution répond bien aux données expérimentales sauf pour les classes de gouttes de grande taille. Ils y ont proposé des améliorations en réécrivant la fonction sous la forme suivante :

$$1 - \mathcal{V}(D) = e^{-\left(\frac{\ln D}{\ln D_{\%}}\right)^q} \qquad \textit{(Eq III.15)}$$

- **Upper limit :**

  Proposée par (Mugele et Evans 1951), cette distribution volumique est une version inspirée de la loi log-normale :

$$\frac{d\mathcal{V}(D)}{dy} = \delta \exp \frac{-\delta^2 y^2}{\sqrt{\pi}} \qquad \textit{(Eq III.16)}$$

  où $y = \ln \frac{aD}{D_{max} - D}$ avec a une constante adimensionnelle, D_{max} diamètre maximal des gouttes présentes et δ valeur liée à l'écart-type de y. Dans leur ouvrage, (Mugele et Evans 1951) présentent une application de cette équation sur un cas expérimental où ils détaillent les démarches nécessaires pour calculer ces paramètres ainsi que les diamètres moyens.

III.3.3. Vitesse des gouttes après fragmentation

Peu d'études renseignent sur la vitesse de la goutte après fragmentation. Dans le cas d'une fragmentation primaire turbulente, (Dai, Chou, et Faeth 1998) ont trouvé qu'une goutte se détachant de la surface du jet aura une vitesse axiale égale à 0,92 fois la vitesse locale du jet (contre 0,88 valeur reportée par (Sallam, Dai, et Faeth 2002)) et 0,05 fois cette vitesse en direction radiale. Quant à la fragmentation secondaire, une étude menée par (Hsiang et Faeth 1993) propose des corrélations permettant de calculer l'évolution de la vitesse de la goutte tout au long de sa déformation jusqu'à sa fragmentation, tout en tenant compte des effets de traînée.

III.4. Conclusion

Cette synthèse bibliographique passe en revue les différentes étapes de la fragmentation des jets liquides cylindriques. Bien que le sujet soit largement étudié au fil des années, il n'existe à l'heure actuelle aucune théorie globale qui décrit la formation de gouttes à l'interface liquide-gaz de la colonne du jet. En effet, les mécanismes qui contribuent à la déstabilisation et à la fragmentation primaire des jets sont complexes et variés et peuvent intervenir simultanément. Ils dépendent de nombreux paramètres telles que les propriétés physiques du fluide et les conditions d'éjection.

Dans cette étude, on s'intéresse spécialement à l'étude de grands jets lourds avec un rapport de densité ρ_l/ρ_g supérieur à 500 et des diamètres de plusieurs centimètres, se situant entre le régime de « 2nd wind induced breakup » et le régime d'atomisation. Les références bibliographiques sur la phénoménologie de fragmentation de cette configuration de grands jets sont très limitées. Néanmoins, dans ces conditions d'écoulement, les auteurs s'accordent sur le fait que le rôle de la turbulence devient prédominant et celui des effets aérodynamiques négligeable. Un modèle a été proposé par (Wu et al. 1992) pour décrire la taille des gouttes en fonction des conditions d'éjection et de la distance parcourue depuis la sortie du jet. La corrélation proposée n'a été validée que sur une gamme de jet verticaux descendants de l'ordre du millimètre. Ceci met en avant la nécessité de réaliser des essais expérimentaux avec des jets plus larges et des inclinaisons variées afin de qualifier ce modèle et ajuster certains paramètres. C'est l'objectif principal de la partie suivante du manuscrit qui décrit l'étude expérimentale développée durant la thèse.

Partie B.
Analyse de jets par ombroscopie

Chapitre IV.
Dispositif expérimental

Une étude expérimentale a été menée sur le centre CEA de Cadarache dans le but de caractériser les gouttes issues de la fragmentation de jets liquides sous des conditions de débits, de diamètres d'éjection et d'inclinaisons variables. Un dispositif expérimental baptisé « JETSER » a été conçu et raccordé aux circuits de la boucle « PLATEAU » mise en place pour étudier le comportement thermohydraulique des composants conçus pour les RNR-Na. Avec une approche de similitude (voir VII**.1**), l'eau est utilisée comme liquide simulant du sodium pour s'affranchir des risques et des contraintes liés à sa grande réactivité chimique notamment avec l'oxygène de l'air. La boucle PLATEAU dispose de pompes puissantes permettant de délivrer des débits s'élevant jusqu'à $350\ m^3/h$ et de tuyauteries de diamètre important (jusqu'à $200\ mm$). Ces caractéristiques permettent d'étudier des conditions de jets beaucoup plus proches des scénarios de fuite à évaluer pour des réacteurs de taille industrielle que celles des essais décrits dans la littérature.

La caractérisation de la fragmentation des jets s'est appuyée sur la technique d'ombroscopie qui a permis de bien séparer les gouttes et les structures liquides sur les images-vidéo enregistrées à des distances variées le long des jets. Une analyse automatisée des séquences vidéo enregistrées pour chaque essai a ensuite été réalisée à l'aide d'un programme de post-traitement dont le contenu et la mise en œuvre sont décrits dans le chapitre suivant. Le présent chapitre dresse une description détaillée du dispositif expérimental et du matériel optique utilisé et présente les conditions des essais.

IV.1. Dispositif JETSER

Le dispositif JETSER (JET Sodium-Eau-aiR) consiste en un caisson métallique de forme parallélépipédique d'environ 4 m de longueur, 2,5 m de largeur et de 2,4 m de hauteur. Il a été conçu avant le démarrage de la thèse d'une manière à répondre à trois objectifs principaux :

- la production et le réglage de jets en eau avec des conditions variables de débits, de diamètres d'éjection et d'inclinaisons, tout en respectant les limites et les contraintes imposées par la boucle PLATEAU,
- le confinement du jet et la récupération de l'eau pour son retour vers le circuit de la boucle PLATEAU,
- le support et le positionnement du matériel optique de caractérisation par ombroscopie le long du jet.

IV.1.1. Production et confinement des jets

Pour assurer son alimentation en eau, le dispositif JETSER est muni de deux entrées connectées aux circuits de la boucle PLATEAU.

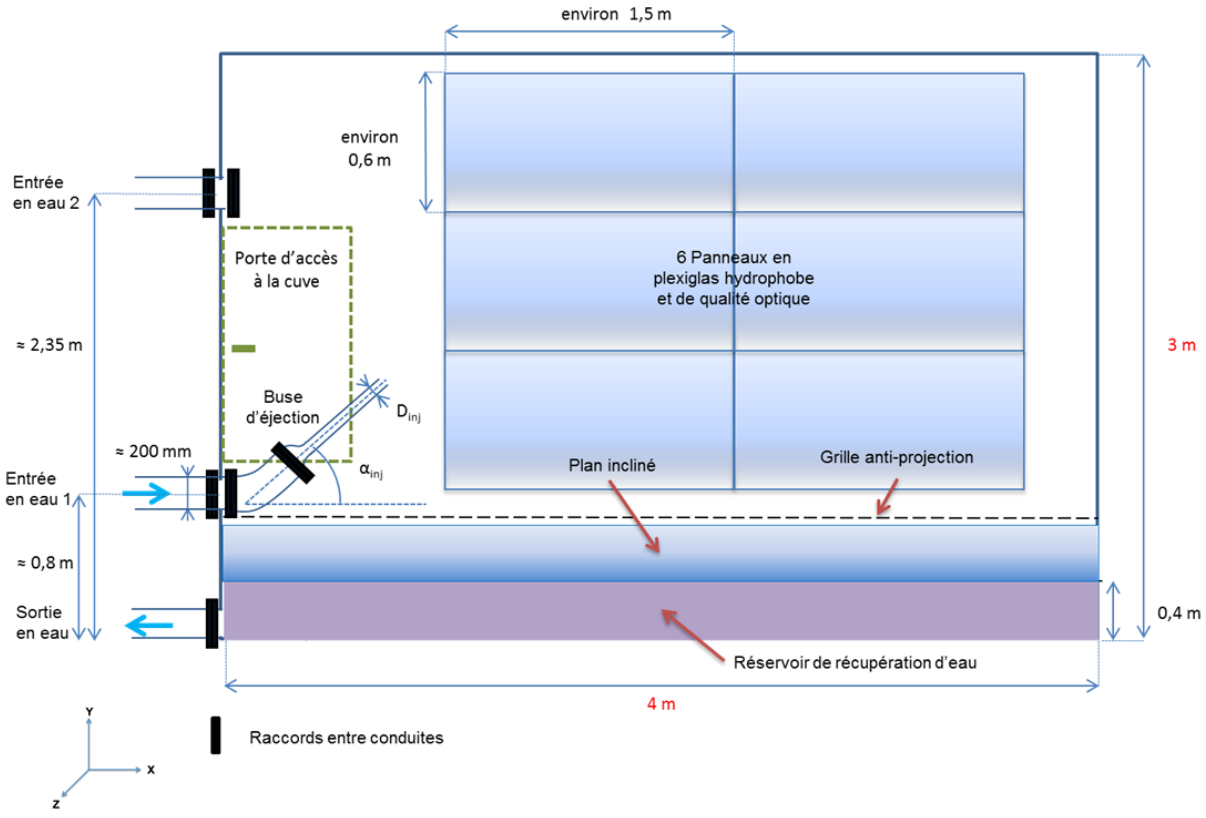


***Figure IV.1**. JETSER - Schéma du caisson de confinement (vue de profil du jet)*

Les deux entrées d'eau avec brides de $200\ mm$ sont placées à deux hauteurs différentes et sont compatibles avec un jeu de raccords coudés de $30°$ et de $45°$. En plus des jets horizontaux, le dispositif permet alors de générer des jets inclinés descendants et ascendants par raccordement des coudes aux entrées haute ou basse respectivement. La disposition de 3 buses d'éjection interchangeables de diamètres internes de 18, 44 et $110\ mm$ permet de varier le diamètre d'éjection en raccordant la buse au coude ou directement à la bride d'entrée. La géométrie de ces buses comprend notamment une section tubulaire dont le but est de générer un jet cylindrique, précédée par un convergent. Le rapport longueur/diamètre de la section tubulaire a été maintenu au plus grand possible. Il est respectivement égal à 20, 10 et 5 pour les trois buses. Quant au débit, il est réglé au niveau de la boucle PLATEAU à l'aide de deux circuits distincts équipés de pompes aux caractéristiques différentes (voir IV**.2**).

Grâce à des parois métalliques sur les six côtés (deux d'entre elles étant partiellement vitrées), le dispositif assure le confinement des jets d'eau dans le caisson protégeant ainsi le matériel optique et les équipements électriques des projections et permettant la récupération de l'eau. Une porte d'accès à l'intérieur du caisson permet d'intervenir au besoin pour les opérations de montage/démontage des coudes et des buses d'éjection. Des grilles de type caillebotis sont placées juste au-dessous de cette porte afin de réduire les projections de gouttes et assurer une plateforme d'intervention.

Pour collecter l'eau déversée à chaque essai, le fond du caisson a été conçu selon un plan incliné qui se déverse dans un réservoir de récupération raccordé au circuit d'évacuation. Ce réservoir a été aménagé principalement pour assurer l'immersion totale de l'entrée de la conduite de retour d'eau et par suite le bon fonctionnement de la pompe d'alimentation.

IV.1.2. Support et positionnement du matériel optique

La caractérisation du jet par ombroscopie consiste à placer la zone à observer entre une source de rétroéclairage et une caméra rapide. D'un côté du caisson, un système de rétro-éclairage de haute intensité est placé pour éclairer le jet. La caméra rapide est positionnée en regard de l'éclairage mais de l'autre côté pour filmer le développement du jet en vue de profil (voir **Figure IV.2**). Afin de le protéger des projections d'eau, le matériel optique est placé à l'extérieur du caisson, derrière des panneaux transparents. Au total, six panneaux en plexiglas de qualité optique sont disposés de chaque côté du caisson et offrent des fenêtres de visualisation de $1460 \times 560\ mm^2$ chacune.

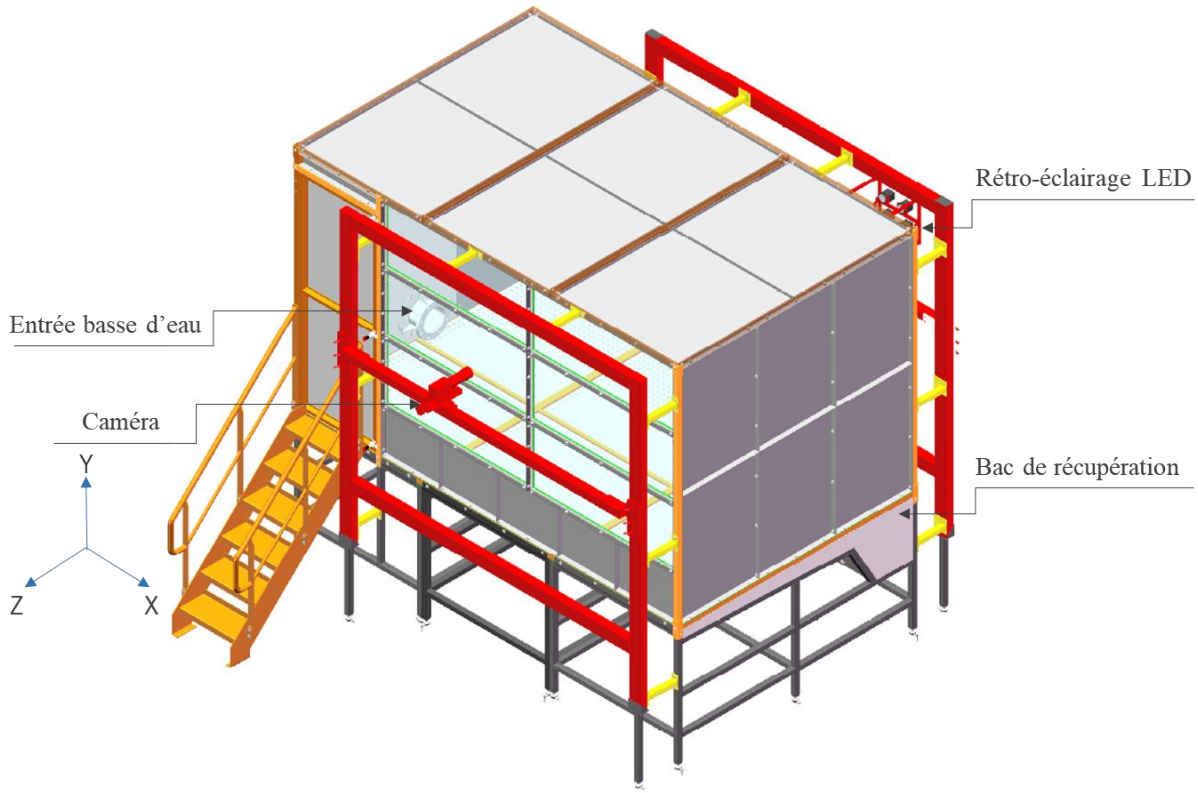


Figure IV.2. *Schéma 3D du dispositif JETSER et des rails de support de la caméra et du rétro-éclairage*

Le caisson est complété par des structures métalliques de support sur lesquels sont fixés les rails de positionnement destinés à déplacer le matériel de caractérisation. Grâce à ce système de rails, le positionnement de la caméra et du rétroéclairage est facilement réglable selon les deux directions horizontale « X » et verticale « Y », ce qui permet de caractériser le jet en différentes positions, quelle que soit la trajectoire imposée par le diamètre, l'inclinaison et le débit d'éjection. Deux paires de rails verticaux « Y » fixes sont appuyées sur le sol et attachées de part et d'autre au caisson. A cela s'ajoutent trois rails horizontaux transverses : deux rails fixés en haut et en bas de la structure précédente, et un troisième mobile grâce à des supports coulissant le long des deux rails verticaux, de manière à assurer un déplacement dans la direction verticale « Y » du matériel optique. La caméra et le rétro-éclairage sont placés sur un support coulissant selon l'axe horizontal « X » qui assure une translation fluide le long du rail mobile. Les supports mobiles sont tous munis de loquets pour verrouiller la position souhaitée qui sera repérée grâce à des bandes de graduation millimétrique collés sur le rail « X » et les rails « Y ». Le support de la caméra comprend aussi un réglage manuel en profondeur, dans la direction « Z » perpendiculaire à la paroi vitrée.

IV.2. Circuit en eau

L'alimentation en eau dans les circuits de la boucle PLATEAU est assurée grâce à deux réservoirs d'eau. Pour les jets à faibles débits (avec les buses de petits diamètres), un premier circuit (**Figure IV.3**, circuit en bleu) utilise l'eau issue d'un réservoir BA01 de 40 m^3 et une pompe P01 pouvant atteindre un débit de 80 m^3/h. La vidange de l'eau dans ce cas se fait par gravité vers une bâche de récupération BA03 située en contrebas. Pour les essais à plus forts débits, une seconde alimentation en circuit fermé (**Figure IV.3**, circuit en orange) utilise la pompe P03 reliée à la bâche BA03 de 80 m^3 qui permet de couvrir des débits compris entre 50 m^3/h et 350 m^3/h. Cette pompe aspire l'eau du bac de récupération d'eau positionné à l'intérieur du caisson et la réinjecte en boucle fermée dans JETSER.

Un jeu de vannes permet d'alterner l'utilisation entre les deux circuits selon le choix de la pompe imposé par le débit de l'essai. De même, deux vannes positionnées en amont des entrées d'eau en positions haute et basse permettent de choisir la conduite d'entrée, en fonction de l'orientation du jet à caractériser.

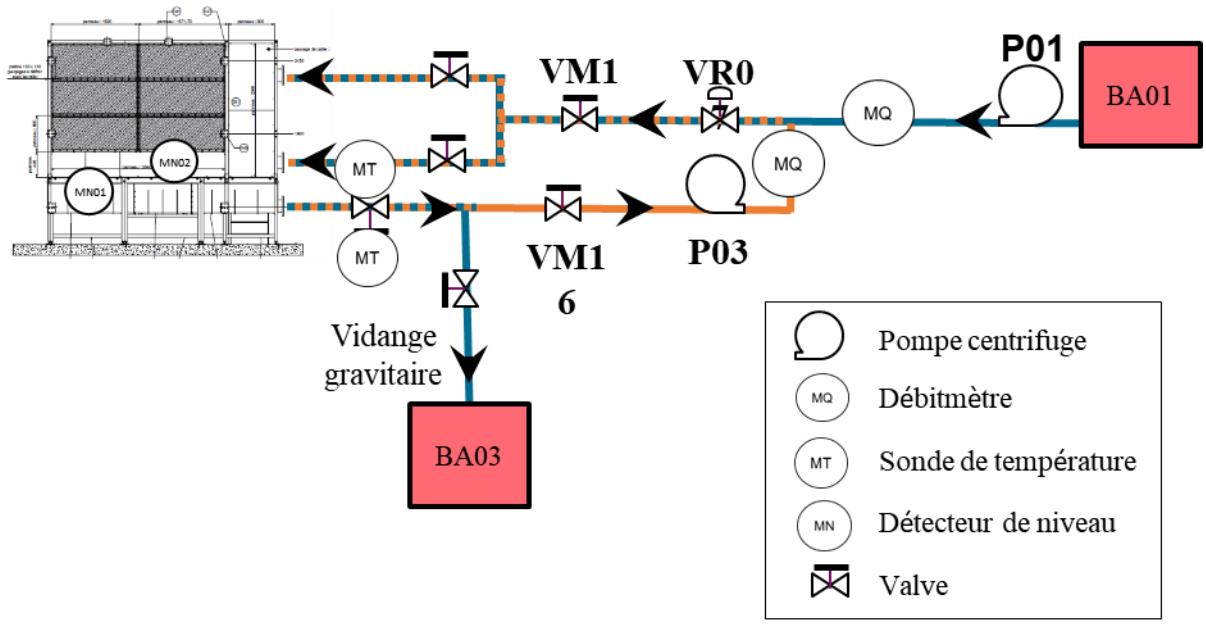


Figure IV.3. *Schéma des circuits de raccordement de JETSER à la boucle PLATEAU*

IV.2.1. Instrumentation

Dans le but de caractériser les conditions de l'écoulement, des mesures de température et de débit ont été placées au niveau des deux circuits.

- Une sonde de température de type PT100 adaptée à une gamme T comprise entre 10° et $100°C$ a été positionnée à chaque entrée d'eau, haute et basse. Cette mesure permettra de calculer les propriétés physiques de l'eau, telles que sa viscosité, sa tension superficielle et sa densité, qui sont essentielles pour le calcul des nombres adimensionnels caractéristiques du jet.

- Un débitmètre et une sonde de pression sont placés en aval de chacune des pompes P01 (5 – 80 m^3/h) et P03 (50 – 350 m^3/h) utilisées sur les deux circuits et permettent d'enregistrer le débit volumique de l'écoulement et la pression de fonctionnement de la pompe. La valeur de débit relevé permet une première estimation de la vitesse du jet à l'éjection en considérant la section interne de la buse.

Deux détecteurs de niveau à lame vibrante ont été placés dans le bac de récupération d'eau : le premier (MN01) à $25\ cm$ du fond du réservoir juste au-dessus de la tuyauterie d'évacuation de $20\ cm$ de diamètre afin de contrôler la mise en charge permanente de la pompe ; un deuxième (MN02) au niveau haut du bac pour empêcher son débordement.

IV.3. Technique d'ombroscopie

L'ombroscopie est l'une des méthodes les plus simples de visualisation optique. Elle est fréquemment utilisée pour la caractérisation des phénomènes d'atomisation. Elle permet de réaliser des images du jet en positionnant une caméra rapide et un rétroéclairage sur un même axe de part et d'autre du jet liquide. Les rayons émis par la source lumineuse sont transmis à travers le milieu gazeux et atteignent le capteur de la caméra sans déviation. Cependant, les rayons traversant le milieu liquide seront plus ou moins difractés et s'éloignent de la zone du jet et des gouttes. Celle-ci apparait alors comme une ombre projetée sur un fond lumineux dans l'image récupérée par le capteur de la caméra. Ces ombres peuvent être ensuite caractérisées pour mesurer la taille des gouttes, ainsi que leur déplacement en comparant leurs positions entre deux images successives.

IV.3.1. Equipement utilisé

La chaîne d'acquisition d'images illustrée dans la **Figure IV.4** intègre principalement un rétroéclairage pulsé et une caméra, positionnés de part et d'autre du profil du jet et à $3\ m$ environ de distance.

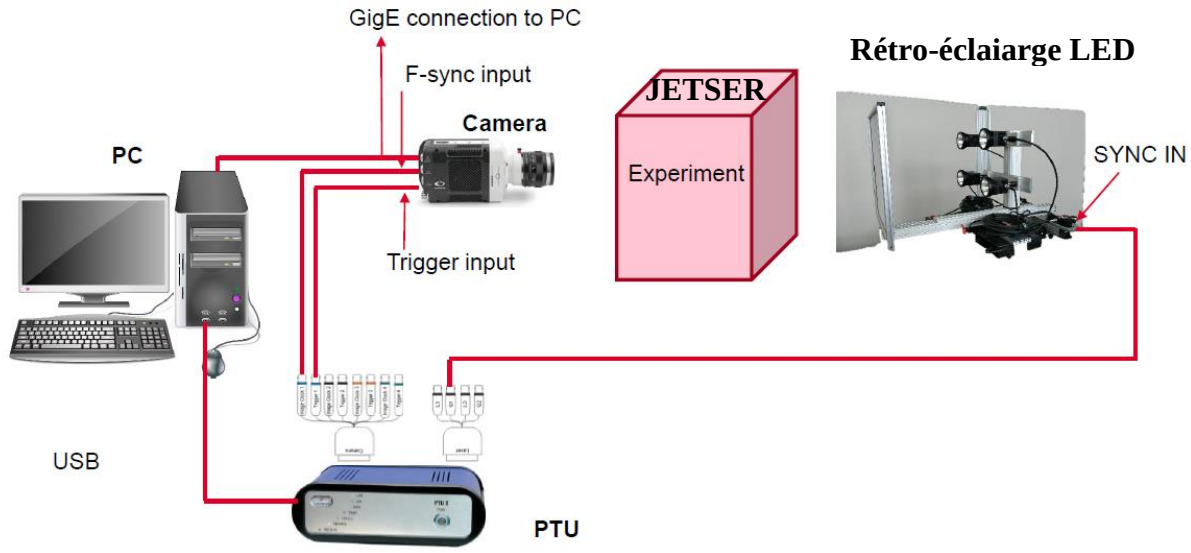


Figure IV.4. *Chaîne d'acquisition d'images par la technique d'ombroscopie*

- **Rétro-éclairage**

L'éclairage repose sur un système de quatre projecteurs haute puissance « *LED high efficiency* » d'une luminance d'environ 3700 cd/m^2 chacun, dans la zone centrale du cône de lumière et à 1,5 m de distance. Un panneau carré de diffusion complète cet assemblage afin d'assurer un rétro-éclairage homogène dans le champ de visualisation de la caméra. L'illumination peut être continue (l'obturation se fait alors par la caméra) ou pulsée (durée de pulse réglable de 5 μs ou plus).

- **Caméra**

La caméra est une Phantom Miro M LAB 110 dotée d'un capteur CMOS 12 bits (4096 niveaux de gris) de résolution maximale 1280×800 pixels et dont la taille du pixel est de 20 μm. Sa fréquence d'acquisition est limitée à 1688 Hz, ce qui ne permet pas de véritable suivi temporel des gouttes. Néanmoins, grâce à un mode d'acquisition d'images par doublets, il est possible de quantifier le déplacement des gouttes dans le plan X-Y sans devoir sacrifier la résolution spatiale. Ceci nécessite la synchronisation entre le panneau LED et la caméra. Dans ces essais, la caméra a été associée à un objectif de distance focale 200 mm permettant un champ de vision de 17×10 cm environ à une distance de 1,5 m du jet, ce qui procure une résolution spatiale de 132 µm/pixel.

- **Interface de pilotage et d'acquisition PTU-X**

Le PTU-X est un boîtier de commande qui permet de déclencher lumières et caméra selon différents schémas de synchronisation. Afin d'obtenir le mode d'acquisition en doublets,

le PTU-X envoie simultanément deux ordres séparés d'un lapse de temps δt à la caméra et au système d'éclairage. Le panneau LED s'illumine en réponse aux signaux reçus en envoyant deux pulses de lumière intense. La caméra synchronisée capte ces deux moments où le panneau LED est allumé et obtient un doublet d'images espacées de δt. La fréquence d'acquisition de doublets à pleine résolution est alors de $844\ Hz$, soit 1688 images par seconde.

- **DaVis**

Le PC de pilotage permet à partir du logiciel DaVis (LaVision) de régler les paramètres d'acquisition tels que la fréquence, le lapse de temps δt entre deux images successives d'un doublet, la durée de la pulse des projecteurs LED, en fonction des conditions de chaque essai.

IV.3.2. Choix des paramètres d'acquisition

Les paramètres optiques de la caméra et de l'éclairage doivent être choisis en fonction des conditions de chaque essai d'une manière à trouver le bon compromis entre une bonne netteté et un bon contraste. Ci-dessous une brève description des critères qui ont permis de fixer ces paramètres pour chacun des scénarios rencontrés.

- **Ouverture du diaphragme**

Une bague de réglage permet de régler mécaniquement l'ouverture du diaphragme devant la lentille de l'objectif par ajustement discret par cran d'arrêt sur différentes valeurs $f\#$ (rapport entre la focale de l'objectif et le diamètre de l'ouverture). Plus $f\#$ est petite (plus l'ouverture est grande), plus l'image est lumineuse et la zone de netteté ou sera réduite. Dans les essais JETSER, l'ouverture a été maintenue au maximum ($f\# = 4$) pour les jets dans la mesure du possible assurant une profondeur de champ DOF de l'ordre de $18\ mm$. Cependant, pour certaines conditions de jets avec la buse de grand diamètre (fragments de tailles importantes) ou à forts débits d'éjection (gouttes plus nombreuses et plus dispersées), l'ouverture a été réduite à $f\# = 5{,}6$ ou $f\# = 8$ au profit d'un champ plus profond (de l'ordre de 24 et de $35\ mm$ respectivement) dans le but d'assurer la netteté d'un plus grand nombre de structures.

- **Durée d'illumination**

La durée d'une pulse LED devrait idéalement rester la plus courte possible pour figer l'écoulement même à haute vitesse, mais suffisante pour avoir de bons contrastes. Une durée comprise entre 20 et $60\ \mu s$, inversement proportionnelle à la vitesse du jet, a été choisie pour les essais avec un diaphragme ouvert au maximum. Cette valeur s'élève jusqu'à $180\ \mu s$ dans

certains cas avec $f\# = 8$ pour compenser le manque de luminosité lié à la fermeture du diaphragme.

- **Lapse de temps δt**

L'écart qui sépare deux images d'un doublet a été choisi d'une manière à tolérer un déplacement maximal de 20 pixels entre les deux images. Il est nécessairement supérieur à la durée d'illumination choisie pour l'essai. L'acquisition de doublets d'images décorrélées et séparées de δt permet d'obtenir une information quantitative sur la vitesse des gouttes, plus précisément la projection du vecteur-vitesse dans le plan X-Y.

IV.4. Conditions d'essais

Tous les essais ont été réalisés à pression atmosphérique et température ambiante (entre $15°$ et $20°C$). Après l'installation de la buse d'éjection, avec ou sans coude selon l'orientation souhaitée, le débit d'eau est instauré progressivement et la mesure de débit d'eau est surveillée jusqu'à atteindre une valeur stabilisée. Une première étape de réglages commence par une mise au point au niveau de l'axe du jet et le choix des paramètres d'acquisition. Une fois les conditions d'écoulement stabilisées, les réglages effectués et l'image bien cadrée, l'enregistrement vidéo du jet est déclenchée pendant une courte durée de 4 secondes.

Plusieurs limitations ont contraint le choix des conditions de débits réalisables et exploitables sur le dispositif JETSER.

- Les pertes de charge importantes dans le circuit peuvent limiter la gamme de fonctionnement de la pompe et par suite les débits stables atteignables.
- La portée et la flèche du jet doivent respecter les contraintes géométriques du caisson (des études préalables de la balistique ont servi de première estimation).
- Le bon compromis netteté/contraste est parfois inatteignable, surtout pour les essais à forte vitesse qui impose des durées d'illumination très brèves pour figer les gouttes mais pas assez puissantes pour créer un bon contraste entre le fond de l'image et le jet (cette contrainte limite aussi le niveau maximal de débits exploitables).

Dans le **Tableau IV.1** ci-dessous est présenté un résumé des conditions d'essais qui ont été réalisées durant cette campagne expérimentale réalisée sur une durée limitée. Pour chaque condition de jet, plusieurs positions ont été filmées en déplaçant la caméra et l'éclairage le long des deux rails de positionnement « X » et « Y ». Dans certains cas, il était impossible d'observer une zone donnée du jet faute des barres qui séparent les vitres transparentes et qui masquent l'observation. A noter que parmi ces conditions, seuls les essais représentant suffisamment de gouttes sur les images et ceux de netteté satisfaisante ont été retenus ultérieurement dans l'analyse des résultats afin d'assurer la précision et la convergence des mesures réalisées. Les

essais avec $U_{jet} < 6\ m/s$ ou $U_{jet} > 20\ m/s$ ont été notamment écartés afin de permettre les opérations de traitement d'images et d'assurer une précision correcte des résultats de caractérisation obtenus.

Tableau IV.1. *Récapitulatif des conditions des essais réalisés sur JETSER*

Diamètre de buse (mm)	**Entrée/Orientation**	**Débit (m^3/h)**	**Vitesse (m/s)**
18	Haute -30°	11	12
		20	21,8
		34	37,1
		40	43,6
	Haute 0°	11	12
	Basse +30°	11	12
	Basse +45°	11	12
44	Haute -30°	38	6,76
		64	11,7
		92	17,35
		122	22,2
		150	27,4
	Haute 0°	24	4,4
		38	6,9
	Basse +30°	24	4,4
		38	6,9
	Basse +45°	24	4,4
		38	6,9
110	Haute -30°	150	4,4
		250	7,3
		350	10,2
	Haute 0°	150	4,4
		250	7,3
	Basse +30°	150	4,4
	Basse +45°	150	4,4
		250	7,3

Chapitre V.
Traitement d'images

Dans le cadre de la thèse, on s'intéresse principalement à des mesures de distributions granulométriques et vélocimétriques de la population des gouttes produites. Dans ce but, un algorithme de traitement d'images a été développé sous MATLAB® (Image Toolbox 2019b). Ce chapitre se consacre au développement des méthodes et techniques permettant d'identifier les gouttes sur une image et d'effectuer les mesures statistiques attendues.

Une image-type des essais JETSER montre simultanément les ombres de trois sortes de structures liquides distinctes sur un fond lumineux clair. Quelques exemples sont présentés sur la **Figure V.1** où l'on peut distinguer la colonne du jet, des structures ligamentaires allongées accrochées ou arrachées à la colonne liquide et des gouttes dispersées tout autour d'elle. Bien que des tendances qualitatives de l'évolution de ces structures peuvent être visuellement discernées entre un essai et un autre selon les conditions du jet, une extraction quantitative des grandeurs caractéristiques nécessite un traitement d'images automatisé.

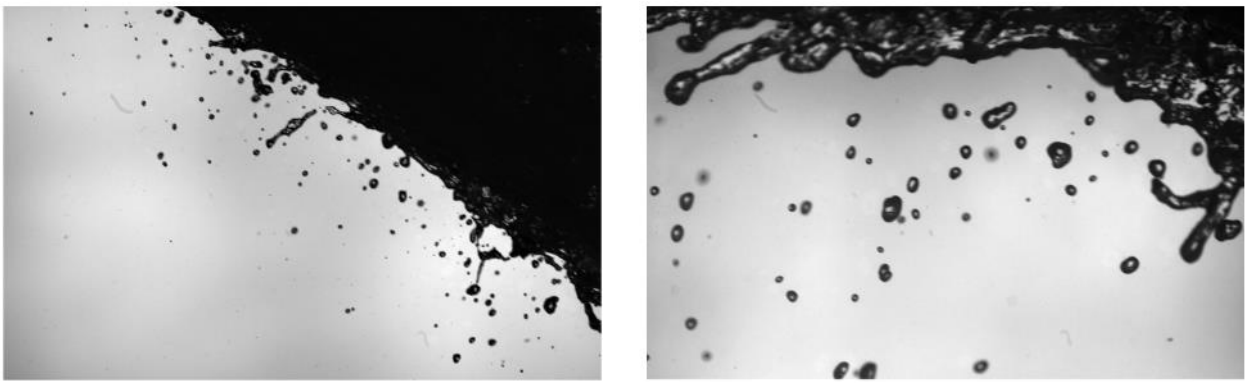


Figure V.1. *Exemples d'images des essais JETSER*

V.1. Détection des gouttes

Sur les images JETSER (**Figure V.1**), on distingue deux gammes de niveaux de gris (ou intensité lumineuse) : une classe de basse intensité apparaissant en couleur sombre et qui peut être assimilée à du liquide, et une autre claire avec des valeurs d'intensité élevées correspondant au fond éclairé. Il existe de nombreuses techniques de segmentation qui permettent de fixer la limite entre ces deux phases (Zhang 2006). On cite particulièrement les méthodes de segmentation par seuillage, par détection de contour et par extraction des objets à hautes fréquences spatiales.

Dans ces images, l'histogramme de niveaux de gris est clairement bimodal (**Figure V.2**). Ce type de configurations est idéal pour appliquer correctement la méthode de segmentation par seuillage et profiter au mieux de ses grands avantages en termes de simplicité et de rapidité. Plusieurs techniques sont aujourd'hui utilisées dans le choix du seuil optimal de binarisation (Sezgin et Sankur 2004). Trois ont été testées sur les images JETSER : le seuillage par minimisation de la variance intra-classe, le seuillage entropique et le seuillage itératif. Ces techniques et leurs performances sont analysées ci-après.

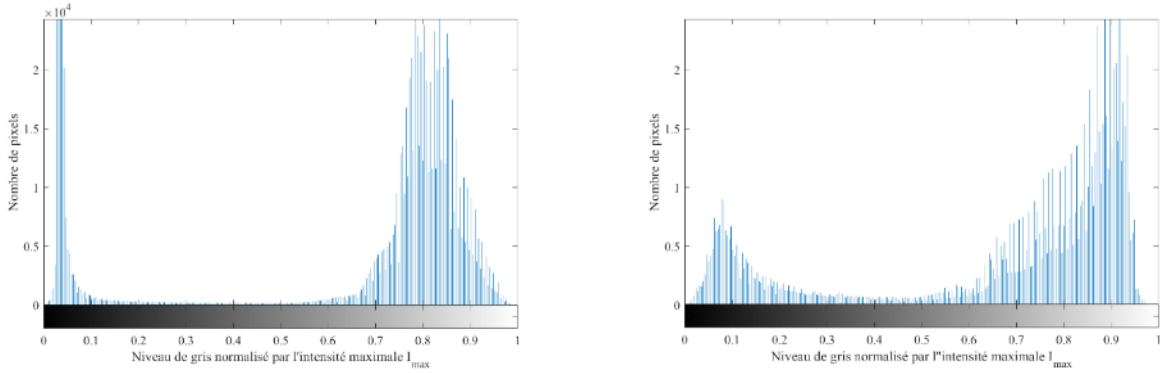


Figure V.2. *Histogrammes de niveaux de gris correspondant aux images de la* ***Figure V.1*** *respectivement*

V.1.1. Méthode d'Otsu par minimisation de la variance intra-classe

Parmi les méthodes de seuillage par minimisation de la variance intra-classe, l'algorithme d'Otsu est particulièrement intéressant d'un point de vue calculatoire. La méthode s'appuie sur l'information contenue dans l'histogramme de l'image afin de trouver le seuil optimal pour séparer les intervalles de niveaux de gris associés à chacun de ses pics (Otsu 1979).

Dans le cas d'une image bimodale, on considère k comme seuil potentiel de binarisation. Il divise l'histogramme en deux classes : C_0 en premier plan composé de tous les pixels ayant un niveau de gris inférieur à k (objets sombres), C_1 en arrière-plan avec tous les pixels ayant des intensités supérieures à k (fond clair de la zone illuminée). On désigne par :

- P_0 la probabilité de la classe C_0 dans l'histogramme, P_1 celle de C_1 :

$$P_0 = \sum_{i=1}^{k} p_i \qquad P_1 = \sum_{i=k+1}^{I_{max}} p_i \qquad \textit{(Eq V.1)}$$

p_i étant la probabilité de chacun des niveaux de gris tel que :

$$p_i = \frac{nombre\ de\ pixels\ avec\ un\ niveau\ de\ gris\ i}{nombre\ total\ de\ pixels}$$

- μ_0 et μ_1 les moyennes de niveaux de gris dans les classes C_0 et C_1 respectivement :

$$\mu_0 = \frac{\sum_{i=1}^{k} i * p_i}{P_0}\ ; \qquad \mu_1 = \frac{\sum_{i=k+1}^{I_{max}} i * p_i}{P_1} \qquad \textit{(Eq V.2)}$$

- σ_0^2 et σ_1^2 les variances respectives de C_0 et C_1 :

$$\sigma_0^2 = \frac{\sum_{i=1}^{k} (i-\mu_0)^2 * p_i}{P_0}\ ; \qquad \sigma_1^2 = \frac{\sum_{i=k+1}^{I_{max}} (i-\mu_1)^2 * p_i}{P_1} \qquad \textit{(Eq V.3)}$$

La pertinence de k comme seuil de binarisation peut être évaluée à partir de la variance intra-classe. Le seuil k^* optimal correspond à σ_{intra}^2 minimale ($\sigma_{intra}^2 = P_0\,\sigma_0^2 + P_1\,\sigma_1^2$). Sachant que leur somme demeure constante, (Otsu 1979) montre que minimiser la variance intra-classe revient à maximiser la variance interclasse. Cette dernière peut être exprimée à partir des seules probabilités et moyennes de C_0 et C_1, sans calcul des variances σ_0^2 et σ_1^2, d'où l'intérêt et l'efficacité de la méthode :

$$\sigma_{inter}^2 = P_0 P_1 (\mu_1 - \mu_0)^2 \qquad \textit{(Eq V.4)}$$

Ainsi, le seuil optimal k^* qui assure une valeur maximum de σ_{inter}^2 sera utilisée afin de binariser l'image en attribuant 0 (noir) à tous les pixels appartenant à la classe C_0 et 1 (blanc) à ceux de C_1.

$$I(x,y) = \begin{cases} 0 & si\ I(i,j) < k^*, \\ 1 & si\ I(i,j) > k^*, \end{cases} \qquad \begin{matrix} le\ pixel\ appartient\ aux\ gouttes \\ le\ pixel\ appartient\ au\ fond\ lumineux \end{matrix}$$

V.1.2. Méthode d'entropie maximale

Comme le seuillage par la méthode d'Otsu, la méthode d'entropie maximale cherche à découper un histogramme de niveaux de gris bimodal en deux classes C_0 et C_1, mais de manière à maximiser l'entropie ou la quantité d'information portée par chaque classe (Pal et Pal 1989).

L'entropie se mesure à partir du seul histogramme de niveaux de gris de l'image. Pour chaque classe, elle se calcule comme suit :

$$H_0 = -\sum_{i=1}^{k} \frac{p_i}{P_0} log \frac{p_i}{P_0} \qquad H_1 = -\sum_{i=k+1}^{I_{max}} \frac{p_i}{P_1} log \frac{p_i}{P_1} \qquad \textit{(Eq V.5)}$$

p_i étant la probabilité du niveau de gris i telle que définie dans le paragraphe V**.1.1**, P_0 et P_1 les probabilités des classes C_0 et C_1.

Parmi tous les niveaux de seuillage possibles, le seuil k^* optimal pour binariser l'image est celui pour lequel l'entropie totale $H = H_0 + H_1$ est maximale.

V.1.3. Méthode de seuillage global par les gradients d'intensité de la frontière

Une troisième méthode inspirée des travaux de (Landini et al. 2017) a été testée sur les images JETSER. Les auteurs proposent une interprétation pratique de la stratégie de (Russ et Russ 1987) qui imite l'intuition humaine dans sa recherche interactive du seuil optimal de binarisation. En effet, les objets sur une image sont forcément entourés de gradients importants. Ces gradients résultent principalement de la position de l'objet par rapport à la profondeur du champ de vision et aussi, dans le cas étudié dans ce manuscrit, au mouvement des gouttes. Quand l'image est segmentée d'une façon optimale, les contours de seuillage devraient, par définition, coïncider avec la frontière des objets dans l'image d'origine. Selon cette technique, trouver le seuil optimal revient à rechercher exhaustivement le niveau de gris pour lequel la somme des gradients se produisant au bord des objets est maximisée.

Tenant compte de la dispersion des gouttes détectées lors de l'acquisition des images JETSER sur une profondeur de champ de quelques centimètres, les gouttes peuvent apparaitre plus ou moins floues sur l'image. Plus elles sont focalisées, plus le gradient les entourant va être important et le halo rétréci. Par conséquent, le choix d'un seuil global pour lequel la somme des gradients est maximale risque de sous-estimer la taille des gouttes légèrement défocalisées. Un bon compromis revient à adapter cet algorithme en retenant le seuil pour laquelle la somme des gradients est médiane. Ce seuil optimal k^*est recherché parmi tous les niveaux de seuil possibles de l'image I selon l'algorithme présenté dans la **Figure V.3**.

Une image de gradients G est d'abord calculée à partir de I en appliquant un filtre de Sobel (Davies 2018). Ensuite, pour chaque seuil k compris entre les niveaux de gris I_{min} et I_{max} de I, une image binaire $B(k)$ est obtenue. Une autre image $E(k)$ représentant les frontières est ensuite calculée à partir de $B(k)$ grâce à une érosion par un filtre de Laplace A :

$$E(k) = B(k) - (B(k) \ominus A) \qquad \text{avec} \qquad A = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 \\ -1 & 4 & -1 \\ 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$$

et $\ominus$ l'opérateur morphologique d'érosion.

Finalement, les valeurs des gradients sur les frontières localisées grâce aux pixels non nuls de $E(k)$ sont récupérés de l'image G et stockés afin d'en calculer la somme $G_{total}(k)$. Cette opération se répète sur toutes les autres valeurs k entre I_{min} et I_{max}. A l'issue de la boucle, le seuil k^* qui correspond à la somme de gradients médiane est repéré afin de binariser l'image.

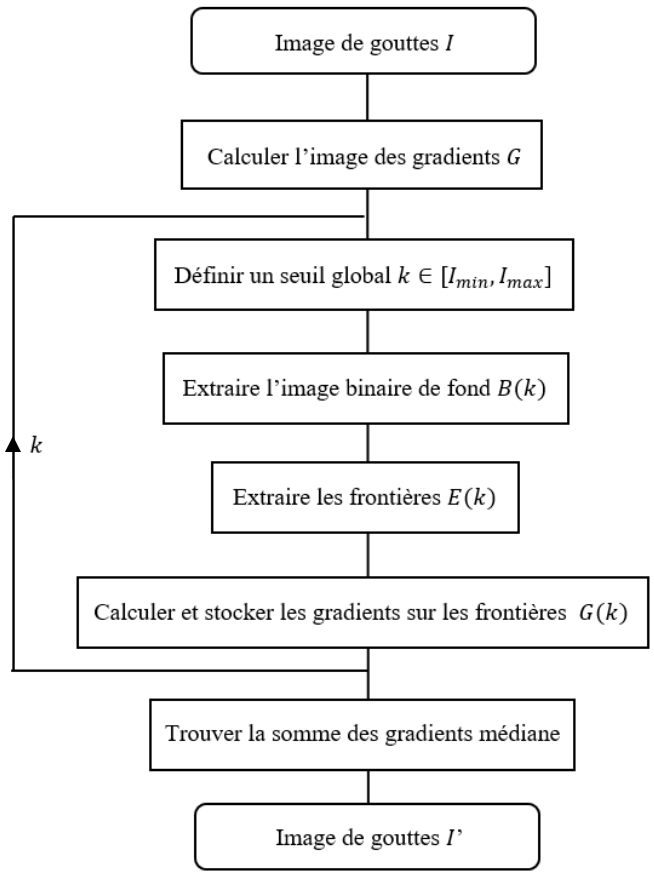


Figure V.3. *Algorithme de la méthode de seuillage global par les gradients d'intensité de la frontière*

V.1.4. Comparaison et choix de la méthode

Les trois méthodes testées présentent les avantages d'être simples à mettre en place et globales, ce qui les rend assez rapides sans la nécessité de traiter chaque goutte séparément. Elles peuvent s'appliquer avec succès aux images avec un bon contraste. Trois critères principaux aideront à qualifier la performance des méthodes et d'en choisir la meilleure : l'automatisation, la précision de mesure des diamètres des gouttes détectées et la rapidité d'exécution.

- **Automatisation**

  Du fait de la variété des types d'images filmées selon le cas et la position étudiés, la méthode à privilégier doit être idéalement indépendante de tout paramètre ajustable en fonction des caractéristiques de l'image (objets filmés, luminosité, contraste, bruit …). A ce propos, on notera que les deux méthodes basées sur l'histogramme de niveaux de gris sont idéalement performantes lorsque la taille de la classe d'objets est équilibrée par rapport à la classe appartenant au fond lumineux. Ceci est garanti grâce à la grande surface occupée par la colonne liquide du jet. Cependant, dans certaines images où seules les gouttes sont filmées, l'histogramme de l'image est dominé par une grande zone d'arrière-plan, ce qui peut dissimuler la bimodalité et entraîner une erreur de segmentation. Des étapes supplémentaires seront alors nécessaires afin d'éviter cette source d'erreur.

  Cette complication est de moindre impact avec la méthode de seuillage par gradients où seuls les gradients au niveau des pixels situés près des bords entre les objets et l'arrière-plan sont pris en compte. Il suffit d'extraire la colonne liquide de l'image afin d'exclure l'intervention des pixels de son contour dans le choix du niveau de seuillage.

- **Précision**

  Le critère le plus important à considérer en qualifiant les différentes méthodes est la précision de la taille attribuée à chacune des gouttes repérées. Dans ce but, la performance des trois algorithmes a été testée sur des images d'une mire de calibration avec des objets circulaires de diamètres connus. Cette mire est composée de quatre ensembles de disques de diamètres respectifs 1, 2, 5 et 10 mm représentant le spectre de tailles de gouttes attendues (**Figure V.4**). Pour la mise au point, elle a été placée dans le plan parcouru par le jet à la même distance objet-caméra que dans les conditions réelles des essais. Par déplacement de la caméra selon l'axe Z perpendiculaire au plan du jet, des séries d'images ont été prises à des distances variées, donnant lieu à des images de mire plus ou moins floues en fonction de la position du champ de vision (ayant une profondeur donnée) par rapport au jet. Ces images ont été ensuite traitées par

chacun des algorithmes détaillés précédemment. La comparaison des tailles mesurées par le post-traitement aux diamètres réels connus des disques révèlent des écarts plus ou moins importants selon la méthode utilisée et la position suivant Z de la caméra. Le **Tableau V.1** montre l'erreur relative moyenne obtenue avec chacune des trois méthodes en considérant tous les disques sur les images à des positions Z variées en amont et en aval de la distance (focale) de netteté (distance de mise au point à $Z = 0$). La méthode de seuillage par gradient est à privilégier à ce niveau car la précision est meilleure relativement aux autres méthodes.

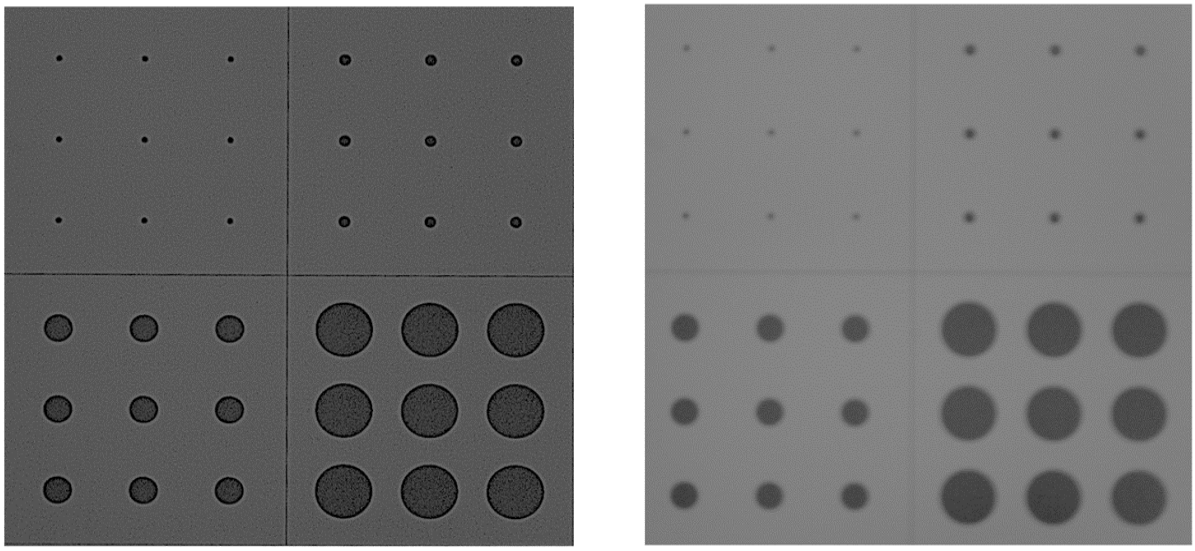


Figure V.4. *36 disques de diamètres 1mm, 2mm, 5mm et 10mm sur deux images de mire ; à gauche : caméra placée à Z=0 (distance de focus), à droite : caméra placée à Z=+3cm*

- **Rapidité**

  Les méthodes d'Otsu et d'Entropie Maximale présentent l'avantage d'un traitement de données à partir de l'histogramme de niveaux de gris, ce qui est généralement beaucoup plus pratique que si l'on traite les informations à partir de l'image elle-même. La valeur du seuil de segmentation est trouvée plus rapidement par une analyse unidimensionnelle. Quant à la méthode de seuillage global par les gradients, elle est basée sur le calcul des gradients des niveaux de gris en deux dimensions. Ceci implique le traitement de plus de données sur l'image et un temps de calcul légèrement supérieur aux méthodes précédemment citées. Ces remarques sont consolidées par le temps d'exécution nécessaire au traitement d'une image unique par chacune des trois méthodes en se servant de la même machine de calcul (voir **Tableau V.1**).

En conclusion, vu les différents critères cités ci-dessus, la méthode de seuillage global par les gradients d'intensité de la frontière a été retenue. Même si elle est légèrement plus lente,

elle est jugée plus performante car globale et plus précise (presque deux fois plus que la méthode d'Otsu) dans la détection des contours et la mesure des tailles.

Tableau V.1. *Comparaison du temps d'exécution et de l'erreur moyenne associés aux trois méthodes de seuillage testées*

Méthode	**Otsu**	**Entropie maximale**	**Seuillage global par les gradients d'intensité de la frontière**
Temps d'exécution	1,97 sec	2,25 sec	2,33 sec
Erreur relative	7,1 %	5,2 %	3,7 %

V.2. Algorithme détaillé

Avant d'appliquer la méthode de seuillage retenue à l'image des gouttes, une série d'opérations doit être appliquée pour minimiser toute source de bruits et de défauts qui pourraient biaiser les mesures. L'algorithme de traitement se résume principalement en sept étapes.

V.2.1. Unification du fond

Dans les essais, l'illumination est constituée de 4 LED surpuissantes et la position du système peut être ajustée selon les besoins afin d'optimiser le rétroéclairage dans la zone d'intérêt. Ceci, avec les fluctuations temporelles et spatiales de la source d'éclairage, induit des inhomogénéités sur l'arrière-plan de l'image, ainsi que des écarts entre une image et une autre. Par conséquent, il arrive de détecter erronément par la méthode retenue, des gradients associés aux bruits du fond inhomogène. Une première étape avant d'appliquer la méthode de seuillage est alors d'unifier le fond.

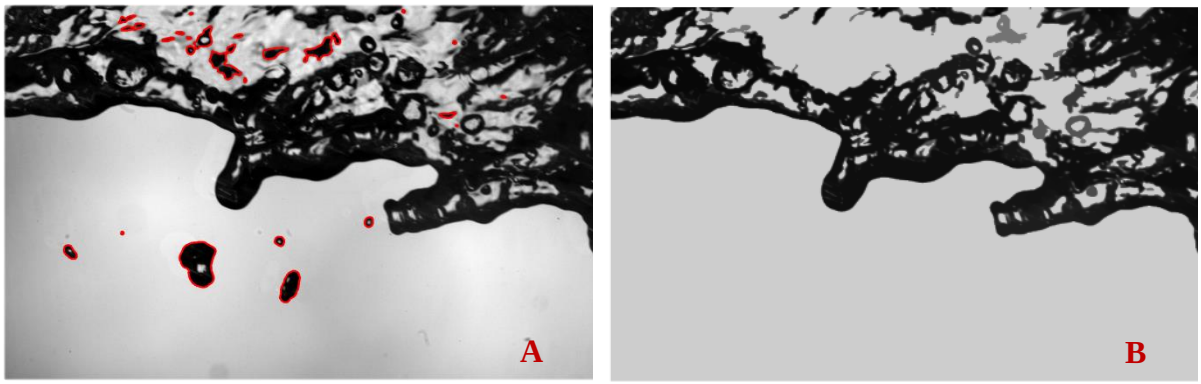
A partir de l'histogramme de niveaux de gris, un seuil initial est choisi en identifiant le niveau de gris ayant le minimum de pixels dans la vallée située entre les niveaux normalisés [0,32 0,78]. L'intensité de tous les pixels à valeur supérieure à ce seuil, appartenant potentiellement au fond lumineux de l'image, seront remplacées par cette valeur-seuil. En réalité, cette étape est plus qu'une unification du fond. Elle permet de restreindre la zone de recherche exhaustive du seuil de binarisation ; le seuil initial n'est autre que l'intensité maximale I_{max} de cette zone restreinte.

V.2.2. Extraction de la colonne liquide

Afin de ne prendre en compte que les gradients autour des gouttes, on procède premièrement à une extraction de la colonne liquide du jet occupant souvent une grande surface et représentant une frontière de grande taille sans intérêt pour notre étude. Sur l'image issue de l'étape précédente, la colonne liquide et les gouttes apparaissent en couleur sombre par rapport au fond lumineux significativement plus clair. Dans le but d'extraire la colonne liquide, les gouttes peuvent être traitées comme des « trous » à reboucher.

Un trou est défini comme un ensemble de pixels qui n'est pas connecté au bord de l'image et dont l'intensité est minimum par rapport à son voisinage. L'algorithme de remplissage de trous consiste donc à supprimer ces minima par une opération de reconstruction morphologique par érosion selon la méthode de (Soille 1999). Ainsi, l'image de la colonne peut être récupérée (**Figure V.5** B). Il suffit alors de la soustraire à l'image de départ pour obtenir l'image des gouttes seules (**Figure V.5** C).

Dans certains cas, le reflet de la lumière laisse des zones claires à l'intérieur de la colonne liquide du jet qui peuvent être confondues avec le fond. Il peut en résulter la détection erronée de petites structures assimilées à de vraies gouttes (**Figure V.5** A). Ces zones peuvent être rebouchées en appliquant la même reconstruction morphologique de Soille sur l'image inverse de la colonne. Cependant, cet algorithme exclut les zones claires touchant les bords de l'image et empêche une résolution complète du défaut. Pour cela, une transformation morphologique supplémentaire de type chapeau haut de forme blanche « *Top Hat* » sera appliquée à l'image de la colonne. Cette opération permet de ressortir les zones claires en opérant une ouverture morphologique à l'image, puis soustrayant le résultat à la version de départ. Il en résulte un masque (**Figure V.5** D) qui peut être appliqué à l'image primaire de gouttes (**Figure V.5** C) afin de masquer les fausses gouttes (**Figure V.5** E).



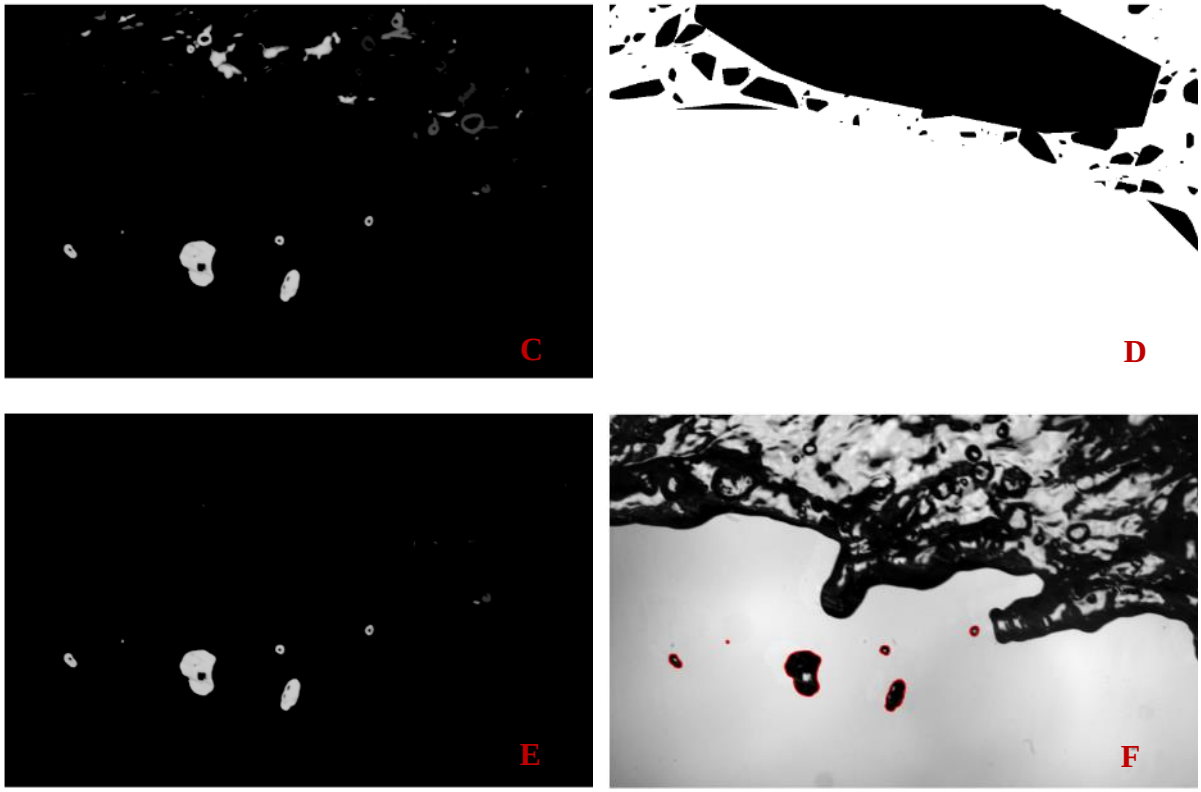


Figure V.5. *A. Image avec de fausses gouttes détectées à l'intérieur de la colonne liquide du jet – B. Image de la colonne liquide obtenue après élimination des fausses gouttes – C. Image parasitée de gouttes obtenue par soustraction de la colonne à l'image originale – D. Masque de trous obtenu par transformation morphologique de type « Top Hat » – E. Image des gouttes après application du masque – F. Défaut de détection de fausses gouttes corrigé*

V.2.3. Binarisation et identification des objets

L'image des gouttes obtenue à la fin des étapes décrites précédemment est binarisée par la méthode détaillée dans **V.1.3**. Les gouttes y apparaissent en blanc et doivent être distinguées automatiquement les unes des autres afin de leur attribuer individuellement un certain nombre de propriétés.

A cette fin, la segmentation de l'image est réalisée par la technique de marquage des composantes connexes. Celle-ci permet de labelliser toute agrégation de pixels connectés[3] à valeur non nulle. Une fois les objets sur l'image binaire identifiés et numérotés, plusieurs paramètres d'intérêt peuvent être calculés. Pour chaque goutte, on détermine le centroïde par le calcul du barycentre de l'ensemble des pixels qui la forment. Celui-ci servira surtout pour le suivi de l'objet d'une image à une autre et l'évaluation de sa vitesse. Sa surface projetée S est approximée par l'aire des pixels, son diamètre équivalent D est évalué à partir de la racine carrée de la surface : $D = \sqrt{4S/\pi}$.

[3] Pour éviter de confondre deux gouttes très proches, on applique la règle de connexité par 4 où seuls les pixels adjacents au cluster sur les côtés horizontaux ou verticaux sont considérés comme affiliés, au contraire de la connexité par 8 où l'on associe aussi au cluster les voisins dans les directions diagonales.

V.2.4. Suppression des bruits générés par l'image

L'image de gouttes pouvant encore être bruitée par défaut d'illumination, une étape d'ouverture morphologique y est appliquée afin d'éliminer ces bruits et de supprimer aussi les particules dont la taille est tellement réduite pour être considérées comme gouttes. De plus, on procède à supprimer tous les objets qui touchent aux bords de l'image et ont des surfaces tronquées.

V.2.5. Correction des effets parasites

La technique d'ombroscopie peut laisser des tâches claires liées au reflet de l'éclairage sur les contours ou à l'intérieur des structures liquides. Certaines gouttes risquent d'être déformées après binarisation, ce qui peut fausser la mesure de leurs tailles (**Figure V.6** A - B). Pour minimiser ce biais, une étape supplémentaire de l'algorithme consiste à appliquer une opération de fermeture morphologique (Soille 1999) afin de boucher les petits trous et combler les concavités. Cette opération assure la fermeture des concavités et des petits trous (**Figure V.6** C - D).

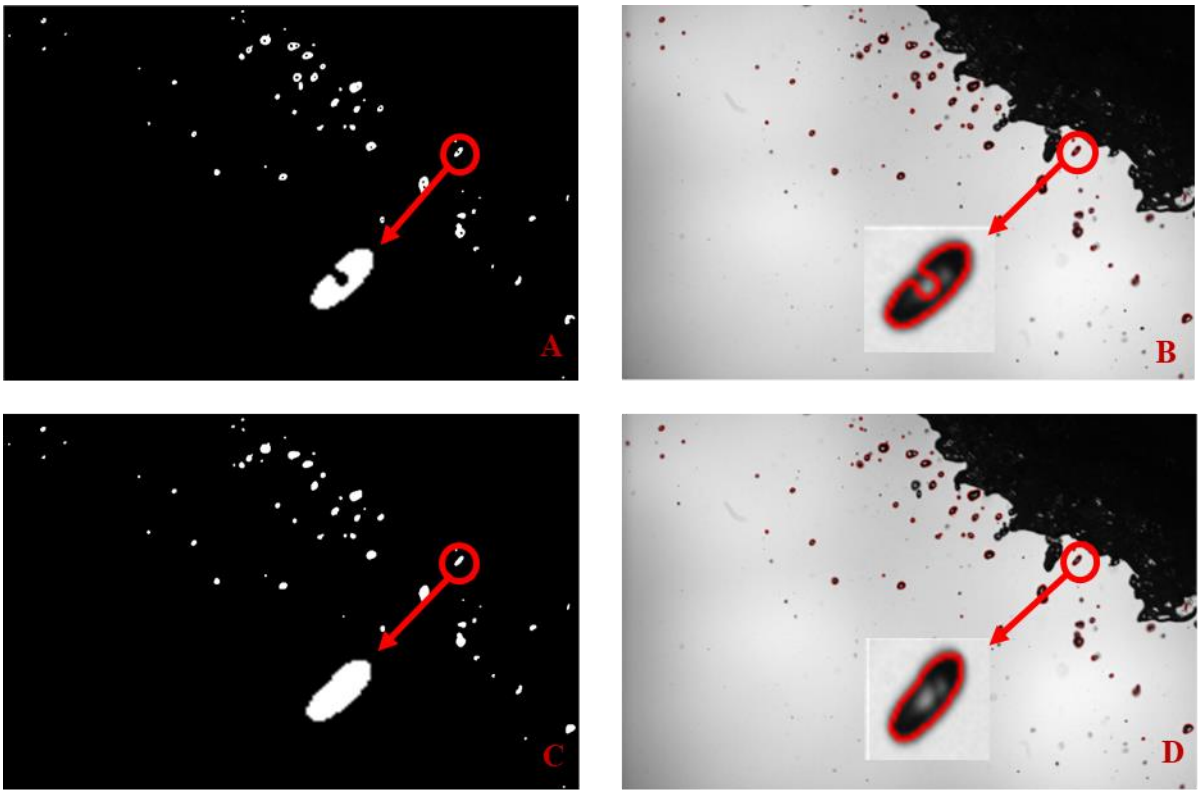


Figure V.6. *A. Image binaire avec une goutte déformée – B. Détection de contour biaisée – C. Remplissage des concavités par fermeture morphologique – D. Goutte bien détectée*

V.2.6. Séparation des gouttes superposées

Grâce aux cinq étapes précédentes, la plupart des gouttes sont bien détectées. Néanmoins, on trouve parfois quelques gouttes superposées. Afin de les séparer, on applique une transformation sur les images en niveaux de gris connue sous le nom « *watershed* » ou méthode de la ligne de partage des eaux. Le but de cette technique est de segmenter l'image, généralement lorsque deux régions sont proches l'une de l'autre, selon un critère de distance bord à bord.

Après avoir appliqué cette méthode, une inspection visuelle sur un cas traité montre que la majorité des gouttes initialement superposées ont été séparées parfaitement. Mais il existe également des gouttes superposées qui n'ont pas été séparées ou des gouttes qui sont trop segmentées. Malgré ces imperfections, la performance avec cette opération « *watershed* » reste meilleure que le traitement d'images sans cette méthode (**Figure V.7**).

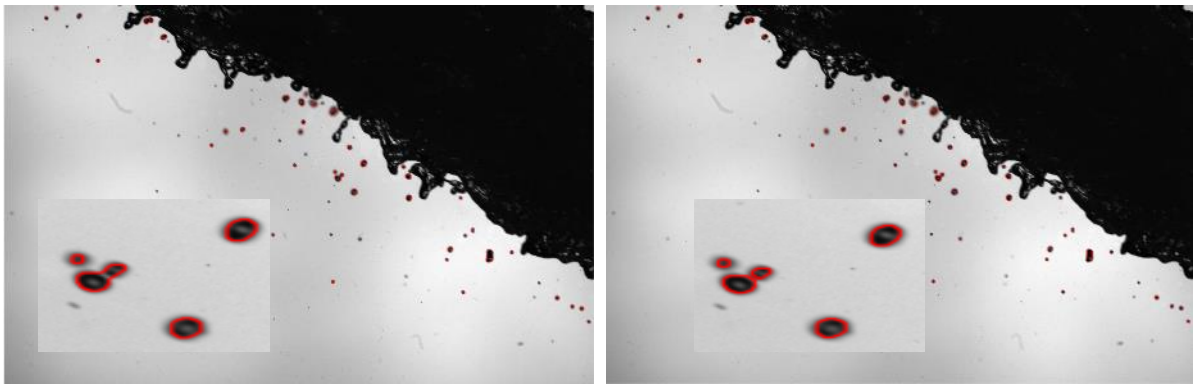


Figure V.7. *Gauche : Deux gouttes accolées confondues ; Droite : Correction et séparation des gouttes par « watershed »*

V.2.7. Elimination des ligaments dans l'image de gouttes

Dans l'image binarisée des gouttes, les objets sont plus ou moins circulaires. On en trouve des fragments allongés, elliptiques ou aussi très déformés. Plus la forme de la particule s'approche d'un cercle parfait, plus l'on peut être confiant de ses caractéristiques géométriques mesurées, notamment le diamètre équivalent et la position du centroïde qui va affecter directement le calcul de vitesse de la goutte. Afin de réduire le biais introduit par un important écart à la circularité, certains critères de forme (Blaisot et Yon 2005) peuvent orienter la sélection des gouttes à prendre en compte dans l'échantillon statistique. Dans cette étude, le choix des gouttes sera basé sur deux paramètres morphologiques : l'irrégularité et la solidité.

Le paramètre d'irrégularité permet d'évaluer la conformité entre le fragment sur l'image et un cercle ayant une surface équivalente, en se basant sur les périmètres :

$$\text{ʁ} = \frac{Périmètre\ du\ cercle\ équivalent}{Périmètre\ du\ fragment\ sur\ l'image}\ ,\quad 0 < \text{ʁ} < 1 \qquad \textit{(Eq V.6)}$$

Parmi toutes les formes, le cercle possède le plus petit périmètre pour une surface donnée ($\text{ʁ} = 1$). Un seuil minimal de $2/3$ est alors imposé sur l'irrégularité afin de ne garder que les gouttes se rapprochant d'une forme circulaire. Ainsi tous les fragments excessivement allongés seront éliminés des calculs statistiques.

Certains ligaments détectés ont des formes très complexes qui ne peuvent être éliminées par le critère précédent. Le critère de solidité aidera à les identifier. La solidité se définit comme la proportion de pixels occupée par la surface du fragment dans la coque convexe qui l'enveloppe :

$$\text{ş} = \frac{surface\ du\ fragment}{surface\ de\ la\ région\ convexe}\ ,\quad 0 < \text{ş} < 1 \qquad \textit{(Eq V.7)}$$

Sachant que la solidité d'un cercle est égale à 1, on fixe le seuil minimal à 0,8.

Par ces deux critères, une filtration sélective est appliquée sur les objets et les classifie en deux catégories : gouttes et structures ligamentaires. Seules les gouttes seront considérées par la suite dans le calcul des distributions granulométriques, des diamètres caractéristiques et des vitesses. Quant aux ligaments, leur étude géométrique nécessite une attention particulière et des algorithmes élaborés. On cite à cet égard la méthode développée par (Blaisot et Yon 2005) et plus récemment une approche multi-échelle proposée par (Dumouchel et al. 2015).



Figure V.8. *Exemple de ligament ne respectant pas les critères de solidité et d'irrégularité*

V.2.8. Elimination des petites gouttes

Plus les gouttes sont petites, plus la précision décroit. La précision de détection des bords étant au pixel près, la mesure de diamètres des petites gouttes peut être significativement faussée. Par conséquent, un critère supplémentaire est appliqué afin d'éliminer les particules dont la surface est inférieure à 15 pixels. Cela revient à éliminer les gouttes de moins de 4 à 5 pixels en diamètre. L'impact de cette opération sur la précision reste négligeable à des vitesses de jets relativement faibles où des gouttes de taille inférieure à cette limite sont rarement formées dans les conditions de la présente étude.

V.2.9. Calibration

Pour les mesures dimensionnelles, un étalonnage précis est nécessaire afin de transformer le nombre de pixels en unité métrique. Pour ce faire, l'image de la mire présentée dans la **Figure V.4** a été utilisée en la plaçant dans le plan de l'axe du jet pour reproduire la distance caméra-objet des essais et en respectant le choix des paramètres optiques. Connaissant la longueur du côté de la mire, la calibration est réalisée en sélectionnant deux points sur le côté bout à bout et en répétant la mesure sur différentes images à plusieurs positions Z de la caméra. Le facteur de grossissement résultant (0,135 mm/pixel) est obtenu en faisant la moyenne des résultats pour les différentes images. Tenant compte de la taille de gouttes minimale retenue (V.**2.8**), ceci revient à détecter les gouttes de taille supérieure ou égale à 0,59 mm en diamètre.

V.2.10. Incertitude

Plusieurs erreurs inhérentes à l'algorithme de détection de gouttes peuvent avoir un impact sur la précision des mesures des diamètres. La goutte, en fonction de sa position par rapport au plan focal et son degré de netteté, peut avoir une taille apparente plus ou moins fidèle à sa taille réelle. Afin de quantifier la précision du système optique et de la méthode de mesure retenue, l'algorithme détaillé ci-dessus a été appliqué sur des images de la mire de la **Figure V.4** prises à diverses distances.

Pour chaque famille de disques opaques, l'écart-type entre les tailles mesurées et la taille connue du disque a été calculé et l'incertitude évaluée sur un échantillon de 100 objets (JCGM/WG 1 2008). Pour les disques de 10 mm, la taille mesurée est dispersée dans un intervalle de $\pm 5\%$ autour de la taille réelle avec un niveau de confiance de 95%. La précision se dégrade progressivement pour les disques à taille inférieure. L'incertitude relative $\Delta D/D$ s'élève à $\pm 16\%$ pour les disques de 1 mm, ce qui induit par extrapolation une incertitude-type de $\pm 20\%$ sur la limite inférieure de diamètres qui puissent être détectés (gouttes de 4 à 5 pixels en diamètre environ).

V.3. Méthode de mesure de la vitesse des gouttes

Pour calculer la vitesse d'une goutte, ou plus précisément la projection de son vecteur-vitesse dans le plan vertical (X-Y) du dispositif JETSER, il suffit de mesurer son déplacement entre deux images successives tout en connaissant le lapse de temps "δt" qui les séparent IV.3.**2**).

Après la détection des gouttes sur une image par l'algorithme détaillé dans le paragraphe V.**2**, on cherche à identifier pour chacune d'elles sa jumelle dans le second cadre du doublet. La population de gouttes des jets analysés dans cette étude n'étant pas vraiment dense, le déplacement des gouttes entre les deux images en doublet est faible par rapport à l'espacement moyen entre les particules. Dans ce cas, les paires de gouttes correspondantes peuvent être trouvées en associant chaque goutte dans la première image à sa voisine la plus proche dans la seconde (Adrian et Westerweel 2011).

Pour cela, à partir de la position du centroïde d'une goutte, l'algorithme de suivi cherche la plus proche voisine dans la deuxième image dans un rayon de recherche de 30 pixels. Cette limite est justifiée par le choix du lapse de temps entre les deux pulses du doublet en vérifiant visuellement un déplacement maximal d'environ 20 pixels lors d'acquisition des images durant la campagne d'essais. Plusieurs gouttes peuvent se trouver simultanément dans la zone de recherche. Afin de faire le tri, la goutte-jumelle est identifiée parmi d'autres grâce à une reconnaissance automatisée basée sur des critères combinés de surface projetée et d'excentricité. Seul un changement mineur de ces deux propriétés géométriques est toléré pour pouvoir considérer les deux gouttes comme une paire. En fait, les grandes variations de forme des particules entre les deux images peuvent induire un déplacement du centroïde qui est différent du déplacement physique de la goutte. Ceci est lié au biais sur la position du centre de gravité induit par une grande excentricité. Si cette dernière reste inchangée ou change légèrement, le déplacement mesuré sera souvent moins affecté par ce biais (Adrian et Westerweel 2011).

Cet algorithme a été testé et validé pour des sprays à différentes densités et pour des taux de déplacement variés. Dans la présente configuration, le spray est relativement dilué et le déplacement entre les cadres d'un doublet est contrôlé, le taux d'appariements réussis est estimé à plus de 90% (Elhimer 2012).

Ainsi on peut calculer le déplacement en pixels du centroïde d'une goutte appariée, le mettre à l'échelle en tenant compte du facteur de grossissement (obtenu par calibration lors des essais à partir des conditions de réglage de la caméra). En connaissant le δt (le lapse de temps entre les deux images en mode « *double frame* »), il est possible de déterminer la vitesse de déplacement de ce centroïde dans le plan (X,Y).

V.4. Méthode d'évaluation de la concentration des gouttes autour de la colonne liquide

Une étude de la concentration de gouttes à une distance donnée de la sortie du jet ne peut pas se contenter du nombre brut de gouttes détectées. Or ce nombre dépend de plusieurs facteurs tels que :

- la position relative de la caméra par rapport à la colonne du jet à une distance donnée. La formation de gouttes n'est pas homogène dans la zone annulaire autour de la colonne liquide. Alors qu'un arrachement de gouttes dans la partie supérieure du jet est contrarié par la force de gravité, celui-ci est facilité par cette même force orientée vers l'extérieur du jet dans le plissement inférieur (Homayonifar et al. 2008). On s'attend par conséquent à plus de gouttes formées en-dessous qu'au-dessus de la colonne liquide du jet. En plus, comme les gouttes retombent au cours de leur trajet, le nombre de gouttes qui peut être détecté dans la zone basse du jet sera encore majoré par les gouttes formées en amont et entraînées jusqu'à la position filmée. Par conséquent, une comparaison entre essais n'est adéquate que si elle est faite dans la même zone, supérieure ou inférieure, autour de la colonne du jet.
- la profondeur du champ définie par les réglages optiques lors de la prise de vidéo à ladite position.
- la surface occupée par la colonne du jet sur l'image qui définit la surface restante disponible aux gouttes.

Ainsi, l'évaluation de la concentration des gouttes nécessite le calcul du volume dans lequel elles sont réparties. Pour ce faire, une image moyenne de la colonne est d'abord calculée à partir de toutes les images de colonne de la vidéo (**Figure V.9** B). L'image moyenne est ensuite binarisée par la méthode d'Otsu (voir **V.1.1**). A partir des pixels de l'interface, une droite de référence est calculée par régression linéaire (**Figure V.9** C). Pour toute goutte, la distance entre son centroïde et l'interface représentée par la droite linéaire de référence est ensuite calculée.

Afin d'étudier l'évolution de la concentration des gouttes dans la direction radiale, la surface blanche est ensuite divisée en tranches de 1 cm d'épaisseur par des droites parallèles à la droite interfaciale. La surface de chaque tranche est calculée à partir des pixels qui lui appartiennent puis convertie en cm^2 en multipliant par le carré du facteur de grossissement. Son volume (en cm^3) est alors déduit par multiplication de sa surface par la profondeur du champ calculée en fonction des réglages optiques spécifiques à l'essai. Selon leur position, les gouttes seront associées à la tranche concernée.

Par la suite, la concentration instantanée de gouttes peut être calculée dans chacune des tranches en divisant le nombre de gouttes détectées dans cette tranche par son volume et par le nombre d'images qui ont été traitées pour l'essai. A noter que les concentrations dans les

tranches proches de l'interface peuvent être sous-estimées. Or, ces tranches peuvent être ponctuellement couvertes de ligaments, ce qui rend leur surface en moyenne surévaluée après binarisation.

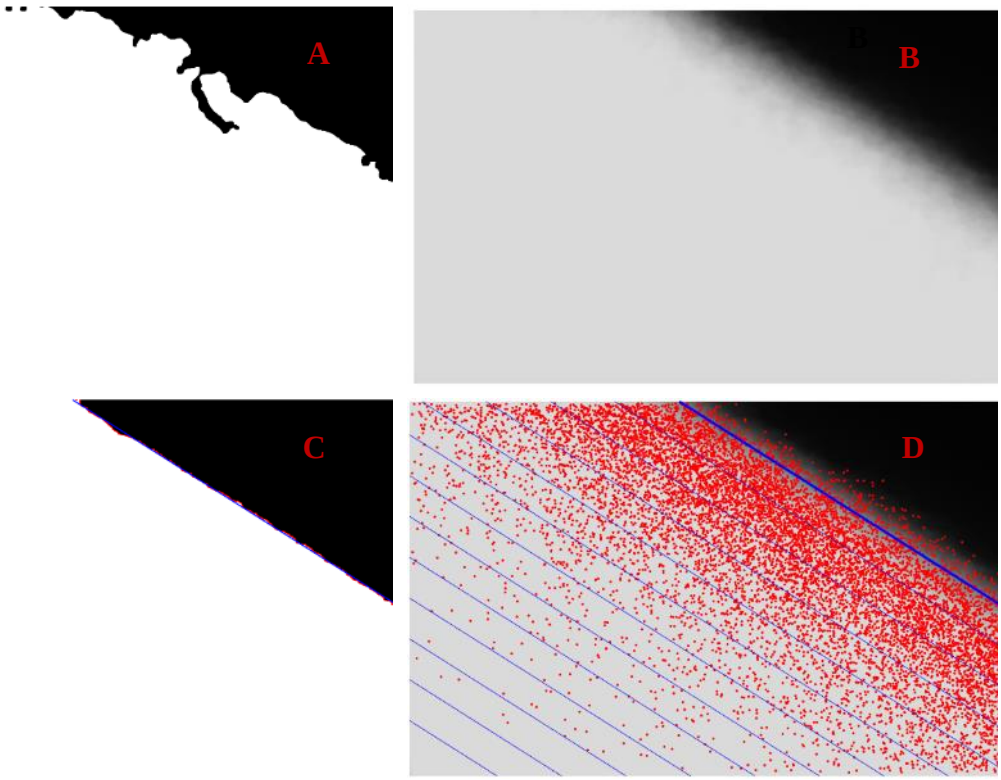


Figure V.9. *A. Image binaire instantanée de la colonne liquide du jet - B. Image de la colonne moyenne - C. Image binaire de B où apparait l'interface avec sa régression linéaire – D. Concentration des gouttes dans les tranches à des distances variées de l'interface*

V.5. Données en sortie

L'ensemble des algorithmes détaillés ci-dessus permet de calculer, pour chaque vidéo filmée, une distribution de tailles de gouttes, outre les diamètres d'intérêt caractéristiques de la population de gouttes tels que le diamètre moyen linéaire D_{10}, le diamètre moyen surfacique D_{20}, le diamètre moyen volumique D_{30}, le diamètre de Sauter D_{32} et le diamètre médian massique MMD (voir III.**3.1**). Il est aussi intéressant de déterminer les distributions de vitesse des gouttes et du nombre de Weber gazeux en fonction des classes de diamètres, ainsi que la concentration en gouttes/cm^3 à différentes distances radiales de l'interface de la colonne liquide du jet.

Connaissant le nombre de gouttes par unité de volume, on peut en déduire la surface de l'interface d'échange ($\pi D_{20}^2 * nombre\ de\ gouttes/cm^3$) et la fraction volumique ou bilan de masse ($\frac{\pi D_{30}^3}{6} * nombre\ de\ gouttes/cm^3$) des gouttes détectées à une positon donnée.

V.5.1. Incertitude sur les diamètres moyens

L'incertitude de mesure d'une goutte par l'algorithme détaillée dans le paragraphe V.**2.10** se propage sur le calcul des diamètres moyens (JCGM/WG 1 2008). Connaissant $\frac{\Delta D}{D}$, on peut estimer :

$$\frac{\Delta D^2}{D^2} = 2\frac{\Delta D}{D} \qquad \text{et} \qquad \frac{\Delta D^3}{D^3} = 3\frac{\Delta D}{D}$$

Or, un diamètre moyen est calculé à partir de N gouttes indépendantes. On en déduit l'incertitude sur les diamètres moyens :

- Diamètre moyen linéaire : $\frac{\Delta D_{10}}{D_{10}} = \frac{1}{\sqrt{N}}\frac{\Delta D}{D}$
- Diamètre moyen surfacique : $\frac{\Delta D_{20}}{D_{20}} = \frac{1}{2}\frac{\Delta\overline{D^2}}{\overline{D^2}} = \frac{1}{2\sqrt{N}}\frac{\Delta D^2}{D^2} = \frac{1}{\sqrt{N}}\frac{\Delta D}{D}$
- Diamètre moyen volumique : $\frac{\Delta D_{30}}{D_{20}} = \frac{1}{3}\frac{\Delta\overline{D^3}}{\overline{D^3}} = \frac{1}{3\sqrt{N}}\frac{\Delta D^3}{D^3} = \frac{1}{\sqrt{N}}\frac{\Delta D}{D}$
- Diamètre de Sauter : $\frac{\Delta D_{32}}{D_{32}} = \frac{\Delta\overline{D^3}}{\overline{D^3}} + \frac{\Delta\overline{D^2}}{\overline{D^2}} = \frac{1}{\sqrt{N}}\frac{\Delta D^3}{D^3} + \frac{1}{\sqrt{N}}\frac{\Delta D^2}{D^2} = \frac{5}{\sqrt{N}}\frac{\Delta D}{D}$

V.5.2. Convergence

Une analyse est effectuée sur le nombre de gouttes nécessaires pour le calcul des diamètres caractéristiques afin d'atteindre la convergence. La **Figure V.10** montre une étude sur l'évolution du diamètre de Sauter en fonction du nombre de gouttes prises en compte dans son calcul. Chaque courbe dans cette figure correspond à un essai avec des conditions de jets différentes. Une convergence sûre des valeurs est atteinte à partir de 4500 gouttes. Cependant, dans certaines conditions de jets moins propices à la production de gouttes, le nombre d'objets détectés est inférieur à ce seuil de convergence. Sans vouloir écarter ces essais, une incertitude liée à la convergence s'ajoute à la valeur du diamètre moyen. Concernant le diamètre de Sauter, l'écart entre la valeur estimée à partir d'un nombre défini de gouttes et celle obtenue après convergence est calculé pour les différents essais. Un seuil minimal de 400 gouttes a été fixé pour la prise en compte d'un essai à une position donnée. Ce seuil permet de calculer le SMD avec une incertitude de convergence s'élevant à $\pm 9\%$.

Dans le scénario le plus pessimiste, en considérant un nombre de 400 gouttes et une incertitude maximale sur la mesure d'une goutte unique $\frac{\Delta D}{D} = \pm 20\%$ (voir V. 2.10), l'incertitude liée à la méthode de détection s'élève à : $\left[\frac{\Delta D_{32}}{D_{32}}\right]_{algorithme} = \frac{5}{\sqrt{N}}\frac{\Delta D}{D} = \pm 5\%$.

Par conséquent, on en déduit l'incertitude composée sur le SMD :

$$\frac{\Delta D_{32}}{D_{32}} = \sqrt{\left[\frac{\Delta D_{32}}{D_{32}}\right]^2_{algorithme} + \left[\frac{\Delta D_{32}}{D_{32}}\right]^2_{convergence}} = \pm 10\ \%$$

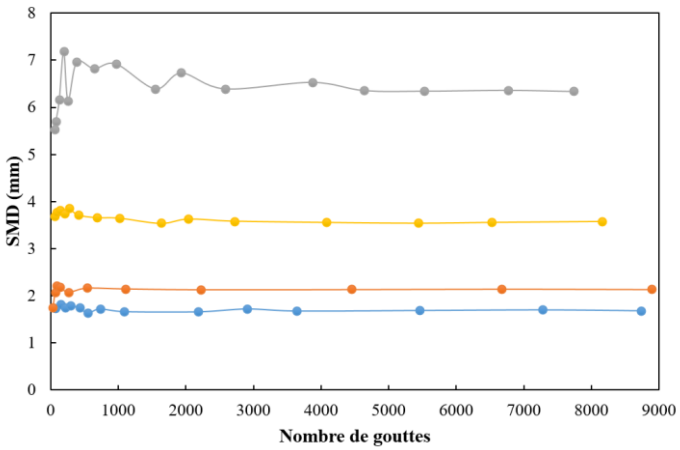


Figure V.10. *Etude de convergence du SMD calculé pour 4 vidéos (conditions de jet) différentes en fonction du nombre de gouttes prises en compte dans son calcul*

V.6. Reconstruction du jet

Dans chacune des conditions testées, le jet a été filmé dans plusieurs positions le long de sa trajectoire. Pour chacune des vidéos, les coordonnées de la caméra sur les rails du dispositif JETSER sont notées dans les directions horizontale X et verticale Y. Le jet dans ce repère (X, Y) peut ainsi être reconstruit pour chacun des essais. Un exemple est montré sur la **Figure V.11**.

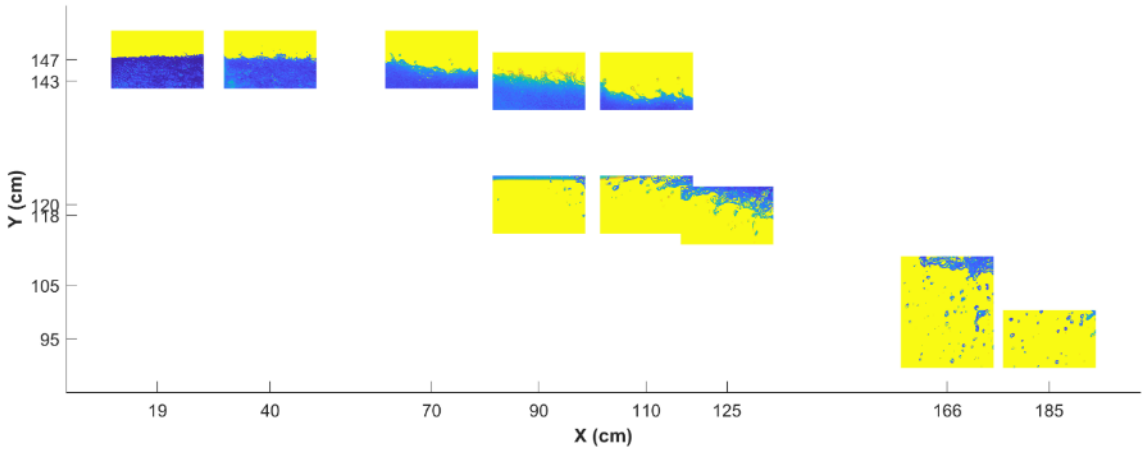


Figure V.11. *Exemple de jet reconstruit à partir des différentes positions filmées*

V.6.1. Calcul de la distance à la sortie de la buse χ

La distance à la sortie du jet "χ" est un paramètre-clé dans la modélisation de la fragmentation (voir III**.2.3**) et doit être calculée pour chacune des positions filmées. Dans ce but, il est nécessaire de retrouver la trajectoire parcourue par le jet. Dans chaque position, le centre de la colonne est placé approximativement après avoir défilé visuellement toutes les images de la vidéo et évalué l'élargissement de la colonne du jet par rapport à son diamètre initial à la sortie de la buse d'éjection. Connaissant les coordonnées de la caméra (milieu de l'image), les coordonnées du centre de la colonne liquide à ladite position sont alors calculées par translation en pixels dans les deux directions. La trajectoire de l'axe central du jet peut ainsi être retracée (voir l'exemple sur **Figure V.12**). La distance à la buse "χ" est ensuite évaluée à chaque position par l'addition cumulée des longueurs de segments séparant deux points consécutifs depuis la sortie du jet jusqu'à la position en question.

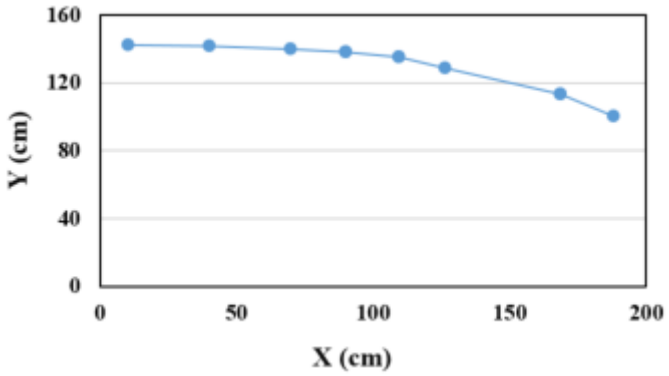


Figure V.12. *Trajectoire du jet de la* ***Figure*** *V.**11** reconstruit point par point par détermination du centre de la colonne liquide du jet dans chaque position filmée*

Chapitre VI.
Caractérisation des gouttes formées par fragmentation primaire

Les jets qui ont servi aux études des mécanismes d'atomisation et la validation des modèles proposés dans les nombreuses études expérimentales de la littérature sont, dans leur totalité, verticaux descendants. Cette configuration assure un profil de vitesse axisymétrique à grande échelle sur toute la longueur intacte du jet. Elle est sans doute la plus simple car tout effet dû à la courbure du jet est écarté puisque le flux de la quantité de mouvement reste dans la même direction que la force de gravité appliquée au jet.

Dans le cas de jets inclinés, la trajectoire est gouvernée par une opposition entre les forces inertielles et la gravité. Cette relation est évaluée à travers le nombre de Froude :

$$Fr = \frac{U_{jet}^2}{gD_{buse}}$$

Le long du jet, on distingue principalement deux zones : une première où le flux de la quantité de mouvement est dominant ; l'énergie cinétique réussit relativement bien à maintenir la trajectoire du jet dans la direction principale de la vitesse initiale d'éjection. Dans la seconde zone, la gravité domine et réussit à dévier le jet qui finit par retomber vers le bas. Entre les deux zones réside une région transitoire. L'étude de la géométrie du jet montre que la vitesse dans une section perpendiculaire à l'axe du jet n'est pas la même pour toutes les particules de

l'interface. Le fluide est plus rapide dans le bord supérieur du haut du jet ; sa trajectoire est par conséquent plus longue (Rabaud et Tramis 2011). En fonction du bord filmé les caractéristiques de la fragmentation peuvent alors varier à une distance donnée de la buse d'éjection.

L'étude de jets verticaux n'étant pas prévue dans le dispositif JETSER, les jets qui ont été filmés et analysés durant la campagne d'essais varient entre jets horizontaux (0°), jets orientés vers le bas avec un angle de $-30°$ avec l'horizontal et jets inclinés vers le haut avec des angles de $+30°$ et $+45°$ (**Tableau IV.1**). Pour les jets orientés vers le bas et dans la limite de la première zone où le flux de la quantité de mouvement est dominant, le jet reste plus ou moins droit et tendu. Les écarts entre les deux bords (haut et bas) de la colonne liquide sont négligeables. La distance parcourue et la vitesse des particules de fluide restent quasiment les mêmes à n'importe quel point de l'interface dans une section perpendiculaire à l'axe. La taille des fragments serait potentiellement très peu impactée selon que l'on regarde la partie supérieure ou inférieure de la colonne liquide.

Ceci étant, cette configuration de jets éjectés à $-30°$ reste la plus proche du jet vertical descendant. Dans l'analyse qui suit, elle servira dans un premier temps comme référence pour une comparaison et une validation des modèles développés dans la littérature pour les jets verticaux descendants. Les études de sensibilité de taille de gouttes à la vitesse initiale du jet et à la distance à la buse d'éjection seront alors principalement présentées sur une famille de jets tendus orientés de $-30°$ avec l'horizontale. Dans un second temps, l'effet de la courbure due à l'orientation du jet sera étudié en observant les caractéristiques de la fragmentation pour divers angles d'éjection.

VI.1. Influence de la distance χ à la sortie de la buse

Comme évoqué dans le paragraphe **III.2.2**, la turbulence à l'intérieur de la colonne liquide du jet joue un rôle précurseur dans la déstabilisation de l'interface du jet et l'apparition des ligaments. Ces ligaments se développent sous l'effet des forces aérodynamiques et de l'énergie cinétique interne, croissent en taille et finissent par se fragmenter en gouttes de même ordre de grandeur. Par conséquent, l'évolution des caractéristiques de la turbulence le long de l'axe du jet se traduit en évolution marquée dans les caractéristiques de gouttes, en termes de nombre et de taille.

Dans ce paragraphe, on s'intéresse alors à la caractérisation des gouttes en fonction de la distance « χ » à la sortie de la buse d'éjection. On y présente une analyse complète pour toutes les positions observées le long d'un jet donné. Le cas présenté est formé en sortie d'une buse de diamètre $D_{buse} = 44\,mm$ orienté vers le bas sous un angle de $-30°$ par rapport à l'horizontale. Le débit moyen d'éjection est de $64\,m^3/h$ ($U_{jet} = 11{,}7\,m/s$). Quatre vidéos ont été analysés (**Figure VI.1**) : une première à la sortie du jet et les trois autres à des distances

normalisées par rapport au diamètre de buse et centrées sur $\chi/D_{buse} = 10 - 14 - 20$ respectivement (soit $\chi = 44 - 61{,}6 - 88\ cm$).

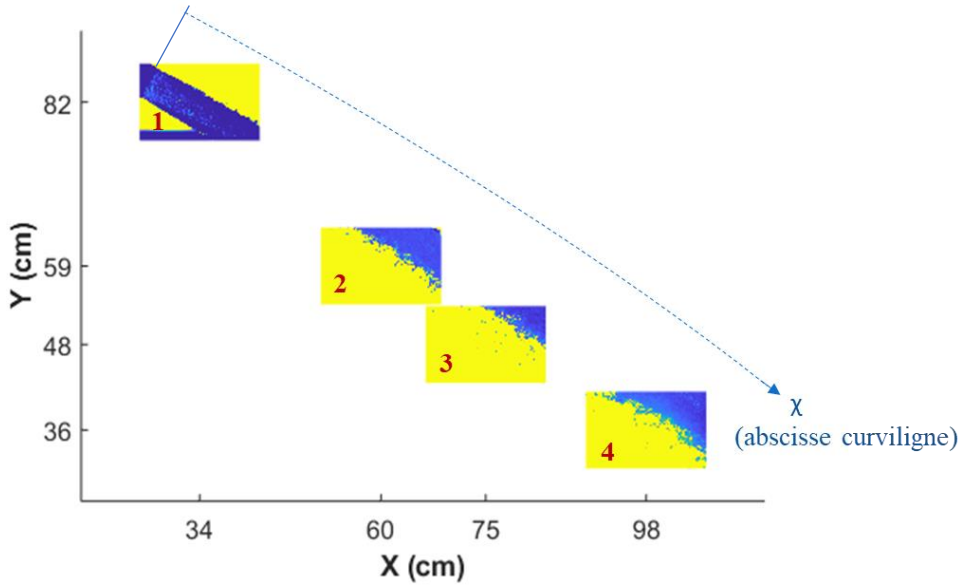


Figure VI.1. *Reconstruction du jet tel que D_{buse} = 44 mm, Q = 64 m^3/h (U_{jet} = 11,7 m/s) et orientation -30°*

VI.1.1. Observations

Sur la **Figure VI.2** sont présentées des images instantanées dans les quatre positions filmées pour ces conditions d'essai (**Figure VI.1**). Les observations n'ont pas pu explorer des distances plus éloignées à cause des limites imposées par les dimensions des fenêtres d'observation du dispositif JETSER. La distance étudiée reste inférieure à la longueur de rupture du jet ; une désintégration totale ne peut donc être atteinte à la dernière position filmée. Par conséquent, la zone analysée est dominée principalement par la fragmentation primaire.

Les distorsions surfaciques apparaissent dès la sortie du jet comme le montre la première image instantanée. Leur taille caractéristique évolue progressivement avec la distance à la buse. A des distances plus éloignées le long de l'axe du jet, on voit des structures filamentaires surgir de l'interface. Elles s'étirent, s'allongent et finissent par se fragmenter en gouttes sous un mode court « short-wave mode » (voir III**.2.2**). Leur diamètre, à l'avenant de la taille des ligaments qui leur donnent naissance, a tendance à croitre avec la distance. Un spectre de tailles de plus en plus large est clairement visible sur les images successives aux différentes positions. De même, la densité de gouttes est en nette croissance.

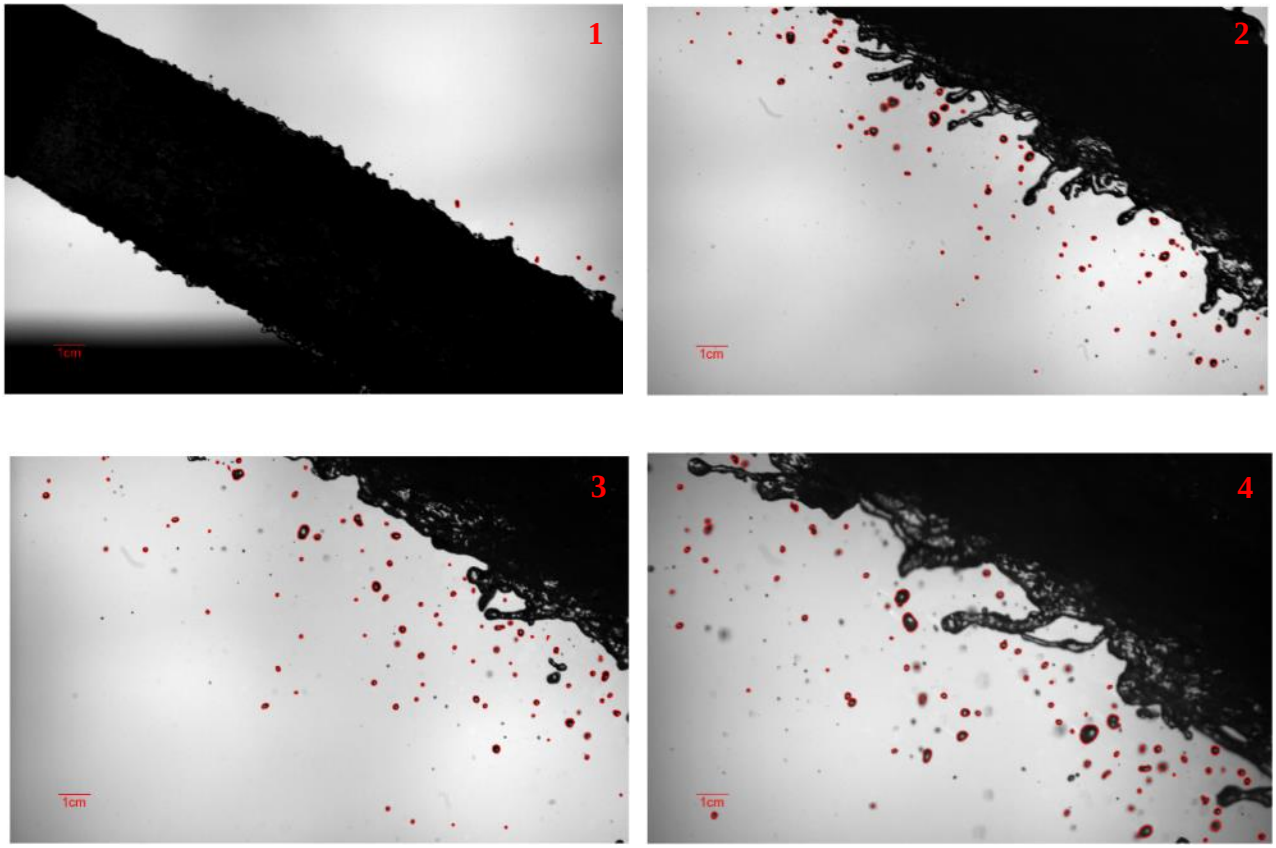


Figure VI.2. *Images instantanées à différentes distances χ le long du jet : 1- sortie de la buse ; 2- χ/D_{buse} = 10 ; 3- χ/D_{buse} = 14 ; 4- χ/ D_{buse} = 20*

VI.1.2. Nombre et concentration de gouttes

L'augmentation progressive du nombre de gouttes le long du jet avec la distance à la buse d'éjection est visible sur les images successives de la **Figure VI.2**. Elle est consolidée par les mesures quantitatives présentées dans le **Tableau VI.1**. A partir du nombre total de gouttes détectées sur 277 images dans chaque position, une concentration moyenne a été estimée en tenant compte de la profondeur de champ de vision (DOF) et de la surface moyenne de la zone occupée par ces gouttes sur les images vidéo.

Tableau VI.1. *Nombre et concentration moyenne des gouttes aux quatre positions χ le long de l'axe du jet tel que D_{buse} = 44 mm, Q = 64 m^3/h (U_{jet} = 11,7 m/s) et orientation -30°*

	Distance χ/D	DOF[4] (mm)	Nombre de gouttes	Gouttes/ image	Concentration (gouttes/cm^3)
1	sortie	35	1211	4,37	-

[4] DOF est mesuré en fonction de l'ouverture du diaphragme de la caméra choisi pour les conditions et la position du jet filmé

2	10	35	13337	48,15	0,08
3	14	24	13106	47,31	0,11
4	20	18	15625	56,41	0,21

La densité de gouttes n'est cependant pas homogène autour du jet. A partir de la démarche proposée dans le paragraphe V.**4**, la concentration à plusieurs distances radiales du jet a été évaluée dans les différentes positions filmées. Les résultats sont présentés sur la **Figure VI.3**. Une décroissance exponentielle de la concentration est observée en s'éloignant de la colonne liquide du jet. Aucune relation n'est cependant établie dans la littérature pour élucider cette tendance, mais on la retrouve dans le cas de jets verticaux descendants étudiés par (Stevenin 2012). A noter que les valeurs à distances proches de la colonne ($r < 2\,cm$) sont potentiellement sous-estimées du fait d'une surévaluation de la surface de dispersion des gouttes dans cette zone.

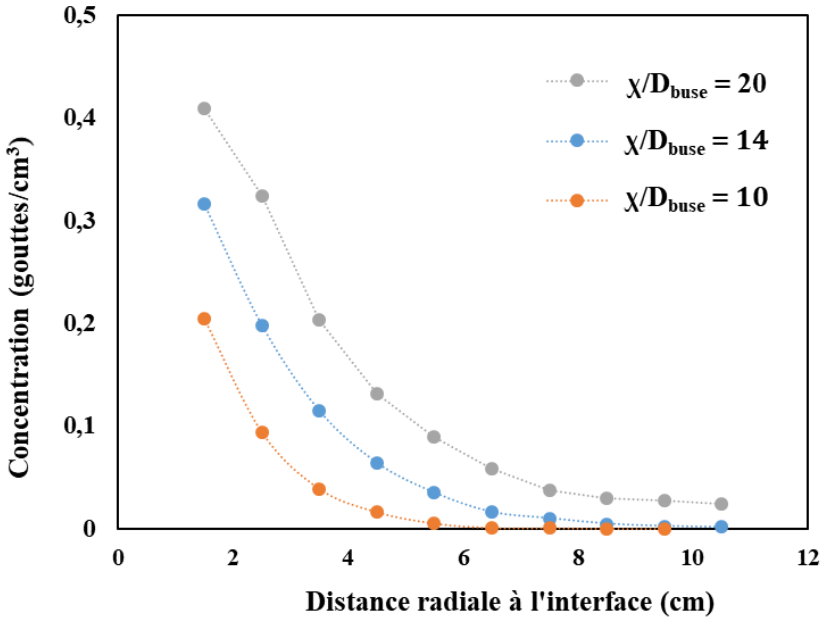


Figure VI.3. *Evolution de la concentration des gouttes dans la direction radiale autour de la colonne liquide du jet en différentes positions χ*

Tenant compte de l'asymétrie du jet autour de son axe, il faut souligner que le nombre de gouttes détectées sur les vidéos du bord inférieur de la colonne, ainsi que leur dispersion radiale autour du jet, sont les plus élevés. Ils seraient inférieurs si la partie au-dessus de la colonne avait pu être filmée et prise en compte dans le calcul de concentration moyenne : en effet la force gravitaire orientée vers le bas s'oppose aux forces conduisant au détachement des gouttes et à leur dispersion. Malheureusement, ceci n'a pas été possible expérimentalement car

la zone supérieure du jet était masquée par les cadres métalliques supportant les vitres du dispositif JETSER.

VI.1.3. Taille des gouttes

Les distributions granulométriques[5] des populations de gouttes détectées aux différentes distances à la buse d'éjection sont présentées dans la **Figure VI.4**. En s'éloignant de la sortie du jet, elles deviennent de plus en plus polydispersées avec des diamètres variés de gouttes. Peu après la sortie du jet (à une distance $\chi \sim 3$ à $4.\, D_{buse}$), les toutes premières gouttes formées ont une taille maximale de $2\ mm$. Cette limite est dépassée au fur et à mesure jusqu'à la détection de gouttes de diamètre de $6\ mm$ à $\chi \sim 14.\, D_{buse}$.

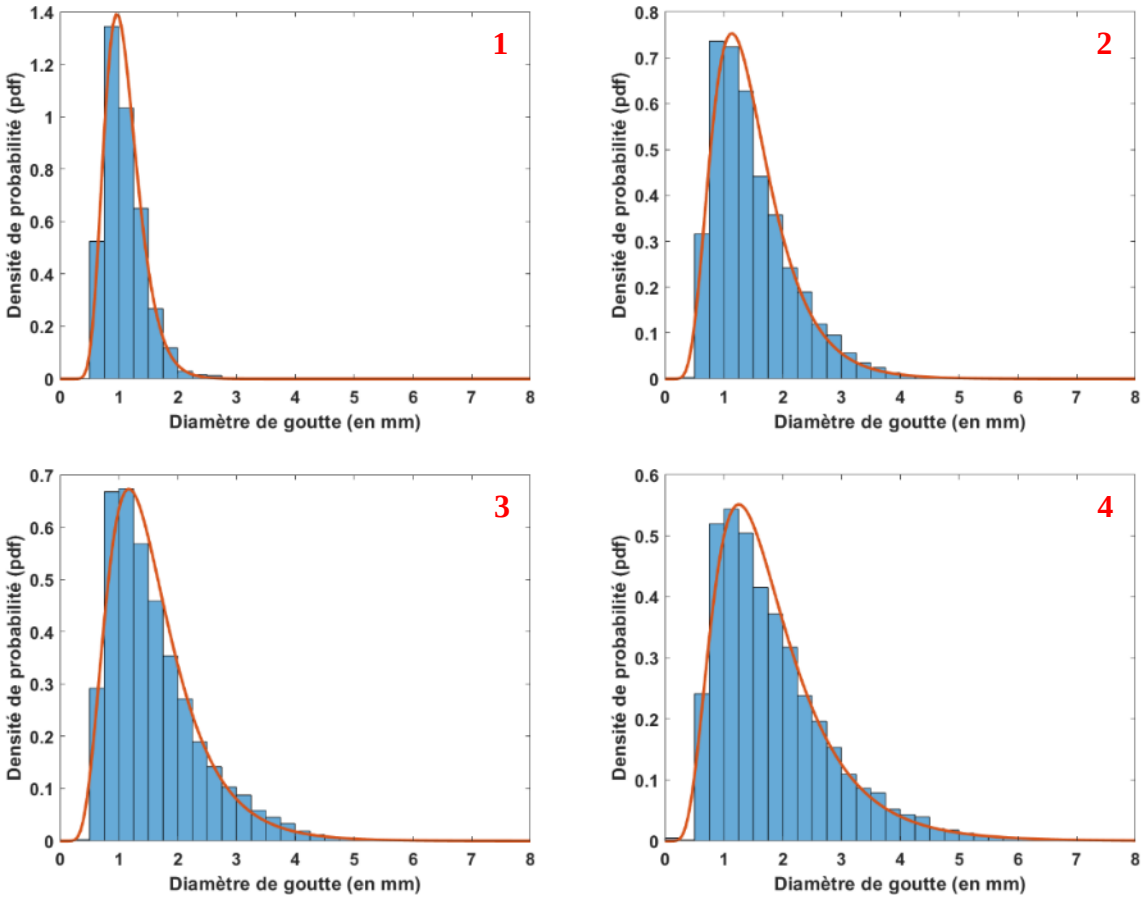


Figure VI.4. *Distributions granulométriques en différentes positions du jet*

Les distributions de taille obtenues expérimentalement sont bien représentées par la loi log-normale (voir **III.3.2**), montrée en courbe rouge sur la **Figure VI.4** :

[5] Pdf désigne la densité de probabilité « probability density function »

$$f(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D \sigma_g} \exp - \left[\frac{1}{2{\sigma_g}^2} (\ln D - \ln \bar{D})^2 \right]$$

σ_g étant l'écart-type de la distribution.

Dans le **Tableau VI.2** sont présentés quelques diamètres géométriques : diamètre géométrique linéaire D_{10}, surfacique D_{20} et volumique D_{30}, diamètre de Sauter D_{32} ou SMD et représentatifs (diamètre massique médian MMD) calculés dans les quatre positions de jet. La croissance de la taille des gouttes avec la distance à la sortie du jet est confirmée par ces calculs statistiques sur un grand nombre d'images et on note surtout l'évolution du diamètre de Sauter comme prédit par (Wu et al. 1991) et validé par plusieurs travaux expérimentaux. Le rapport entre le diamètre de Sauter (SMD) et le diamètre massique médian (MMD) reste relativement proche de 1,2 tel constaté par (Simmons 1977).

Tableau VI.2. *Diamètres caractéristiques d'intérêt (mm) calculés à différentes positions le long du jet tel que D_{buse} = 44 mm, Q = 64 m³/h (U_{jet} = 11,7 m/s) et orientation -30°*

	Distance χ/D_{buse}	**D_{10}**	**D_{20}**	**D_{30}**	**SMD**	**MMD**	**MMD/SMD**
1	Sortie	1,09	1,14	1,19	1,31	1,39	1,06
2	10	1,49	1,64	1,79	2,14	2,41	1,13
3	14	1,61	1,79	1,99	2,46	2,84	1,15
4	20	1,84	2,09	2,35	2,95	3,43	1,16

Dans le domaine de combustion, la caractérisation de la population de gouttes passe principalement par l'évaluation du SMD. Or physiquement, le diamètre moyen de Sauter représente une goutte ayant le même rapport volume/surface que celui développé par l'ensemble de la population. Il permet donc de prendre en compte à la fois le volume des gouttes qui caractérise la quantité de matière disponible pour le processus de combustion, ainsi que leur surface caractérisant l'interface d'échange disponible pour les transferts massique et thermique entre les gouttes liquides et l'air environnant. Plus le rapport volume/surface est petit, plus les échanges sont optimisés entre les deux phases et la combustion est promue (le délai d'inflammation décroit comme évoqué dans II**.2.2**). Par extrapolation au cas de sodium, la croissance du SMD observée avec la distance à la buse d'éjection χ signifie une baisse d'efficacité des échanges, notamment l'évaporation qui initie la combustion.

D'autre côté, la croissance des diamètres moyens D_{20} et D_{30} avec la distance «χ», accompagnée d'une hausse significative de la densité des gouttes (VI**.1.2**), implique une augmentation de la fraction volumique des gouttes dispersées et de l'aire interfaciale par unité

de volume, comme le montre le **Tableau VI.3**. La fraction volumique reste néanmoins faible, désignant une zone diluée où les interactions entre les gouttes sont limitées et l'apport en oxygène est assuré.

En conclusion, bien que le processus de combustion soit relativement retardé en s'éloignant de la buse d'éjection (du fait de l'augmentation du rapport volume/surface), le bilan de masse des gouttes et la surface d'échange totale augmentent favorisant ainsi les transferts de chaleur et de matière (évaporation et oxydation) avec l'air environnant.

Tableau VI.3. *Aire interfaciale par unité de volume et fraction volumique calculées à différentes positions le long du jet*

	Distance χ/D_{buse}	Aire interfaciale (mm^2/cm^3)	Fraction volumique
2	**10**	0,68	$2{,}44.10^{-4}$
3	**14**	1,07	$4{,}39.10^{-4}$
4	**20**	2,94	$1{,}45.10^{-3}$

VI.1.4. Vitesse des gouttes

Au moment de son détachement de la colonne liquide du jet, la goutte est projetée avec la même vitesse locale de l'interface ou du ligament auquel elle était attachée. Elle est immédiatement soumise à la force de traînée par l'air environnant qui s'oppose à son mouvement et tend à la ralentir. La goutte peut alors se comporter différemment en fonction de son diamètre.

Dans la **Figure VI.5**, des nuages de points montrant la corrélation diamètre-vitesse des gouttes détectées à chacune des quatre positions filmées sont montrés. Rappelons que la vitesse calculée est une mesure de la projection sur le plan X-Y du vecteur-vitesse intégré dans l'espace. Pour chacune des classes de diamètres, une vitesse moyenne représentée en rouge est calculée. Dans toutes les positions, le comportement des gouttes en fonction de leur taille est similaire. Les gouttes de petit diamètre ont des vitesses très dispersées autour d'une moyenne égale à environ 70% de la vitesse locale du jet (évaluée en mesurant le déplacement de points concaves sur l'interface de la colonne liquide). Cette dispersion se rétrécit progressivement lorsque le diamètre augmente et la vitesse tend vers une moyenne de plus en plus élevée. Une valeur de vitesse moyenne asymptotique d'environ $0{,}85.\ U_{jet}$ est atteinte avec les plus grandes gouttes. Dans la littérature (III**.3.3**), les valeurs reportées varient entre $0{,}88.\ U_{jet}$ (Sallam et al. 2002) et 0,92 fois la vitesse locale du jet (Dai et al. 1998). La vitesse moyenne pour une classe

donnée de tailles évolue très légèrement en fonction de la distance à la sortie du jet. Les gouttes sont peu freinées en moyenne ; leur mouvement est dominé par les forces inertielles.

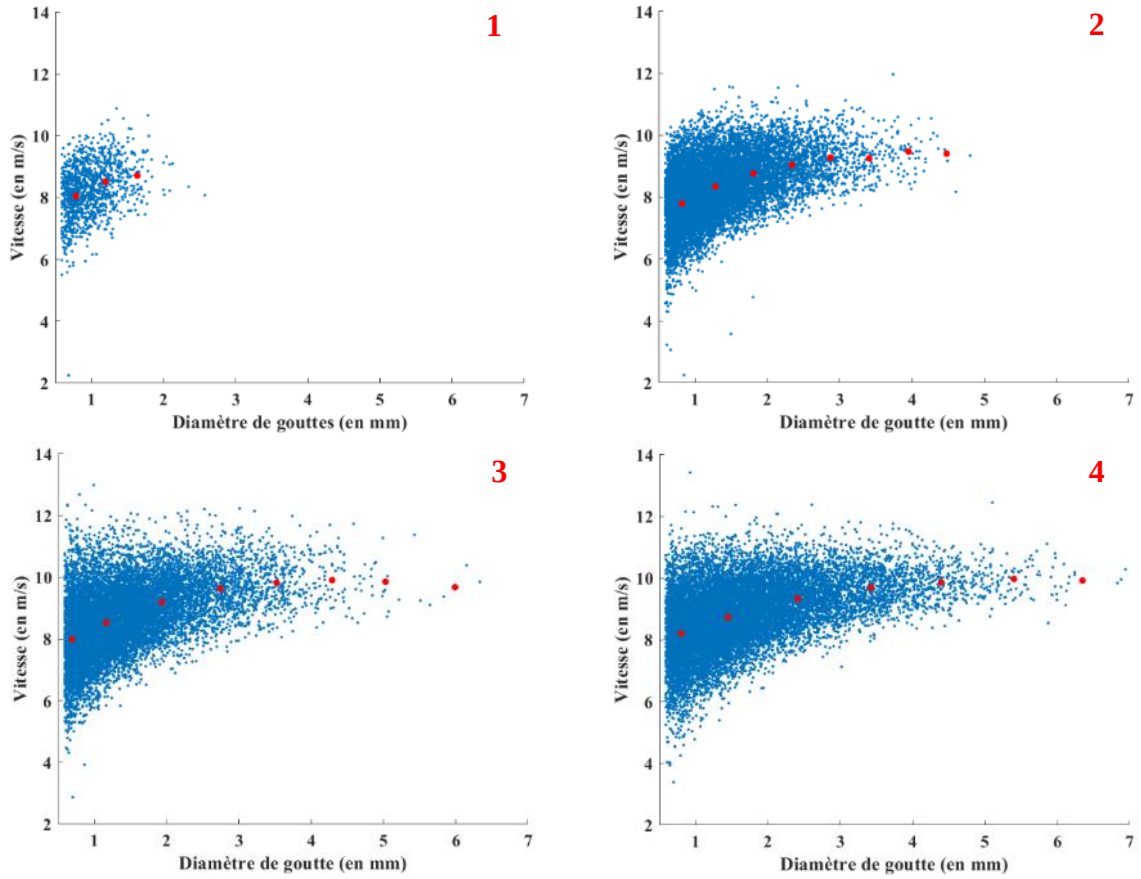


Figure VI.5. *Distributions des vitesses de gouttes dans le plan (X-Y) en fonction de leur diamètre aux quatre positions χ filmées du jet*

La dispersion observée peut être expliquée en distinguant les gouttes détachées localement de celles formées en amont. Ces dernières, sujettes à la force aérodynamique de traînée, perdent de leur vitesse au cours de leur trajet. Elles seront potentiellement à des distances radiales plus éloignées de l'interface du jet. Dans les travaux de thèse de (Felis-Carrasco 2017), l'auteur investigue la vitesse des gouttes à différentes distances radiales autour de la colonne liquide ; ceci à plusieurs positions axiales le long d'un jet vertical descendant. Les résultats sont présentés séparément pour les différentes classes de diamètres. Il est montré que la vitesse axiale des gouttes diminue progressivement quand on s'éloigne radialement de l'interface du jet, quel que soit leur diamètre. Celles appartenant aux classes de grande taille restent plus concentrées dans des zones proches de la colonne et ont des vitesses plus élevées que leurs petites voisines. Ayant moins d'inertie, ces dernières sont davantage freinées par l'air. Le même comportement a été reporté et mieux détaillé aussi dans (Stevenin 2012).

Dans la **Figure VI.6**, les vecteurs-vitesse montrent que les gouttes suivent une direction quasiment parallèle à l'interface du jet et restent généralement proches de la colonne liquide. La composante radiale de la vitesse est relativement très faible. D'après (Dai et al. 1998), une goutte formée par fragmentation primaire turbulente se détache de la surface du jet avec une vitesse radiale égale à 0.05 fois la vitesse locale du jet. En comparant l'orientation moyenne des vecteurs-vitesses par rapport à la direction de l'interface, on retrouve effectivement ce même ordre de grandeur qui évolue très peu en fonction de la distance à la buse d'éjection. Ceci explique la faible dispersion radiale des gouttes autour de la colonne liquide du jet et la décroissance exponentielle de la concentration des gouttes dans la direction perpendiculaire à l'interface (voir VI**.1.2**).

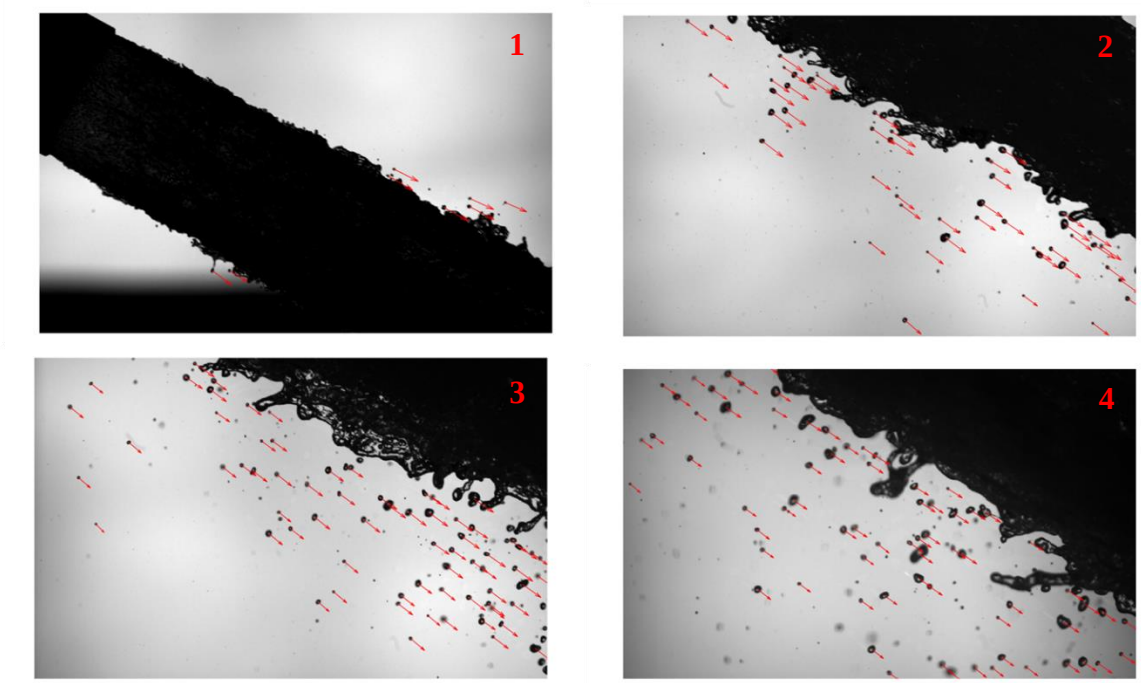


Figure VI.6. *Champ instantané des vecteurs-vitesses des gouttes dans le plan (X-Y) en différentes positions du jet (Echelle des vecteurs 10 :1)*

VI.1.5. Nombre de Weber gazeux et fragmentation secondaire

Lorsqu'une goutte issue de la fragmentation primaire est dynamiquement instable (cas des gouttes ayant un grand diamètre ou une vitesse importante), elle se déforme sous l'effet des forces aérodynamiques de traînée. Si la tension superficielle ne réussit pas à contrecarrer les forces destructives et restaurer la forme sphérique de la goutte, la fragmentation secondaire a lieu et donne naissance à des gouttes filles plus petites et plus stables (voir III**.2.4**).

Afin de pouvoir évaluer le potentiel des gouttes primaires à subir une fragmentation secondaire, le nombre de weber gazeux est calculé à partir des mesures de diamètres et de vitesses de gouttes effectuées aux différentes positions filmées. Plus le weber gazeux est important, plus la tendance de la goutte à se fragmenter est grande et la rupture est favorisée.

Des mesures de vitesse de l'air environnant n'étant pas prévues dans le cadre des essais JETSER, le nombre de weber gazeux calculé est dans ce cas majoré en considérant nulle la vitesse de l'air environnant U_g (**Eq III.8)**.

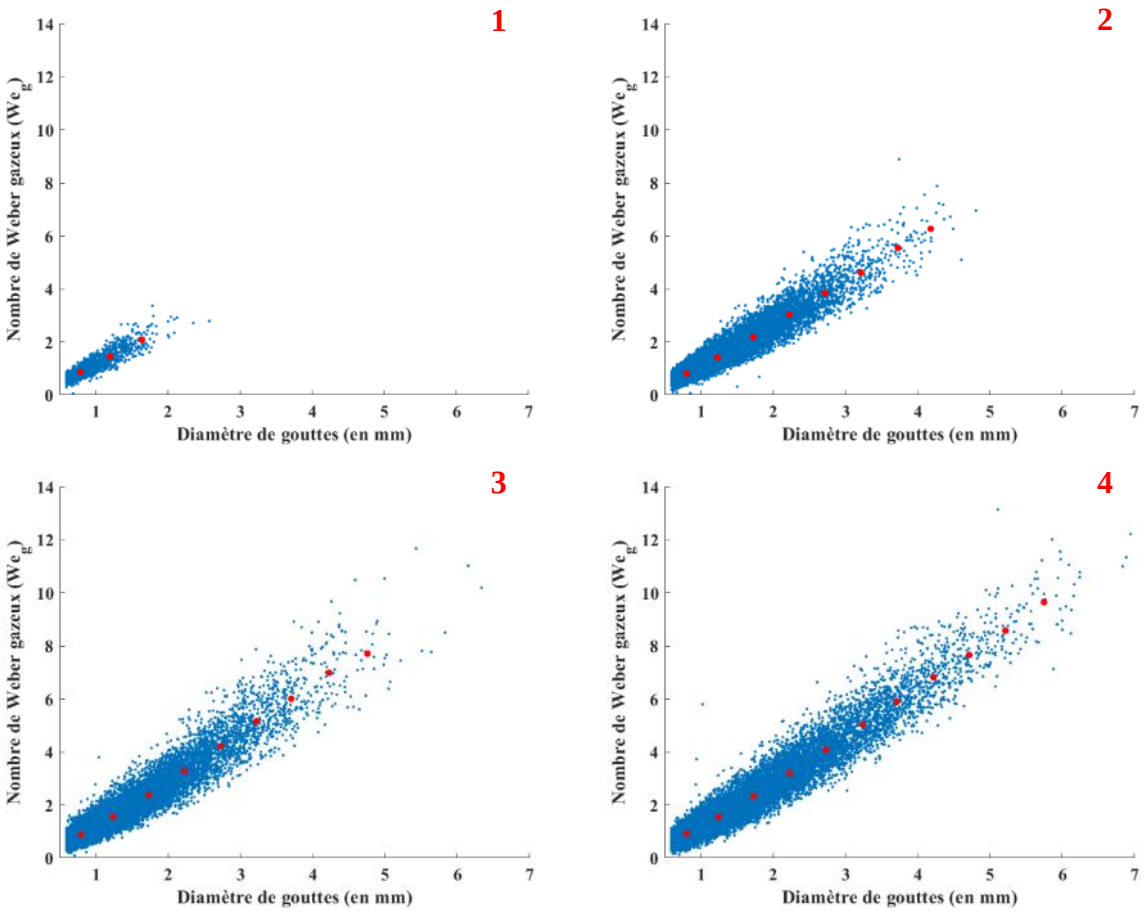


Figure VI.7. *Nombre de Weber gazeux calculé pour chaque goute en différentes positions du jet*

D'après la **Figure VI.7**, la grande majorité des gouttes ont un nombre de Weber bien inférieur à 12. D'après la classification de Pilch-Erdmann des régimes de fragmentation secondaire des gouttes (Pilch et Erdman 1987), le régime prédominant correspond à une rupture sous mode vibrationnel (voir III**.2.4.2**). Cependant, au-dessous de $We_g < 12$, la rupture n'est pas inéluctable mais reste peu probable et conditionnée par la distance parcourue par la goutte, le temps caractéristique de rupture étant très petit. En plus, même si la rupture finit par avoir lieu, elle donnera lieu à deux ou trois gouttes-filles de volume global égal à celui de la mère. Cela signifie que la fragmentation secondaire semble avoir peu d'importance sur les caractéristiques de la population finale des gouttes pour les conditions de jets de la présente étude. Ceci est d'autant plus vrai tenant compte de la majoration du nombre de Weber gazeux calculé en remplaçant le différentiel de vitesses par la vitesse seule des gouttes dans l'**Eq III.8**.

Très peu de gouttes ont un nombre de weber gazeux supérieur à 12 et se classent alors sous un régime de fragmentation secondaire en sac. Une goutte soumise à ce régime de rupture donnera lieu à une population de fines gouttes très propices à la combustion dans le cas de jets de sodium. Sachant qu'une goutte de sodium s'évapore et se rétrécit en diamètre au cours de son trajet, il est possible qu'elle brûle avant que cette rupture ait lieu. Une comparaison entre les temps caractéristiques des deux phénomènes en compétition (combustion d'une part et fragmentation secondaire d'autre part) pourrait servir à l'évaluation réelle de la contribution d'une rupture potentielle aux caractéristiques de la population de gouttes finales.

VI.2. Influence de la vitesse

En s'inspirant des travaux cités précédemment (Dai et al. 1998; Sallam et al. 2002; Wu et al. 1992), l'interface serait déformée dès la sortie du jet par la turbulence lorsque l'énergie cinétique d'un tourbillon de certaine taille dépasse l'énergie de tension superficielle. Plus la vitesse d'éjection est grande, plus les tourbillons remplissant cette condition deviennent petits et fréquents. L'interface va ainsi se déformer à des échelles caractéristiques plus petites qui dicteront directement la taille des gouttes formées et leur nombre.

Afin de confirmer cette relation, une comparaison entre trois jets éjectés de la buse de diamètre $D_{buse} = 44\ mm$ et inclinés d'un angle de $-30°$ avec l'horizontal sera présentée ci-après (**Figure VI.8**). Elle est faite à distance fixe de la buse d'éjection ($\chi/D_{buse} = 14$, soit $\chi = 61{,}6\ cm$). Les jets sont éjectés avec des vitesses initiales U_{jet} égales respectivement à $6{,}76 - 11{,}7$ et $17{,}35\ m/s$.

VI.2.1. Observations

L'effet de la vitesse du jet se traduit en différences visibles sur les images de la **Figure VI.8** à plusieurs niveaux : les plissements sur l'interface de la colonne liquide du jet, les ligaments qui en émergent, la taille et le nombre de gouttes. Pour une distance à la buse fixe, l'interface semble davantage plissée au fur et à mesure que la vitesse initiale du jet augmente. La taille caractéristique des ondulations surfaciques se réduit. Plusieurs études se sont intéressées à la caractérisation expérimentale des instabilités apparaissant sur l'interface liquide/gaz dans des conditions variées (Gong et al. 2016; Jie et al. 2019; Mayer et Branam 2004; Stevenin 2012). Il est montré que la longueur d'onde de ces plissements diminue avec la croissance du nombre de Reynolds du jet (Gong et al. 2016) ou le Weber (Jie et al. 2019). Même si les jets étudiés dans ces travaux sont verticaux descendants, cette relation inversement proportionnelle entre la longueur d'onde et la vitesse semble rester valide dans le cas présent.

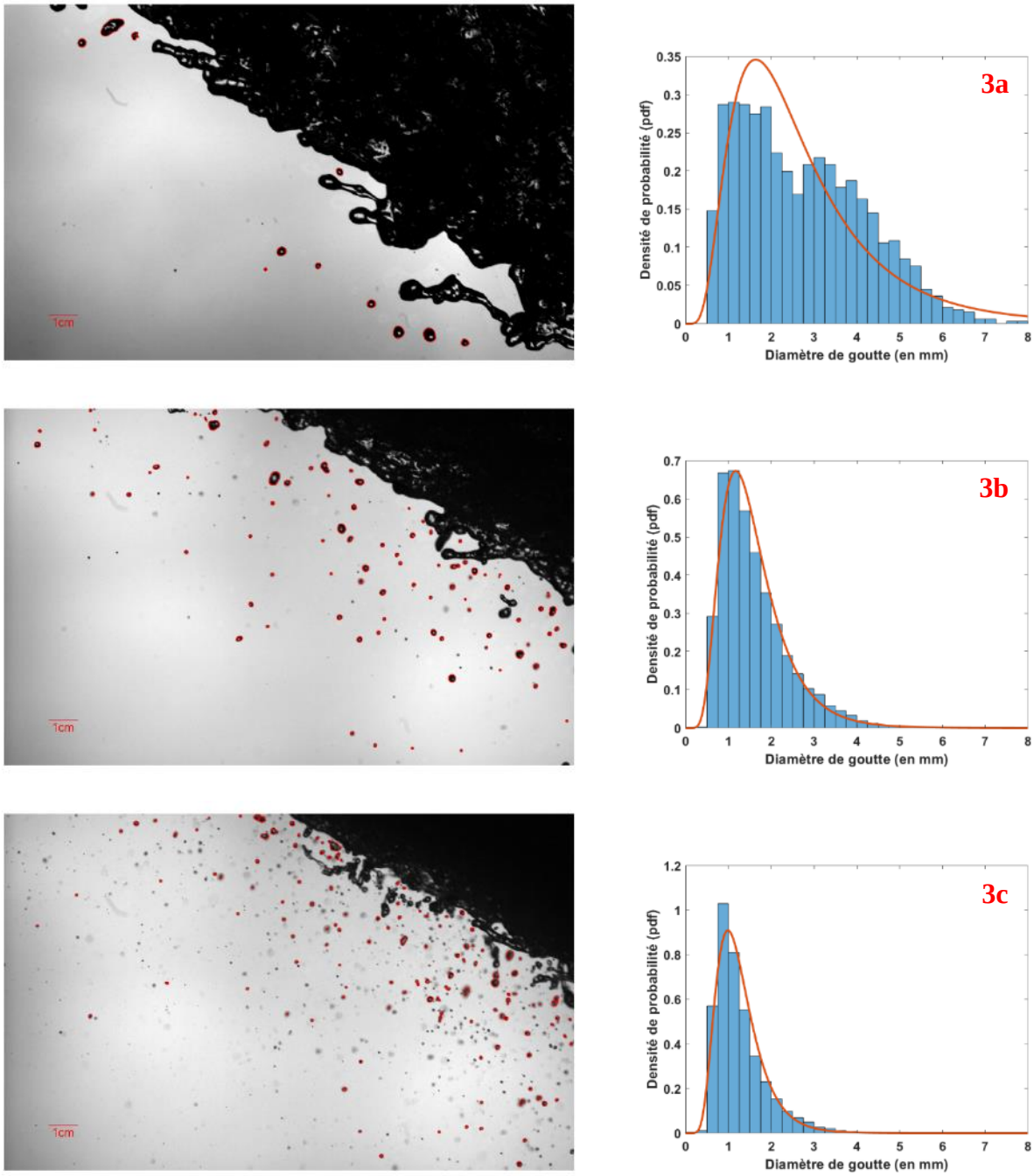


Figure VI.8. *Influence de la vitesse du jet (orientation -30° ; D_{buse} = 44 mm) sur le nombre et les distributions granulométriques de gouttes formées à une distance fixe (χ/D_{buse} =14).*
3a- U_{jet} = 6,76 m/s ; 3b- U_{jet} = 11,7 m/s ; 3c- U_{jet} = 17,35 m/s.

Quant aux ligaments, en corrélation avec la taille des instabilités, ils ont des diamètres et des longueurs plus importants à faibles vitesses d'éjection. Les gouttes qui en résultent sont aussi plus grosses que celles observées dans la même position à des vitesses plus élevées. Un effet temporel semble jouer un rôle important dans la taille des instabilités et des ligaments et mérite d'être souligné. Or, les instabilités apparaissant à l'interface du jet de vitesse $U_{jet} = 6{,}76\ m/s$ (**Figure VI.8**-3a) ont eu environ deux fois plus de temps à se développer que celles

du jet éjecté avec $U_{jet} = 11{,}7\, m/s$ (**Figure VI.8**-3b) à la même position. Les mêmes différences marquées entre ces deux images peuvent être observées en comparant les images instantanées de la **Figure VI.2** obtenues avec le jet $U_{jet} = 11{,}7\, m/s$, où les instabilités ont eu également deux fois plus de temps à se développer à la position $\chi/D_{buse} = 20$ (**Figure VI.2-4**) qu'à $\chi/D_{buse} = 10$ (**Figure VI.2-2**).

Les images successives de la **Figure VI.8** montrent en outre qu'une vitesse d'éjection importante favorise la fragmentation avec une concentration de gouttes arrachées de plus en plus grande.

VI.2.2. Taille et concentration des gouttes

A une distance $\chi/D_{buse} = 14$ de la buse, les diamètres géométriques sont en baisse avec la croissance de la vitesse moyenne d'éjection du jet. Les valeurs sont présentées dans le **Tableau VI.4**. Or, d'après l'étude réalisée par (Wu et al. 1991), la taille des tourbillons ayant une énergie cinétique suffisante à arracher des gouttes devient de plus en plus petite. Ceci se traduit en une population de gouttes de diamètres moyens réduits, dont le SMD.

Tableau VI.4. *Diamètres caractéristiques d'intérêt (mm) calculés à position fixe ($\chi/D_{buse} = 14$) pour trois différentes vitesses d'éjection U_{jet} avec $D_{buse} = 44$ mm*

U_{jet} (m/s)	D_{10}	D_{20}	D_{30}	SMD	MMD	MMD/SMD
6,76	2,66	3,01	3,3	3,99	4,45	1,11
11,7	1,61	1,79	1,99	2,46	2,84	1,15
17,35	1,25	1,37	1,52	1,88	2,15	1,14

La **Figure VI.8** montre aussi l'évolution du diamètre de Sauter à deux autres positions fixes ($\chi/D_{buse} = 10\, et\, 20$) en fonction de la vitesse d'éjection du jet. Les tendances sont confirmées : le SMD de la population des gouttes décroit lorsque la vitesse moyenne du jet augmente. En revanche à vitesse donnée, il croit avec la distance à la buse d'éjection tel que constaté dans le paragraphe **VI.1.4**.

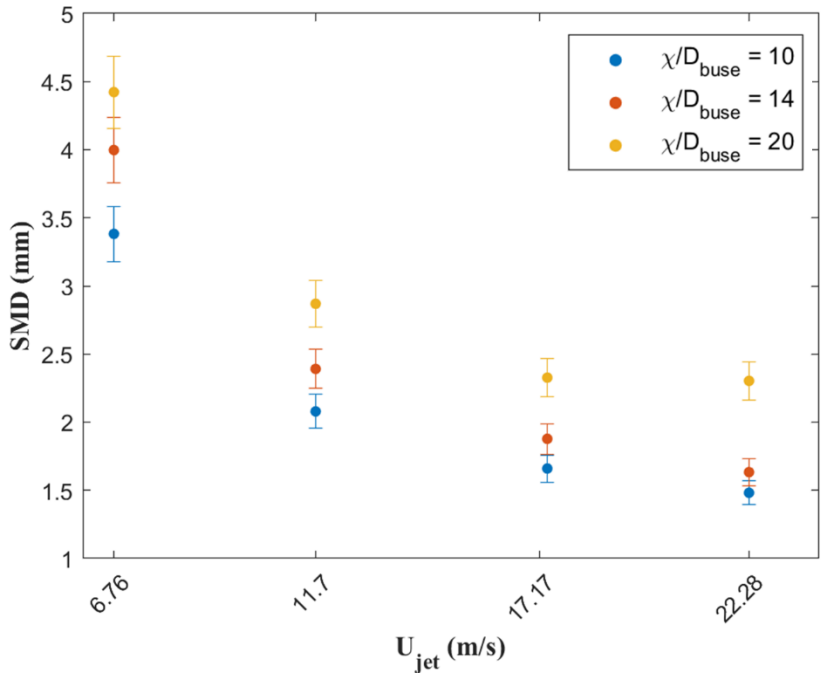


***Figure VI.9**. Diamètre de Sauter en fonction de la vitesse d'éjection du jet à plusieurs distances à la buse d'éjection tel que D_{buse} = 44 mm*

Alors que la taille des gouttes diminue avec la croissance de la vitesse du jet, leur densité augmente notablement comme le montre le **Tableau VI.5**. En comparant les deux vitesses extrêmes, les gouttes sont en moyenne deux fois plus petites en diamètre et 30 fois plus nombreuses avec la vitesse $U_{jet} = 17{,}35\ m/s$ qu'avec $U_{jet} = 6{,}76\ m/s$. Cette évolution des caractéristiques de la population de gouttes se traduit en un bilan de masse et une surface d'échange plus importants lorsque la vitesse d'éjection augmente. Ces conditions sont très propices à la combustion spontanée au cas de sodium du fait d'un rapport volume/surface optimisé qui favorise les échanges impliqués dans l'oxydation et l'évaporation qui précèdent l'auto-inflammation de la goutte.

***Tableau VI.5.** Aire interfaciale par unité de volume et fraction volumique des gouttes à position fixe (χ/D_{buse} = 14) pour trois différentes vitesses d'éjection U_{jet} avec D_{buse} = 44 mm*

U_{jet} (m/s)	Concentration (gouttes/cm^3)	Aire interfaciale (mm^2/cm^3)	Fraction volumique
6,76	0,009	0,25	$1{,}68.10^{-4}$
11,7	0,1	1,07	$4{,}38.10^{-4}$
17,35	0,28	1,65	$5{,}16.10^{-4}$

VI.2.3. Vitesse des gouttes et leur nombre de Weber

Le même comportement reporté dans le paragraphe **VI.1.4** par rapport aux corrélations diamètre-vitesse observées à différentes positions du jet ($U_{jet} = 11{,}7\ m/s$) se répète avec les autres vitesses d'éjection. Les vitesses des gouttes appartenant à la même classe de taille sont dispersées autour d'une valeur moyenne. La dispersion est plus prononcée pour les petits diamètres mais se rétrécit au fur et à mesure avec les gouttes de taille supérieure. La vitesse moyenne augmente progressivement avec le diamètre avant d'atteindre une valeur asymptotique autour de 80% de celle de la vitesse du jet, confirmant le fait que les petites gouttes sont plus sujettes au ralentissement dû aux forces de traînée exercées par l'air environnant. Ceci est moins vrai pour les faibles vitesses d'éjection (courbe en vert correspondant à $U_{jet} = 6{,}76\ m/s$ dans la **Figure VI.10**) pour lesquelles les contraintes aérodynamiques ont moindre impact du fait d'un faible différentiel de vitesses.

De même, les corrélations reliant le nombre de Weber gazeux d'une goutte à son diamètre garde le même comportement général détaillé dans le paragraphe VI**.1.5**. Les courbes d'évolution du weber moyen par classe de diamètres sont linéaires avec des pentes de croissance qui augmentent progressivement avec la vitesse initiale du jet (**Figure VI.10**). Les valeurs de We_g des gouttes formées à partir des trois jets présentés dans la (**Figure VI.10**) restent relativement petites (généralement < 12) quel que soit le diamètre de la goutte, ce qui montre une faible tendance à subir une fragmentation secondaire pour les vitesses étudiées.

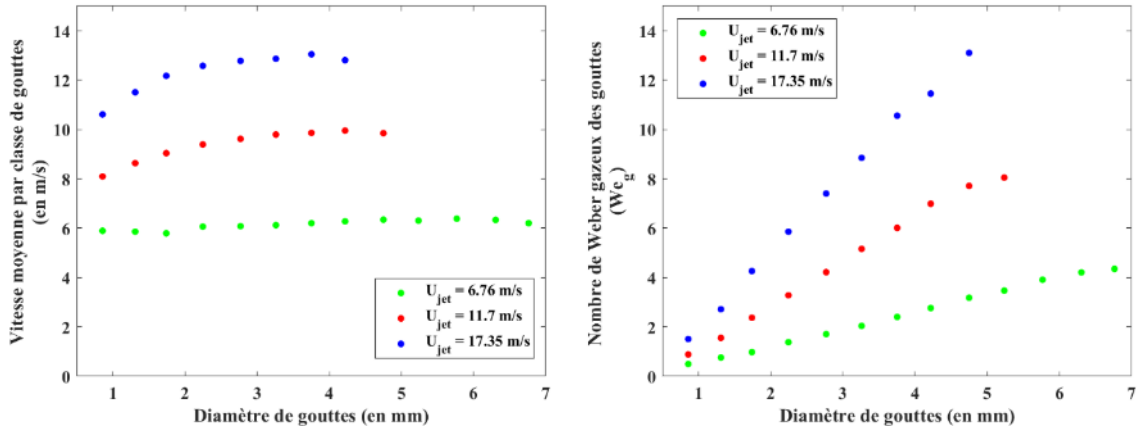


Figure VI.10. *A gauche : vitesse moyenne de gouttes par classe de diamètres à une distance à la buse fixe (χ/D_{buse} =14) pour les trois vitesses d'éjection ; à droite : le nombre de Weber gazeux moyen*

VI.3. Confrontation au modèle de Wu

Les tendances évoquées précédemment par rapport à la sensibilité du diamètre de Sauter SMD de la population des gouttes aux conditions du jet (vitesse d'éjection et distance à la buse) sont en accord total avec les corrélations proposées par (Wu et al. 1991) et validées par plusieurs études ultérieures (Saeedipour et al. 2017; Sallam et al. 2002; Sallam et Faeth 2003; Wu et Faeth 1993). Selon la théorie proposée et détaillée dans le paragraphe **III.2.3**, la fragmentation primaire à la surface des jets turbulents est fortement affectée par la présence de turbulence dans l'écoulement. La taille des gouttes serait de taille comparable à celle des plus petits tourbillons dont l'énergie cinétique est suffisamment importante pour fournir l'énergie superficielle nécessaire à la formation d'une goutte. Tenant compte des propriétés de la turbulence à la sortie du jet, une relation qui permet de prédire le diamètre de Sauter à partir des conditions locales du jet est proposée (**Eq III.6**) :

$$\frac{SMD}{\Lambda} = C_{s\chi}\left(\frac{\chi}{\Lambda\, We_{\Lambda}^{1/2}}\right)^{2/3}$$

Ce modèle a été validé et paramétré exclusivement pour des jets verticaux descendants (**Figure III.6**). Aucune étude antérieure ne l'a confrontée à des configurations de jets inclinés ou horizontaux. Dans ces conditions correspondant à la présente étude, la symétrie autour de l'axe est perdue. La contribution des forces gravitationnelles pourrait altérer au maximum la tendance, au minimum les paramètres empiriques du modèle. Pour les jets orientés à $-30°$ par rapport à l'horizontale, en fonction de l'inertie du jet, la gravité a peu d'impact sur le premier tronçon du jet ; il reste quasiment tendu. Pour les conditions analysées lors des essais JETSER respectant cette orientation de -30°, les diamètres de Sauter calculés expérimentalement sont représentés dans la **Figure VI.11** dans le même repère utilisé précédemment par (Wu et al. 1992). Seules les conditions d'essais et les vidéos avec suffisamment de gouttes (pour atteindre la convergence sur le SMD) et une grande netteté d'images y sont retenues. Une corrélation nettement linéaire en accord avec la corrélation de Wu (**Eq III.6**) est consolidée avec un coefficient de détermination $R^2 = 95\%$:

$$\frac{SMD}{\Lambda} = 0{,}4334\left(\frac{\chi}{\Lambda\, We_{\Lambda}^{1/2}}\right)^{2/3} \qquad \textit{(Eq VI.1)}$$

La puissance $2/3$ est conservée ; la constante $C_{s\chi} = 0{,}4334$ est inférieure à celle trouvée par (Wu et al. 1992) ($C_{s\chi} = 0{,}65$) mais reste dans le même ordre de grandeur. Deux propositions peuvent expliquer cet écart. En premier lieu, l'effet d'asymétrie dû à la gravité du fait de l'inclinaison du jet. Une autre hypothèse possible revient à la taille des jets étudiés dans ce manuscrit qui est d'un ordre de grandeur plus élevé que celui des jets millimétriques pour lesquels le modèle a été paramétré et validé (voir III**.2.3**). L'estimation de l'échelle radiale

intégrale de turbulence par la relation $\Lambda = D_{buse}/8$ (Hinze 1955) peut ne plus être valide dans ces conditions.

Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude composée provenant de l'erreur de mesure des gouttes par la méthode de traitement d'images (voir V**.5.2**) et la dispersion des valeurs autour de la droite de régression dans la **Figure VI.11**. Cette dernière est de $\pm 10{,}5\%$ avec un niveau de confiance de 95%.

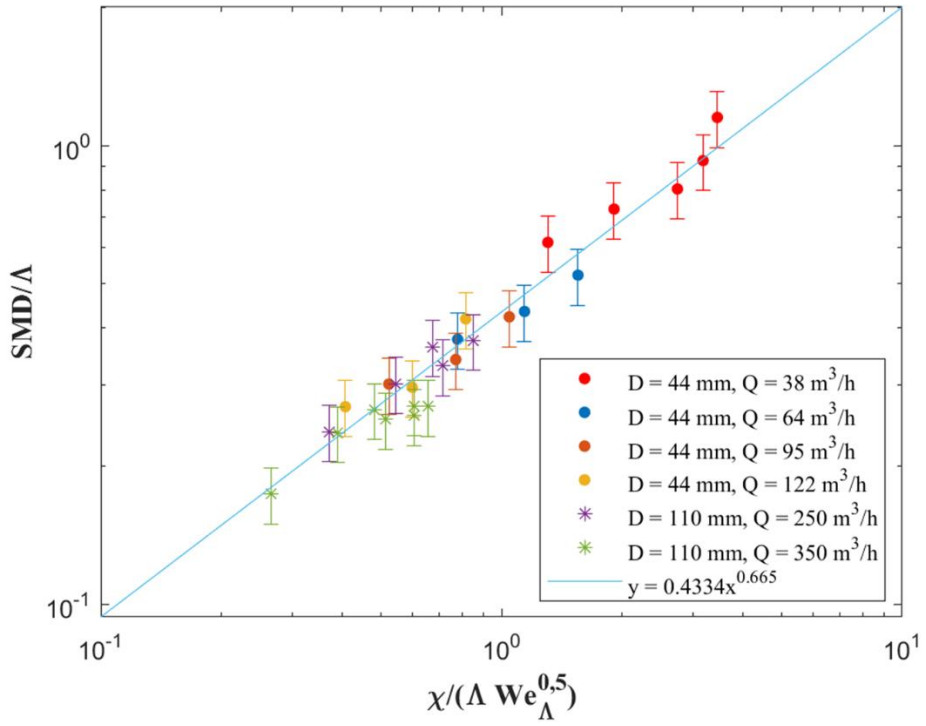


Figure VI.11. *Ajustement de la corrélation de (Wu et al. 1992) à partir des diamètres de Sauter calculés expérimentalement pour des jets tendus (orientation -30°)*

VI.4. Cas de jets sous effet de courbure

Dans la section précédente, une analyse et des tendances ont été présentées sur la base d'une série de jets descendants ayant tous la même orientation ($-30°$). La zone étudiée était limitée à la région de « jet pur », quasiment tendu, avant que les forces gravitationnelles n'arrivent à dévier la trajectoire du jet vers le bas. Cette condition commune écarte en principe toute contribution significative de la courbure du jet liée à l'angle initial d'éjection.

Dans ce qui suit, l'attention sera donnée aux écarts qui peuvent apparaitre au niveau de la granulométrie par changement d'orientation. Des jets horizontaux ou ascendants présentent-ils les mêmes tendances observées précédemment avec les jets descendants ?

En effet, les tendances générales mises en lumière pour la famille des jets tendus concernant l'évolution de la taille des gouttes sont conservées avec les jets sous effet de courbure. Le post-traitement des vidéos filmées aux différentes positions χ le long de l'axe du jet a montré, pour toutes les conditions étudiées, que la taille des gouttes augmente avec la distance. Comme pour les jets tendus, les diamètres moyens des gouttes diminuent lorsque la vitesse d'éjection croit. Les distributions de taille sont aussi bien représentées par la loi log-normale.

La corrélation de (Wu et al. 1992) ajustée pour les conditions de jets tendus précédemment étudiés (**Eq VI.1**) permet de prédire d'une manière satisfaisante, le SMD caractéristique de la population de gouttes formées à différentes positions. La dispersion des mesures est d'environ $\pm 10\%$. Toutefois, ce modèle simple ne permet pas à priori de prendre en compte toute la complexité des mécanismes intervenant dans la fragmentation, dont l'effet des courbures liées à la gravité. Dans le but d'évaluer l'influence éventuelle des forces gravitationnelles sur la taille des gouttes, les diamètres de Sauter calculés expérimentalement à différentes distances à la buse d'éjection pour trois jets de $D_{buse} = 110\ mm, Q = 250\ m^3/h$ sont confrontés à la corrélation ajustée de Wu (**Eq VI.1**) dans la **Figure VI.12**. Les jets comparés sont éjectés respectivement avec un angle de $-30°$, $0°$ et $+45°$ avec l'horizontal.

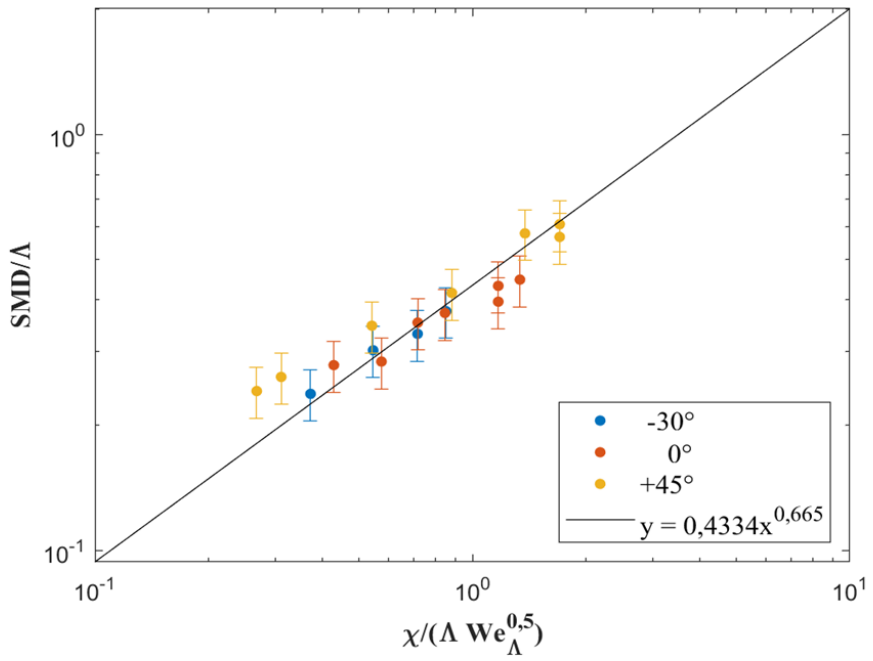


Figure VI.12. *Comparaison du diamètre de Sauter déterminé expérimentalement pour des jets (D_{buse} = 110 mm, Q = 250 m^3/h) ayant des orientations différentes avec la relation ajustée de (Wu et al. 1992)*

Les SMD expérimentaux du jet de $-30°$ sont évidemment en très bon accord avec la corrélation de Wu proposée dans la section précédente pour la même famille de jets. Dans le cas de jet horizontal, la **Figure VI.12** montre un bon accord à des distances près de la buse d'éjection mais une légère divergence de la corrélation à des positions plus éloignées le long de l'axe du jet. Les diamètres de Sauter déterminés expérimentalement sont inférieurs aux valeurs prédites par le modèle. Au contraire, les SMD expérimentaux pour le jet ascendant à $+45°$ sont supérieurs aux valeurs prédites par la corrélation dans les positions proches à la sortie du jet ; elles s'accordent mieux à des distances ultérieures. Mais, d'une manière globale, les écarts à la corrélation de Wu ajustée et validée pour le cas de jets tendus ne sont pas aussi importants quand la corrélation est appliquée aux jets sous effet de courbure, tenant compte de l'incertitude inhérente aux mesures et de la dispersion des SMD autour du modèle.

De premières pistes de réflexion sur les phénomènes pouvant y intervenir sont présentées ci-après, en considérant la balistique du jet et son influence sur les propriétés de l'écoulement. L'analyse est faite pour le jet ascendant ($+45°$) et le jet horizontal ($0°$). En manque de références bibliographiques sur la fragmentation de jets sous effet de courbure, la discussion menée ci-après ne peut être concluante. Elle souligne néanmoins des problématiques qui méritent d'être étudiés et approfondis par la communauté scientifique.

VI.4.1. Jet ascendant

En regardant la trajectoire du jet orienté vers le haut avec un angle de $+45°$ (**Figure VI.13**), on remarque que les mesures les plus écartés de la corrélation ajustée de Wu (**Eq VI.I**) dans la **Figure VI.12** appartiennent à la zone ascendante juste après l'éjection du jet (positions entourées en jaune). Cet écart s'élève jusqu'à 25% dans ces positions (supérieure à l'incertitude combinée due aux erreurs de mesure expérimentale et à la dispersion du modèle). Dans cette région, le comportement du jet est dominé par le flux initial de quantité de mouvement qui s'oppose à la direction de la gravité.

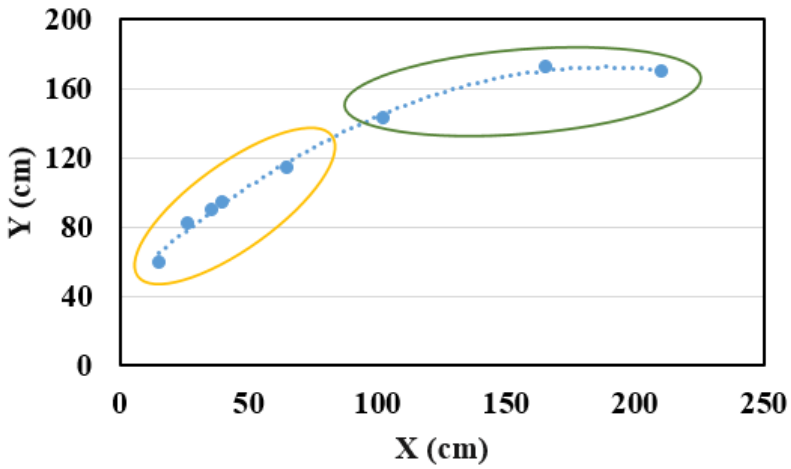


Figure VI.13. *Trajectoire reconstruite à partir des positions filmées d'un jet ascendant D_{buse} = 110 mm, Q = 250 m^3/h éjecté avec un angle de +45°*

D'après le mécanisme de fragmentation primaire par turbulence proposé par (Wu et al. 1992) et détaillé dans le paragraphe III**.2.3**, les énergies en compétition pour la formation d'une goutte sont principalement l'énergie cinétique du tourbillon due aux fluctuations de vitesse radiale (perpendiculairement à l'interface) et l'énergie stabilisatrice de la tension superficielle. Avec la contribution supplémentaire de la force de gravité qui s'oppose au mouvement du jet dans cette première région, la vitesse du jet diminue progressivement. L'énergie cinétique de turbulence décroit en conséquence. De ce fait, la taille caractéristique des tourbillons ayant l'énergie suffisamment importante pour à la fois vaincre la tension superficielle et compenser la décélération due à la gravité doit être plus grande. D'où une population de gouttes avec un diamètre de Sauter supérieur à celui prédit par le modèle de Wu initialement développé et validé pour des configurations de jets descendants.

Avant d'amorcer la chute de la trajectoire, dans la zone transitoire entourée en vert sur la **Figure VI.13**, la vitesse du jet se réduit au maximum, du fait de la décroissance de sa composante verticale jusqu'à atteindre zéro à l'altitude maximale. Bien que l'énergie cinétique diminue davantage dans ces positions, la croissance des SMD mesurés est moins marquée par rapport aux valeurs observées dans les positions antérieures. Les diamètres s'accordent mieux avec la corrélation comme le montre la **Figure VI.12**. Or la gravité pourrait probablement jouer d'un autre côté, un rôle favorable à la fragmentation primaire dans cette zone (Homayonifar et al. 2008). En effet, le vecteur-gravité devient perpendiculaire par rapport à l'interface sur la partie inférieure filmée de la colonne liquide. Les ligaments observés sur les vidéos de cette zone semblent aussi davantage étirés et allongés. Etant en corrélation avec le diamètre du ligament, la taille des gouttes qui en résultent est potentiellement plus petite. Ceci pourrait expliquer le retour vers un accord des SMD expérimentaux avec la corrélation dans la zone transitoire du jet éjecté avec un angle de $+45°$. Cet effet mérite d'être étudié ultérieurement d'une manière plus approfondie en analysant l'étirement des ligaments.

VI.4.2. Jet horizontal

Pour le jet horizontal tel que $D_{buse} = 110\ mm$ et $Q = 250\ m^3/h$, on distingue aussi deux zones le long de la trajectoire filmée (**Figure VI.14**). Près de l'éjection, le jet est dominé par un flux de quantité de mouvement horizontal ne s'opposant pas à la gravité (positions entourées de vert). Les mesures expérimentales sont en accord satisfaisant avec la corrélation ajustée de Wu comme le montre la **Figure VI.12**. A des distances plus éloignées, le jet commence à retomber sous l'effet de la gravité. Les diamètres de Sauter mesurés dans les positions entourées en orange deviennent légèrement inférieurs aux valeurs prédites par le modèle. L'écart maximal noté est de 21% environ.

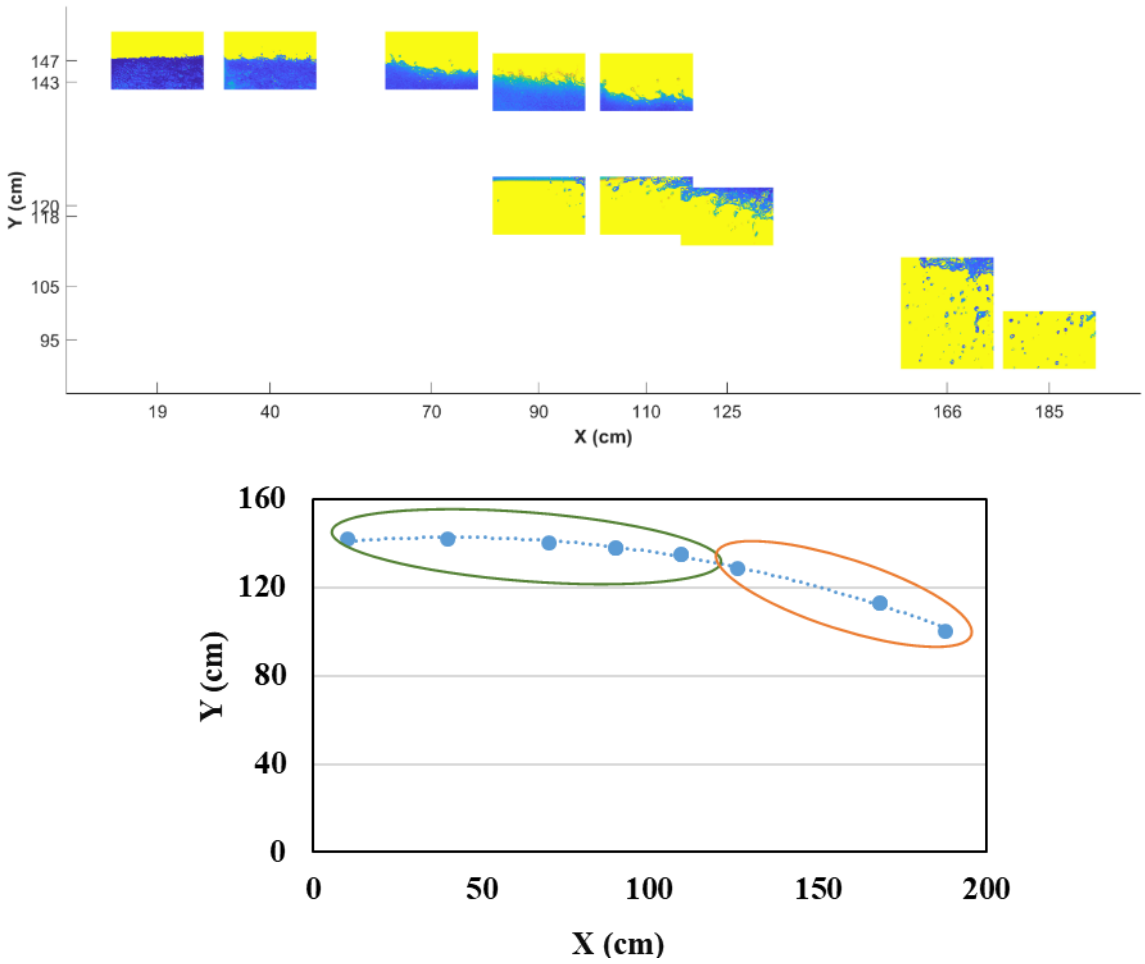


Figure VI.14. *Trajectoire reconstruite d'un jet horizontal D_{buse} = 110 mm, Q = 250 m^3/h*

Or, dans cette deuxième zone, le mouvement inertiel du jet et les forces gravitaires ayant la même direction agissent en faveur d'une fragmentation fine et plus fréquente. D'une part, le jet s'accélère et l'énergie cinétique augmente. D'autre part, la gravité pourrait contribuer à l'étirement des ligaments qui s'amincissent et donnent naissance à des gouttes plus petites. En plus, une observation attentive des vidéos dans ces positions montre un phénomène qui n'a pas été aperçu dans d'autres conditions ou orientations de jets pouvant interpréter cette légère décroissance de taille moyenne de la population de gouttes. En effet, on détecte de temps en temps des ruptures de ligaments de nature secondaire, tout précisément des ruptures en sac. Un exemple est montré dans la **Figure VI.15**. Il en résulte un grand nombre de petites gouttelettes qui réduisent les diamètres moyens caractéristiques de la distribution de tailles de la population finale des gouttes. En perspective, il sera intéressant de caractériser ce mécanisme de rupture en calculant le nombre local de Weber gazeux des ligaments à l'interface.

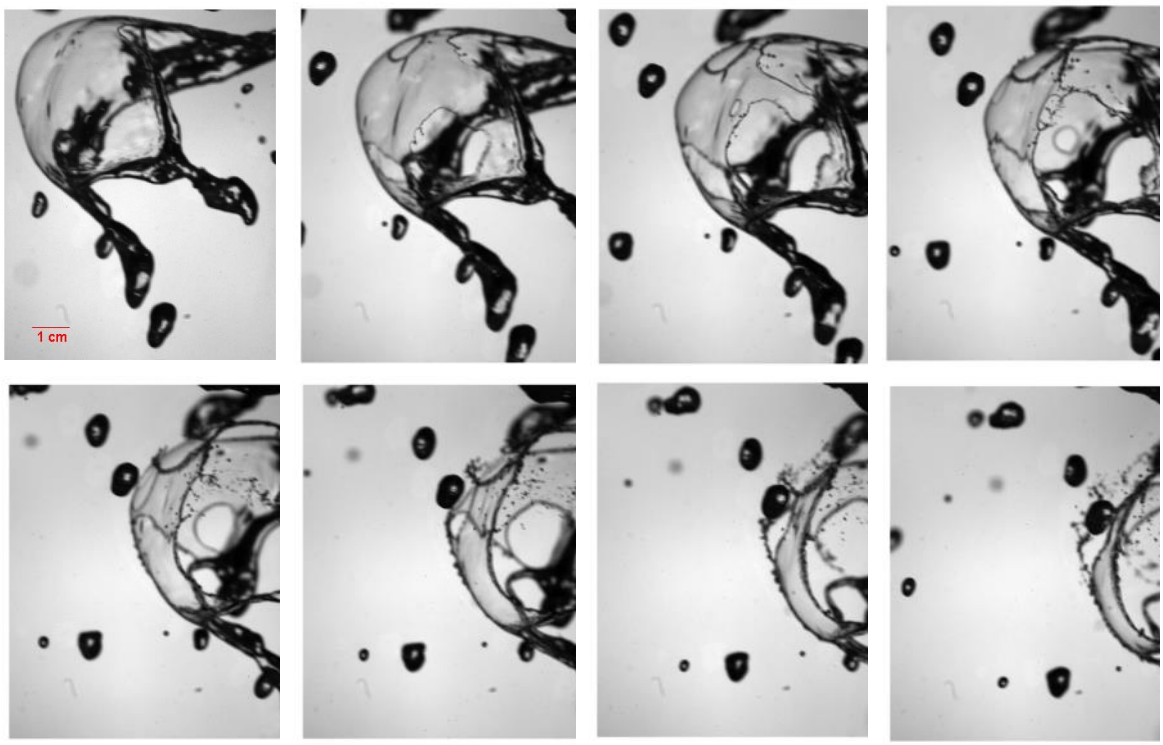


Figure VI.15. *Série d'images montrant une rupture en sac observée à la position (X = 166, Y = 105, χ/D = 15) d'un jet horizontal D_{buse} = 110 mm, Q = 250 m^3/h*

VI.5. Conclusion

Dans ce chapitre, les résultats de caractérisation des jets en eau sont présentés en distinguant deux catégories de jets : les jets tendus orientés vers le bas (inclinaison de -30°) et les jets sous effet de courbure du fait de leur orientation ascendante ou horizontale en sortie de buse.

La sensibilité des caractéristiques de la population des gouttes aux différents paramètres du jet est analysée. Pour un jet donné, la taille et le nombre de gouttes augmentent progressivement avec la distance à la sortie de la buse d'éjection χ. Le diamètre moyen de Sauter caractéristique de la population des gouttes croit en fonction de $\chi^{2/3}$. Quant à l'influence de la vitesse d'éjection du jet sur les propriétés des gouttes, elle est détaillée en comparant plusieurs jets ayant les mêmes conditions d'orientation et de diamètre de buse. Son augmentation a pour effet une production de gouttes plus petites et beaucoup plus nombreuses, conduisant à des surfaces d'échange très importantes. Finalement, l'impact que peut avoir l'inclinaison du jet sur la fragmentation primaire est interprété en comparant trois jets : descendant, horizontal et ascendant.

La distribution de tailles des gouttes est bien représentée par une loi log-normale. Leurs vitesses sont dispersées autour d'une valeur moyenne qui dépend fortement du diamètre. Elle

augmente progressivement avec la taille et atteint une valeur asymptomatique de 80% de la vitesse du jet environ pour les grosses gouttes. Dans les conditions de jets étudiés, le nombre de Weber gazeux des gouttes montre une faible tendance à la fragmentation secondaire.

La première catégorie de jets tendus est bien représentée par le modèle de (Wu et al. 1992) élaboré pour décrire la fragmentation des jets turbulents en se basant sur des données expérimentales de jets verticaux descendants. D'une manière plus précise, ce modèle permet de prédire le diamètre de Sauter de la population des gouttes issues de la fragmentation primaire en fonction des conditions initiales du jet et de la distance à la buse d'éjection. Un ajustement des constantes de ce modèle de l'ordre de 30% est alors proposé pour mieux représenter la gamme de jets plus larges étudiée ici. L'analyse distincte des deux familles de jets a permis de souligner un léger écart à ce modèle observé pour la seconde famille de jets incurvés. De premières pistes d'interprétation sont proposées en tenant compte de l'effet de la force de gravité qui, selon l'inclinaison du jet, favorise ou bien limite la formation des gouttes. En particulier, dans les zones du jet où la trajectoire est gouvernée par la gravité, cette force joue un rôle assistant à l'étirement des ligaments conduisant ainsi à la formation de gouttes plus petites. Cette interprétation mérite d'être approfondie par une caractérisation plus fine de l'influence de la courbure locale du jet sur les gouttes formées.

Chapitre VII.
Perspectives d'application aux cas de jets de sodium

Pour compléter l'étude sur le comportement de jets réalisée avec de l'eau comme fluide simulant, une seconde partie du programme de R&D concerne la caractérisation de jets de sodium liquide. Des essais à très faible débit ($\leq 5\ kg/s$) sous atmosphère inerte (azote) puis sous air sont envisagés dans le cadre d'un projet de collaboration avec un partenaire scientifique du CEA, l'IGCAR basé en Inde, qui mettra à disposition une installation dédiée à l'étude des feux de sodium. Le programme d'essais a été préparé et défini dans le détail. De nouveaux équipements de caractérisation adaptés aux conditions des jets de sodium et aux contraintes de sécurité de l'installation d'accueil ont été spécifiquement choisis et préparés dans l'attente des conditions favorables à la reprise d'un fonctionnement nominal des activités suite à la crise sanitaire. Dans ce chapitre, l'approche appliquée dans le choix des conditions d'essais sera présentée avec le dispositif expérimental et le matériel optique prévus pour les deux séries d'essais.

VII.1. Approche de similitude

Pour pouvoir transposer au cas de jets de sodium les résultats des essais en eau, il est nécessaire d'effectuer une analyse de similitude basée sur des nombres adimensionnels (Lallemand 2000). Hors phénomène de combustion, cette partie sert à définir les conditions à respecter pour décrire le processus de fragmentation de jets d'un point de vue hydrodynamique.

Or, dans la classification de Reitz (voir **III.1.2**), les différents régimes de fragmentation sont délimités selon les nombres de Weber et d'Ohnesorge. Un respect de ces derniers va permettre en principe de reproduire un comportement de fragmentation des jets similaire avec les deux liquides. Il convient donc de respecter des rapports $\widehat{We}$ et $\widehat{Oh}$ (ou $\widehat{Re}$ puisque $Oh = \sqrt{We_l}/Re_l$) proches de 1 afin de fixer les conditions des essais en sodium (débit et diamètre de jet) qui respectent la similitude avec les conditions en eau. Ceci conduit au système à deux équations ci-dessous :

$$\widehat{We} = \frac{We_{Na}}{We_{eau}} = \frac{\hat{\rho}\hat{U}^2\hat{D}}{\hat{\sigma}} = 1$$

$$\widehat{Re} = \frac{Re_{Na}}{Re_{eau}} = \frac{\hat{\rho}\hat{U}\hat{D}}{\hat{\mu}} = 1$$

La résolution de ce système permet d'obtenir le rapport dimensionnel entre les deux maquettes JETSER et essais en sodium, ainsi que le rapport de débits. Le **Tableau VII.1** montre les propriétés physiques de l'eau à $20°C$ (température des essais JETSER) à côté de celles du sodium liquide à la température de $400°C$, représentative du niveau moyen dans les circuits secondaires d'un RNR-Na.

Tableau VII.1. *Propriétés physiques de l'eau et du sodium et leurs rapports de similitude*

	Sodium	**Eau**	$\hat{*} = \frac{*_{Na}}{*_{eau}}$
Température (°C)	400	20	-
Masse volumique ρ (kg. m^{-3})	856	998	$\hat{\rho} = 0{,}858$
Viscosité dynamique μ (Pa. s)	$2{,}79.10^{-4}$	1.10^{-3}	$\hat{\mu} = 0{,}279$
Tension superficielle σ (N. m^{-1})	0,17	0,072	$\hat{\sigma} = 2{,}32$

Dans ces conditions, le respect de $\widehat{We} = 1$ et de $\widehat{Re} = 1$ conduit aux rapports de similitude suivants : $\widehat{D}_{buse} = 0.039$, $\widehat{U}_{jet} = 8{,}34$ et $\widehat{Q} = \widehat{D}_{buse}^2\,\widehat{U}_{jet} = 0{,}0126$.

A titre d'exemple, pour un essai en eau tel que ($D_{buse} = 110\,mm$ et $Q = 150\,m^3/h$), la similitude parfaite suggère un essai de sodium avec une buse de diamètre $4{,}4\,mm$ et un débit $Q = 1{,}9\,m^3/h$ (soit $U_{jet} = 36$ m/s).

VII.2. Dispositif expérimental

L'objectif de l'étude expérimentale des jets en sodium est tout d'abord de qualifier le modèle de fragmentation établi à partir des essais en eau et de valider sa transposition au cas du sodium au travers des règles de similitude établies précédemment. L'influence de la combustion sur le phénomène de fragmentation sera ensuite évaluée et devrait, le cas échéant, être intégrée à la modélisation en cours de développement.

Pour ce faire, les expériences en sodium seront divisées en deux parties : des essais sous atmosphère inerte et des essais en combustion sous air.

VII.2.1. Essais sous atmosphère inerte

Cette première série d'essais en inerte permettra de caractériser les gouttes de sodium sans risque d'interférence avec les flammes et les aérosols formés par combustion. Pour cela, un caisson de confinement a été aménagé en regroupant trois modules étanches sous atmosphère contrôlée d'azote (**Figure VII.1**). Les dimensions de chaque module sont de 2 m en longueur, 1 m en largeur et 1 m en hauteur. Chacun possède deux fenêtres transparentes de chaque côté en regard du jet pour permettre la visualisation et la caractérisation optique. Ce dispositif permet de générer des jets horizontaux (0° avec l'horizontal). Pour respecter les consignes de sécurité liées aux conséquences d'un feu de sodium en cas de fuite, la quantité de sodium autorisée par essai serait limitée à 5 Kg maximum. Des buses d'éjection de petits diamètres entre 2 et 20 mm sont envisagées pour des essais avec des débits variant entre 0,2 et 5 m^3/h.

De même que pour les essais en eau, il sera possible de procéder à un traitement d'images et de calculer les distributions granulométriques et vélocimétriques des gouttes, ainsi que les diamètres caractéristiques.

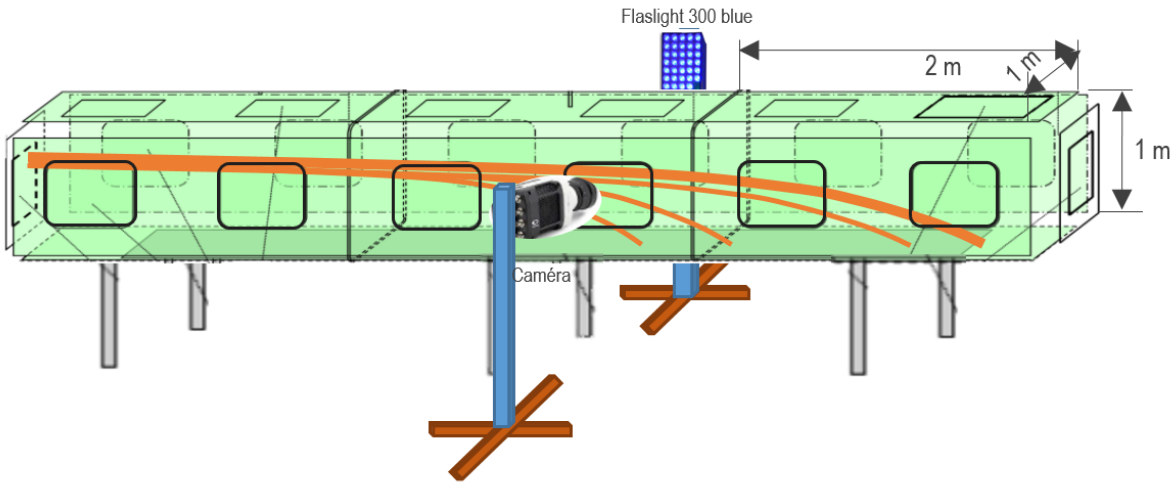


Figure VII.1. *Dispositif expérimental prévu pour les essais de jets en sodium sous atmosphère inerte*

VII.2.2. Essais de jets en air avec combustion

Dans un second temps, une série d'essais sera réalisée sous air pour étudier le couplage éventuel du phénomène de fragmentation avec la combustion. En effet, les effets thermiques dus à la chaleur émise par la combustion du sodium ont une grande influence sur les propriétés physiques du sodium et peuvent altérer le processus de fragmentation. L'évaporation également accélérée par cet apport de chaleur aura aussi un impact sur la taille des gouttes formées. Ces changements doivent être pris en compte dans l'outil développé.

Les essais de feux de sodium seront réalisés dans une installation spécifique à l'étude des feux de sodium de volume total de $5{,}6m\ x\ 5{,}4m\ x\ 4{,}6m$. Le débit maximal autorisé est restreint à une masse maximale de $2\ Kg$ dans ce dispositif. A côté de la caractérisation optique par ombroscopie, des mesures de pression et de température seront aussi réalisées pour fournir des données expérimentales à la validation ultérieure des outils de simulation des conséquences des feux de sodium.

VII.3. Equipement de caractérisation par ombroscopie

Avec les nouvelles conditions des futurs essais en sodium, les gouttes attendues sont de l'ordre de $100\ \mu m$ environ (en respectant le rapport dimensionnel en similitude avec les essais en eau). La caméra précédemment utilisée avec les essais en eau a une précision limitée à des gouttes de diamètre minimal de $590\ \mu m$ (voir **V.2.8**) dans les conditions d'essais JETSER. Il est donc apparu nécessaire d'utiliser une nouvelle caméra avec une meilleure résolution. D'autre part, les vitesses de gouttes sur les essais en sodium sont relativement supérieures à celles des gouttes formées en eau ($\widehat{U}$ = 8,34). Pour cela, une lumière intense et concentrée s'est révélée préférable pour bien figer les structures en mouvement sans devoir dégrader le bon contraste sur les images. Un nouvel équipement de caractérisation par ombroscopie a donc été prévu pour ces essais. La chaîne d'acquisition est représentée sur la **Figure VII.2**.

La nouvelle caméra a une résolution maximale 5120×5120 pixels avec une taille de pixel de 4,5 μm. Associée à un objectif de distance focale égale à $200\ mm$, la caméra permet d'obtenir un champ de vision $7{,}5 \times 7{,}5\ cm$ à une distance de $0{,}9\ m$ du jet. Ceci équivaut une résolution spatiale de $15\ \mu m/pixel$ environ permettant de détecter des gouttes de diamètre minimal de $65\ \mu m$ (en considérant des gouttes de surface minimale de 15 pixels. A pleine résolution, la fréquence d'acquisition est limitée à 84 images/seconde. Le calcul de la vitesse des gouttes sera cependant possible grâce au mode d'acquisition par doublet.

Le rétro-éclairage qui sera utilisé est une lumière bleue pulsée de haute intensité ($290\ W$) et de longueur d'onde égale à $450\ nm$. La durée d'illumination varie entre 2 et $300\ \mu s$. Afin de limiter les pertes en intensité, une lentille de Fresnel serait placée devant la lumière bleue pour focaliser les rayons lumineux dans le champ de vision. Ceci permettrait de

raccourcir autant que possible la durée de la pulse pour figer les gouttes en mouvement sans devoir sacrifier le bon contraste.

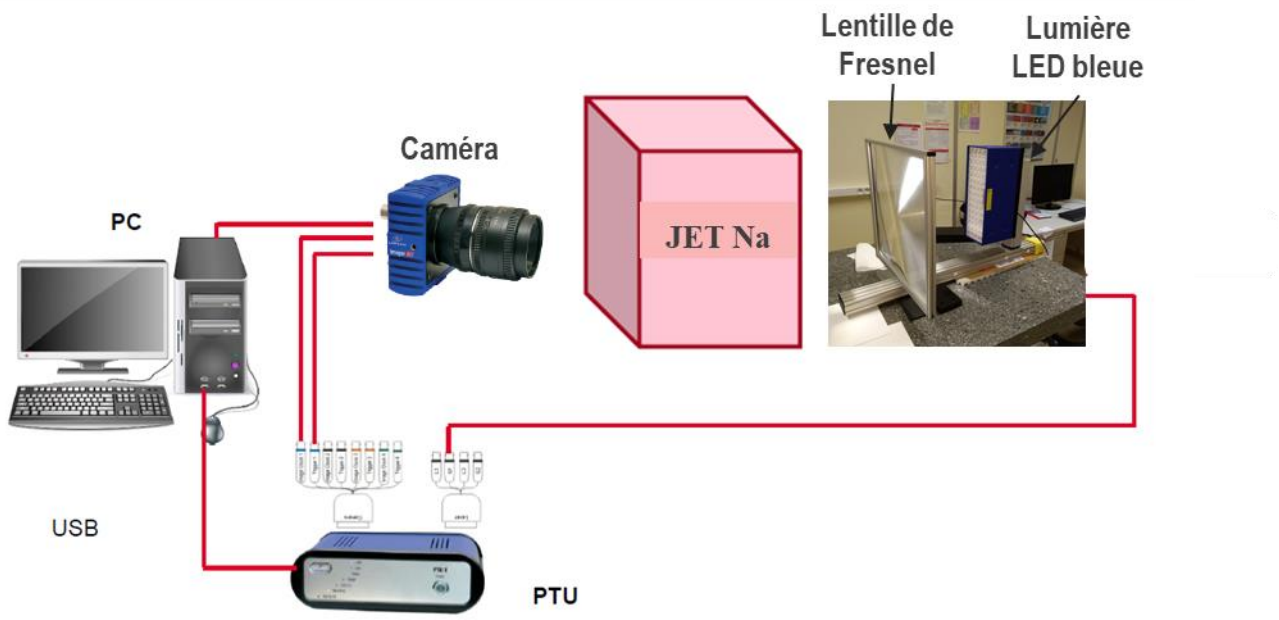


Figure VII.2. *Chaîne d'acquisition d'images aves le matériel optique prévu pour les essais en sodium*

Pour les essais de feux de sodium, un filtre passe bande sera monté devant l'objectif de la caméra. En effet, la flamme courte qui se forme autour de la goutte en combustion peut significativement fausser les contours des gouttes et augmenter artificiellement leur taille sur les images. Le filtre montré dans la **Figure VII.3** sert alors à éliminer la lumière émise par la flamme du sodium dont la longueur d'onde théorique est égale à $589\ nm$. Quant à la lumière bleue de l'éclairage ($450\ nm$), elle appartient aux longueurs d'onde que le filtre laisse passer.

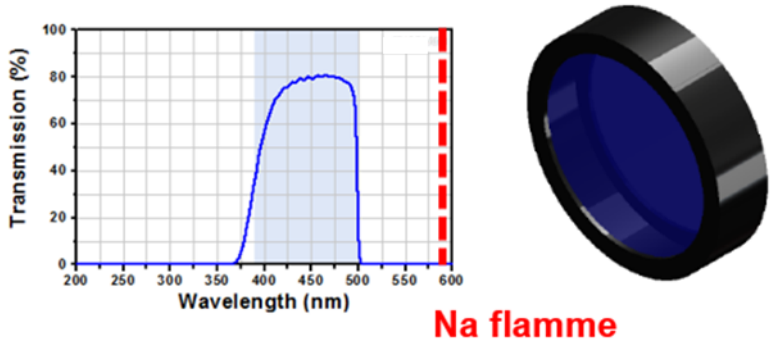


Figure VII.3*. Filtre passe-bande permettant d'éliminer la lumière émise par la flamme du sodium en combustion*

Partie C.

Modélisation numérique

Chapitre VIII.
Modélisation numérique de la fragmentation des jets

Comme cela a été mentionné précédemment (II.**1.2**), la phénoménologie d'un feu de sodium pulvérisé est un problème très complexe du fait de l'intervention simultanée des transformations physico-chimiques avec la thermo-hydraulique multiphasique d'un jet sous fragmentation. Si la caractérisation expérimentale des phénomènes mis en jeu est difficile, la modélisation numérique n'est pas moins compliquée. Sans même chercher à tenir compte de l'effet de la combustion et des transferts de masse et d'énergie qui en découlent, la modélisation numérique de la fragmentation d'un jet turbulent reste en effet un réel défi pour la communauté scientifique.

Ce chapitre est dédié à l'état de l'art des modèles développés pour la simulation de la fragmentation des jets liquides. Une brève revue des méthodes et approches utilisées en modélisation numérique des écoulements multiphasiques est d'abord présentée. Elle permet de situer les modèles d'atomisation développés et utilisés dans le monde académique et industriel. Le choix parmi ces modèles est discuté dans le chapitre suivant après la présentation de l'outil numérique d'accueil utilisé pour la modélisation.

VIII.1. Modélisation de la turbulence

La turbulence est un phénomène complexe caractérisé par des fluctuations de vitesses importantes et une grande disparité d'échelles spatiales et temporelles. Il existe différentes stratégies numériques pour simuler un écoulement turbulent :

- **Direct Numerical Simulation**

La méthode DNS consiste à résoudre directement les équations de Navier-Stokes sans introduire de modèle de turbulence. Elle nécessite par conséquent un maillage de taille inférieure à l'échelle de dissipation turbulente afin de capturer l'intégralité des phénomènes physiques.

Dans le domaine de l'atomisation des jets, les échelles spatiales de l'écoulement varient de plusieurs ordres de grandeur entre la taille d'une goutte individuelle et la géométrie complète du jet. Pour le cas de cette étude, cela signifie une grande disparité des échelles de longueur ($\text{goutte} \sim [0{,}1 - 1\ mm], \text{jet} \sim [1\ m]$) et aussi des échelles caractéristiques de temps. La discrétisation spatio-temporelle exigée par une modélisation DNS rend la méthode très coûteuse en moyens et en temps de calcul et, de plus, inappropriée à des applications industrielles où les échelles sont très grandes. Elle reste néanmoins un outil très efficace pour la compréhension fondamentale des mécanismes en jeu ainsi que pour la validation des modèles numériques.

- **Large Eddy Simulation**

La méthode LES permet de réduire les coûts de calcul par introduction d'un filtrage spatial des équations de Navier-Stokes. Les échelles de turbulence plus grandes que la taille du maillage sont entièrement résolues tandis que les structures plus petites sont modélisées. Outre la modélisation de la viscosité, l'application de l'approche LES au problème d'atomisation nécessite l'implémentation d'un modèle sous-maille de fragmentation primaire. Dans ce cas, seules les déformations d'interface à grande échelle sont captées tandis que la physique intervenant dans le processus d'atomisation à échelle inférieure à la taille de maille doit être modélisée. Ceci comprend les mécanismes successifs conduisant à la formation d'une goutte : l'apparition des plissements à petite échelle à la surface de la colonne liquide du jet, la formation et la dynamique des ligaments, et finalement les modes de rupture sous forme de gouttes.

A l'heure actuelle, les phénomènes physiques intervenant dans la fragmentation des jets restent insuffisamment maîtrisés, d'où la complexité de mettre en œuvre ce type d'approche. Néanmoins, la LES est une méthode prometteuse qui est récemment devenue de plus en plus utilisée, même dans le milieu industriel.

- **Reynolds Averaged Navier-Stokes**

La méthode RANS est une approche statistique avec des moyennes dans le temps et dans l'espace. Elle consiste à résoudre les grandeurs moyennées de l'écoulement et à modéliser

les fluctuations de la turbulence par une viscosité turbulente. Elle utilise par conséquent des maillages simplifiés et assure des temps de calcul considérablement moins importants qu'avec les méthodes DNS et LES. Grâce à son faible coût, cette approche est actuellement la plus utilisée pour les applications d'ingénierie. Il en est de même, par exemple, pour la modélisation du processus d'atomisation rencontré dans les injecteurs d'automobile.

Il existe une extension instationnaire du RANS connue sous le nom de méthode URANS (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes). Elle permet d'observer des fluctuations de grandes échelles temporelles et spatiales au sein de l'écoulement en moyennant sur un temps fini.

VIII.2. Traitement de l'interface liquide/gaz

Le traitement de l'interface représente une autre difficulté qui s'ajoute à la modélisation de la turbulence et des transferts dans les écoulements multiphasiques. Il existe plusieurs techniques de capture/localisation d'interface qui font souvent l'objet d'un compromis entre la précision de la méthode et la stabilisation du solveur numérique du fait de la résolution des sauts à l'interface :

- **Front tracking**

La méthode de « Front Tracking » repose sur le suivi lagrangien d'un ensemble de marqueurs sans masse connectés entre eux et distribués sur l'interface. L'avantage principal de cette technique réside dans sa capacité à reconstruire l'interface d'une manière précise en limitant les diffusions numériques. Cependant, il est difficile de prendre intrinsèquement en compte les changements topologiques tels que les ruptures ou les coalescences d'un milieu fluide. De plus, son extension à des écoulements tridimensionnels reste complexe et délicate.

- **Level-Set**

La méthode « Level-Set » utilise une fonction scalaire continue φ définie comme la distance algébrique entre un point de l'écoulement et l'interface (Osher et Sethian 1988). La résolution d'une équation de transport de φ permet de décrire l'évolution de l'interface entre les deux phases. La topologie et la dynamique de l'interface en sont facilement déduites, mais la méthode souffre d'un défaut de perte de masse ; elle n'est pas strictement conservative et nécessite un couplage avec d'autres techniques correctrices dans le cas d'écoulements complexes.

- **VOF**

La méthode VOF repose également sur le transport d'une fonction scalaire ; c'est la fraction volumique ou taux de vide α définie comme le ratio de volume fluide sur le volume de

la maille (Unverdi et Tryggvason 1992). Une méthode de reconstruction basée sur la fraction volumique et le calcul de ses gradients locaux est utilisée pour décrire l'interface (normale, courbure, tangente). Cette technique a l'avantage d'être conservative en masse, mais la difficulté principale réside dans la reconstruction de l'interface qui s'avère délicate et complexe dans le cas d'écoulements fortement contraints. Or lorsque l'écoulement est sous-résolu, des effets parasites peuvent apparaitre dans les zones de structures fines et induisent des imprécisions (Tanguy 2004).

VIII.3. Modélisation DNS de la fragmentation des jets

Le coût élevé de la méthode DNS rend son application limitée à la compréhension fondamentale des phénomènes d'atomisation, surtout dans la zone de fragmentation primaire où les techniques expérimentales restent incapables de fournir des données précises. Récemment, la méthode a permis des avancées notables dans le domaine grâce à l'amélioration significative des capacités de calcul d'une part et des méthodes numériques pour le multiphasique d'autre part.

Parmi les études remarquables menées en DNS, on cite celle de (Ménard, Tanguy, et Berlemont 2007) sur l'atomisation des jets turbulents. Les auteurs ont utilisé une combinaison des méthodes VOF et Level-Set (CLSVOF) pour bénéficier de l'avantage de chaque approche : minimiser la perte de masse par la méthode VOF et conserver une description précise des propriétés géométriques de l'interface avec la méthode Level-Set. Un couplage avec la méthode « Fluid Ghost » (Fedkiw 2001) a permis de saisir les sauts au niveau des interfaces. De même, (Shinjo et Umemura 2010) ont performé des simulations numériques détaillées de la fragmentation des jets dans les conditions d'injecteurs automobile en utilisant le couplage VOF/Level-Set. La **Figure VIII.1** montre des simulations de jets réalisées dans les deux études et affirme le haut degré de précision et de détails que peut dévoiler la simulation numérique directe.

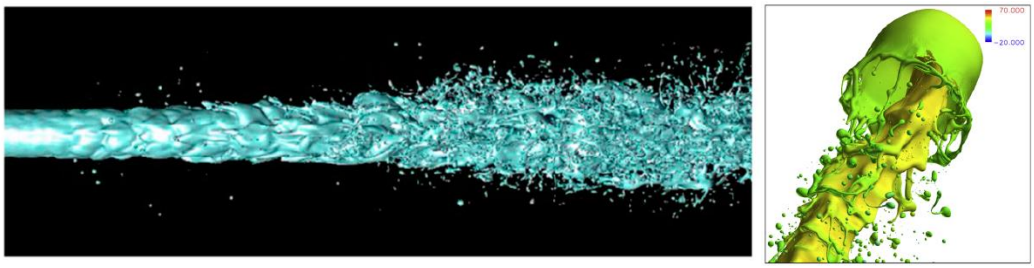


Figure VIII.1*. Simulations DNS de jets liquides en fragmentation : à gauche (Ménard et al. 2007) et à droite (Shinjo et Umemura 2010)*

Afin de réduire le coût numérique de la DNS, certaines études se sont basées sur le développement de calcul à raffinement de maillage adaptatif (AMR pour Adaptative Mesh Refinement) comme celle de (Fuster et al. 2009). D'autres ont adopté des approches hybrides eulérienne-lagrangienne (Herrmann 2010; Ling, Zaleski, et Scardovelli 2015). La région de fragmentation primaire est alors simulée en DNS pour capter la déformation de l'interface et les mécanismes de formation de gouttes. Celles-ci sont ensuite suivies après leur rupture dans une formulation lagrangienne, ce qui permet d'utiliser un maillage plus grossier dans les régions diluées du spray. (Tomar et al. 2010) ont utilisé les deux techniques à la fois : l'approche hybride couplée à un maillage adaptatif AMR.

Bien que les temps de calcul soient considérablement réduits avec ces techniques par rapport à la DNS classique, ce type de simulation reste coûteux à l'heure actuelle et inadapté aux applications industrielles. Plusieurs méthodes alternatives ont été proposées pour modéliser la fragmentation primaire des jets. Elles seront présentées de manière succincte et non-exhaustive dans le paragraphe suivant.

VIII.4. Approches de modélisation de la fragmentation primaire

Historiquement, les progrès de la simulation numérique de la fragmentation ont été essentiellement réalisés dans la région lointaine de spray dilué où les gouttelettes générées se trouvent déjà dispersées dans un flux gazeux turbulent. La région de fragmentation primaire est restée longtemps mal connue de la communauté scientifique. En effet, elle est difficile à caractériser expérimentalement et à simuler numériquement de manière représentative.

Pour s'affranchir des difficultés de simulation de la fragmentation primaire, les modèles conventionnels ont omis d'aborder cette étape importante du processus d'atomisation. Les fragments primaires sont alors considérés comme une donnée d'entrée des codes de fragmentation secondaire. Ce n'est que récemment que de nouvelles approches de modélisation des mécanismes de création de gouttes commencent à être proposées grâce au développement des capacités numériques et des techniques de mesure expérimentales. Elles sont brièvement décrites et analysées ci-dessous, en plus de l'approche conventionnelle.

VIII.4.1. Modèle de blobs

Dans les codes de calcul conventionnels, la fragmentation de jets liquides est traitée par des modèles lagrangiens initialement développés pour la fragmentation secondaire de gouttes. La phase liquide à la sortie du jet n'est invraisemblablement pas considérée comme une colonne continue, mais plutôt comme un ensemble discret de fragments hypothétiques ou « blobs »

(Reitz et Diwakar 1987). En réalité, de telles structures ne sont pas observées expérimentalement et ne représentent en aucune sorte une modélisation physique des fragments primaires. Le nombre de « *blobs* » par unité de temps est déterminé en fonction du débit massique du liquide injecté (ou éjecté) et leur taille est imposée autour du diamètre de l'injecteur. Dispersés dans un écoulement gazeux, ces « *blobs* » interagissent avec le gaz environnant et se fractionnent en gouttes plus petites. Le nombre de particules et leurs caractéristiques sont alors mis à jour en respectant les lois de conservation de masse, de mouvement et d'énergie.

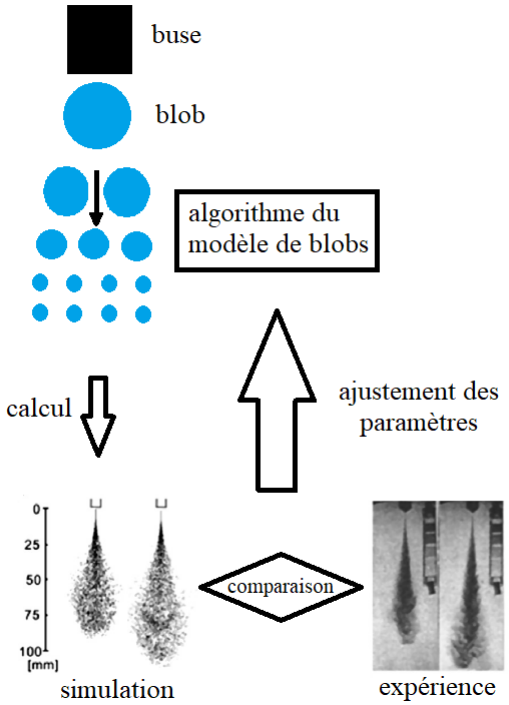


Figure VIII.2. *Modèle de blobs, d'après (Shinjo 2018)*

De nombreux modèles initialement développés pour décrire la fragmentation secondaire des gouttes ont été adaptés et appliqués à la rupture des « *blobs* ». On cite principalement WAVE et TAB dont il existe plusieurs variantes :

- Le modèle WAVE développé par (Reitz 1987) considère l'instabilité de Kelvin-Helmoltz comme la principale source de rupture. Il est fondé sur la théorie linéaire de propagation des instabilités à la surface d'un jet liquide dans un régime de Rayleigh (à faible nombre de Weber). Selon ce modèle, le diamètre des gouttes provenant de la rupture d'un « blob » est proportionnel à la longueur de l'onde la plus instable. Cette dernière est corrélée aux propriétés du liquide et du gaz et peut être calculée en fonction des nombres adimensionnels caractéristiques de l'écoulement (le nombre de Weber gazeux et le nombre d'Ohnesorge). Les gouttes filles remplaceront le « blob » dans le

domaine de calcul et en héritent les mêmes propriétés (composition, température, position…). Leur vitesse est déterminée dans le plan normal à la direction de la goutte mère de manière à conserver la quantité de mouvement et la vitesse moyenne du « *blob* » initial.

- Le modèle TAB (Taylor Analogy Breakup) proposé par (O'Rourke et Amsden 1987) assimile la goutte au cours de sa déformation à un système masse-ressort. Le terme de forçage est associé aux forces aérodynamiques, l'amortissement aux effets visqueux et la constante de rappel à la tension superficielle. Le déplacement de l'équateur de la goutte par rapport à sa position d'équilibre est décrit par une équation différentielle de second degré similaire à celle d'un oscillateur forcé. La rupture de la goutte a lieu quand l'amplitude des oscillations au niveau des pôles dépasse son rayon d'équilibre. Lorsqu'il est appliqué aux blobs, ce modèle produit un certain nombre de gouttes filles dont la taille est déterminée par conservation de masse.

L'avantage de ce type de modèles est la facilité de mise en œuvre numérique. Le niveau de précision est bon si seule la dynamique des gouttes dispersées dans la région de spray dilué est concernée. Cependant, l'approche utilisée pose des problèmes fondamentaux au niveau de la physique. La fragmentation primaire n'est pas réellement modélisée mais est remplacée par une injection directe de spray avec des propriétés données. Par conséquent, plusieurs paramètres nécessitent d'être ajustés pour chaque domaine d'application pour initier la taille et la vitesse du spray à la sortie de la buse (**Figure VIII.2**).

VIII.4.2. Modèle ELSA

Le modèle ELSA (Eulerian-Lagrangian Spray Atomization) développé par (Vallet, Burluka, et Borghi 2001) est basé sur une approche eulérienne dans la zone de fragmentation primaire à la sortie du jet. Les deux phases liquide/gaz sont modélisées par un seul pseudo-fluide dont la masse volumique $\bar{\rho}$ varie fortement entre celle du liquide et celle du gaz. La description de l'écoulement multiphasique par un unique mélange turbulent permet de s'affranchir du traitement complexe des interfaces et des termes de transfert.

Afin de prendre en compte le nombre et la taille des fragments liquides, une variable supplémentaire $\widetilde{\Omega}$ est introduite au modèle. Elle représente la densité moyenne de l'interface liquide/gaz par unité de masse (**Figure VIII.3**) :

$$\widetilde{\Omega} = \frac{\bar{\Sigma}}{\bar{\rho}} \quad avec \quad \bar{\Sigma} = \frac{aire\ interfaciale}{volume\ de\ contrôle} \qquad \textit{(Eq VIII.1)}$$

Une équation de transport d'interface est alors proposée avec des termes-sources représentatifs des mécanismes de production et de destruction d'interface. C'est ainsi que la formation de gouttes par fragmentation est prise en compte dans le modèle. La création d'interface est principalement due aux plissements qui apparaissent à l'interface liquide/gaz sous l'effet de la turbulence, des phénomènes de capillarité et de la propagation d'instabilités. Elle croit aussi par étirement des ligaments et leur rupture en gouttes. A l'opposé, la densité d'interface diminue lorsque deux gouttes coalescent.

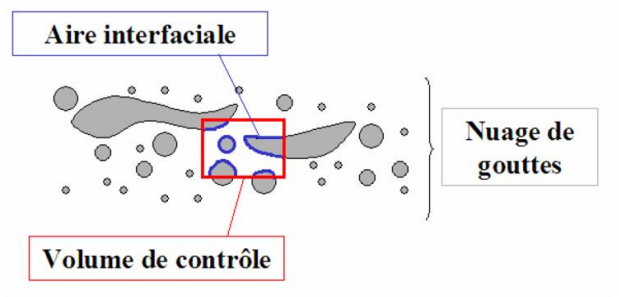


Figure VIII.3. *Densité interfaciale dans le modèle ELSA (Beau 2006)*

D'une manière plus précise, la fragmentation primaire dans ELSA est traitée comme un processus de relaxation vers une valeur $\widetilde{\Omega}_{éq}$ calculée en considérant un équilibre entre l'énergie cinétique et l'énergie de tension superficielle. Le terme source d'atomisation S_{atom} se calcule comme :

$$S_{atom} = \frac{\bar{\rho}\widetilde{\Omega}}{\tau}\left(1 - \frac{\widetilde{\Omega}}{\widetilde{\Omega}_{éq}}\right) \qquad \textit{(Eq VIII.2)}$$

La modélisation de $\widetilde{\Omega}_{éq}$ et du temps de relaxation τ est par conséquent d'importance élevée. Elle nécessite, avec les autres constantes du modèle, soit une base de données obtenue par expérimentation ou par des calculs DNS dans le domaine d'application souhaité, soit un développement théorique.

A des distances plus éloignées de la sortie du jet, dès que l'écoulement devient suffisamment dilué dans la zone de fragmentation secondaire, la modélisation diphasique se poursuit dans une formulation Lagrangienne. Le critère de transition entre les deux approches et les caractéristiques des gouttes lagrangiennes sont déterminés par (Blokkeel, Barbeau, et Borghi 2003).

Pour la modélisation des écoulements dans les chambres de combustion des moteurs diesel à explosion, la paramétrisation du modèle fut possible par comparaison avec des simulations DNS (Beau 2006; Lebas 2007). Dans ce genre d'applications, le diamètre de

l'injecteur est de l'ordre du micromètre, la pression est élevée ($\sim 10^3\ bars$) avec un plus faible rapport de densité (~ 40). D'autres études ont cherché à étendre l'application de ce modèle au domaine d'irrigation et de pulvérisation agricole (jet d'eau de diamètre de l'ordre du cm, éjecté dans l'air au repos) très proche des conditions de notre étude. Des difficultés numériques de convergence sont rencontrés avec le grand rapport de densité ($\rho_{eau}/\rho_{air} \sim 800$ contre 40 pour le mélange carburant/air) (Kadem 2005). (Stevenin 2012) et (Felis-Carrasco 2017) se sont affranchis de ces difficultés en utilisant des solveurs numériques permettant de résoudre les équations de l'écoulement dans leur forme parabolique. La confrontation des résultats à des données expérimentales montre un bon accord qualitatif. Des améliorations sont toutefois attendues pour mieux approcher quantitativement les mesures.

VIII.4.3. Modèle sous-maille de Saeedipour et al

(Saeedipour et al. 2016) ont développé un modèle hybride eulérien-lagrangien pour décrire le mécanisme de génération de gouttes dans la zone de fragmentation primaire. Le modèle repose sur une approche théorique de la fragmentation par turbulence proposée par (Wu et Faeth 1993). Selon cette théorie, une goutte se forme lorsque le bilan des énergies déstabilisatrices d'un tourbillon de taille caractéristique l_i à l'interface liquide/gaz ($E_k + E_a$) vainc l'énergie stabilisante de tension superficielle E_σ. Cette compétition entre énergies devient alors le critère de rupture sous-maille dans le modèle :

$$(\rho_l v_{l_i}^2 + C_{sa}\rho_g \overline{U}^2) l_i^3 \geq C_{si}\sigma l_i^2 \qquad \textit{(Eq VIII.3)}$$

A gauche, on retrouve les énergies destructives :

- $E_k \sim \rho_l v_{l_i}^2$: énergie cinétique turbulente d'un tourbillon liquide en rotation proche de l'interface, avec v_{l_i} représentant les fluctuations de vitesses perpendiculairement à l'interface.

- $E_a \sim \rho_g \overline{U}^2$: énergie mécanique due à la baisse de pression causée par l'accélération du gaz suivant les lignes de courant adjacents à l'interface jaillissante (phénomène de portée aérodynamique). $\overline{U}$ représente la vitesse du liquide.

De l'autre côté, on retrouve à droite l'énergie de tension superficielle qui tend à garder l'interface dans son état de surface minimale en s'opposant aux déformations et aux ruptures :

- $E_\sigma \sim \frac{\sigma}{l_i}$

C_{sa} et C_{si} sont deux constantes empiriques de l'ordre de l'unité (Wu et Faeth 1993). Elles sont fixées à 1 dans le modèle de (Saeedipour et al. 2016).

l_i représente la taille caractéristique d'un tourbillon dans l'écoulement liquide. Selon les auteurs, la meilleure estimation de l_i est la micro-échelle de Taylor l_T (**Figure VIII.4**). D'une part, le tourbillon devrait contenir une énergie cinétique suffisante pour pouvoir vaincre la tension superficielle et être à l'origine d'une goutte; sa taille est forcément supérieure à l'échelle de Kolmogorov. Elle est d'autre part inférieure aux plus grands tourbillons de la zone inertielle selon (Faeth et al. 1995). D'où la justification du choix de l'échelle de Taylor située dans le sous-domaine inertiel (Pope 2000). Elle peut être évaluée ainsi :

$$l_T = \sqrt{15\frac{\mathcal{V}}{\epsilon}} < \boldsymbol{v}' >_{rms} = \sqrt{10\mathcal{V}\frac{k}{\epsilon}} \qquad \textit{(Eq VIII.4)}$$

avec $\mathcal{V}$ la viscosité cinématique du liquide, k l'énergie cinétique turbulente et ϵ le taux de dissipation de l'énergie.

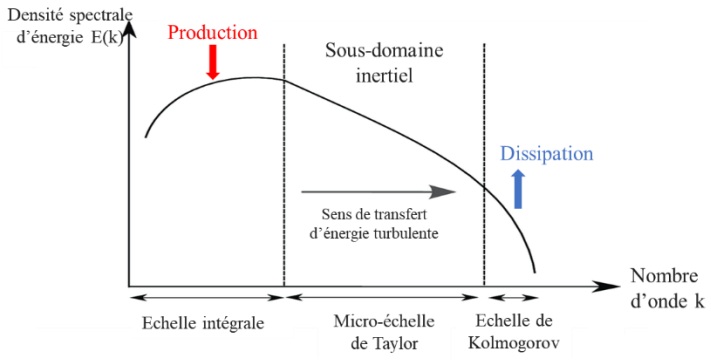


***Figure VIII.4**. Différentes échelles de longueur dans le spectre de turbulence*

Ce critère est testé à chaque pas de temps dans les cellules interfaciales. Quand les conditions de rupture sont remplies, un certain nombre de gouttes de diamètre égal à l'échelle caractéristique du tourbillon $D_g = l_T$ sont générées, puis suivies dans une formulation Lagrangienne. Les auteurs proposent un modèle pour calculer le nombre de gouttes formées :

$$N_{n+1} = fr \times \left(\frac{\Delta x}{l_T}\right)^2 \Delta t \qquad \textit{(Eq VIII.5)}$$

avec $fr = \frac{v\, l_T}{l_T}$ définie comme la fréquence de la turbulence, Δt le pas de temps et Δx la taille de la cellule de calcul.

Un exemple de comparaison entre une observation de jet et sa simulation à l'aide de cette approche de modélisation est présentée sur la **Figure VIII.5**. Les caractéristiques de la fragmentation du jet sont en général assez bien présentées.

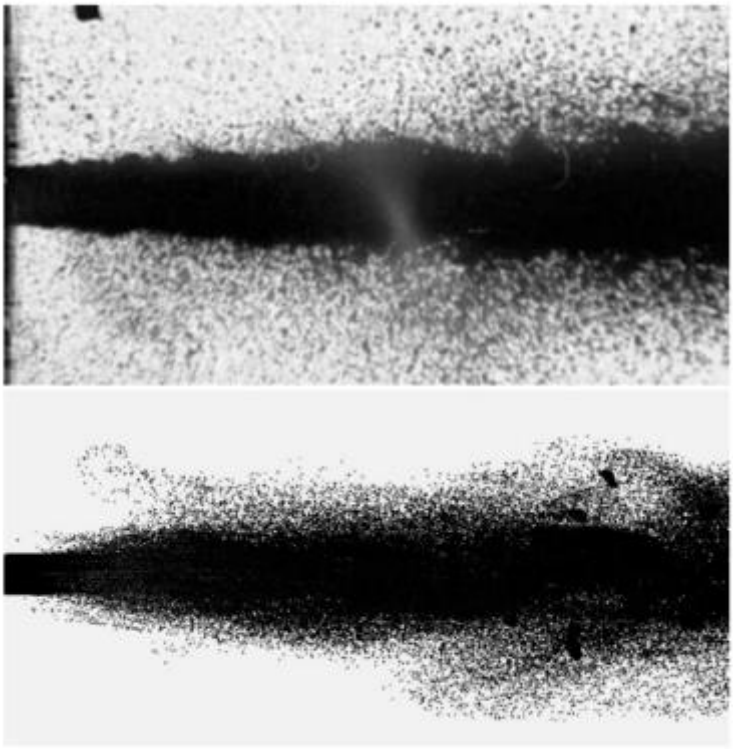


***Figure VIII.5**. Comparaison d'une image obtenue par ombroscopie aux résultats de simulation de la fragmentation d'un jet d'éthanol (Saeedipour et al. 2016)*

VIII.4.4. Modèle LES de Umemura

Un modèle très récent développé par (Umemura et Shinjo 2018) promet de s'affranchir des limites liées au paramétrage au cas par cas des modèles de fragmentation conventionnels. Ce modèle LES est fondé sur une analyse théorique des mécanismes de fragmentation, soutenue par des études expérimentales et des simulations DNS (Shinjo et Umemura 2010; Shinjo et al. 2015). La déformation de l'interface liquide/gaz, l'émergence des ligaments de la surface de la colonne liquide et la rupture des gouttes y sont toutes implémentées comme phénomènes de sous-maille.

Deux modes d'atomisation sont identifiés et modélisés : un mode par turbulence résonante et un autre mode de type Rayleigh-Taylor. Selon le premier, un ligament apparait et croit à la surface liquide quand un tourbillon ayant une énergie cinétique suffisante entre en résonance avec l'interface. Selon le deuxième, la formation de ligament est due à la décélération locale de l'interface liquide/gaz. Le mode dominant à la surface est déterminé suivant des critères de nombres adimensionnels calculés localement dans la maille interfaciale : le nombre

de Weber liquide et le nombre de Eötvös[6] (ou de Bond). En fonction du mode d'atomisation dominant, la taille caractéristique du tourbillon qui remplit les conditions de résonance (l_i^*), ou la longueur de l'onde la plus instable qui se propage à la surface du ligament en mode de Rayleigh-Taylor (l_{RT}), peut être calculée en conséquence (Umemura 2015). Le diamètre de la goutte qui en résulte est ainsi déduit à partir de la relation de Lang (Lang 1962) : $D_g = 0{,}34.\, l_i^*$ (ou $D_g = 0{,}34.\, l_{RT}$). Le comportement des gouttes est ensuite décrit dans une formulation Lagrangienne. Ce modèle a été validé sur des jets de carburant de l'ordre du micromètre en diamètre et ayant des vitesses d'éjection élevées.

[6] Le nombre d'Eötvös (ou Bond) est un nombre adimensionnel qui compare les forces gravitationnelles à la tension de surface sur une interface entre deux fluides. Dans le cas des gouttes, il est souvent utilisé pour caractériser leur forme. Il se calcule comme : $Eo = \frac{\Delta\rho g D_g^2}{\sigma}$, où $\Delta\rho$ est la différence de densités des deux fluides, D_g le diamètre de la goutte, g l'accélération gravitationnelle et σ la tension superficielle.

Chapitre IX.

Implémentation du modèle dans NEPTUNE-CFD

L'étude bibliographique réalisée dans le chapitre précédent a permis de décrire les différents modèles numériques proposés pour simuler les phénomènes de fragmentation primaire. Dans ce chapitre, le choix du modèle est argumenté après une présentation de l'outil numérique NEPTUNE_CFD qui sera utilisé dans cette étude. Ce modèle doit permettre de réaliser des simulations de fragmentation de jets liquides et de prédire les caractéristiques des gouttes formées (taille et vitesse) à coût abordable pour un usage industriel. L'adaptation et l'implémentation du modèle sont ensuite détaillées.

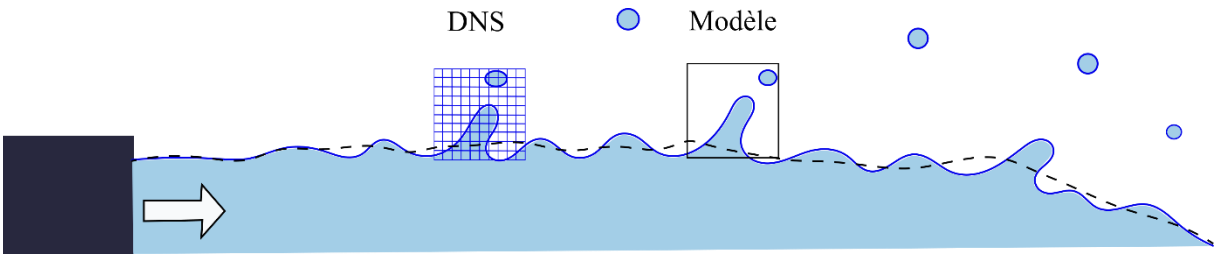


Figure IX.1. *Schéma représentatif de la taille du maillage et des performances du modèle de fragmentation des jets liquides envisagé, comparé à une approche DNS*

IX.1. NEPTUNE_CFD

Le choix de l'outil de calcul pour l'implémentation du modèle de fragmentation s'est porté sur le code NEPTUNE_CFD développé à EDF pour l'étude des écoulements dans les réacteurs nucléaires. NEPTUNE_CFD est le solveur diphasique Eulérien de Code_Saturne (Archambeau, Méchitoua, et Sakiz 2004); c'est un outil de calcul à volumes finis qui permet la simulation numérique 3D des écoulements multiphasiques. Le code est basé sur une formulation eulérienne à deux-fluides et à une pression étendue sur n-champs (Ishii 1975). Chacun des champs k est alors décrit séparément à l'aide de moyennes volumiques (Whitaker 2013).

IX.1.1. Equations de bilan moyennées en volume

Chaque champ k dans l'écoulement est décrite par trois équations de bilan moyennées en volume :

- L'équation de conservation de masse :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \nabla.(\alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k) = \sum_{p \neq k} \Gamma_{p \to k} \qquad \textit{(Eq IX.1)}$$

où α_k, ρ_k et $\mathbf{U}_k$ sont respectivement la fraction volumique, la masse volumique et la vitesse du champ k. Le terme $\Gamma_{p \to k}$ représente le transfert de masse à travers l'interface.

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k) + \nabla.(\alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k \otimes \mathbf{U}_k) \\ = -\alpha_k \nabla P_k + \alpha_k \rho_k \mathbf{g} + \nabla.\alpha_k\left(\bar{\bar{\tau}}_k^{\mu} + \bar{\bar{\tau}}_k^{Re}\right) \\ + \sum_{p \neq k} \mathbf{M}_{p \to k} + \alpha_k S_k^e\end{aligned} \qquad \textit{(Eq IX.2)}$$

$\boldsymbol{g}$ est le vecteur-accélération dû à la gravité et P_k la pression dans le champ k. $\bar{\bar{\tau}}_k^{\mu}$ représente le tenseur des contraintes visqueuses, $\bar{\bar{\tau}}_k^{Re}$ le tenseur turbulent de Reynolds (Reynolds Stress) et S_k^e un terme source dû aux forces externes appliquées au champ k. $\boldsymbol{M}_{p \to k}$ est le transfert de quantité de mouvement représentant les forces appliquées au champ k par le champ p. Il est différent selon la modélisation du champ associé. Entre deux champs continus, il sera composé des termes locaux comme la force superficielle et la force de traînée interfaciale. La modélisation de ces termes est décrite dans le paragraphe IX.**3**. Entre un champ continu et un champ dispersé, il fera apparaître les

différentes forces engendrées par la goutte en mouvement dans le milieu gazeux environnant telles que la traînée, la portance, la masse ajoutée et la dispersion turbulente (voir **IX.5**).

- L'équation de conservation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k H_k) + \nabla.(\alpha_k \rho_k H_k \mathbf{U}_k) = -\nabla.(\alpha_k \mathbf{q}_k) + \nabla.\left(\alpha_k \bar{\bar{\tau}}_k^{\mu}.\mathbf{U}_k\right) + \alpha_k \frac{\partial P_k}{\partial t} + \alpha_k \rho_k \mathbf{g}.\mathbf{U}_k + \sum_{p \neq k} \mathrm{E}_{p \to k} \qquad \textit{(Eq IX.3)}$$

$H_k = e_k + \frac{1}{2}\boldsymbol{U}_k^2 + \frac{P_k}{\rho_k}$ est la variable d'enthalpie totale et $\boldsymbol{q}_k = -\lambda_k \nabla T_k$ le flux thermique par conduction avec λ_k la conductivité thermique et T_k la température. $E_{p \to k}$ représente les transferts d'énergie à travers l'interface.

Contrairement au modèle de mélange homogène, les propriétés physiques (ρ_k, μ_k, λ_k) et les variables locales (α_k, $\mathbf{U}_\mathrm{k}$, P_k, H_k, T_k, $\bar{\bar{\tau}}_k^{Re}$) sont définies pour chacune des champs k dans tout le domaine géométrique et à chaque pas de temps. Dans un modèle à une pression, tous les champs ont localement la même pression, d'où $P_k = P, \forall k$.

Pour assurer la conservation de masse, de volume, de quantité de mouvement et d'énergie dans le système, la condition sur la somme des fractions volumiques et les relations de saut au passage de l'interface entre deux champs k et p doivent être satisfaites :

$$\sum_k \alpha_k = 1$$

$$\Gamma_{p \to k} + \Gamma_{k \to p} = 0$$

$$\mathbf{M}_{p \to k} + \mathbf{M}_{k \to p} = 0$$

$$\mathrm{E}_{p \to k} + \mathrm{E}_{k \to p} = 0$$

L'ensemble des termes de transfert interfaciaux devra être modélisé, ainsi que la turbulence avec les autres termes-sources dans les équations de bilan, pour assurer la fermeture du système.

IX.1.2. Présentation du cas d'étude

Dans le cadre de la présente étude, on considère un jet adiabatique. Les transferts thermiques ne seront pas traités à ce stade de développement de l'outil de simulation bien qu'ils soient au cœur du phénomène de combustion. Seule la fragmentation du jet liquide dans un écoulement isotherme est considérée ici.

Avec l'approche multi-champs dans NEPTUNE-CFD, le cas étudié se réduit alors à deux phases et trois champs : un champ de liquide continu qui représente la colonne centrale intacte du jet (il sera désigné par l'indice "lc"), un champ de gaz continu "gc" et un champ de liquide dispersé "ld" représentant les gouttes en mouvement dans la phase gazeuse environnante. Les deux équations de conservation de masse et de quantité de mouvement sont alors résolues pour chacun des trois champs. Quant à l'équation de conservation d'énergie, elle ne sera évidemment pas résolue dans ce cas d'étude isotherme.

Entre les trois champs, les termes de transfert de masse et de quantité de mouvement, ainsi que les forces appliquées à chaque phase, doivent être examinés. On distingue une large interface entre les deux phases continues ("lc" et "gc") dont les lois de fermeture seront détaillées dans la section IX.**3**. Entre la phase liquide continue et la phase liquide dispersée, la fragmentation primaire qui est au cœur de cette étude se traduit par un terme de transfert massique $\Gamma_{lc\to ld}$ représentant la création de gouttes (champ dispersé) à partir du champ liquide continu. La modélisation de ce terme est détaillée dans IX.**4.3**. Enfin, des lois de fermeture doivent être ajoutées pour prendre en compte les forces appliquées à la phase de gouttes dispersées par le gaz environnant ($\mathbf{M}_{gc\to ld}$). Elles seront traitées ultérieurement dans le paragraphe **IX.5**.

IX.1.3. Solveur numérique

NEPTUNE-CFD utilise un algorithme numérique de la famille SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) pour résoudre les équations de l'écoulement dans leur état non-conservatif (Patankar et Spalding 1983). Il s'agit d'un cycle itératif prédicteur en vitesse et correcteur en pression. Tout d'abord, un champ de vitesse intermédiaire est prédit par la résolution de l'équation de quantité de mouvement en considérant une valeur explicite de la pression. Les grandeurs intermédiaires du système sont en conséquence calculées à l'aide des équations de bilan et des lois de la thermodynamique. Une équation de correction de pression dérivée de la combinaison des équations de continuité est ensuite utilisée pour trouver une nouvelle valeur de la pression. Elle sera réinjectée dans les équations de la quantité de mouvement afin de réajuster la vitesse intermédiaire et les valeurs des autres grandeurs successivement. Cette boucle nommée « $\alpha - P - H\ loop$ » se répète autant de fois que nécessaire jusqu'à atteindre la convergence par l'obtention d'une correction nulle de la pression. La résolution implicite et conservative de l'écoulement est ainsi assurée.

IX.2. Modélisation de la turbulence

Conservant l'approche RANS de NEPTUNE_CFD dans sa version standard, un modèle de turbulence de second ordre est utilisé pour la fermeture du terme convectif $\bar{\bar{\tau}}_k^{Re}$ dans les équations de conservation de la quantité de mouvement (**Eq IX.2**) des deux phases continues (liquide et gaz).

Un modèle $R_{ij} - \epsilon$ de (Speziale, Sarkar, et Gatski 1991) est déjà implémenté dans NEPTUNE-CFD et qualifié sur des cas industriels (Mimouni et al. 2010b, 2010a) Dans ce cas, le tenseur des contraintes de Reynolds ($\bar{\bar{\tau}}_k^{Re} = -\rho_k < u_i' u_j' >_k$) est modélisé par une équation de transport pour chacun de ses six termes. Le taux de dissipation de la turbulence ϵ est également transporté. Le modèle est plus coûteux en temps de calcul que les modèles de premier ordre mais garantit une meilleure précision. Il sera utilisé pour les deux phases continues de l'écoulement pour modéliser le terme $\bar{\bar{\tau}}_k^{Re}$ et assurer la fermeture des systèmes d'équations. Dans cette première approche, on ne considère en effet que le terme convectif. Il est prépondérant dans les problèmes d'atomisation de jets (Chesnel et al. 2011). On rappelle toutefois que d'autres termes sous-maille liés à la tension superficielle à l'interface et à la viscosité (terme diffusif $\bar{\bar{\tau}}_k^{\mu}$) dans l'**Eq XI.2** doivent idéalement être modélisés. Une analyse détaillée de ces termes peut être trouvée dans la thèse de (Fleau 2017) avec leur implémentation dans NEPTUNE_CFD dans une approche de filtrage LES (Mimouni, Fleau, et Vincent 2017).

IX.3. Modélisation de l'interface : $lc \leftrightarrow gc$

Entre la phase liquide continue et la phase gaz continue, trois éléments essentiels doivent être pris en compte à l'interface : la force de tension superficielle, la force de traînée et la recompression d'interface.

IX.3.1. Recompression d'interface

Dans NEPTUNE_CFD, l'interface entre les champs continus est localisée par une technique inspirée de la méthode Level-Set et adaptée à la description Eulérienne à deux fluides du code. Le taux de vide utilisé comme fonction indicatrice permet de bénéficier du modèle à deux fluides pour l'étape d'advection de la fraction volumique. La méthode est alors conservative en masse, mais une étape de compression est nécessaire pour contrôler l'épaisseur de l'interface et éviter une diffusion importante.

Développée par (Olsson et Kreiss 2005), l'étape de compression artificielle consiste à résoudre jusqu'à convergence l'équation suivante :

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial \tau} + \nabla.(\alpha_k(1-\alpha_k)\boldsymbol{n}) = \varepsilon \nabla.(\nabla \alpha_k) \qquad \textit{(Eq IX.4)}$$

Le vecteur-normal $\boldsymbol{n}$ à l'interface est calculé en premier et reste inchangé au cours de cette étape pour garantir la compression de l'interface sans autant modifier sa forme. Les paramètres τ et ε sont choisis d'une manière à assurer une épaisseur d'interface égale à 5 cellules, suivant les recommandations de (Strubelj 2009). L'implémentation conservative de cette équation est détaillée dans (Fleau 2017) avec des cas-tests de validation.

IX.3.2. Tension superficielle

Entre les deux phases continues, la force de tension superficielle doit être prise en compte. Afin de l'adapter à l'approche de volumes finis, la méthode CSF (Continuum Surface Force) proposée par (Brackbill, Kothe, et Zemach 1992) et implémentée dans NEPTUNE-CFD permet de reformuler cette force de surface en force volumique dans l'équation de quantité de mouvement:

$$F_\sigma = \sigma \kappa \nabla \alpha_k \qquad \textit{(Eq IX.5)}$$

La courbure κ est calculée comme la divergence du vecteur normal à l'interface $\boldsymbol{n}$:

$$\kappa = -\nabla.\left(\frac{\nabla \alpha_k}{\|\nabla \alpha_k\|}\right) \qquad \textit{(Eq IX.6)}$$

Cette force apparait comme terme source dans l'équation de quantité de mouvement. Elle est répartie entre la phase liquide continue et la phase gaz continue et est par conséquent pondérée convenablement dans les équations respectives. Le facteur de pondération β_k choisi dans NEPTUNE_CFD est basé sur la moyenne volumique ($\beta_k = \alpha_k$) qui donne de meilleurs résultats lorsque le rapport de masse volumique entre les deux phases est élevé selon (Strubelj 2009).

IX.3.3. Force de traînée

Avec le modèle à deux-fluides, des vitesses différentes sont calculées pour chacune des phases. Au niveau de l'interface entre les deux champs continus (liquide et gaz), il faut établir une relation de couplage entre les deux vitesses pour fermer le système. En pratique, c'est la force de traînée qui joue ce rôle à l'interface. Afin de la modéliser, (Mimouni, Fleau, et al. 2017) ont proposé une adaptation aux interfaces continues de la loi de traînée appliquée aux

phases dispersées. En fonction des conditions de l'écoulement à l'interface ($\alpha_{lc}\alpha_{gc} \neq 0$), l'expression de la force de traînée est divisée en trois zones :

- $\alpha_{gc} < 0{,}3$: $\mathbf{F}_{bulle,gc\to lc} = \alpha_{lc}\alpha_{gc}\frac{18\mu_l}{\alpha_{lc}d_p^2}(\mathbf{U_{lc}} - \mathbf{U_{gc}})$
- $\alpha_{gc} > 0{,}7$: $\mathbf{F}_{goutte,gc\to lc} = \alpha_{lc}\alpha_{gc}\frac{18\mu_g}{\alpha_{lc}d_p^2}(\mathbf{U_{lc}} - \mathbf{U_{gc}})$ *(Eq IX.7)*
- $0{,}3 \leq \alpha_{gc} \leq 0{,}7$: $\mathbf{F}_{mix,gc\to lc} = \frac{0{,}7-\alpha_{gc}}{0{,}7-0{,}3}\mathbf{F}_{bulle} + \frac{\alpha_{gc}-0{,}3}{0{,}7-0{,}3}\mathbf{F}_{goutte}$

d_p est une longueur caractéristique évaluée à travers une quantité locale $\sqrt{\frac{\mu_{gc}}{\mu_{lc}}}\frac{\alpha_p}{||\nabla\alpha_p||}$ à proximité des larges interfaces (l'indice p désigne gc pour $\mathbf{F}_{bulle}$ et lc pour $\mathbf{F}_{goutte}$). Dans les cellules contenant un champ de gouttes dispersé, d_p est égal au diamètre des gouttes.

IX.4. Modèle de fragmentation : $lc \to ld$

Le flux de matière entre la phase liquide continue et la phase dispersée conduisant à la création de gouttes se traduit par un transfert de masse de liquide $\Gamma_{lc\to ld}$ qui doit être modélisé et programmé en langage C dans une routine-utilisateur de NEPTUNE_CFD. Le modèle de fragmentation à implémenter devra principalement prendre en compte le critère d'occurrence de ce transfert ainsi que la quantité de masse transférée.

IX.4.1. Choix du modèle de Saeedipour et al.

Après avoir présenté le code NEPTUNE_CFD et dressé, dans le chapitre précédent, le bilan des modèles de fragmentation primaire existants, il est possible de conclure sur le choix du modèle de fragmentation qui répond aux objectifs de l'étude et permet de conserver l'approche eulérienne du code choisi avec le formalisme à deux fluides. Les modèles sous-maille de Saeedipour et al. (**VIII.4.3**) et LES de Umemura (**VIII.4.4**) sont de bons candidats et peuvent être adaptés à NEPTUNE_CFD avec des degrés différents de complexité quant à l'implémentation. Les deux sont développés avec une approche hybride eulérienne-lagrangienne et un modèle fondé sur la turbulence interne dans le liquide comme mécanisme principal à l'origine de la fragmentation.

Le modèle de Umemura utilise une méthode LES pour modéliser la turbulence. Dans ce sens, les déformations de grande échelle à l'interface du liquide sont simulées tandis que celles inférieures à l'échelle de coupure sont modélisées. Outre le modèle de turbulence, un terme de déformation de l'interface est alors implémenté en sous-maille (Umemura 2015). Il est

complété par une modélisation de la formation de ligament suivie d'un modèle de formation de gouttes, en déterminant pour chaque étape les critères locaux et les caractéristiques des structures émergentes. Une méthode de capture d'interface de haute précision est par conséquent indispensable pour une bonne résolution de l'interaction entre la turbulence et l'interface qui est à l'origine de toute rupture de gouttes, d'où l'approche mixte CLSVOF (Coupled-Level-Set et Volume-Of-Fluid) utilisée. Il est à noter qu'il manque dans ce modèle la modélisation de certains termes non convectifs en sous-maille.

D'un autre côté, le mécanisme de formation de gouttes par la turbulence dans le modèle sous-maille de (Saeedipour et al. 2016) est modélisé d'une manière plus simple et directe. Les étapes successives de cette formation n'y sont pas décrites une par une, mais substituées par une étape unique qui relie directement l'énergie turbulente du liquide au voisinage de l'interface à la rupture de gouttes (**Figure IX.2**). La turbulence est modélisée avec une méthode RANS et un modèle de fermeture du second ordre en conformité avec la version standard de NEPTUNE-CFD. Ce modèle est par conséquent plus facile à implémenter et demande moins de capacités numériques pour exécuter des simulations de jets en fragmentation de grande taille (plusieurs centimètres de diamètre, sur des longueurs de plusieurs mètres). Il peut ainsi mieux répondre à l'objectif ultime de cette étude : mettre en œuvre un outil de calcul de la fragmentation des jets de sodium qui permettra d'alimenter un modèle de combustion des feux de sodium pulvérisés pour des études de sûreté d'un RNR-Na dans un contexte industriel.

Notre choix s'est alors portée sur le modèle de (Saeedipour et al. 2016). Ce modèle a montré de bons résultats en terme de distributions de taille et de diamètre moyen lorsqu'il est confronté aux expériences et à la corrélation de (Wu et al. 1992) auxquelles les essais JETSER de fragmentation de jets en eau ont été comparés.

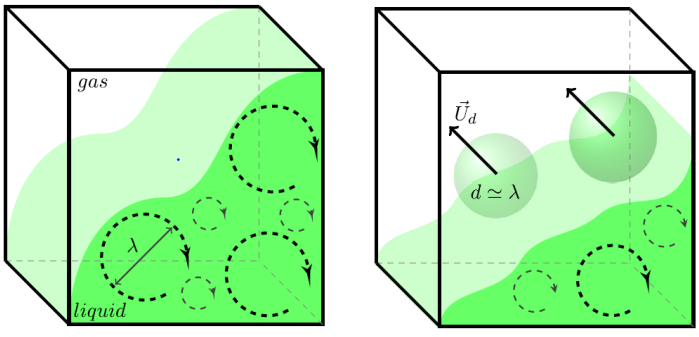


Figure IX.2. *Représentation schématique du modèle de (Saeedipour et al. 2017)*

IX.4.2. Critère de fragmentation

L'activation du terme de transfert correspondant à la création de gouttes est commandée par le bilan d'énergies proposé par (Faeth et al. 1995) et utilisé comme critère de fragmentation dans (Saeedipour et al. 2017) :

$$(\rho_l v_{l_T}^2 + C_{sa}\rho_g \overline{U}^2) {l_T}^3 \geq C_{si}\sigma {l_T}^2 \qquad \textit{(Eq IX.8)}$$

Ce critère a été programmé en langage C et intégré dans la routine-utilisateur « nc_user_it_mass.c » de NEPTUNE_CFD définissant le terme source de transfert de masse entre deux champs, $\Gamma_{lc\to ld}$ dans la présente étude. Lorsque ce critère est vérifié localement dans une cellule interfaciale, la création de gouttes est déclenchée. Une maille interfaciale est reconnue grâce à une fonction de localisation à l'interface : ($\alpha_{lc}\alpha_{gc} \geq 0.14$) utilisée dans la thèse de (Fleau 2017). L'échelle caractéristique de Taylor (voir **VIII.4.3)** est calculée en premier en fonction de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation locaux calculés dans la phase liquide continue. L'énergie cinétique turbulente dépend fortement des fluctuations de vitesse dans la maille interfaciale et exige par conséquent une modélisation fine des composantes fluctuantes dans les trois directions, d'où le choix d'un modèle de turbulence de second ordre (voir IX.**2**). En effet, l'utilisation d'un modèle de fermeture de second ordre est indispensable afin de capturer les effets d'anisotropie de la turbulence dans le cadre d'une approche RANS (Saeedipour et al. 2016).

v_{l_T} est calculée par projection du vecteur des fluctuations de vitesse sur le vecteur normal à l'interface. Les constantes C_{sa} et C_{si} sont de l'ordre de l'unité et seront fixées à 1.

IX.4.3. Terme de transfert de masse $\Gamma_{lc\to ld}$

Le terme-source correspondant à la création de gouttes par fragmentation détermine la quantité de masse du liquide transféré de la phase continue vers le champ de gouttes dispersé par unité de temps. Dans un premier temps de l'étude, on ne considère pas de modélisation du nombre de gouttes formées. Ainsi le terme de transfert proposé s'exprime comme :

$$\Gamma_{lc\to ld} = \alpha_{lc}\frac{\rho_l}{\Delta t}C_{lc\to ld}\, H\big(\alpha_{lc}\alpha_{gc} - 0.14\big)\, H\big((\rho_l v_{l_T}^2 + C_{sa}\rho_g \overline{U}^2) l_T^3 - C_{si}\sigma l_T^2\big) \qquad \textit{(Eq IX.9)}$$

où H est la fonction Heaviside tenant compte du critère de fragmentation et appliqué dans les cellules interfaciales et $C_{lc\to ld}$ une constante de relaxation correspondant à la vitesse de transfert de masse. Elle dépend du temps caractéristique de la fragmentation primaire.

Le diamètre de gouttes attribué à la phase dispersée est considéré égal à l'échelle de Taylor calculée localement. En effet, il s'agit dans cette première approche d'une population de gouttes monodispersée : un seul diamètre et une seule vitesse de goutte dans une cellule de

maillage. Une approche polydispersée pourrait, à terme, être utilisée. En effet, une étude de spray multi-classe avec prise en compte des collisions entre les gouttes est disponible dans NEPTUNE_CFD et a été validée dans la thèse de (Foissac 2011).

IX.4.4. Termes de transfert de la quantité de mouvement

Le transfert de masse de la phase liquide continue vers la phase dispersée suite à la formation de gouttes est accompagné par un transfert de quantité de mouvement. Dans une première approche, on considère que les gouttes formées sont éjectées avec une vitesse égale à celle de la phase liquide continue calculée localement.

$$\mathbf{M}_{lc\to ld} = \Gamma_{lc\to ld}\mathbf{U}_{lc} \qquad \textit{(Eq IX.10)}$$

IX.5. Interactions entre le gaz continu et les gouttes dispersées $gc \rightarrow ld$

Le champ de gouttes dispersé dans la phase continue gazeuse est soumis à des forces distinctes se traduisant par des termes de transfert de quantité de mouvement dans l'**Eq IX.2** :

$$\mathbf{M}_{gc\to ld} = \mathbf{M}^{D}_{gc\to ld} + \mathbf{M}^{L}_{gc\to ld} + \mathbf{M}^{MA}_{gc\to ld} + \mathbf{M}^{T}_{gc\to ld} \qquad \textit{(Eq IX.11)}$$

Des lois de fermeture doivent alors être ajoutées pour prendre ces forces en compte et seront détaillées ci-après.

IX.5.1. Force de traînée ou « Drag » : $\mathbf{M}^{D}_{gc\to ld}$

La force de traînée est la composante de la force exercée sur les gouttes par l'air environnant sous l'action de frottement interfacial. Il en résulte la décélération des gouttes dans leur mouvement. Son expression est la suivante :

$$\mathbf{M}^{D}_{gc\to ld} = -\alpha_{ld}\frac{\pi}{8}{d_{ld}}^{2}\rho_g C_{Drag}||\boldsymbol{U}_{gc} - \boldsymbol{U}_{ld}||(\boldsymbol{U}_{gc} - \boldsymbol{U}_{ld}) \qquad \textit{(Eq IX.12)}$$

où d_{dl} est le diamètre attribué à la phase de gouttes dispersée et C_{Drag} le coefficient de traînée. Des expressions de C_{Drag} ont été proposées par (Naumann et Schiller 1935) :

$$C_{Drag} = \begin{cases} \dfrac{24}{Re} & pour \quad Re < 1 \\ \dfrac{24}{Re}(1 + 0{,}15Re^{0{,}687}) & pour \quad 1 < Re < 1000 \\ 0{,}44 & pour \quad 1000 < Re \end{cases}$$

IX.5.2. Force de portance ou « Lift » : $\mathbf{M}^{\boldsymbol{L}}_{\boldsymbol{gc \rightarrow ld}}$

La force de « *Lift* » est la composante perpendiculaire à la direction de l'écoulement du gaz environnant. Elle résulte du mouvement des gouttes dans l'écoulement rotationnel du champ gazeux continu. Dans le modèle à deux fluides, elle s'exprime de la manière suivante :

$$\mathbf{M}^{L}_{gc \rightarrow ld} = -\alpha_{ld}\, \rho_g\, C_{Lift}(\boldsymbol{U}_{ld} - \boldsymbol{U}_{gc}) \wedge (\boldsymbol{\nabla} \wedge \boldsymbol{U}_{gc}) \qquad \textit{(Eq IX.13)}$$

avec C_{Lift} le coefficient de portée dont l'expression peut être trouvée dans les travaux de (Auton, Hunt, et Prud'Homme 1988).

IX.5.3. Force de masse ajoutée : $\mathbf{M}^{\boldsymbol{MA}}_{\boldsymbol{gc \rightarrow ld}}$

Cette force inertielle résulte du déplacement d'un volume de fluide environnant par les gouttes dispersées en mouvement. Son expression est la suivante (Clift, Grace, et Weber 1978) :

$$\mathbf{M}^{MA}_{gc \rightarrow ld} = -\alpha_{ld}\rho_l \frac{\pi {d_{ld}}^3}{6}\frac{\rho_g}{\rho_l} C_{MA}\left[\left(\frac{d\boldsymbol{U}_{ld}}{dt} + \boldsymbol{U}_{ld}.\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{U}_{ld}\right) - \left(\frac{d\boldsymbol{U}_{gc}}{dt} + \boldsymbol{U}_{gc}.\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{U}_{gc}\right)\right] \qquad \textit{(Eq IX.14)}$$

$\frac{\rho_g}{\rho_l}$ étant très petit, cette force est négligeable par rapport à la force de traînée ; elle sera négligée dans cette étude des gouttes d'eau dans l'air.

IX.5.4. Dispersion turbulente : $\mathbf{M}^{\boldsymbol{T}}_{\boldsymbol{gc \rightarrow ld}}$

Cette force est due à l'interaction entre la turbulence de la phase gaz continue et les gouttes dispersées. Elle ne sera pas activée dans ce cas d'étude.

Néanmoins, parmi ces forces, seule la force prépondérante de traînée exercée par l'air environnant sur le champ de gouttes sera prise en compte dans une première approche dans la modélisation du terme de transfert de quantité de mouvement dans l'**Eq IX.2**.

IX.6. Evaluation du modèle de fragmentation

Dans le but de qualifier la capacité du modèle décrit ci-dessus à bien appréhender les tendances physiques de la fragmentation primaire, une première évaluation qualitative a été menée sur un écoulement synthétique en 2D. Un domaine de calcul bidimensionnel correspondant à un plan de coupe passant par la ligne centrale du jet est utilisé avec des cellules cubiques uniformes (**Figure IX.3**). Avec une telle géométrie, l'écoulement simulé représente plutôt une nappe fine dont les mécanismes de déstabilisation et de fragmentation diffèrent du cas de jets cylindriques (Gosselin 2019).

Sur la paroi haute du domaine sont appliquées des conditions d'entrée. L'injection du liquide dans le domaine de calcul est alors réalisée à partir de cette paroi à l'aide d'une entrée d'eau de largeur d égale au diamètre de la buse d'éjection $D_{buse} = 44\,mm$ utilisée lors des essais JETSER et une fraction liquide constante égale à $\alpha_{lc} = 1$. Le profil de vitesse est approximé par une loi de puissance définie comme suit :

$$U_Y = U_{max}\left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/7}, \text{ avec } R = \frac{d}{2} \text{ et } 0 \leq |r| \leq R$$

U_{max} est calculée en considérant un débit d'eau égal au débit éjecté lors de l'essai JETSER :

$$Q = \int_0^{2\pi}\int_0^{R} U_{max}\left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/7} r\, dr\; d\theta$$

$$U_{max} = \frac{60}{49\pi}\frac{Q}{R^2} = \frac{60}{49}U_{jet}$$

Sur la même paroi d'entrée, pour $|r| > R$, on applique une entrée d'air définie avec une fraction gazeuse $\alpha_{gc} = 1$ et une vitesse nulle.

Les dimensions du domaine sont fonction du diamètre de la buse considérée ($d = D_{buse}$) dans la configuration simulée. En largeur, elle est égale à $10d$ et à $25d$ en longueur. Sur les parois verticales du côté du domaine et sur celle d'en bas du domaine, une condition de sortie est imposée avec une pression constante égale à la pression atmosphérique. Les deux plans parallèles à (OXY) sont des symétries pour respecter la géométrie 2D avec une couche unique de cellule dans la direction Z.

Les propriétés physiques dans l'eau et dans l'air correspondent à celles à $20°C$. La masse volumique de l'eau est fixée à $998\ kg/m^3$, sa viscosité dynamique est de $1.10^{-3}\ Pa.s$. L'air a une masse volumique de $1{,}2\ kg/m^3$ et une viscosité dynamique $1{,}85.10^{-5}\ Pa.s$. La tension superficielle à l'interface entre les deux fluides est égale à $0{,}072\ N/m$.

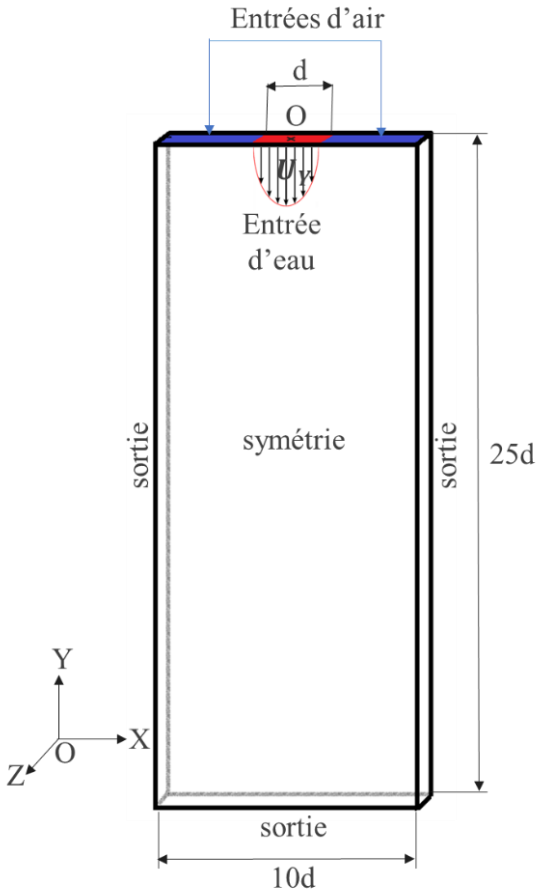


Figure IX.3. *Géométrie du maillage utilisé et conditions aux limites*

IX.6.1. Configurations d'essais

Deux configurations d'écoulements sont principalement étudiées dans cette première évaluation qualitative du modèle. Elles reprennent les mêmes conditions de deux cas de jets tendus avec la buse de diamètre $D_{buse} = 44\ mm$ (par conséquent $d = 44\ mm$) orientée vers le bas suivant un angle de $-30°$ avec l'horizontale. La gravité égale à $9,81\ m/s^2$ est alors répartie dans les simulations entre les deux directions X et Y telles que $\boldsymbol{g_x} = -8{,}495\ m/s^2$ et $\boldsymbol{g_y} = -4{,}905\ m/s^2$. Les vitesses étudiées dans les deux configurations correspondent respectivement aux débits de jets $Q_1 = 38\ m^3/h$ et $Q_2 = 64\ m^3/h$.

IX.6.2. Convergence du maillage

Le but de ce paragraphe est d'étudier la convergence en maillage. Un calcul dans la première configuration ($Q_1 = 38\ m^3/h,\ U_{jet} = 6{,}76\ m/s$) a été réalisé sans activation du modèle de fragmentation afin de déterminer le raffinement à utiliser pour les calculs avec le modèle dans les deux configurations. Aucune création de champ de gouttes dispersées n'a lieu

dans ce cas. Trois maillages avec des caractéristiques différentes sont alors utilisés puis les résultats sont comparés après avoir atteint la convergence dans le temps. Les propriétés de ces maillages sont représentées dans le **Tableau IX.1**.

La taille de la cellule dans le maillage « grossier » est choisie conformément aux recommandations de (Saeedipour et al. 2017) où les auteurs utilisent un pas d'espace minimal de $D_{buse}/8$, d'une manière à ce que la taille de la maille soit supérieure à la taille des gouttes attendue dans un suivi Lagrangien. Dans l'approche eulérienne utilisée dans NEPTUNE_CFD, il n'y a pas d'objection à ce que le diamètre de la goutte soit supérieure au pas d'espace puisque le champ de gouttes dispersées est représenté par une fraction volumique du liquide. Par conséquent, les pas d'espace choisis pour les deux autres maillages sont respectivement égaux à $D_{buse}/16$ (maillage « moyen ») et à $D_{buse}/32$ (maillage « fin »). Le pas de temps utilisé avec chacun des maillages est adaptatif, permettant un nombre de Courant CFL maximal fixé à 0,8.

Tableau IX.1. *Caractéristiques des maillages utilisés pour les calculs 2D*

Maillage	Grossier	Moyen	Fin
Taille caractéristique d'une cellule (mm^3)	$5{,}5 \times 5{,}5 \times 5{,}5$	$2{,}75 \times 2{,}75 \times 2{,}75$	$1{,}375 \times 1{,}375 \times 1{,}375$
Nombre de cellules	16 000	64 000	256 000

La **Figure IX.4** montre des profils de fraction volumique de la phase liquide continue α_{lc} à différentes hauteurs. Sur la **Figure IX.5** sont tracés les profils de vitesses dans les deux directions X et Y de l'eau.

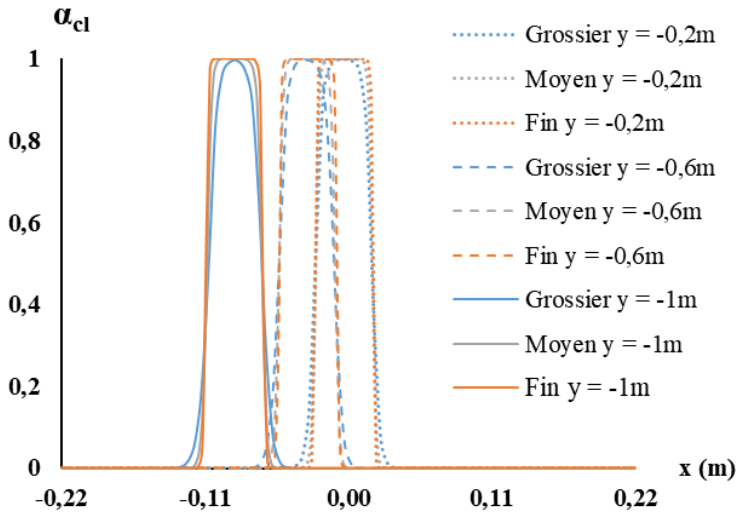


Figure IX.4. *Profils de fraction volumique de la phase continue liquide obtenus par les trois maillages à trois distances de l'entrée d'eau*

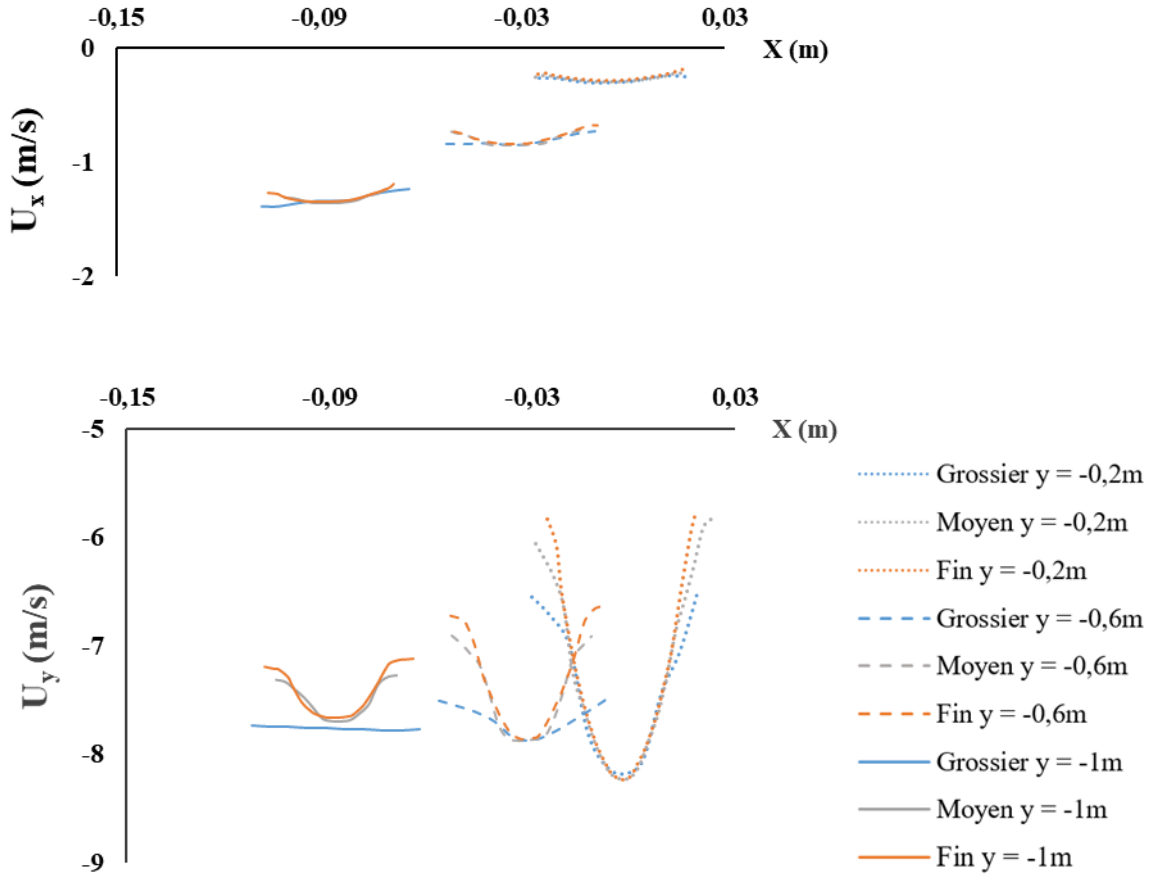


Figure IX.5. *Profils de vitesses axiale et radiale de la phase continue liquide obtenus par les trois maillages à trois distances de l'entrée d'eau*

Sur ces figures, il apparait que les résultats obtenus avec les maillages « moyen » et « fin » sont proches. La convergence peut être considérée comme atteinte avec le maillage moyen. Les calculs seront réalisés en utilisant ce maillage. On note néanmoins qu'un test de convergence en maillage est en toute rigueur souhaitable pour chaque cas de calcul. Cependant, le temps de calcul avec le maillage fin étant très long, le test de convergence n'a pas été fait pour la deuxième configuration.

IX.6.3. Simulations numériques

Après activation du modèle de fragmentation, des calculs ont été réalisés avec les deux configurations d'écoulement présentées ci-dessus. Des vues montrant les fractions volumiques α_{lc} et α_{ld} représentant respectivement les phases liquide continue et liquide dispersée sont présentées dans **Figure IX.6** et **Figure IX.7**.

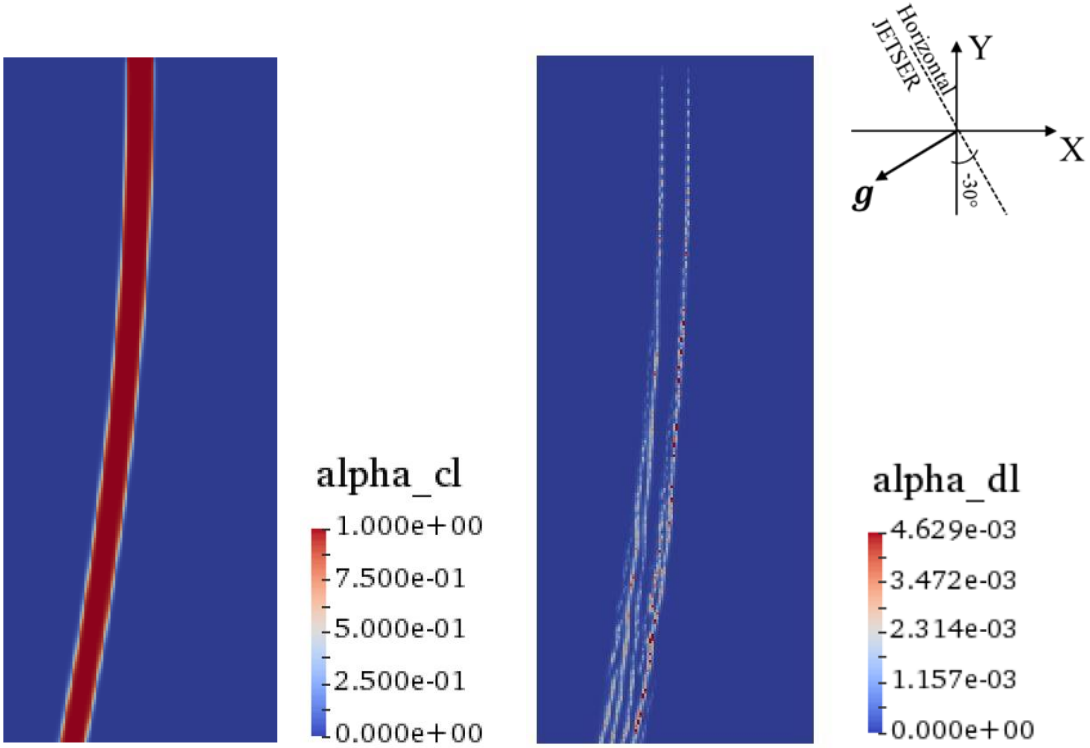


Figure IX.6. *Vue en coupe des fractions volumiques occupées par le champ liquide continu (à gauche) et le champ de gouttes dispersé (à droite) pour la première configuration (jet tel que D_{buse} = 44 mm et U_{jet} = 6,76 m/s, orientation -30°)*[7]

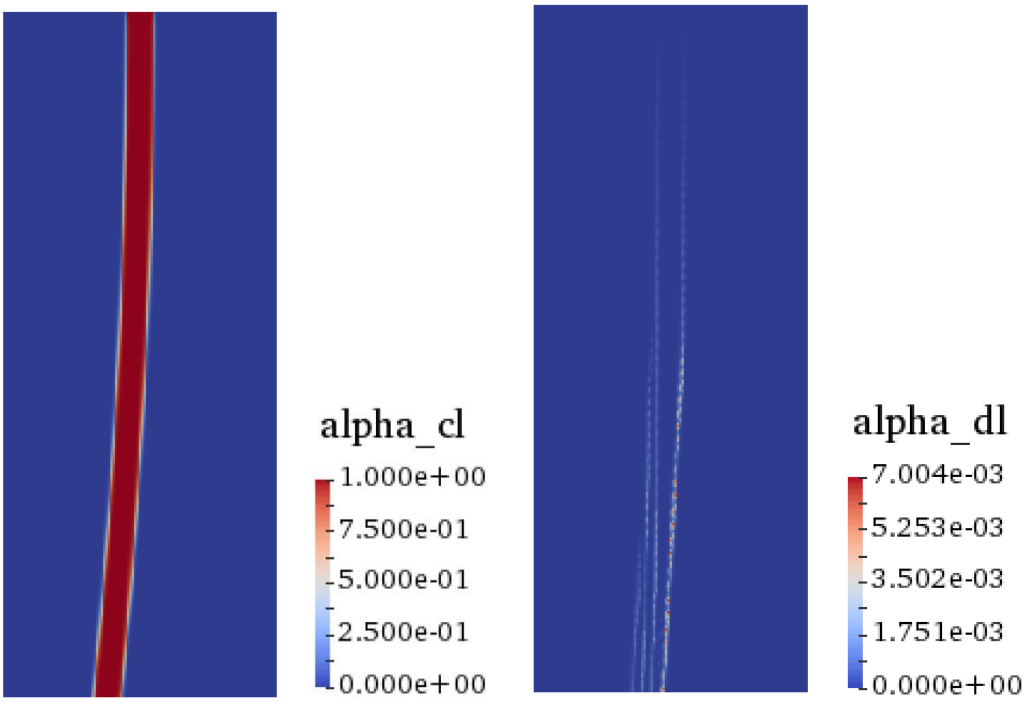


Figure IX.7. *Vue en coupe des fractions volumiques occupées par le champ liquide continu (à gauche) et le champ de gouttes dispersé (à droite) pour la première configuration ((jet tel que D_{buse} = 44 mm et U_{jet} = 11,7 m/s, orientation -30°)*

[7] Le repère (X-Y) correspond à celui de la géométrie du maillage dans la **Figure IX.3**.

La trajectoire parcourue par le champ dispersé révèle deux pistes d'amélioration qui doivent être prises en compte dans la modélisation. Tout d'abord, il apparaît à partir des vues en coupe des fractions volumiques α_{ld} (plus clairement sur la **Figure IX.7**) que leur trajectoire n'est pas impactée par la force de gravité. Elles sont peu freinées et peu entraînées par le champ d'air environnant. En effet, les gouttes sont éjectées numériquement avec une vitesse égale à celle du liquide continu calculée localement (voir IX**.4.4**). Expérimentalement, il a été reporté par de nombreux auteurs et observé sur les essais JETSER que les gouttes sont projetées à partir des ligaments avec une vitesse axiale égale à 85% environ de la vitesse du jet et une vitesse radiale de 5% (voir VI**.1.4**). Pour prendre en compte ce ralentissement et la légère dispersion radiale des gouttes, des améliorations doivent être apportées à la modélisation du terme de transfert de la quantité de mouvement $\mathbf{M}_{lc\to ld}$ (**Eq IX.10**) au moment de la création de la goutte.

Ensuite, il est important d'implémenter un modèle de collision, précisément entre les gouttes et la colonne liquide du jet. Due à l'asymétrie du jet et aux forces de gravité, certaines gouttes initialement formées par le modèle de fragmentation recoalescent avec la colonne liquide continue. Ce phénomène n'est pas pris en compte comme le montre plus clairement la **Figure IX.6**. Il doit être modélisé par un transfert de masse du champ dispersé vers le champ liquide continu.

IX.6.4. Diamètre des gouttes

Dans le modèle de (Saeedipour et al. 2016), le diamètre attribué aux gouttes formées est déterminé par l'échelle de Taylor calculée localement dans la cellule interfaciale où le transfert de masse a lieu (voir **VIII.4.3**).

A des distances variables de la section d'entrée (équivalente à la distance χ à la sortie du jet de la buse d'éjection dans les essais JETSER), on calcule le diamètre des gouttes le long d'un profil radial dans la direction X et à des distances $Y = -0{,}2\ m$; $Y = -0{,}4\ m$; $Y = -0{,}6\ m$; $Y = -0{,}8\ m$ et $Y = -1\ m$ par rapport à l'entrée.

Les calculs menés sur la première configuration d'écoulement avec les trois maillages représentés dans le paragraphe **IX.6.2** sont présentés sur la **Figure IX.8** et montrent une grande sensibilité de cette échelle de Taylor à la taille du maillage. Elle décroit avec le pas d'espace Δx.

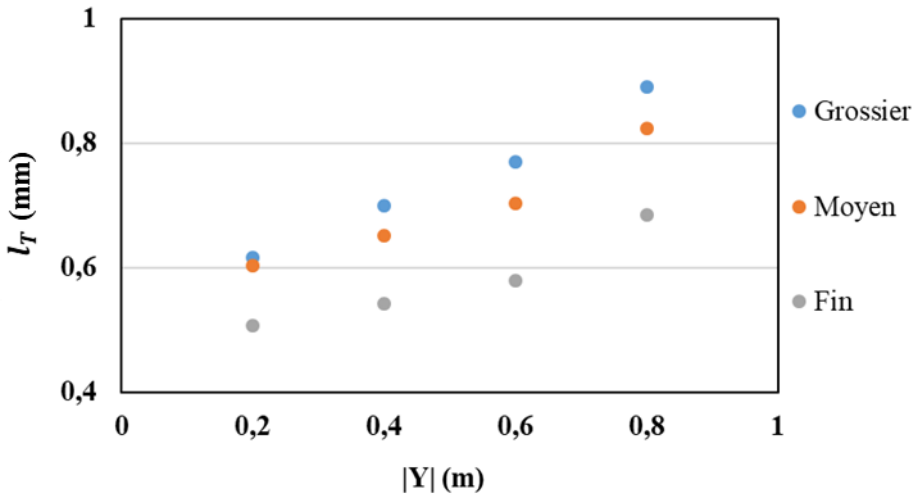


Figure IX.8. *Comparaison entre les valeurs de l'échelle de Taylor obtenues à différentes distances de l'entrée d'eau avec les trois maillages : grossier, moyen et fin*

Une comparaison quantitative avec les diamètres de Sauter obtenus expérimentalement lors des essais JETSER montre que l'échelle de Taylor sous-estime significativement le diamètre des gouttes formées. Un facteur 5 environ existe entre les valeurs numériques et celles mesurées sur JETSER pour l'essai réalisé à une vitesse $U_{jet} = 6{,}76\, m/s$ (**Figure IX.9**). La tendance est toutefois bien prédite par cette modélisation puisque le diamètre augmente en s'éloignant de l'entrée d'eau et que l'application d'un facteur correctif constant conduit à une évolution bien conforme aux mesures expérimentales.

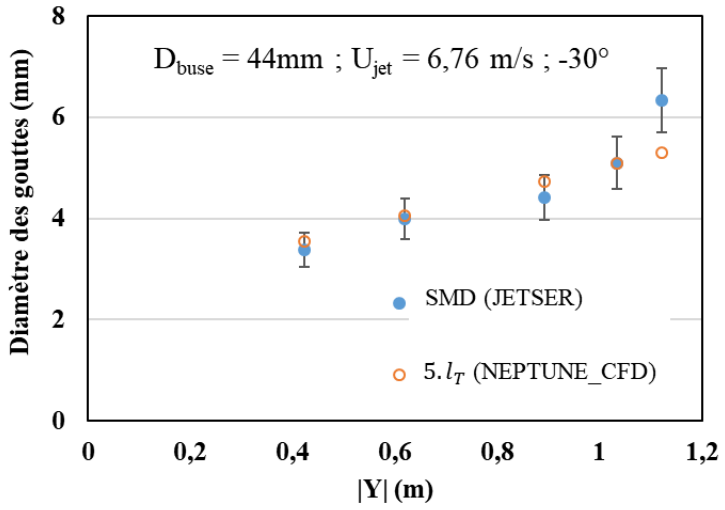


Figure IX.9. *Comparaison entre le diamètre de gouttes calculé à partir de l'échelle de Taylor et le SMD expérimental obtenu par les essais JETSER : jet tel que D_{buse} = 44 mm et U_{jet} = 6,76 m/s, orientation -30° (le diamètre numérique égal à l'échelle de Taylor est multiplié par 5 dans la figure)*

De même, la **Figure IX.10** montre une comparaison entre le SMD expérimental et le diamètre moyen de gouttes obtenu par simulation numérique de la seconde configuration de jet U_{jet} = 11,7 m/s, à des distances variées. L'écart est d'un facteur de 3,65 environ mais la croissance du diamètre avec la distance à la buse d'éjection est aussi correctement prédite.

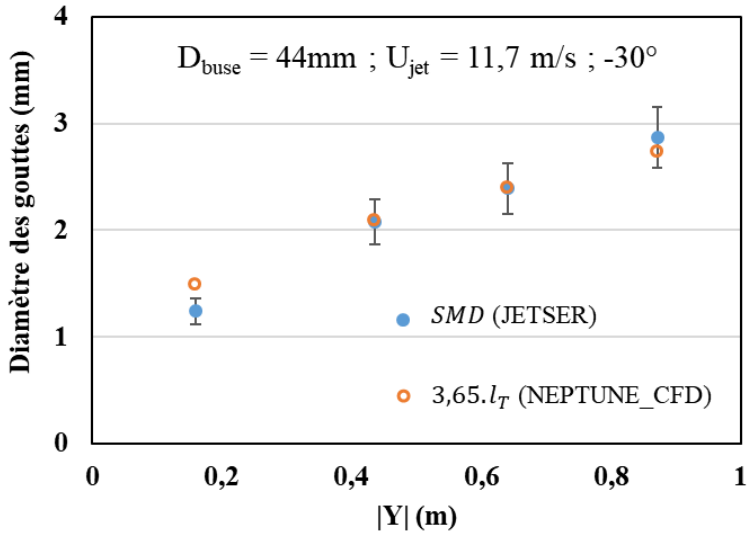


Figure IX.10. *Comparaison entre le diamètre de gouttes calculé à partir de l'échelle de Taylor et le SMD expérimental obtenu par les essais JETSER : jet tel que D_{buse} = 44 mm et U_{jet} = 11,7 m/s, orientation -30° (le diamètre numérique égal à l'échelle de Taylor est multiplié par 3,65 dans la figure)*

En comparant les deux configurations d'écoulement dans la **Figure IX.11**, on note que les diamètres calculés numériquement pour la première configuration à faible vitesse (à $U_{jet} = 6{,}76 m/s$) sont supérieurs à ceux prédits aux mêmes positions avec la seconde configuration qui correspond au débit plus élevé. Ceci est également en accord avec l'influence de la vitesse sur la fragmentation primaire discutée dans le paragraphe VI**.2**. Plus la vitesse est élevée, plus les diamètres des gouttes primaires qui peuvent être formées sont petits (Wu et al. 1992). Or l'énergie cinétique nécessaire pour arracher une goutte devient suffisante à des échelles de turbulence plus petites. Le choix de l'échelle de Taylor située dans le sous-domaine inertiel du spectre de turbulence pour le calcul des diamètres de gouttes dans le modèle de (Saeedipour et al. 2016) permet donc de reproduire cette décroissance observée aussi par les expériences.

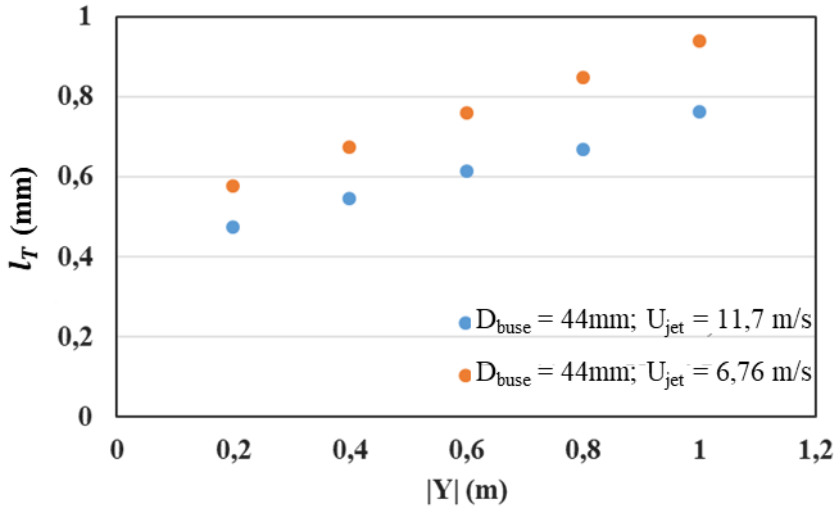


Figure IX.11. *Comparaison entre les diamètres numériques calculés à partir de l'échelle de Taylor à différentes positions de l'entrée d'eau pour les deux configurations de jets*

En conclusion, l'échelle de Taylor utilisée dans le modèle de (Saeedipour et al. 2016) pour calculer le diamètre des gouttes formées réussit qualitativement à prédire les tendances d'évolution des tailles en fonction de la distance à la buse d'éjection et de la vitesse du jet. La comparaison quantitative avec les résultats expérimentaux n'est pas à ce stade tout à fait concluante puisque la nature physique de l'écoulement 2D simulé n'est pas vraiment représentative d'un jet cylindrique. Un écart important s'élevant à 80% en erreur relative est noté dans la présente étude mais n'a pas été souligné dans les calculs menés par (Saeedipour et al. 2016). Les auteurs ont validé ce modèle sur un cas de jet d'eau descendant en 3D avec une erreur relative maximale de 7% entre les diamètres calculés expérimentalement et ceux prédits numériquement. Il est important de rappeler les conditions de jet d'eau utilisé par les auteurs dont le diamètre est de 2,2 mm (plus petit d'un ordre de grandeur par rapport à la configuration actuelle) et la vitesse d'éjection est de 20 m/s.

IX.6.5. Modification de la modélisation du diamètre des gouttes

Le choix de modéliser le diamètre des gouttes créées dans le champ liquide dispersé par l'échelle de Taylor comme proposé par (Saeedipour et al. 2016) s'est avéré très sensible à la taille du maillage (**Figure IX.8**) et n'a pas été encore validé sur de larges jets de l'ordre de plusieurs centimètres. Or il convient de rappeler que les mesures expérimentales réalisées sur les essais en eau de JETSER ont permis de valider une relation ajustée du modèle de Wu et al pour le calcul du diamètre de Sauter SMD en fonction des conditions de l'écoulement (**Eq VI.1**):

$$\frac{SMD}{\Lambda} = 0{,}4334\left(\frac{\chi}{\Lambda(We_\Lambda)^{0{,}5}}\right)^{0{,}665}$$

Cette expression valide, avec une erreur relativement faible, pour toutes les conditions de jets étudiés lors de la campagne d'essais en eau, peut être implémentée dans l'outil de simulation numérique pour remplacer l'échelle de Taylor dans le modèle original de (Saeedipour et al. 2016). Dans ce cas, le nombre de Weber est calculé avec la vitesse locale du jet liquide U_{lc} dans les cellules interfaciales. Par un calcul préliminaire de la trajectoire du jet avant l'activation du modèle de fragmentation, la distance à la buse χ peut également être évaluée pour chaque point le long de l'axe du jet dans le domaine de calcul. L'échelle radiale intégrale de turbulence Λ est en première approche fixée à $D/8$ (Hinze 1955) ; il sera intéressant dans une phase ultérieure du développement, de chercher à calculer cette échelle de turbulence Λ à partir de la phase liquide continue dans NEPTUNE_CFD. Le calcul du SMD pourra ainsi bénéficier d'une analyse locale de la turbulence.

Après implémentation de cette nouvelle relation dans NEPTUNE_CFD, la **Figure IX.12** montre les résultats obtenus numériquement pour les deux configurations d'écoulement présentées ci-dessus. La comparaison avec le SMD mesuré expérimentalement sur JETSER et avec la relation ajustée de Wu (**Eq VI.1**) conduit à des écarts très faibles et démontre la capacité de cette nouvelle méthode à bien prédire le diamètre des gouttes dans une approche monodispersée. On peut également souligner la robustesse de cette méthode par rapport aux conditions de vitesse de jet, puisqu'une bonne représentativité est obtenue pour les deux conditions de vitesse de jet.

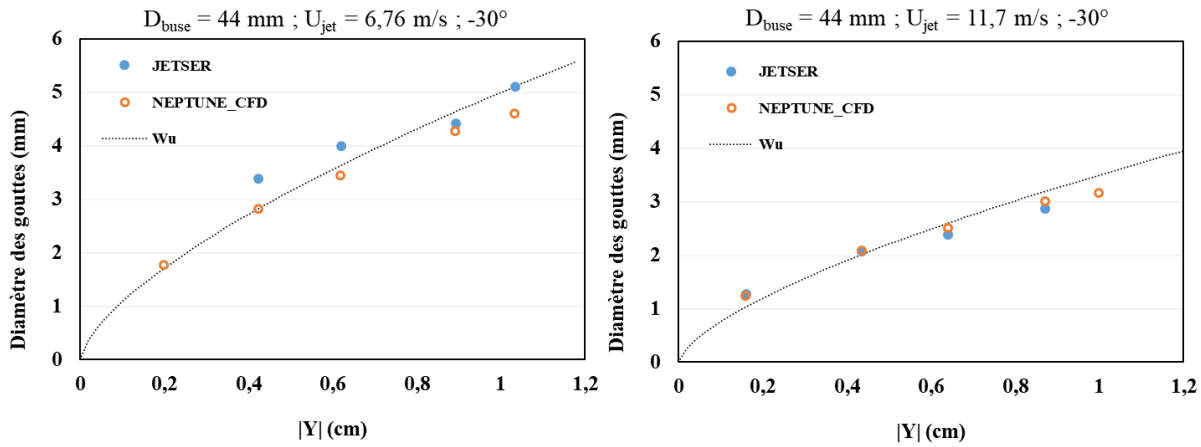


Figure IX.12. *Comparaison entre le SMD obtenu expérimentalement et celui calculé numériquement avec la nouvelle approche basée sur la corrélation de Wu et al*

IX.6.6. Constante de relaxation $C_{lc\to ld}$ et fraction volumique des gouttes

La constante de relaxation $C_{lc\to ld}$ qui apparaît dans le calcul du terme de transfert massique $\Gamma_{lc\to ld}$ (**Eq IX.9)** est déterminante pour la concentration de gouttes créées dans le

champ liquide dispersé. Cette constante dépend du temps caractéristique du processus de fragmentation primaire. Elle peut être déterminée par une étude mécanistique des phénomènes de formation d'un ligament, son élongation et sa rupture en gouttes. Cette analyse complexe du mécanisme de formation d'un ligament à l'échelle locale représenterait un autre objectif de développement en dehors du cadre de cette thèse qui s'attache à proposer une description globale du phénomène afin de mettre au point un outil prédictif pour évaluer les données d'entrée du calcul de combustion des jets de sodium. On peut cependant citer à ce sujet les études de (Marmottant et Villermaux 2004) et de (Dumouchel et al. 2015) pour de futures investigations.

En absence d'une valeur théorique de cette constante, on se contente à présent d'une étude paramétrique pour l'évaluer. En effet, la concentration de gouttes formées est fonction de la constante de relaxation. Connaissant la concentration de gouttes sur les essais JETSER, une comparaison entre les valeurs numériques et expérimentales permettrait une estimation approximative de $C_{lc\to ld}$.

En faisant varier les valeurs de $C_{lc\to ld}$ entre 10^{-6} et 10^{-3}, la **Figure IX.13** montre une croissance de la quantité de masse totale transférée vers le champ de gouttes dispersé, ainsi que la fraction volumique moyenne du champ dispersé. $(\Gamma_{lc\to ld})_{totale}$ et $(\alpha_{ld})_{moyenne}$ sont calculées dans tout le domaine de calcul. D'après la partie VI**.2.2**, la fraction volumique évaluée expérimentalement à une distance équivalente à $\chi = 20.D_{buse}$ est de l'ordre de 3.10^{-4} pour la première configuration de jet. Ceci correspond à $C_{lc\to ld} = 1{,}5.10^{-5}$. En adoptant cette même valeur de la constante de relaxation pour la simulation de la deuxième configuration de jet ($Q_2 = 64\ m^3/h$), la fraction volumique $(\alpha_{ld})_{moyenne}$ calculée par la modélisation s'élève à $4{,}6.10^{-4}$. Qualitativement, ce résultat répond bien à la croissance du bilan de masse des gouttes observée expérimentalement lorsque la vitesse du jet augmente (**Tableau VI.3**). Cependant, la valeur de $(\alpha_{ld})_{moyenne}$ obtenue numériquement reste inférieure à celle évaluée lors des essais JETSER qui conduisent à mesurer une fraction volumique de l'ordre de 10^{-3} en moyenne à cette même distance.

La validation quantitative du modèle quant à la quantité de gouttes créées reste cependant à investir avec des simulations en 3D pour s'approcher au mieux des conditions expérimentales du jet. La constante de relaxation $C_{lc\to ld}$ utilisée pour calculer le volume global de la population de gouttes formées nécessite d'être évaluée plus finement, par exemple avec une approche théorique mécanistique, ou bien par une étude paramétrique approfondie sur des conditions d'écoulement variées. Pour une évaluation davantage précise, la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux peut se faire en considérant dans le domaine de calcul un volume autour du jet égal à celui intervenant dans les images-vidéos de JETSER (en conservant la même distance à l'interface du jet et la même profondeur du champ de vision DOF).

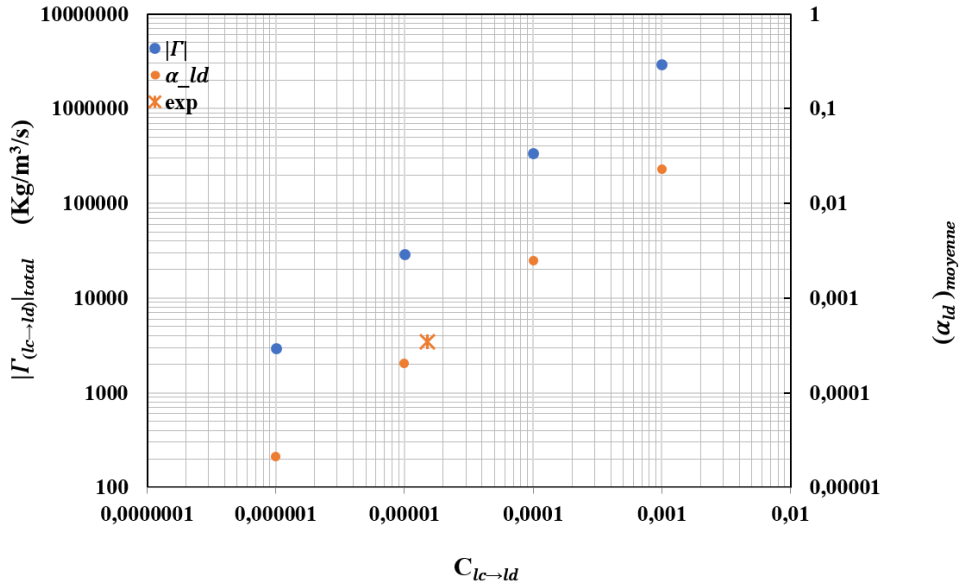


Figure IX.13. *$(\Gamma_{lc\to ld})_{totale}$ et $(\alpha_{ld})_{moyenne}$ calculées pour différentes valeurs de $C_{lc\to ld}$ dans les conditions de la 1ère configuration d'écoulement (Q_1 = 38 m³/h)*

IX.7. Bilan sur le développement de la modélisation et perspectives

Les premières évaluations présentées dans ce chapitre sur un écoulement synthétique de nappe fine en 2D montrent que le modèle de fragmentation primaire basé sur l'approche développée par (Saeedipour et al. 2016) et implémenté dans NEPTUNE_CFD est capable de bien appréhender les principales tendances physiques. La diminution de la taille des gouttes, ainsi que la croissance du bilan de masse créée dans le champ liquide dispersé, sont notamment correctement prédites. Un écart est noté sur la prédiction de la taille de gouttes en comparant les résultats de la simulation aux valeurs expérimentales. Cette comparaison quantitative ne peut pas à ce stade être concluante vu que l'écoulement simulé n'est pas physiquement représentatif d'un jet cylindrique en fragmentation. Néanmoins, une correction par un facteur multiplicatif compris entre 3 et 5 permet de retrouver les diamètres de Sauter calculés expérimentalement. Ce coefficient change d'un essai à l'autre selon les conditions de l'écoulement ; il est probablement une fonction des nombres adimensionnels caractéristiques de la fragmentation (Re et We). Pour aller plus loin, il faudrait simuler d'autres cas de jets afin d'expliciter la corrélation entre ce facteur et les conditions de l'écoulement.

Une modification de la modélisation de taille de gouttes a été proposée et se base sur une évaluation locale du diamètre des gouttes à partir de la relation validée expérimentalement et ajustée à partir du modèle de Wu (voir VI.**3**). Les résultats obtenus avec cette méthode reproduisent bien les diamètres mesurés expérimentalement et sont encourageants. Toutefois des développements et des validations complémentaires du modèle sont nécessaires pour se rapprocher des conditions réelles d'un jet liquide. La qualification devrait se faire par des

comparaisons détaillées entre les résultats numériques en 3D et les essais expérimentaux, dans des conditions de jets plus variées.

Outre le diamètre des gouttes, la qualification du modèle nécessite la validation du critère de fragmentation et du terme de transfert massique à l'interface. Ces deux éléments déterminent respectivement la distance depuis la sortie du jet à laquelle la fragmentation est initiée, ainsi que la concentration de gouttes formées. Par conséquent, il est important d'approfondir l'étude menée sur la constante de relaxation et la compléter par de futurs développements. La caractérisation expérimentale des jets par ombroscopie dans le Chapitre **VI** fournit des éléments importants et suffisants à cette qualification, notamment les fractions volumiques du champ dispersé calculées à différentes positions le long de l'axe du jet (voir **Tableau VI.3** et **Tableau VI.5**). Le nombre de gouttes par unité de volume peut ainsi être déduit, connaissant la taille des gouttes formées et α_{ld}.

De plus, il est important d'apporter les améliorations nécessaires à la modélisation du terme de transfert de la quantité de mouvement $\mathbf{M}_{lc\to ld}$ pour bien prendre en compte la vitesse de projection de la goutte au moment de sa création. La vitesse des gouttes et leur entraînement dans l'air environnant jouent en effet un rôle déterminant pour les transferts de masse et d'énergie (dans les phénomènes d'évaporation et d'oxydation par extrapolation au cas de sodium en combustion) et doivent être modélisés avec précision. Ceci permettra aussi d'évaluer la modélisation numérique des forces appliquées sur le champ dispersé (la force de traînée notamment) en se basant sur des comparaisons avec les mesures vélocimétriques réalisées dans le cadre des essais JETSER à plusieurs distances de la sortie de la buse.

D'autres voies d'amélioration sont encore à explorer. Il est important d'implémenter un modèle de collision entre les gouttes et la colonne liquide du jet par un transfert de masse du champ dispersé vers le champ liquide continu. De plus, des efforts de modélisation doivent aussi être menés afin d'intégrer une approche polydispersée (Mimouni, Benguigui, et al. 2017) qui prend en compte, grâce à des classes de tailles, la distribution de diamètres lors de la création des gouttes. Finalement, pour compléter la modélisation d'un écoulement de jet fragmenté, des modèles de coalescence et de fractionnement secondaire des gouttes devraient à la rigueur être implémentés à travers des termes de transfert entre les différentes classes de gouttes.

IX.8. Perspectives d'application au cas de jets de sodium et de couplage avec la combustion

L'objectif ultime de cette étude reste la modélisation de jets de sodium en combustion. Pour compléter le développement de la modélisation et prendre en compte les effets thermiques dus à la combustion du sodium, il est nécessaire d'intégrer la résolution de l'équation d'énergie. En particulier, un couplage des effets de la combustion avec le phénomène de fragmentation doit être pris en compte.

Or l'élévation de la température du sodium liquide due à la chaleur de la combustion modifie les propriétés physiques du sodium et impacte à la fois le critère de fragmentation et la taille des gouttes formées. Il sera alors nécessaire d'ajouter les lois de variation des propriétés physiques du sodium liquide en fonction de sa température (Sobolev 2010).

- la masse volumique en $[Kg.m^{-3}]$ pour $T(°K) \in [371; 1644]$:

  $\rho_{Na}(T) = 1010 - 0{,}2203 \times T - 1{,}92.10^{-5} \times T^2 + 5{,}63110^{-5} \times T^3$

- la tension superficielle en $[N.m^{-1}]$ pour $T(°K) \in [371; 1644]$:

  $\sigma_{Na}(\mathrm{T}) = [206{,}7 - 0{,}1(T - 273{,}15)]\,.10^{-3}$

- la capacité thermique en $[J.Kg^{-1}K^{-1}]$ pour $T(°K) \in [371; 1600]$:

  $C_p(T) = 1732 - 1{,}266 \times T + 1{,}031 \times T^2 - 2{,}369 \times T^3$

- la viscosité dynamique en $[Pa.s]$ pour $T(°K) \in [371; 1800]$:

  $ln\ \mu_{Na}(T) = 556{,}835 \times T^{-1} - 0{,}3958\ ln T - 6{,}4406$

- la conductivité thermique en $[W.m^{-1}K]$ pour $T(°K) \in [371; 1500]$:

  $\lambda_{Na}(T) = 118 - 0{,}0864 \times T + 2{,}2.10^{-5} \times T^2$

La réaction d'oxydation à l'interface du sodium liquide pourrait également altérer ses propriétés physiques. La couche d'oxyde qui se forme est néanmoins instable et ne s'accumule pas à la surface du jet et des gouttes en mouvement. Une étude de l'influence du degré d'oxydation sur la tension superficielle notamment serait alors nécessaire pour la fragmentation.

De plus, cette évolution de la modélisation vers le couplage de la fragmentation avec la combustion devrait aussi intégrer l'évaporation du sodium pour prendre en compte la diminution du diamètre des gouttes. Ceci est possible soit en introduisant un quatrième champ gazeux de sodium en vapeur, soit en considérant l'apparition de $Na_{(g)}$ dissous dans l'air à travers d'un terme source pour la création d'une fraction massique $Y_{Na_{(g)}}$ dans le champ gazeux environnant.

La prise en compte des réactions d'oxydation (à la surface du sodium liquide ou en phase vapeur) pourra être appréhendée dans le cadre de la simulation de la combustion de sodium et de ses conséquences dans un code de calcul dédié et s'appuyer directement sur la surface des gouttes de sodium liquide déterminée par le calcul de fragmentation du jet. Cette modélisation semble possible dans NEPTUNE_CFD. L'idée serait de résoudre une équation supplémentaire de bilan de matière (transport et consommation) de la fraction massique de

l'oxygène présent dans le champ d'air environnant. Compte tenu de la complexité du phénomène de combustion du jet de sodium, la confrontation avec de futurs essais de caractérisation de jets de sodium représente un enjeu important pour la validation de cette démarche de modélisation.

Chapitre X.
Conclusion et perspectives

Dans le cadre de son utilisation comme caloporteur, la limitation des risques liés à la forte réactivité chimique du sodium liquide (notamment son caractère très réducteur) représente un défi majeur pour le développement de la filière des RNR-Na. En cas de fuite accidentelle, le sodium liquide s'oxyde au contact de l'air et sa combustion potentielle est d'autant plus importante, que la surface du métal liquide en contact avec l'air est plus grande. Dans le cadre des études de sûreté, il est indispensable d'évaluer les conséquences (surpression par échauffement dans l'enceinte de confinement, rejet d'aérosols dans l'atmosphère) d'un tel scénario de feu de sodium en fonction des conditions de la fuite considérée. La surface d'échange entre le sodium et l'air est déterminante pour les transferts de matière (apport en oxygène) et de chaleur (liés à la combustion) et directement liée au degré de fragmentation du jet de sodium liquide éjecté à la brèche. Ce phénomène est généralement étudié à de très petites échelles (diamètre de jet inférieur au millimètre dans les injecteurs de moteurs). Cette étude s'intéresse au comportement de jets de plusieurs centimètres de diamètre représentatifs d'une rupture guillotine sur une tuyauterie principale de réacteur industriel. La démarche adoptée pour étudier et modéliser le phénomène de fragmentation de ce type de jets s'est déclinée en trois étapes.

Dans un premier temps, une étude expérimentale du comportement du jet a été menée avec de l'eau comme fluide simulant dans le but de déterminer l'état de fragmentation (taille et vitesse de gouttes, concentration de gouttes par unité de volume) en fonction des conditions d'éjection (diamètre de buse, débit/vitesse d'éjection, orientation du jet). Une trentaine d'essais ont été réalisés à l'aide d'un dispositif conçu spécialement pour cette étude. Equipé d'une caméra rapide et d'un rétro-éclairage de haute intensité lumineuse, le dispositif a permis de

.
caractériser le jet par ombroscopie en plusieurs positions le long de sa trajectoire. Les essais ont été réalisés avec des conditions d'éjection différentes (diamètres de buse variant entre 18, 44 et 110 mm - débit d'éjection entre 10 et 350 m^3/h - inclinaison du jet de 0°, $-30°$, $+30°$ et $+45°$).

Un programme de post-traitement automatisé des images vidéo a été développé sous Matlab en optimisant les méthodes mises en œuvre pour la détection des gouttes et de leurs contours, la mesure de leur vitesse de déplacement, leur dénombrement et la détermination de leur concentration dans l'atmosphère au voisinage du jet. Les caractéristiques utiles ont ainsi été déterminées pour chaque goutte détectée par analyse d'image et l'étude statistique sur toutes les gouttes analysées dans la vidéo a permis de déterminer les distributions de ces caractéristiques (diamètres et vitesses).

A partir de cet outil spécifique de post-traitement, les résultats de caractérisation des jets en eau ont été analysés et interprétés en distinguant deux catégories de jets : les jets tendus orientés vers le bas et les jets sous effet de courbure du fait de leur orientation ascendante ou horizontale en sortie de buse. Il a été observé que pour un jet donné, la taille et le nombre de gouttes augmentent progressivement avec la distance χ à la sortie de la buse. Le diamètre moyen de Sauter caractéristique de la population des gouttes croit en fonction de $\chi^{2/3}$. Quant à la vitesse initiale d'éjection U_{jet}, son augmentation a pour effet une production de gouttes plus petites et beaucoup plus nombreuses, conduisant à des surfaces d'échange très importantes. La première catégorie de jets tendus est bien représentée par le modèle de (Wu et al. 1992) élaboré pour décrire la fragmentation des jets turbulents en se basant sur des données expérimentales de jets verticaux descendants. D'une manière plus précise, ce modèle permet de prédire le diamètre de Sauter de la population des gouttes issues de la fragmentation primaire en fonction des conditions initiales du jet et de la distance à la buse d'éjection. Un ajustement des constantes de ce modèle de l'ordre de 30% est alors proposé pour mieux représenter la gamme de jets plus larges étudiée ici. L'analyse distincte des deux familles de jets a permis de souligner un léger écart à ce modèle observé pour la seconde famille de jets incurvés. De premières pistes d'interprétation sont proposées en tenant compte de l'effet de la force de gravité qui, selon l'inclinaison du jet, favorise ou bien limite la formation des gouttes. En particulier, dans les zones du jet où la trajectoire est gouvernée par la gravité, cette force joue un rôle assistant à l'étirement des ligaments conduisant ainsi à la formation de gouttes plus petites.

En perspective, pour une analyse plus approfondie du mécanisme de formation des gouttes, de futures études pourront s'intéresser à la caractérisation puis la modélisation de la rupture des ligaments précurseurs des gouttes primaires. En effet, les structures ligamentaires formées en surface de la colonne liquide jouent un rôle prépondérant. Un algorithme de traitement d'image utilisant les opérations morphologiques a été élaboré afin de repérer et isoler automatiquement les ligaments accrochés à la colonne liquide du jet sur les images enregistrées des jets en eau étudiés. Cet outil pourrait être utilisé et éventuellement complété par l'approche

multi-échelles de (Dumouchel et al. 2015) qui permet l'évaluation de la forme géométrique du ligament et de son évolution temporelle.

La seconde partie de ce travail a permis de fonder les bases de la modélisation et de la simulation numérique de la fragmentation des jets de sodium liquides. Après une analyse bibliographique des différents modèles de fragmentation primaire décrits dans la littérature, le choix s'est tourné vers le modèle de (Saeedipour et al. 2016) qui a été adapté et implémenté dans le code de calcul multiphasique NEPTUNE_CFD. Pour cette première approche, l'hypothèse d'un écoulement isotherme a été retenue pour simuler les essais de jets réalisés en eau. La simulation du comportement du jet liquide s'est basée alors sur un système à trois champs : liquide continu (colonne liquide du jet), gaz continu (air environnant) et liquide dispersé (champ de gouttes). Les lois de fermeture sont détaillées pour chaque champ, ainsi que les termes de transfert à l'interface entre les champs. La fragmentation primaire se traduit dans cette approche par un transfert de masse entre la phase liquide continue vers la phase dispersée. Un critère de création de gouttes basé sur un bilan d'énergies dans les cellules interfaciales est utilisé. Le calcul de diamètre des gouttes à partir de l'échelle de Taylor locale, comme suggéré dans le modèle, a été testé.

Des simulations en 2D d'un écoulement de nappe fine dans des conditions de débits différents ont servi de premières qualifications du modèle. Le modèle reproduit correctement les tendances qualitatives observées sur la taille de gouttes formées et leur concentration. En effet, avec la croissance du débit d'éjection, le diamètre des gouttes dans le champ dispersé créé diminue et leur densité de population augmente. Du point de vue quantitatif, les comparaisons avec les résultats expérimentaux ont montré une sous-estimation des tailles de gouttes calculées (d'un facteur compris entre 3 et 5) par rapport à celles observées expérimentalement. Néanmoins, l'évolution de la taille des gouttes en fonction de la distance parcourue depuis l'éjection présente une allure semblable à celle déterminée par les essais expérimentaux. Une modification de la modélisation du diamètre qui reprend la relation ajustée expérimentalement de (Wu et al. 1992) a été alors proposée.

En perspective, plusieurs axes d'amélioration de la modélisation et de l'outil de simulation peuvent être envisagés. Des calculs en 3D sont en effet nécessaires pour évaluer la qualité de simulation des caractéristiques des gouttes (taille, vitesse, concentration) dans des conditions de calcul plus représentatives capables de traiter les effets asymétriques des écoulements de jets non verticaux. Les mesures de taille et de concentration de gouttes réalisées sur les essais JETSER seront de grande utilité pour la comparaison et la validation du modèle numérique. De futures études pourront aussi s'intéresser à l'utilisation d'une approche polydispersée (Foissac 2011) pour le champ dispersé afin de prendre en compte la distribution granulométrique des gouttes. Une idée serait d'appliquer une pondération statistique respectant la loi log-normale aux diamètres attribués aux différentes classes de taille créées par transfert de masse. En outre, il serait intéressant aussi de modéliser la fragmentation secondaire en se basant sur le nombre de Weber gazeux calculé pour une classe de gouttes. Bien que ce

.
phénomène ne soit théoriquement pas mis en jeu dans les conditions de jets étudiées, l'implémentation de ce modèle pourra être utile à la simulation de conditions plus diverses. La rupture d'une goutte en gouttes filles se traduirait dans ce cas par le passage d'une classe de tailles à une autre. Enfin, pour compléter le développement de la modélisation, il sera nécessaire d'intégrer la résolution de l'équation d'énergie pour prendre en compte les effets thermiques dus à la combustion du sodium sur le phénomène de fragmentation.

Enfin, pour la troisième étape de la démarche dédiée à l'application aux jets de sodium, des expérimentations ont été préparées avec un organisme partenaire et sont prévues prochainement. La définition du dispositif expérimental et des équipements de caractérisation (également par ombroscopie mais avec des matériels différents adaptés aux conditions des jets de sodium et à la luminosité de la flamme de sodium) a été complétée mais les essais n'ont pas pu être menés dans le cadre de la thèse. Le programme expérimental prévoit des essais de jets de sodium sous atmosphère inerte (azote) dans le but de valider la cohérence des résultats obtenus lors des essais en eau et d'adapter le modèle de fragmentation au cas du sodium. Des expériences isolées dans des conditions réelles de feu de sodium en jet (sous air) mais à très faible débit d'éjection sont également envisagées pour vérifier le couplage avec le phénomène de combustion et valider le modèle de fragmentation couplé à la combustion.

Bibliographie

Adrian, R. J., et J. Westerweel. 2011. *Particle Image Velocimetry*. Cambridge University Press.

Aggarwal, S. K. 2014. « Single droplet ignition: Theoretical analyses and experimental findings ». *Progress in Energy and Combustion Science* 45:79-107.

Anantha Narayanan, R., V. Subramanian, P. Sahoo, J. Misra, A. Kumar, R. Baskaran, B. Venkatraman, et N. Murali. 2015. « Experimental investigations on carbonation of sodium aerosol generated from sodium fire in the context of fast reactor safety ». *Annals of Nuclear Energy* 80:188-94.

Archambeau, F., N. Méchitoua, et M. Sakiz. 2004. « Code Saturne: A Finite Volume Code for the computation of turbulent incompressible flows - Industrial Applications ». *International Journal on Finite Volumes* 1(1).

Ashgriz, N., éd. 2011. *Handbook of Atomization and Sprays: Theory and Applications*. New York, NY: Springer.

Auton, T. R., J. C. R. Hunt, et M. Prud'Homme. 1988. « The force exerted on a body in inviscid unsteady non-uniform rotational flow ». *Journal of Fluid Mechanics* 197:241-57.

Bae, J. H., D. H. Ahn, Y. C. Kim, et M. Cho. 1994. « An experimental study on the characteristics of sodium fires ». *Journal of the Korean Nuclear Society* 26(4):471-83.

Baurmash, L., et al. 1973. *Summary Report for Laboratory Experiments on Sodium Fires*. TR-707-130-007. Atomics International.

Beau, P. A. 2006. « Modélisation de l'atomisation d'un jet liquide - Application aux sprays Diesel ». Université de Rouen.

Bergwerk, W. 1959. « Flow Pattern in Diesel Nozzle Spray Holes ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 173(1):655-60.

Blaisot, J. B., et J. Yon. 2005. « Droplet size and morphology characterization for dense sprays by image processing: application to the Diesel spray ». *Experiments in Fluids* 39(6):977-94.

Blokkeel, G., B. Barbeau, et R. Borghi. 2003. *A 3D Eulerian Model to Improve the Primary Breakup of Atomizing Jet*. *SAE Technical Paper*. 2003-01-0005. Warrendale, PA, USA: SAE International.

Brackbill, J. U., D. B. Kothe, et C. Zemach. 1992. « A continuum method for modeling surface tension ». *Journal of Computational Physics* 100(2):335-54.

Brodkey, R. S. 1967. *The phenomena of fluid motions*. Reading, Mass. : Addison-Wesley Pub. Co.

CEA/DEN. 2016. *Sodium-Cooled Nuclear Reactors*. CEA Saclay, Le Moniteur. Paris.

Charpenel, J., et W. Cherdron. 1985b. « Thermodynamic consequences of sodium spray fires in closed containments. Part 2 - Calculations with PULSAR ».

Chaves, H., B. Mulhem, et F. Obermeier. 1999. « Comparison of high speed stroboscopic pictures of spray structures of a Diesel spray with numerical calculations based on a convective instability theory ». ILASS-Europe.

Cherdron, W., et J. Charpenel. 1985a. *Thermodynamic consequences of sodium spray fires in closed containments. Part 1 - Experiments*. KFK-3829. Allemagne: Kernforschungszentrum Karlsruhe G.m.b.H.

Cherdron, W., S. Jordan, et W. Lindner. 1984. « Sodium Fire Particles--Chemical Transformation and Properties. » *Liquid Metal Engineering and Technology.* 2:287-90.

Cherdron, W., et W. Schuetz. 1993. *Large-scale fauna experiments on the interaction of sodium, concrete and steel*. Allemagne: INFORUM Verl.

Chesnel, J., T. Menard, J. Reveillon, et F. X. Demoulin. 2011. « Subgrid Analysis of Liquid Jet Atomization ». *Atomization and Sprays* 21(1):41-67.

Chigier, N., et R. D. Reitz. 1996. « Regimes of Jet Breakup and Breakup Mechanisms (Physical Aspects) ». P. 109-35 in *Recent Advances in Spray Combustion: Spray Atomization and Drop Burning Phenomena*, *Progress in Astronautics and Aeronautics*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.

Clark, A. J., et M. R. Denman. 2016b. *CONTAIN-LMR Sodium Fire Benchmarking*. SAND2016-6145PE. USA: Sandai National Laboratories.

Clark, A. J., et M. R. Denman. 2016a. *Sodium Spray Fire Simulations using CONTAIN-LMR*. SAND2016-5407C. USA: Sandia National Laboratories.

Clift, R., J. R. Grace, et M. E. Weber. 1978. *Bubbles, drops, and particles*. New York: Academic Press.

Dai, Z., W. H. Chou, et G. M. Faeth. 1998. « Drop Formation Due to Turbulent Primary Breakup at the Free Surface of Plane Liquid Wall Jets ». *Physics of Fluids* 10(5):1147-57.

Davies, E. R. 2018. « Chapter 5 - Edge Detection ». P. 119-45 in *Computer Vision - Principles, Algorithms, Applications, Learning (5th Edition)*. Academic Press.

Desjardins, O., et H. Pitsch. 2010. « Detailed numerical investigation of turbulent atomization of liquid jets ». *Atomization and Sprays* 20(4):311-36.

Dumouchel, C. 2008. « On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams ». *Experiments in Fluids* 45(3):371-422.

Dumouchel, C., J. B. Blaisot, E. Bouche, T. Ménard, et T. T. Vu. 2015. « Multi-scale analysis of atomizing liquid ligaments ». *International Journal of Multiphase Flow* 73:251-63.

Elhimer, M. 2012. « The dynamics of neutrally buoyant particles in isotropic turbulence : an experimental study ». Université de Toulouse.

Faeth, G. M., L. P. Hsiang, et P. K. Wu. 1995. « Structure and breakup properties of sprays ». *International Journal of Multiphase Flow* 21:99-127.

Fedkiw, R. P. 2001. « The Ghost Fluid Method for Numerical Treatment of Discontinuities and Interfaces ». P. 309-17 in *Godunov Methods: Theory and Applications*, édité par E. F. Toro. Boston, MA: Springer US.

Felis-Carrasco, F. 2017. « Atomization and dispersion of a liquid jet : numerical and experimental approaches ». Ecole Centrale Marseille.

Fleau, S. 2017. « Multifield approach and interface locating method for two-phase flows in nuclear power plant ». Université Paris-Est.

Foissac, A. 2011. « Modélisation des interactions entre gouttes en environnement hostile ». Université Paris 6.

Freudenstein, K. F. 1989. *Effects of sodium fires on structures and materials Practical experience with sodium leakage accidents*. *IAEA*. IWGFR-67. Allemagne: INERATOM.

Fuster, D., A. Bagué, T. Boeck, L. Le Moyne, A. Leboissetier, S. Popinet, P. Ray, R. Scardovelli, et S. Zaleski. 2009. « Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method ». *International Journal of Multiphase Flow* 35(6):550-65.

GIF. 2002. *A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems*. GIF-002-00, 859029. DOENE (USDOE Office of Nuclear Energy, Science and Technology (NE)).

Gong, C., M. Yang, C. Kang, et Y. Wang. 2016. « The Acquisition and Measurement of Surface Waves of High-Speed Liquid Jets ». *Journal of Visualization* 19(2):211-24.

Gosselin, V. G. 2019. « Etude expérimentale de la formation d'un spray à partir d'un film liquide annulaire cisaillé ». These de doctorat, INPT, Université de Toulouse.

Guildenbecher, D. R., C. López-Rivera, et P. E. Sojka. 2009. « Secondary atomization ». *Experiments in Fluids* 46(3):371.

Herrmann, M. 2010. « A Parallel Eulerian Interface Tracking/Lagrangian Point Particle Multi-Scale Coupling Procedure ». *Journal of Computational Physics* 229(3):745-59.

Hinze, J. O. 1955. « Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes ». *AIChE Journal* 1(3):289-95.

Homayonifar, P., R. Babaei, E. Attar, S. Shahinfar, et P. Davami. 2008. « Numerical modeling of splashing and air entrapment in high-pressure die casting ». *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology* 39(3):219-28.

Hsiang, L. P., et G. M. Faeth. 1993. « Drop properties after secondary breakup ». *International Journal of Multiphase Flow* 19(5):721-35.

IEA. 2019. *Nuclear Power in a Clean Energy System – Analysis*. Paris: International Energy Agency.

Image Toolbox. 2019b. *MATLAB*. Massachusetts, USA: The MathWorks Inc.

Ishii, M. 1975. *Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-phase Flow*. Eyrolles, University of Michigan.

Jarrahbashi, D., W. A. Sirignano, P. P. Popov, et F. Hussain. 2016. « Early spray development at high gas density: Hole, ligament and bridge formations ».

JCGM/WG 1. 2008. *Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement*. Working Group 1 of the Joint Committee for Guides in Metrology.

Jie, He, W. Jingjing, L. Xiumei, L. Beibei, L. Wei, G. Ming, X. Yongwei, C. Zonghang, et M. Jichao. 2019. « Investigation on Surface Wave Characteristic of Water Jet ». *Mathematical Problems in Engineering*.

Kadem, N. 2005. « Atomisation du jet d'un canon d'irrigation : modélisation eulérienne et validation ». Université de la Méditerranée Aix-Marseille II.

Kékesi, T., G. Amberg, et L. Prahl Wittberg. 2014. « Drop deformation and breakup ». *International Journal of Multiphase Flow* 66:1-10.

Kolakkadan, M., M. Santhanam, et F. Parida. 2014. « Studies on Hot Liquid Sodium and Concrete Interactions in Fast Breeder Reactors ».

Koontz, R. L., R. P. Johnson, C. T. Nelson, L. Baurmash, J. E. Granger, H. Hopenfeld, M. Silberberg, D. F. Hausknecht, E. U. Vaughn, et M. A. Greenfield. 1970. *Quarterly technical progress report LMFBR safety programs*. AI-AEC-12979. USA: Atomics International.

Lallemand, A. 2000. « Écoulement des fluides - Analyse dimensionnelle. Similitude ».

Landini, G., D. A. Randell, S. Fouad, et A. Galton. 2017. « Automatic thresholding from the gradients of region boundaries ». *Journal of Microscopy* 265(2):185-95.

Lang, R. J. 1962. « Ultrasonic Atomization of Liquids ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 34(1):6-8.

Latge, C. 2016. « Marcalina powder used to manage sodium fires ». *Clefs CEA* (63):45-46.

Laufer, J. 1954. « The structure of turbulence in fully developed pipe flow ».

Le Saux, W., J. C. Malet, et M. Barthez. 1996. *Experimental study of sodium jet fires with high flow rates*. IWGFR-92. France: Institut de Protection et de Sûreté Nucléaire.

Lebas, R. 2007. « Modélisation Eulérienne de l'Atomisation Haute Pression. Influences sur la vaporisation et la combustion induite ». Université de Rouen.

Lebel, L. S., et N. Girault. 2017. « Learning from 1970 and 1980-Era Sodium Fire Experiments ». Yekaterinburg, Russie.

Lebel, L. S., et N. Girault. 2018. « New developments in modeling sodium spray fires with ASTEC-Na ». *Annals of Nuclear Energy* 119:23-35.

Leroux, S. 1996. « Stabilité d'un jet cylindrique - influence des fortes pressions ambiantes ». Université de Rouen.

Ling, Y., S. Zaleski, et R. Scardovelli. 2015. « Multiscale simulation of atomization with small droplets represented by a Lagrangian point-particle model ». *International Journal of Multiphase Flow* 76:122-43.

Makino, A., et H. Fukada. 2005b. « Combustion behavior of a falling sodium droplet: Burning rate-constant and drag coefficient ». *Heat Transfer Asian Research* 34(7):481–495.

Makino, A., et H. Fukada. 2005a. « Ignition and combustion of a falling, single sodium droplet ». *Proceedings of the Combustion Institute* 30(2):2047-54.

Mansour, A., et N. Chigier. 1994. « Turbulence characteristics in cylindrical liquid jets ». *Physics of Fluids* 6(10):3380-91.

Marmottant, P., et E. Villermaux. 2003. « Atomisation primaire dans les jets coaxiaux ». *Combustion* 2(2):89-125.

Marmottant, P., et E. Villermaux. 2004. « Fragmentation of stretched liquid ligaments ». *Physics Of Fluids* 16(8):2732-41.

Mathe, E. 2014. « Comportement des radiocontaminants dans les confinements d'un réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium en situation accidentelle ». Université Lille 1 Sciences et Technologie.

Mayer, W. O. H., et R. Branam. 2004. « Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet ». *Experiments in Fluids* 36:528–539.

Ménard, T., S. Tanguy, et A. Berlemont. 2007. « Coupling Level Set/VOF/Ghost Fluid Methods: Validation and Application to 3D Simulation of the Primary Break-up of a Liquid Jet ». *International Journal of Multiphase Flow* 33(5):510-24.

Miesse, C. C. 1955. « Correlation of Experimental Data on the Disintegration of Liquid Jets.pdf ». *Industrial and Engineering Chemistry* 47(9):1690-1701.

Mikami, H., A. Shono, et H. Hiroi. 1996. *Sodium leak at Monju (I): Cause and consequences*.

Mimouni, S., F. Archambeau, M. Boucker, J. Laviéville, et C. Morel. 2010a. « A second order turbulence model based on a Reynolds stress approach for two-phase boiling flow and application to fuel assembly analysis ». *Nuclear Engineering and Design* 240:2225–2232.

Mimouni, S., F. Archambeau, M. Boucker, J. Laviéville, et C. Morel. 2010b. « A second order turbulence model based on a Reynolds Stress approach for two-phase boiling flow. Part 1: Application to the ASU annular channel case ». *Nuclear Engineering and Design* 240(9):2233-43.

Mimouni, S., W. Benguigui, S. Fleau, A. Foissac, M. Guingo, M. Hassanaly, J. Lavieville, J. Malet, N. Méchitoua, N. Mérigoux, et S. Vincent. 2017. « Dispersed Two-Phase Flow Modelling for Nuclear Safety in the NEPTUNE_CFD Code ». *Science and Technology of Nuclear Installations*.

Mimouni, S., S. Fleau, et S. Vincent. 2017. « CFD Calculations of Flow Pattern Maps and LES of Multiphase Flows ». *Nuclear Engineering and Design* 321:118-31.

Morewitz, H. A., R. P. Johnson, et C. T. Nelson. 1977. « Experiments on sodium fires and their aerosols ». *Nuclear Engineering and Design* 42(1):123-35.

Mugele, R. A., et H. D. Evans. 1951. « Droplet Size Distribution in Sprays ». *Industrial & Engineering Chemistry* 43(6):1317-24.

Murata, K. K., D. E. Carroll, K. D. Bergeron, et G. D. Valdez. 1993. *CONTAIN LMR/1B-Mod.1, A Computer Code for Containment Analysis of Accidents in Liquid-Metal-Cooled Nuclear Reactors*. SAND-91-1490. Sandia National Labs., Albuquerque, NM (United States).

Muthu Saravanan, S., P. Mangarjuna Rao, B. K. Nashine, P. Selvaraj, et P. Chellapandi. 2016. « NAFCON-SF: A sodium spray fire code for evaluating thermal consequences in SFR containment ». *Annals of Nuclear Energy* 90:389-409.

Naumann, Z., et L. Schiller. 1935. « A drag coefficient correlation ». *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure* 77:318-23.

NEA-OECD. 2011. *Experimental facilities for sodium fast reactor safety studies - Task Group on Advanced Reactor Experimental Facilities (TAREF)*. France: Organisation for Economic Cooperation and Development - Nuclear Energy Agency.

Newman, R. N. 1983. « The ignition and burning behaviour of sodium metal in air ». *Progress in Nuclear Energy* 12(2):119-47.

Nukiyama, S., et Y. Tanasawa. 1939. « An experiment on the atomization of liquid (3rd Report, On the distribution of the size of droplets) ». *Transactions of the Japan Society Mechanical Engineers* 5(1):131-35.

Olivier, T. J., T. K. Blanchat, V. G. Figueroa, et J. C. Hewson. 2010. *Metal Fires and Their Implications for Advance Reactors Part 3: Experimental and Modeling Results*. SAND2010-7113. USA: Sandia National Laboratories.

Olsson, E., et G. Kreiss. 2005. « A conservative level set method for two phase flow ». *Journal of Computational Physics* 210:225–246.

Osher, S., et J. A. Sethian. 1988. « Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations ». *Journal of Computational Physics* 79(1):12-49.

Otsu, Nobuyuki. 1979. « A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms ». *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics* 9(1):62-66.

Pal, N. R., et S. K. Pal. 1989. « Entropic thresholding ». *Signal Processing* 16(2):97-108.

Patankar, S. V., et D. B. Spalding. 1983. « A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows ». P. 54-73 in *Numerical prediction of flow, heat transfer, turbulence and combustion*. Elsevier.

Pilch, M., et C. A. Erdman. 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):741-57.

Pope, S. B. 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press.

Rabaud, Marc, et Olivier Tramis. 2011. « Formes d'un jet liquide sortant d'un tube horizontal ». Besançon.

Ranz, W. E. 1958. « Some Experiments on Orifice Sprays ». *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 36(4):175-81.

Rao Kumar, D. C., S. Karmakar, et S. Basu. 2017. « Atomization characteristics and instabilities in the combustion of multi-component fuel droplets with high volatility differential ». *Scientific Reports* 7(1):1-15.

Rayleigh, L. 1879. « On the Capillary Phenomena of Jets ». *Proceedings of the Royal Society of London* 29:71-97.

Reitz, R. D. 1978. « Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet ». Princeton University.

Reitz, R. D. 1987. « Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays ». *Atomisation Spray Technology* 3:309-37.

Reitz, R. D., et R. Diwakar. 1987. *Structure of High-Pressure Fuel Sprays*. 870598. SAE International.

Rigollet-Pichon, L., et J. C. Malet. 1996. *The modelling of sodium jet fires in a global computer code*. France: Institut de Protection et de Sûreté Nucléaire.

Rizk, N. K., et A. H. Lefebvre. 1982. « Airblast Atomization: Studies on Drop-Size Distribution ». *Journal of Energy* 6(5):323-27.

Rodriguez, G. 2004. *Le caloporteur sodium*. BN3680 v1. Techniques de l'ingénieur.

Rupe, J. H. 1962. *On the Dynamic Characteristics of Free-Liquid Jets and a Partial Correlation with Orifice Geometry*. *Technical report*. 32-207. USA: Jet Propulsion Laboratory - California Institute of Technology.

Russ, J. C., et J. C. Russ. 1987. « Automatic Discrimination of Features in Grey-Scale Images ». *Journal of Microscopy* 148(3):263-77.

Saeedipour, M., S. Pirker, S. Bozorgi, et S. Schneiderbauer. 2016. « An Eulerian–Lagrangian hybrid model for the coarse-grid simulation of turbulent liquid jet breakup ». *International Journal of Multiphase Flow* 82:17-26.

Saeedipour, M., S. Schneiderbauer, G. Plohl, G. Brenn, et S. Pirker. 2017. « Multiscale simulations and experiments on water jet atomization ». *International Journal of Multiphase Flow* 95:71-83.

Sallam, K. A., Z. Dai, et G. M. Faeth. 2002. « Liquid Breakup at the Surface of Turbulent Round Liquid Jets in Still Gases ». *Intrenational Journal For Numerical Methods In Fluids* (28):427-49.

Sallam, K. A., et G. M. Faeth. 2003. « Surface Properties During Primary Breakup of Turbulent Liquid Jets in Still Air ». *AIAA Journal* 41(8):1514-24.

Scholtyssek, W., et K. K. Murata. 1993. « Sodium spray and jet fire model development within the CONTAIN-LMR code ». Pittsburgh, PA (USA).

Sezgin, M., et B. Sankur. 2004. « Survey over image thresholding techniques and quantitative performance evaluation ». *Journal of Electronic Imaging* 13(1):146-66.

Shinjo, J. 2018. « Recent Advances in Computational Modeling of Primary Atomization of Liquid Fuel Sprays ». *Energies* 11(11):2971.

Shinjo, J., et A. Umemura. 2010. « Simulation of liquid jet primary breakup: Dynamics of ligament and droplet formation ». *International Journal of Multiphase Flow* 36:513-32.

Shinjo, J., et A. Umemura. 2011. « Surface instability and primary atomization characteristics of straight liquid jet sprays ». *International Journal of Multiphase Flow* 37:1294-1304.

Shinjo, J., J. Xia, et A. Umemura. 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.

Shire, P. R. 1977. *SPRAY code user's report*. HEDL-TME--76-94. Hanford Engineering Development Lab.

Simmons, H. C. 1977. « The Correlation of Drop-Size Distribution in Fuel Nozzle Sprays ». *Journal of Engineering for Power* 309-14.

Sobolev, V. 2010. *Database of thermophysical properties of liquid metal coolants for GEN-IV*. BLG-1069. Belgique: SCK•CEN.

Soille, P. 1999. *Morphological Image Analysis: Principles and Applications*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag.

Sowa, W. A. 1992. « Interpreting Mean Drop Diameters Using Distribution Moments ». *Atomization and Sprays* 2(1).

Spalding, D. B. 1955. *Some fundamentals of combustion*. London: Butterworths Scientific.

Speziale, C. G., S. Sarkar, et T. B. Gatski. 1991. « Modelling the pressure–strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach ». *Journal of Fluid Mechanics* 227:245-72.

Stahl, M., M. Gnirß, N. Damaschke, et C. Tropea. 2005. « Laser Doppler measurements of nozzle flow and optical characterisation of the generated spray ». *ILASS-2005, Orleans, France*.

Sterling, A. M., et C. A. Sleicher. 1975. « The Instability of Capillary Jets ». *Journal of Fluid Mechanics* 68(3):477-95.

Stevenin, C. 2012. « Étude de l'atomisation d'un jet d'eau haute vitesse : Application à l'irrigation par aspersion et à la pulvérisation ». École Centrale Marseille.

Strubelj, L. 2009. « Numerical simulations of stratified two-phase flows with twofluid model and interface sharpening ». University of Ljublana.

Tanguy, S. 2004. « Développement d'une méthode de suivi d'interface. Applications aux écoulements diphasiques ». Université de Rouen.

Tomar, G., D. Fuster, S. Zaleski, et S. Popinet. 2010. « Multiscale Simulations of Primary Atomization ». *Computers & Fluids* 39(10):1864-74.

Tsai, S. S. 1980. *NACOM code for analysis of postulated sodium spray fires in LMFBRs*. NUREG/CR-1405; BNL-NUREG-51180. Brookhaven National Lab., Upton, NY (USA).

Umemura, A. 2015. « Turbulent atomization subgrid model for two-phase flow large eddy simulation (theoretical development) ». *Combustion and Flame* 165.

Umemura, A., J. Osaka, J. Shinjo, Y. Nakamura, S. Matsumoto, M. Kikuchi, T. Taguchi, H. Ohkuma, T. Dohkojima, T. Shimaoka, T. Sone, H. Nakagami, et W. Ono. 2020. « Coherent Capillary Wave Structure Revealed by ISS Experiments for Spontaneous Nozzle Jet Disintegration ». *Microgravity Science and Technology*.

Umemura, A., et J. Shinjo. 2018. « Detailed SGS atomization model and its implementation to two-phase flow LES ». *Combustion and Flame* 195:232-52.

Unverdi, S. O., et G. Tryggvason. 1992. « A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows ». *Journal of Computational Physics* 100(1):25-37.

Vallet, A., A. Burluka, et R. Borghi. 2001. « Development of a Eulerian model for the "Atomization" of a liquid jet ». *Atomization and Sprays* 11.

Varet, T., B. Leroy, M. Barthez, et J. C. Malet. 1996. *A numerical approach for the study of large sodium spray fires and its application for SPX1*. IWGFR-92. International Atomic Energy Agency (IAEA).

Vesilind, P. A. 1980. « The Rosin-Rammler particle size distribution ». *Resource Recovery and Conservation* 5(3):275-77.

Weber, C. 1931. « Zum zerfall eines flüssigkeitsstrahles ». *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 11(2):136-54.

Whitaker, S. 2013. *The method of volume averaging*. Vol. 13. Springer Science & Business Media.

Wu, K. J., R. D. Reitz, et F. V. Bracco. 1986. « Measurement of drop size at spray edge near the nozzle in atomizing liquid Jets ». *The Physics of Fluids* 29(4):941-51.

Wu, P. K., et G. M. Faeth. 1993. « Aerodynamic effects on primary breakup of turbulent liquids ». *Proceedings of the 31st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*.

Wu, P. K., G. Ruff, et G. Faeth. 1991. « Primary breakup in liquid/gas mixing layers ». in *29th Aerospace Sciences Meeting*, *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.

Wu, P. K., L. K. Tseng, et G. M. Faeth. 1992. « Primary breakup in gas/liquid mixing layers for turbulent liquids ». *At. Sprays*, 295-317.

Yamaguchi, A., et Y. Tajima. 2003. « Validation study of computer code sphincs for sodium fire safety evaluation of fast reactor ». *Nuclear Engineering and Design* 219(1):19-34.

Zandian, A., W. A. Sirignano, et F. Hussain. 2018. « Understanding liquid-jet atomization cascades via vortex dynamics ». *Journal of Fluid Mechanics* 843:293-354.

Zhang, Y. J. 2006. « An Overview of Image and Video Segmentation in the Last 40 Years ». in *Advances in Image and Video Segmentation*. IRM Press.

Résumé

Dans le cadre du développement des réacteurs nucléaires refroidis au sodium, la maîtrise des risques liés à la réactivité chimique de ce caloporteur représente un enjeu important pour les analyses de sûreté de ce type de réacteurs. En particulier, l'inflammabilité du sodium liquide au contact de l'air nécessite d'évaluer les conséquences d'un feu de sodium occasionné par une fuite accidentelle. Dans le cas d'un feu pulvérisé, la fragmentation du jet de sodium sous forme de gouttelettes conduit à des surfaces d'échange très importantes et propices à la combustion. Les conséquences d'un feu de sodium sont alors d'autant plus graves que le degré de fragmentation et la surface de contact avec l'air sont importants. L'objectif principal de cette thèse a donc été d'étudier la fragmentation de jets liquides dans des scénarios de fuite représentatifs des réacteurs industriels et de caractériser les gouttes produites afin de développer une modélisation du phénomène. Une étude expérimentale utilisant la technique d'ombroscopie a permis de caractériser la fragmentation de jets liquides en utilisant l'eau comme fluide simulant. Des méthodes de traitement d'image ont été mises au point au cours de la thèse pour mesurer les distributions de taille, de vitesse et les concentrations de gouttes en fonction des conditions d'éjection (diamètre de buse, débit/vitesse d'éjection, orientation du jet) et en différentes positions le long du jet. L'analyse des mesures expérimentales a validé un modèle basé sur l'analyse de la turbulence pour prédire la taille des gouttes primaires d'une manière satisfaisante et en conformité avec les études de sensibilité menées expérimentalement. En outre, un modèle de fragmentation primaire a été implémenté dans le code de calculs multiphasique NEPTUNE-CFD en définissant un critère de création de gouttes basé sur le bilan d'énergies dans les mailles interfaciales, ainsi que le terme source de transfert de masse de la phase liquide continue vers le champ de gouttes dispersées. De premières comparaisons entre les essais expérimentaux et des calculs en 2D confirment la cohérence de la simulation avec les tendances d'évolution observées expérimentalement. De plus, la transposition de l'étude au cas du sodium a été initiée en définissant les conditions d'un programme expérimental.

Abstract

In the framework of Sodium-cooled Fast Reactor developing project, the control of risks related to the chemical reactivity of sodium represents a major challenge for safety analyses. In particular, the flammability of liquid sodium in contact with air requires the assessment of sodium fire consequences due to an accidental leak. In the case of a pulverized fire, the fragmentation of the sodium jet into droplets leads to very large exchange surfaces which enhance combustion. The consequences of a sodium fire are then all the more serious as the degree of fragmentation and the contact surface with air are important. The main objective of this thesis was therefore to study the fragmentation of liquid jets in leak scenarios on the main cooling circuits of an SFR and to characterize the drops produced by jet atomization. An experimental study using shadowgraph technique allowed to characterize the fragmentation of liquid jets using water as simulant fluid. Image processing methods were developed during the thesis to measure the size, velocity and concentration distributions of drops as a function of the ejection conditions (nozzle diameter, ejection rate/velocity, jet orientation) at different positions along the jet. Analysis of the experimental measurements successfully validated a model based on turbulence analysis to predict primary drop size with respect to the jet conditions at the break exit. In addition, a primary fragmentation model was implemented in the NEPTUNE-CFD multiphase CFD code by introducing a droplet breakup criterion based on the energy balance in the interfacial cells, as well as the source term for mass transfer from the continuous liquid phase to the dispersed field of droplets. First comparisons between experimental tests and 2D calculations confirm the consistency of the simulation with the evolution trends observed experimentally. Moreover, the transposition of the study to the case of sodium was initiated by defining the sodium jet conditions of a future experimental program.