

---

# Étude numérique de l'injection d'eau pour la réduction du bruit de jet de lanceurs spatiaux

---

## THÈSE

Présentée et soutenue publiquement le 31/01/2023

pour l'obtention du

Doctorat de l'École Centrale de Lyon membre de l'Université de  
Lyon

Spécialité : mécanique des fluides

par

Valentin MORIN

### Composition du jury

<i>Directeur de Thèse</i> :	M.	Christophe	BOGEY	École Centrale de Lyon
<i>Rapporteurs</i> :	M.	Fabien	ANSELMET	École Centrale de Marseille
	M.	François-Xavier	DEMOULIN	CNRS Université de Rouen
<i>Présidente du jury</i> :	Mme	Eva	DORIGNAC	CNRS Université de Poitiers
<i>Examineurs</i> :	M.	Davide	ZUZIO	ONERA
	M.	Julien	TROYES	ONERA
<i>Invité</i> :	M.	Hadrien	LAMBARÉ	CNES

Mis en page avec la classe thesul.



## Remerciements

Tout d'abord, j'aimerais remercier les rapporteurs François-Xavier Demoulin et Fabien Anselmet et les examinateurs/trices Eva Dorignac et Davide Zuzio d'avoir accepté d'expertiser mes travaux de thèse. J'aimerais également remercier Christophe, François et Julien pour tout ce qu'ils m'ont appris, pour leurs très nombreuses relectures et pour le recul nécessaire qu'ils m'ont apporté tout au long de cette thèse.

Un jour, une personne demanda à un doctorant :

- C'est une bonne situation ça, thésard ?

- Écoutez, je ne crois pas qu'il y ait de bonne ou de mauvaise situation. Je dirais avant tout que ce sont des rencontres. Et oui, des doctorants qui m'ont tendu la main à un moment où je ne pouvais pas, où je ne savais pas. Je remercie particulièrement l'ensemble des doctorants sans qui l'ambiance pendant ces trois années (et un peu plus) n'aurait pas été aussi bonne. La liste est longue, mais je pense particulièrement à Alexis et Tanguy, partis un peu trop tôt, à Adrien, Alexis, Thomas (x3), Ludovic, Baptiste, les fidèles de ma génération, à Lola, Arthur, Félix, Victor, Yann, Rémy, les anciens (plus ou moins), et à tous les nouveaux qui nous ont rejoint en cours de route. Merci à toi Yohann pour ta bonne compagnie dans notre bureau, nos micro-pauses café, de m'avoir permis de squatter ta prise de bureau presque tout le temps et surtout d'avoir toléré l'odeur de transpiration en rentrant du sport le midi.

Merci à tous mes amis extérieurs à l'ONERA pour leur précieux soutien. Mention particulière à Yann et Josépha qui ont suivi de très près ce début de thèse ... Merci le confinement ! On peut dire que vous avez bien participé ! Merci également à Thomas et Charline de m'avoir apporté joie et bonne humeur autour de bons repas, de magnifiques randos et de longues discussions à refaire le monde ... Thomas, je sais que t'aimes ça la thèse mais finis un jour quand même !

Enfin, je souhaite bien évidemment remercier ma famille, qui a toujours suivi cette aventure de près, même jusqu'à la soutenance ... Merci d'avoir supporté ça ! Remerciements particuliers à mon père pour tous ses précieux conseils dans les moments difficiles, à ma mère pour son indispensable soutien, qui a tant eu peur de ne pas être dans les remerciements alors je le dis : merci maman ! Il faut dire que vous êtes bien rodés après trois thèses. Et bien évidemment, je n'aurais jamais accompli ce travail sans le soutien quotidien de ma petite Sarah, en première ligne de front pendant ces 3 années.



# Table (réduite) des matières

<b>Introduction</b>	<b>v</b>
<b>1 État de l’art</b>	<b>1</b>
1.1 Généralités sur le bruit de jet . . . . .	2
1.2 Réduction du bruit de jet par injection d’eau . . . . .	10
1.3 Phénoménologie des écoulements diphasiques . . . . .	18
1.4 Simulation des jets liquides . . . . .	33
<b>2 Outils et méthodes numériques</b>	<b>43</b>
2.1 Méthodes numériques . . . . .	43
2.2 Génération des fluctuations de vitesse par Synthetic-Eddy Method (SEM) . . . . .	49
2.3 Méthodes de post-traitement . . . . .	51
2.4 Présentation des buses d’injection du banc MARTEL . . . . .	52
<b>3 Mise en place et validation d’une méthode de calcul pour l’injection d’eau</b>	<b>57</b>
3.1 Experimental setup . . . . .	58
3.2 Mesh and boundary conditions . . . . .	60
3.3 Preliminary SEM results . . . . .	61
3.4 Analysis of the dense phase instabilities . . . . .	68
3.5 Atomization of the liquid jet . . . . .	76
3.6 Conclusion . . . . .	81
<b>4 Adaptation de la méthode pour la simulation des buses d’injection du banc MARTEL</b>	<b>83</b>
4.1 Maillage et conditions limites . . . . .	83
4.2 Caractérisation de l’écoulement dans la buse . . . . .	84
4.3 Adaptation de la Synthetic-Eddy Method . . . . .	90
4.4 Caractérisation des fluctuations dans la buse et en sortie . . . . .	92
4.5 Conclusion . . . . .	95
<b>5 Application pour le calcul du jet des buses du banc MARTEL avec atomisation</b>	<b>97</b>
5.1 Mise en évidence de la transition du jet de la buse MARTEL . . . . .	98
5.2 Atomisation du jet des buses MARTEL . . . . .	116
5.3 Acoustique en champ proche d’une buse isolée . . . . .	122

TABLE (RÉDUITE) DES MATIÈRES

---

5.4 Conclusion . . . . .	128
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>131</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>135</b>
<b>Table des figures</b>	<b>147</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>155</b>

# Introduction

## Contexte

Lors de la phase de décollage, le lanceur, sa charge utile ainsi que le pas de tir sont soumis à de fortes contraintes vibratoires, induites par le bruit des jets des propulseurs. Chaque structure étant conçue pour tolérer un certain niveau de contraintes, la maîtrise de ces dernières est donc un enjeu important. Étant donné les niveaux sonores très élevés rencontrés, de l'ordre de 160 dB en champ proche du jet, la propagation acoustique devient non-linéaire et les ondes sonores évoluent en ondes de choc d'autant plus néfastes pour les structures. Pour réduire ces contraintes sonores, plusieurs méthodes existent comme l'utilisation de carneaux sous les tuyères pour confiner les ondes sonores et les diriger loin de l'installation, l'isolation acoustique de la coiffe pour protéger la charge utile des vibrations, ou bien l'injection d'eau sur la table de lancement, comme illustrée sur la figure 1, pour agir sur les sources acoustiques directement. C'est sur cette dernière méthode que porte le sujet de cette thèse.

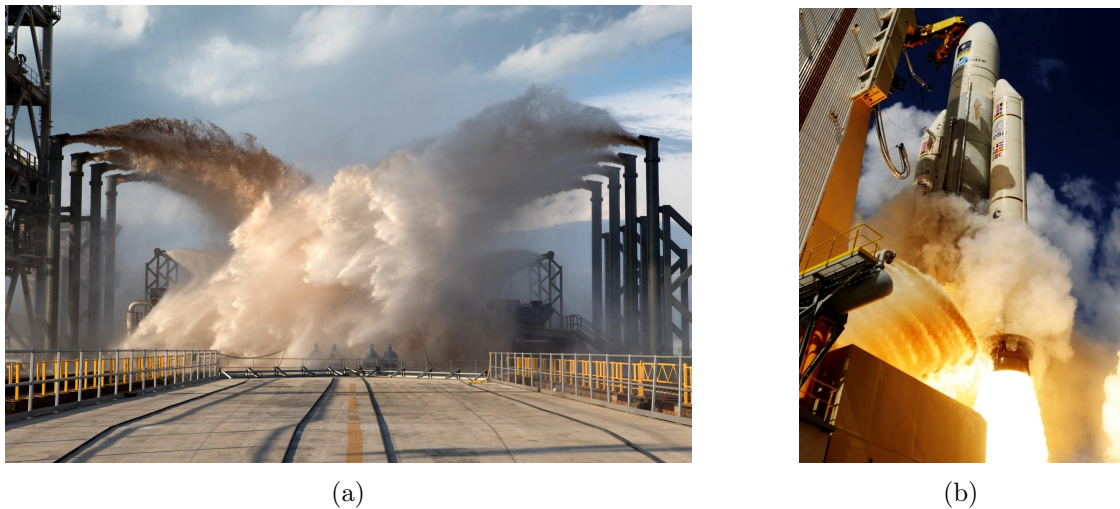


FIGURE 1 – Injection d'eau sur le pas de tir pour la réduction acoustique : (a) sur le complexe de lancement 39A du Kennedy Space Center ©NASA/Kim Shiflett, (b) pour le lancement d'Ariane 5 VA233 ©ESA/Stéphane Corvaja.

Lorsqu'un liquide est éjecté d'une buse, celui-ci peut, sous certaines conditions, passer d'un régime dit à phase dense où l'interface liquide-gaz est clairement identifiable à un régime à phase dispersée contenant une multitude de gouttes. Ce phénomène est appelé atomisation. Dans le cadre des jets liquides étudiés dans cette thèse, l'atomisation se décompose en plusieurs étapes. En premier lieu, des ondes d'instabilités à l'interface liquide-gaz apparaissent proche de la buse et

se développent à mesure que l'on s'en éloigne. Puis, des ligaments se forment et se détachent du cœur liquide. Sous l'effet des forces aérodynamiques et de la tension de surface, ces ligaments se fragmentent en une multitude de gouttes. On parle alors d'atomisation primaire. Si les gouttes formées se fragmentent à leur tour en gouttes plus petites et plus nombreuses, on parle d'atomisation secondaire.

Dans le domaine de la réduction du bruit de jet par injection d'eau, l'un des principaux enjeux consiste à déterminer avec précision la configuration d'injection permettant une réduction acoustique optimale. Un certain nombre d'études expérimentales ont été menées et ont mis en évidence le phénomène, comme celles de Norum [1], Zoppellari [2] et Zoppellari et Juvé [3]. Ces auteurs ont pu notamment analyser l'influence de certains paramètres de l'injection d'eau comme le débit, l'angle et la position d'injection sur l'efficacité de la réduction. Par exemple, dans l'étude de Zoppellari et Juvé [3], les réductions acoustiques observées en présence d'injection d'eau varient entre 5 et 7 dB suivant l'angle d'observation par rapport à l'axe du jet. Cependant, il est particulièrement difficile d'étudier expérimentalement les interactions à petite échelle entre les gouttes formées par l'injection d'eau et les structures turbulentes du jet à l'origine du bruit. Cette thèse s'inscrit dans une démarche d'amélioration des connaissances des mécanismes mis en jeu dans la réduction de bruit par injection d'eau en utilisant la simulation. Des études numériques ont été menées comme celle de Capecelatro et Buchta [4] qui ont étudié l'interaction entre des gouttes et les structures turbulentes d'un écoulement d'air. Si dans leur étude les niveaux de réduction acoustique correspondent à ceux de l'expérience, leur configuration reste très éloignée d'une configuration réelle de pas de tir. Des travaux numériques sur des installations plus réalistes ont été conduits, comme ceux de Fukuda et al. [5] et Salehian et al. [6]. Si, dans les deux études, de bons accords sont constatés avec les données expérimentales concernant la réduction acoustique, Fukuda et al. [5] s'intéressent à l'impact d'un nuage de gouttes dont la taille est choisie arbitrairement, et ne considèrent pas l'interaction entre la phase liquide dense de l'injection d'eau et le gaz. Salehian et al. [6], à l'inverse, simulent la phase dense du jet liquide et les interactions des plus grosses gouttes avec le gaz, mais ne prennent pas en compte les plus petites gouttes atomisées par le jet. Le calcul de la surface totale d'échange entre le liquide et le gaz du jet principal est déterminant pour pouvoir simuler avec précision les transferts ayant lieu entre les deux phases, comme les transferts de quantité de mouvement, de masse et d'énergie par évaporation du liquide.

Au sein du laboratoire Pprime de Poitiers, le banc MARTEL [7] a été conçu pour approfondir les connaissances sur le bruit de jet chaud ou froid dans des conditions subsoniques ou supersoniques sur une configuration à échelle réduite. Il a fait l'objet de nombreuses études expérimentales [2, 3, 7, 8, 9, 10] et numériques [11, 12, 13, 14]. L'effet de l'injection d'eau sur la réduction acoustique du jet du banc MARTEL a été identifié et caractérisé expérimentalement [2, 3, 9, 10], mais n'a pas encore été étudié numériquement. Ce travail de thèse s'inscrit donc dans une démarche du calcul du bruit du jet du banc MARTEL en présence de l'injection d'eau.

## Objectifs

L'objectif de cette thèse est donc de mettre en œuvre et valider une méthode numérique permettant de simuler l'injection d'eau de la configuration à échelle réduite du banc d'essai MARTEL [7], en prenant en compte l'atomisation primaire de la phase dense d'un jet liquide en une phase

---

dispersée de gouttes. Il s'agit en particulier de déterminer les propriétés de l'écoulement liquide au niveau de la zone d'impact de ce dernier avec le jet principal. Pour cela, l'étude numérique est conduite en utilisant la plateforme CEDRE [15] de l'ONERA, disposant de plusieurs solveurs pouvant être couplés entre eux et permettant la résolution de problèmes multi-physiques, tels que l'injection d'eau en présence d'une phase gazeuse. L'approche retenue pour le calcul de l'écoulement diphasique est une méthode à interface diffuse permettant la résolution des équations de Navier-Stokes en volumes finis sur maillages non structurés. En effet, cette approche est simple à mettre en œuvre et est facilement applicable au calcul du bruit du jet du banc MARTEL réalisé à l'ONERA [11, 12, 13, 14]. Cependant, la précision des méthodes à interface diffuse est fortement dépendante du maillage et des schémas numériques employés. L'enjeu est alors d'utiliser une méthode numérique suffisamment précise pour résoudre les mécanismes physiques responsables de l'atomisation, tout en conservant des temps de simulation raisonnables. Le nombre de cellules pour discrétiser l'écoulement est donc limité par cette contrainte de temps de calcul. Une des conséquences est que les plus petites gouttes atomisées par le jet liquide, dont le diamètre est de l'ordre de la taille d'une cellule du maillage ou de taille inférieure, ne peuvent pas être résolues avec la méthode à interface diffuse. L'approche retenue dans cette thèse est de simuler ces gouttes par un solveur dédié, couplé au solveur résolvant la phase dense du jet liquide.

## Organisation du manuscrit

Le manuscrit est organisé en cinq chapitres. Dans le chapitre 1, un état de l'art est tout d'abord présenté. Les différentes composantes du bruit de jet d'un lanceur spatial sont rappelées, puis les propriétés principales de la réduction acoustique par injection d'eau obtenus dans littérature sont décrites. Les phénomènes physiques propres à l'injection d'eau sont ensuite présentés, suivie d'une revue des différentes méthodes de simulation existantes dans la littérature pour le calcul de l'atomisation des jets liquides.

Dans le chapitre 2, les méthodes numériques utilisées pour les simulations effectuées lors de cette thèse et les outils de post-traitement des résultats utilisés sont détaillés. La buse d'injection d'eau du banc MARTEL, qui constitue le cas d'étude, y est également présentée.

Dans le chapitre 3, un jet de la littérature est simulé afin de valider la méthode numérique permettant le calcul de l'atomisation. En effet, aucune donnée expérimentale sur les buses du banc MARTEL n'étant disponibles en début de thèse, un cas de la littérature, dont les caractéristiques sont proches de celles de la buse du banc MARTEL, a été choisi pour réaliser l'étude. L'objectif est alors de mettre en évidence la transition du jet vers un régime turbulent, et de vérifier que les propriétés de cette transition sont en accord avec celles de l'expérience. Pour cela, des fluctuations de vitesse sont introduites en entrée de la buse par Synthetic-Eddy Method [16, 17, 18]. L'objectif est ensuite d'évaluer les modèles d'atomisation et de ré-impact des gouttes établis par Le Touze [19].

Dans le chapitre 4, la méthode numérique est appliquée au cas de la buse d'injection du banc MARTEL, présentant une géométrie différente de celle étudiée dans le chapitre 3. L'objectif du chapitre 4 est tout d'abord de caractériser l'écoulement dans la buse et en sortie. Certains paramètres de la Synthetic-Eddy Method sont ensuite ajustés afin d'obtenir des niveaux de fluctuations de vitesse en sortie similaires à ceux du jet du chapitre 3.

Le chapitre 5 vise à appliquer la méthode numérique établie dans le chapitre 4 pour le calcul du jet de la buse MARTEL avec atomisation. Dans un premier temps, l'objectif est de caractériser le jet et de vérifier que ses propriétés sont en accord avec l'expérience, des mesures réalisées par l'institut Pprime ayant finalement été menées en parallèle de cette étude. Pour cela, les variations de la largeur du jet sont comparées à celles de l'expérience. Les instabilités du jet conduisant à sa transition sont ensuite analysées. Dans un deuxième temps, le modèle d'atomisation utilisé dans le chapitre 3 est activé pour étudier la répartition des gouttes et leur quantité dans le jet de la buse MARTEL. L'objectif est, en particulier, de déterminer la proportion des gouttes générées par rapport à la phase dense au niveau de la zone d'impact entre le liquide et le jet principal du banc MARTEL. Enfin, le bruit du jet d'une buse isolée est étudié, afin d'évaluer sa contribution au bruit total du banc MARTEL en présence d'injection d'eau.



# Chapitre 1

## État de l'art

Une revue bibliographique des travaux menés et des connaissances acquises jusqu'à présent sur la méthode d'injection d'eau pour la réduction du bruit de jet est présentée dans ce premier chapitre. La physique du bruit de jet est tout d'abord décrite en section 1.1. Dans un second temps, les principaux résultats de la littérature sur l'influence de l'injection d'eau sur la réduction du bruit de jet sont rapportés en section 1.2. Ensuite, la description de la physique des écoulements diphasiques propre au système d'injection d'eau est donnée en section 1.3, où les principaux régimes d'écoulement sont introduits. Enfin, une revue bibliographique des différents outils numériques utilisés pour la simulation des écoulements diphasiques, en particulier pour le calcul du régime à phase dense et celui du régime à phase dispersée, est fournie en section 1.4.

### Sommaire

---

<b>1.1 Généralités sur le bruit de jet</b>	<b>2</b>
1.1.1 Jets propulsifs	2
1.1.2 Aéroacoustique du jet	3
1.1.3 Analogie de Lighthill	8
1.1.4 Méthodes numériques pour l'aéroacoustique	9
<b>1.2 Réduction du bruit de jet par injection d'eau</b>	<b>10</b>
1.2.1 Études expérimentales	11
1.2.2 Influence du débit d'injection	14
1.2.3 Influence de l'angle d'injection	14
1.2.4 Influence de la position d'injection	14
1.2.5 Influence du type d'injecteur	15
1.2.6 Simulations de la réduction acoustique par injection d'eau	15
1.2.7 Autres effets de l'injection d'eau	17
<b>1.3 Phénoménologie des écoulements diphasiques</b>	<b>18</b>
1.3.1 Le régime à phase dense	18
1.3.2 Description du mécanisme d'atomisation	25
<b>1.4 Simulation des jets liquides</b>	<b>33</b>
1.4.1 Calcul de la phase dense	33
1.4.2 Revue des modèles d'atomisation	36

---

## 1.1 Généralités sur le bruit de jet

Dans cette section, les caractéristiques principales du bruit de jet sont rappelées. En premier lieu, l'aérodynamique d'un jet de lanceur est présentée, permettant ainsi de connaître les différentes sources du bruit généré. Les principaux résultats de la littérature sur l'acoustique d'un jet sont décrits, accompagnés d'une explication plus théorique s'appuyant sur l'analogie de Lighthill [20]. Enfin, les outils numériques utilisés pour la simulation du bruit de jet sont exposés.

### 1.1.1 Jets propulsifs

Afin de produire une poussée suffisante au décollage, un propulseur de lanceur doit éjecter un fluide possédant la plus grande quantité de mouvement possible dans la direction opposée au déplacement de la fusée. Par conservation de la quantité de mouvement du système [fusée + gaz éjectés], la poussée produite par l'éjection des gaz est donnée par :

$$F = \frac{dm}{dt}U_{ej} + A_{ej}(p_{ej} - p_0) \quad (1.1)$$

où  $U_{ej}$  est la vitesse des gaz éjectés au niveau de la sortie de tuyère,  $A_{ej}$  est la section de sortie,  $p_{ej}$  est la pression du gaz au niveau de la sortie,  $p_0$  est la pression atmosphérique à l'altitude considérée et  $m$  est la masse totale de la fusée. Trois quantités caractérisent alors la poussée du propulseur : la vitesse des gaz éjectés, leur débit à travers la section de sortie et la différence de pression entre le gaz éjecté et la pression environnante. Afin d'obtenir la plus grande vitesse d'éjection possible, les propulseurs permettent le plus souvent d'accélérer les gaz jusqu'à des vitesses supersoniques. Pour ce faire, la plupart des propulseurs utilisent des tuyères de Laval. Les réactifs, par exemple le couple [ $O_2 + H_2$ ] pour le moteur Vulcain d'Ariane, sont brûlés dans une chambre de combustion. Puis, les gaz sont accélérés dans un convergent jusqu'à atteindre la vitesse du son au col, et continuent d'être accélérés dans un divergent jusqu'à la sortie de tuyère. La géométrie de cette dernière étant fixée par avance, c'est la valeur de la pression génératrice atteinte dans la chambre de combustion qui conditionne en grande partie le comportement du gaz par la suite. Lorsque la pression génératrice atteint une valeur seuil suffisamment élevée, le gaz atteint un nombre de Mach de 1 au col de la tuyère ; on dit que celle-ci est amorcée. Pour une pression génératrice égale ou supérieure à ce seuil, le nombre de Mach au col restera toujours égal à 1, mais la pression et la vitesse en sortie de tuyère sont dépendantes de la pression totale et de la température totale dans la chambre de combustion.

Trois régimes sont possibles pour des jets supersoniques et sont illustrés sur la figure 1.1. Ils dépendent du rapport entre la pression du jet en sortie et la pression environnante. Si la pression dans le jet  $p_{ej}$  est inférieure à la pression atmosphérique à l'extérieur du jet, on dit que celui-ci est sur-détendu. Le divergent est suffisamment long pour permettre au gaz de se détendre jusqu'à une pression inférieure à celle de l'extérieur. Le jet subit alors une série de compressions et détentes successives pour atteindre l'équilibre des pressions entre le gaz et l'extérieur. Dans ce régime, un décollement du jet peut survenir à l'intérieur de la tuyère. Comme le montre l'équation de la poussée (1.1), le terme  $A_{ej}(p_{ej} - p_0)$  est négatif, il contribue à réduire la poussée du propulseur. Ce régime, souvent rencontré au décollage où la pression extérieure est maximale, est donc à éviter. Dans le second régime, la pression de sortie dans le jet est égale à la pression atmosphérique. On

dit que le jet est adapté. La longueur du divergent permet au gaz de se détendre pour atteindre la pression de l'air extérieur. Dans ce cas, l'écoulement des gaz éjectés est parfaitement rectiligne. Ce régime est particulièrement recherché car il offre une poussée optimale. Dans le dernier régime, la pression de sortie dans le jet est supérieure à la pression atmosphérique. On parle de jet sous-détendu. Le divergent n'est pas assez long pour permettre au gaz de se détendre suffisamment, il va alors poursuivre sa détente jusqu'à la pression atmosphérique à l'extérieur de la tuyère. Comme pour le jet sur-détendu, il va subir une série de compressions et détentes après une première détente pour atteindre l'adaptation. Ce régime se retrouve le plus souvent à haute altitude et dans le vide spatial. Lors du décollage d'un lanceur, les étages d'accélération à poudre (EAP), ou *boosters*, sont largués en premier. Ils sont donc étudiés pour être en régime adapté à basse altitude. Le propulseur du second étage, quant à lui, fonctionne plus longtemps et plus haut donc doit être optimal à une altitude plus élevée. Dans tous les cas, les propulseurs des lanceurs spatiaux sont généralement sur-détendus pendant le décollage, là où la pression atmosphérique est maximale. C'est donc principalement sur ce régime que l'étude du bruit de jet s'établit.

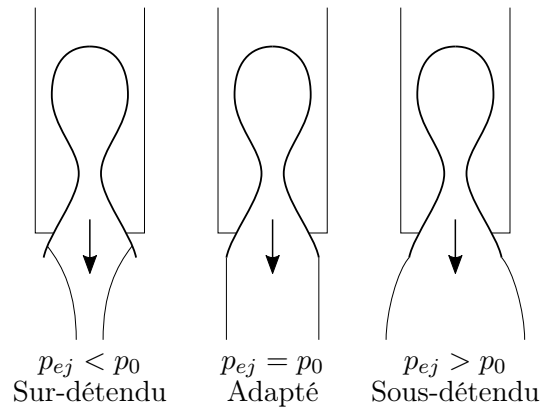


FIGURE 1.1 – Régimes d'un jet supersonique.

En régime sur-détendu, comme le montre la figure 1.2, le jet se présente sous la forme d'une structure en diamant. Le gaz au niveau de la sortie de tuyère étant légèrement trop détendu par rapport à l'air extérieur, il subit un premier choc qui le comprime brutalement. La pression étant alors supérieure à celle de l'air extérieur, il subit une détente jusqu'à atteindre une pression plus faible que celle de l'atmosphère, et donc un nouveau choc se forme. Ce processus périodique se répète sur une certaine longueur du jet. La viscosité moléculaire et turbulente de l'écoulement amortissent peu à peu ces oscillations jusqu'à atteindre l'adaptation. Le différentiel de vitesse entre les gaz éjectés et l'air environnant entraîne l'apparition d'une couche de mélange turbulente autour du jet, dont l'épaisseur augmente avec la distance à la sortie de tuyère [14]. La partie du jet où l'écoulement est encore laminaire est appelé cône potentiel.

### 1.1.2 Aéroacoustique du jet

Le son est le résultat de la mise en vibration d'un milieu continu. Il se propage sous la forme d'ondes de pression longitudinales. Il naît d'une source acoustique, due à une légère variation de pression localisée et de courte durée. Les ondes de pression se propagent alors de proche en proche au sein du milieu dans toutes les directions, donnant lieu à un rayonnement acoustique. La plupart du temps, nous percevons le son issu de sources acoustiques mécaniques comme la vibration d'une

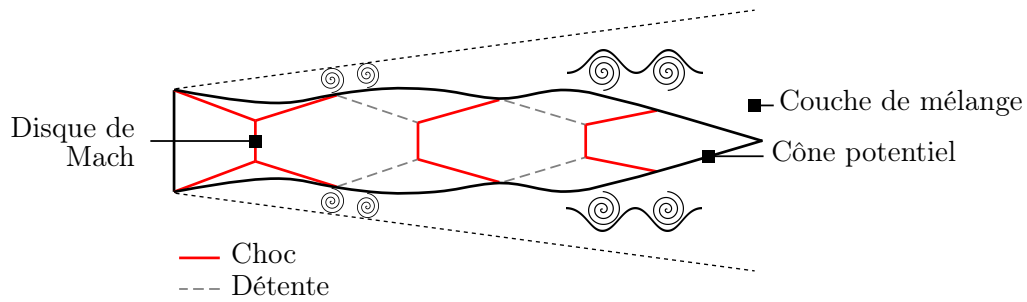


FIGURE 1.2 – Structure du jet supersonique sur-détendu.

membrane de haut-parleurs ou tout impact d'objet contre un autre solide qui génère une onde de pression atteignant nos oreilles. Cependant, le bruit peut aussi être produit par un écoulement fluide. On parle alors d'aéroacoustique. Dans le contexte de cette thèse, c'est le jet issu du propulseur des lanceurs spatiaux qui génère un rayonnement sonore important du fait de sa vitesse élevée et sa nature fortement turbulente. À la différence d'une onde sonore d'origine mécanique où la source peut être relativement facilement localisable, identifier la nature et la position d'une source acoustique provenant d'un fluide s'avère beaucoup plus complexe. Cette section présente les principales sources rencontrées dans l'étude du bruit de jet et les caractéristiques du bruit généré par celles-ci.

Le bruit provenant des structures turbulentes du jet, le rayonnement d'ondes de Mach, le bruit de choc large-bande et le screech sont les principales sources acoustiques d'un jet supersonique, illustrées sur la figure 1.3. Le rayonnement sonore est caractérisé en grande partie par son spectre fréquentiel et son intensité sonore. Un exemple de la densité spectrale de puissance (DSP ou PSD en anglais) des fluctuations de pression en fonction du nombre de Strouhal  $St = fD/U_{ej}$  où  $f$  est la fréquence, d'un jet supersonique, où sont visibles les différentes composantes du bruit, est donné sur la figure 1.4. Dans la configuration de jet axisymétrique étudiée dans cette thèse, le champ acoustique est invariant par révolution autour de l'axe du jet, mais peut varier en fonction de l'angle d'observation  $\theta$  défini figure 1.5.

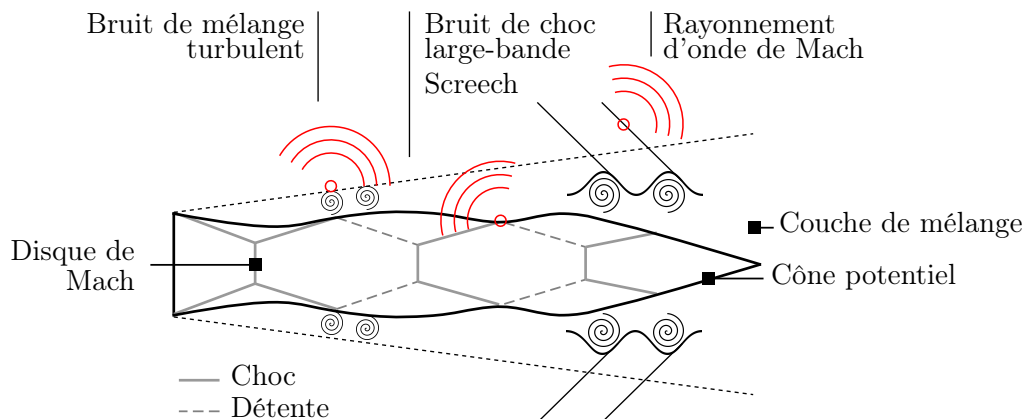


FIGURE 1.3 – Sources acoustiques d'un jet supersonique.

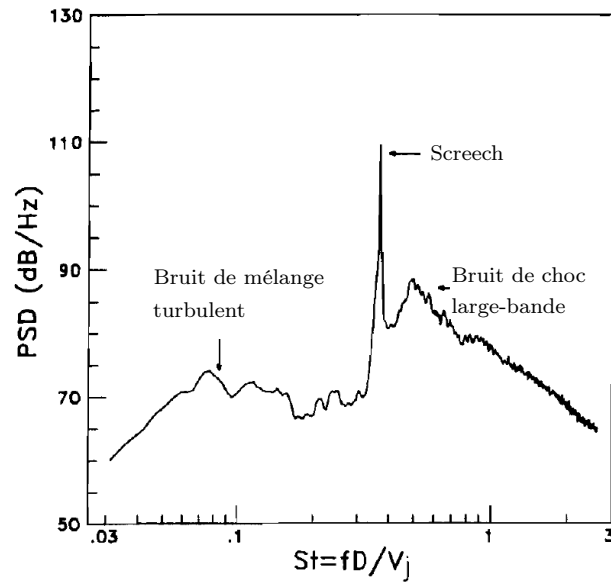


FIGURE 1.4 – Exemple de spectre d'un jet supersonique non adapté, issu de Seiner [21], où est tracée la densité spectrale de puissance en fonction du nombre de Strouhal, pour  $\theta = 150^\circ$ .

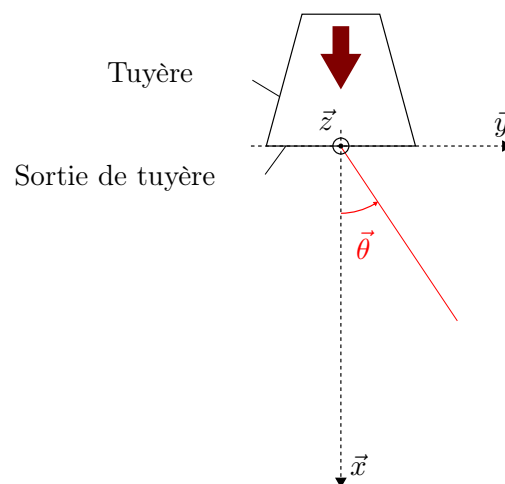


FIGURE 1.5 – Représentation du système d'axe de la configuration.

### 1.1.2.1 Bruit de mélange turbulent et rayonnement d'onde de Mach

La turbulence présente dans la couche de mélange constitue l'une des sources principales du bruit de jet, aussi bien subsonique que supersonique, qui se décompose en deux parties. La première provient des plus grandes structures turbulentes qui sont convectées dans la couche de mélange, et peuvent entraîner l'apparition d'une onde d'instabilité à partir de laquelle émerge un train d'ondes de Mach [22, 23]. La seconde provient des plus petites structures turbulentes de la couche de mélange [22, 23]. L'intensité de ces deux composantes sonores en fonction de l'angle d'observation  $\theta$  a été évaluée par Tam et al. [22]. Ces auteurs ont montré que l'amplitude du pic d'intensité sonore du rayonnement d'ondes de Mach est constante et maximale pour  $0 \leq \theta \leq 35^\circ$ , puis diminue avec l'angle  $\theta$  pour  $\theta > 35^\circ$ . L'amplitude du pic d'intensité sonore pour la composante provenant des petites structures turbulentes, quant à elle, diminue également avec l'angle  $\theta$  mais moins rapidement que pour le rayonnement d'ondes de Mach. En aval de l'écoulement, pour des angles  $\theta \leq 35^\circ$ , la majeure partie de l'énergie acoustique provient de la composante issue des grandes structures de l'écoulement [22]. La composante issue des petites structures turbulentes y est alors négligeable. En revanche, dans la direction perpendiculaire au jet et légèrement en amont, les deux composantes contribuent de manière équivalente à l'intensité sonore totale.

### 1.1.2.2 Bruit de choc large-bande - *Broadband Shock-Associated Noise* (BBSAN)

Le bruit de jet produit seulement par la turbulence est commun aux jets subsoniques et supersoniques. En revanche, la présence de chocs dans le cas des jets supersoniques non adaptés constitue une nouvelle source acoustique. Les interactions entre les structures turbulentes de la couche de mélange et les chocs dans le cône potentiel génèrent le bruit de choc large bande *Broadband Shock-Associated Noise* (BBSAN) [24, 25, 21, 26]. Seiner et Yu [26] ont analysé l'influence du nombre de Mach et de la pression de sortie d'un jet supersonique sur l'intensité du BBSAN. La variation de l'intensité du BBSAN à  $\theta = 90^\circ$  en fonction du rapport entre la pression de sortie du jet et la pression extérieure pour trois nombres de Mach à l'éjection  $M_{ej} = 1, 1.45$  et  $1.99$  est tracée figure 1.6. Pour ces trois nombres de Mach, le niveau sonore présente un premier maximum local pour  $p_{ej}/p_0 < 1$ , est nul pour  $p_{ej}/p_0 = 1$ , et augmente à nouveau pour  $p_{ej}/p_0 > 1$ . Dès lors que le jet est adapté, c'est-à-dire que  $p_{ej}/p_0 = 1$ , aucune cellule de choc n'est présente dans le cône potentiel, et par conséquent le BBSAN n'existe pas. En revanche, pour un régime sur-détendu avec  $p_{ej}/p_0 < 1$  ou pour un régime sous-détendu avec  $p_{ej}/p_0 > 1$ , des cellules de chocs apparaissent dans le cône potentiel et le BBSAN est observé.

Le BBSAN rayonne majoritairement dans les directions perpendiculaire et amont par rapport à l'écoulement [24, 21, 27]. Selon Fisher et al. [27] et Tam & Tanna [28], son intensité est proportionnelle à  $(M_j^2 - 1)^2$ , avec  $M_j$  le nombre de Mach du jet parfaitement détendu, pour  $\sqrt{M_j^2 - 1} > 0.5$ . On remarque alors que le terme  $(M_j^2 - 1)^2$  peut être relié au saut des pressions amont  $p_1$  et aval  $p_2$  à travers le premier disque de Mach, dans l'approximation d'un choc droit :

$$\left[ \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \right]^4 = (M_j^2 - 1)^2 \quad (1.2)$$

où  $\gamma$  est le coefficient adiabatique des gaz éjectés. L'intensité sonore dépend donc, en première approximation, du saut de pression au niveau du premier disque de Mach selon la relation 1.2.

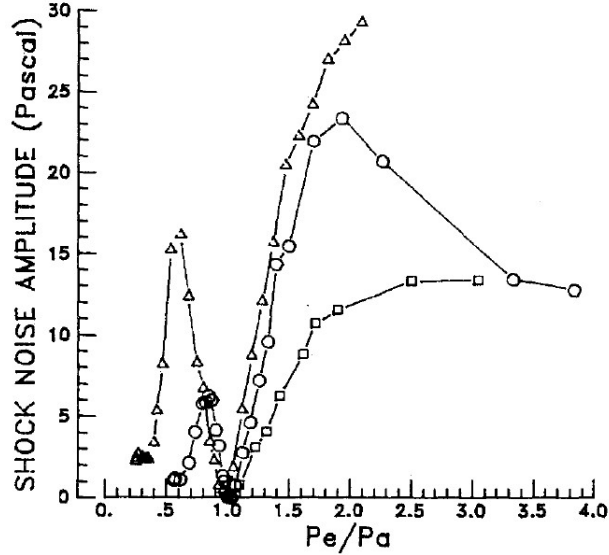


FIGURE 1.6 – Variations de l’amplitude des fluctuations de pression du bruit de choc large-bande à  $\theta = 90^\circ$  avec la pression de sortie du jet [26].  $\square$   $M_{ej} = 1$ ,  $\circ$   $M_{ej} = 1.45$ ,  $\triangle$   $M_{ej} = 1.99$ .

En réalité, la compression subie par le gaz en sortie de tuyère est constituée également de deux chocs obliques latéraux de part et d’autre du choc droit. Ainsi, Seiner et Norum [29] précisent que la dépendance de l’intensité sonore avec le saut de pression à travers le choc n’est valable que lorsque le premier disque de Mach est suffisamment bien formé.

Le BBSAN se matérialise sur les spectres fréquentiels par une bosse, comme l’illustre la figure 1.4. La structure en cellule de chocs d’un écoulement de tuyère non-adapté étant de nature périodique, Fisher et al. [27] suggèrent que le rayonnement acoustique produit dépend de cette périodicité. Le maximum d’intensité sonore est alors atteint pour la fréquence [27, 28, 30] :

$$f_{BBSAN}^{max} = \frac{U_C}{L_{choc}(1 - M_C \cos\theta)} \quad (1.3)$$

où  $U_C$  est la vitesse des structures tourbillonnaires dans la couche de mélange,  $M_C = U_C/c_0$  est défini à partir de la célérité  $c_0$  du son dans l’air environnant, et  $L_{choc}$  est la distance entre deux chocs consécutifs. La vitesse  $U_C$  des structures tourbillonnaires peut être estimée en fonction de la vitesse  $U_j$  du jet parfaitement détendu. Selon Tam [24], elle est donnée par la relation :

$$\frac{U_C}{U_j} = 0.7 - 0.025 \left( \frac{T_{ej}}{T_0} - 1 \right) \quad (1.4)$$

où  $T_{ej}$  est la température statique du jet en sortie et  $T_0$  la température de l’air environnant. Tam et Tanna [28] estiment la valeur de  $L_{choc}$  par :

$$L_{choc} = \frac{\pi D_j \sqrt{M_j^2 - 1}}{2.40483} \quad (1.5)$$

où  $D_j$  est le diamètre équivalent du jet si celui-ci était complètement détendu, dépendant du nombre de Mach en sortie de tuyère  $M_{ej}$  et du nombre de Mach du jet parfaitement détendu  $M_j$ , donné par la relation :

$$\frac{D_j}{D} = \left[ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{ej}^2} \right]^{\frac{\gamma+1}{4(\gamma-1)}} \left( \frac{M_{ej}}{M_j} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

Seiner et Norum [31], quant à eux, ont évalué la variation de  $L_{choc}$  en fonction du nombre de Mach  $M_j$  pour trois différentes tuyères dont les nombres de Mach à l'éjection sont  $M_{ej} = 1$ , 1.5 et 2. Ils établissent alors la corrélation suivante [31] :

$$\frac{L_{choc}}{D} = a \cdot \left( \sqrt{M_j^2 - 1} \right)^b \quad (1.7)$$

où  $a$  et  $b$  valent  $a = 1.16$  et  $b = 1.00$  pour  $M_{ej} = 1$ ,  $a = 1.09$  et  $b = 1.17$  pour  $M_{ej} = 1.5$  et  $a = 0.76$  et  $b = 1.59$  pour  $M_{ej} = 2$ .

### 1.1.2.3 Phénomène de *screech*

Le BBSAN peut parfois comporter une composante tonale appelée *screech tone* [32, 33]. Découverte dans les années 1950 par Powell [32], cette composante résulte d'une résonance acoustique entre le bruit d'interaction choc-turbulence et les lèvres de la tuyère. Les ondes sonores impactant les lèvres de la tuyère excitent les structures tourbillonnaires de la couche de mélange en sortie de jet à une fréquence spécifique qui à leur tour renforcent le bruit d'interaction choc-turbulence. La fréquence de résonance s'exprime de la même manière que l'équation (1.3) pour le cas particulier où la direction d'observation vaut  $\theta = 180^\circ$  [32] :

$$f_{screech}^{max} = \frac{nU_C}{L_{choc}(1 + M_C)} \quad (1.8)$$

où  $n$  est un entier désignant le mode fondamental pour  $n = 1$  et les harmoniques pour  $n \geq 2$ .

### 1.1.3 Analogie de Lighthill

Les travaux expérimentaux de la littérature ont permis d'identifier les principales sources du bruit de jet et d'en étudier les caractéristiques. Afin d'étudier théoriquement l'acoustique d'un jet, Lighthill [20] propose de relier le bruit d'un écoulement aux grandeurs aérodynamiques de celui-ci. L'idée est d'utiliser les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement de l'écoulement pour établir une équation d'onde. On rappelle les équations locales de conservation de masse et de quantité de mouvement pour un écoulement fluide en l'absence de forces volumiques extérieures :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = \nabla \cdot (\mathcal{T} - p\mathcal{I}) \quad (1.10)$$

où  $\rho$  est la masse volumique,  $\mathbf{U}$  est la vitesse du fluide,  $\mathcal{T}$  est le tenseur des contraintes visqueuses et  $\mathcal{I}$  est le tenseur identité. En appliquant l'opération  $\partial [(1.9)] / \partial t - \nabla [(1.10)]$ , on obtient l'équation :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \nabla^2 (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) - \nabla^2 (\mathcal{T} - p\mathcal{I}) \quad (1.11)$$



En soustrayant à l'équation (1.11) la quantité  $-c_0^2 \nabla^2 \rho \mathcal{I}$ , où  $c_0$  est une célérité introduite de manière arbitraire, on obtient l'équation d'onde :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho \mathcal{I} = \nabla^2 [\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U} + (p - c_0^2 \rho) \mathcal{I} - \mathcal{T}] \quad (1.12)$$

En introduisant le tenseur de Lighthill  $\mathcal{L} = \rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U} + (p - c_0^2 \rho) \mathcal{I} - \mathcal{T}$ , on obtient :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho \mathcal{I} = \nabla^2 \mathcal{L} \quad (1.13)$$

Le terme de gauche de l'équation (1.13) traduit la propagation d'ondes sonores, et le tenseur de Lighthill, à droite, représente un terme source. Par cette manipulation des équations de conservation, on obtient alors une formulation du terme source de production acoustique, dépendante de l'aérodynamique du jet. On peut remarquer que les fluctuations de vitesse dans l'écoulement, représentées par le terme  $\mathbf{U} \otimes \mathbf{U}$ , contribuent au bruit de jet. La température de l'écoulement, quant à elle, intervient dans plusieurs termes du tenseur de Lighthill. Il est donc difficile d'estimer, en utilisant l'équation (1.13), l'influence de la température sur le bruit de jet. Tanna et al. [34] l'ont donc étudiée expérimentalement sur des jets supersoniques adaptés. Ils ont montré que l'intensité du bruit de mélange des petites structures turbulentes dans la direction transverse au jet diminue avec l'augmentation de la température du jet. Shen & Tam [35] se sont intéressés à l'influence de la température sur le bruit lié au *screech* des jets supersoniques non-adaptés. Ils ont montré que son intensité sonore diminue [35] et que sa fréquence caractéristique augmente [36] avec la température. L'intensité du BBSAN, quant à elle, n'est pas affectée par une modification de la température du jet [30].

En appliquant son analogie dans le cas des jets subsoniques et supersoniques, Lighthill [20] a montré que l'intensité acoustique totale d'un jet varie avec la vitesse moyenne du jet en sortie de buse en  $U_{ej}^8$ . Cette dépendance est bien vérifiée expérimentalement dans le cas de jets subsoniques [37], mais pas pour des jets supersoniques. Dans ce dernier cas, Williams [38] a adapté la théorie de Lighthill [20] et a montré que l'intensité sonore totale suit une loi en  $U_{ej}^3$ .

#### 1.1.4 Méthodes numériques pour l'aéroacoustique

La simulation de l'aéroacoustique se distingue en deux catégories.

La première consiste à calculer directement les sources de bruit et la propagation acoustique en résolvant les équations de Navier-Stokes de l'écoulement. On parle alors de Direct Noise Computation (DNC) [39, 40]. Cette méthode peut être très précise mais nécessite des discrétisations en espace et en temps suffisamment fines pour résoudre les fluctuations de pression à petite échelle, augmentant ainsi fortement les coûts de simulation.

La seconde catégorie consiste à diviser le domaine de calcul en une partie dédiée à la résolution du champ aérodynamique et des sources acoustiques et une autre partie consacrée à la résolution de la propagation sonore. Ainsi, les sources de bruit dans le champ aérodynamique peuvent être calculées avec précision comme dans le cas d'une DNC, et la propagation acoustique est résolue séparément par une méthode de résolution adaptée à ce phénomène et beaucoup moins coûteuse. Dans la méthode dite intégrale, que l'on retrouve dans un certain nombre de travaux comme ceux de Kandula [41], Prieur et Rahier [42], Uzun et al. [43], Lyrintzis et Mankbadi [44], des

équations d'ondes sont résolues dans le champ acoustique. Leurs conditions limites et initiales sont calculées sur une surface autour du champ aérodynamique appelée surface intégrale, en s'appuyant sur l'analogie de Lighthill [20]. Cette méthode est dite à couplage one-way, c'est-à-dire que la propagation acoustique dépend du champ aérodynamique, mais ce dernier n'est pas influencé par le champ acoustique. L'avantage majeur de cette méthode réside dans le fait que le calcul de la propagation acoustique peut être effectué à tout moment après le calcul aérodynamique, et ne nécessite qu'un archivage de données peu volumineux sur la surface intégrale. En revanche, l'influence du champ acoustique sur l'écoulement aérodynamique n'est pas prise en compte, ce qui peut poser problème si le rayonnement acoustique est réfléchi sur un obstacle et interagit avec l'écoulement. Une autre méthode que l'on peut appeler de manière générale couplage CFD-CAA a été développée plus récemment dans la littérature. Toujours en calculant l'aérodynamique du jet par un calcul CFD de type LES ou DNS, un couplage est réalisé avec un second calcul destiné à déterminer la propagation acoustique. À la différence de la méthode intégrale, le champ acoustique est calculé en résolvant les équations de Navier-Stokes simplifiées. Le plus souvent [11, 12, 13, 14], ce sont les équations dites d'Euler qui sont utilisées pour le calcul de la propagation sonore. Si l'étude du bruit de jet est restreinte au domaine de l'acoustique linéaire, les équations d'Euler peuvent être simplifiées à nouveau par linéarisation. Cette opération n'est pas détaillée dans ce manuscrit mais est décrite dans Mankbadi et al. [45]. Selon ces derniers auteurs, le calcul de la propagation obtenu par utilisation des équations d'Euler linéarisées (LEE) est notablement plus précis que celui obtenu par méthode intégrale. L'approximation de l'acoustique linéaire est cependant discutable dans les cas où les niveaux sonores sont relativement élevés. L'utilisation des équations d'Euler non linéarisées s'avère justifiée, par exemple, dans l'application de Langenais et al. [11] dans le cas d'un jet de niveau acoustique de 174 dB.

Le choix du schéma numérique utilisé pour la résolution du champ acoustique diffère selon les auteurs. Par exemple, Bailly et Juvé [46] et Redonnet et al. [47] choisissent une approche de résolution par la méthode des différences finies pour la discrétisation spatiale des équations d'Euler linéarisées. Une autre approche, assez récemment mise en place et utilisée par exemple par Langenais et al. [11], Troyes et al. [13] et Langenais [14], vise à employer la méthode des éléments finis de Galerkin discontinue [48, 49] d'ordre élevé. Cette méthode s'avère particulièrement précise et robuste pour la résolution numérique des équations d'Euler, et plus généralement pour la résolution d'équations hyperboliques [50].

## 1.2 Réduction du bruit de jet par injection d'eau

Le bruit de jet lors du décollage d'un lanceur spatial peut être réduit en agissant directement sur les sources acoustiques identifiées en section 1.1, ou bien sur la propagation sonore. Cette dernière peut être plus ou moins réduite en agissant sur la géométrie du pas de tir pour éviter les réflexions acoustiques vers le lanceur. Le bruit de jet peut également être réduit en intervenant sur les fluctuations de la couche de mélange, la température du jet et la structure en cellule de choc. Munday et al. [51] et André et al. [52] ont étudié l'influence de la présence de chevrons en sortie de jets supersoniques sur le niveau sonore global. Ils ont en particulier montré que les chevrons modifient l'aérodynamique du jet, donc les sources de bruit, et permettent d'obtenir des niveaux acoustiques plus faibles, en particulier pour le BBSAN et le screech, qu'un jet sans chevrons.

L'autre méthode, qui fait l'objet de cette étude, consiste à injecter de l'eau dans l'écoulement de gaz en sortie de tuyère, permettant une réduction efficace du bruit de jet [2, 10, 53, 54, 55]. Un exemple de cette réduction observée par Norum [1] est illustré sur la figure 1.7, où le niveau de pression acoustique (SPL) d'un jet froid sur-détendu dans la direction d'observation  $\theta = 45^\circ$  est tracé en fonction de la fréquence avec et sans injection d'eau. Les niveaux sont globalement plus faibles en présence d'injection d'eau que sans injection pour des fréquences supérieures à 1000 Hz. L'intensité sonore totale, c'est-à-dire le niveau de pression acoustique intégré sur l'ensemble des fréquences, de deux jets supersoniques étudiés à l'ECL et sur le banc MARTEL par Zoppellari [2] est tracée sur la figure 1.8 en fonction de la direction d'observation avec et sans injection d'eau. Pour les deux jets étudiés, l'intensité sonore totale est plus faible avec injection d'eau que sans injection, quelle que soit la direction d'observation. L'objectif de cette section est de détailler les principales caractéristiques de cette réduction.

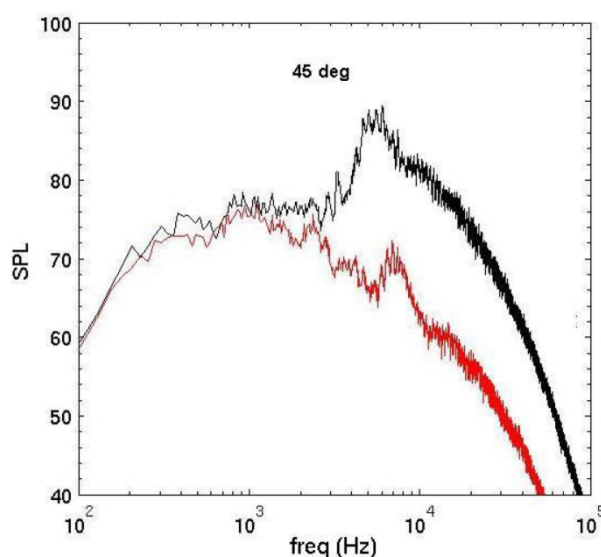


FIGURE 1.7 – Niveau de pression acoustique [dB] en fonction de la fréquence dans la direction d'observation  $\theta = 45^\circ$ , pour un jet froid sur-détendu : – sans injection d'eau, – avec injection d'eau [1].

### 1.2.1 Études expérimentales

Les recherches effectuées sur la réduction de bruit par injection d'eau sont majoritairement expérimentales. Un certain nombre d'études comme celles de Zoppellari [2], Zoppellari et al. [3], Ikaida et al. [53], Gely et al. [54] et Ignatus et al. [55] ont consisté à mettre en évidence la réduction globale du bruit de jet pour une configuration de pas de tir à échelle réduite. L'influence de différents paramètres de l'injection d'eau, comme le débit d'eau, la position et l'angle d'injection définis sur la figure 1.9, sur la réduction acoustique a été étudiée par Norum [1], Zoppellari [2] et Kallina et al. [56]. Dans la convention qui est adoptée dans ce manuscrit, la position d'injection correspond à la distance entre les buses d'injection et le plan de la sortie de tuyère selon l'axe du jet. Lorsque l'angle d'injection est différent de  $90^\circ$ , l'eau impacte donc le jet à une abscisse différente de la position d'injection. L'effet de l'injection d'eau sur la température du jet a été également analysé dans les études de Marchesse et al. [10], Marchesse [9], Gomberg et Wilmoth [57]

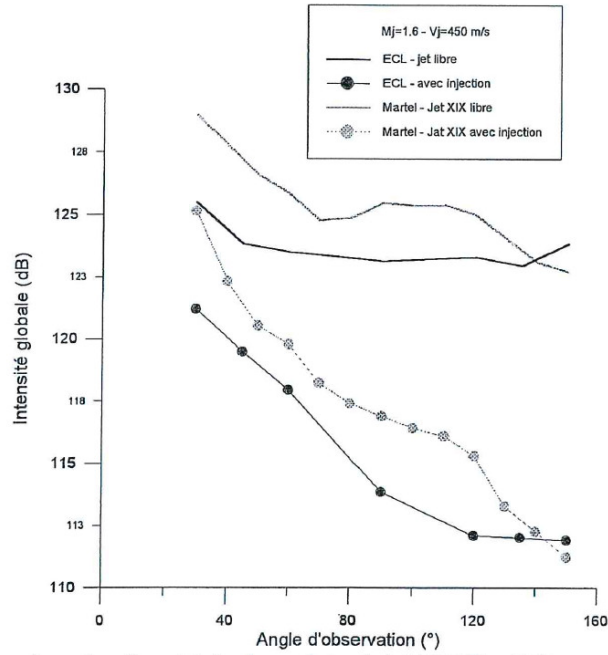


FIGURE 1.8 – Intensité sonore totale de deux jets supersoniques en fonction de la direction d'observation  $\theta$ , avec et sans injection d'eau [2].

et Li et al. [58]. Enfin, Krothapalli et al. [59] ont orienté leurs recherches sur l'effet de l'injection d'eau sur la turbulence de l'écoulement.

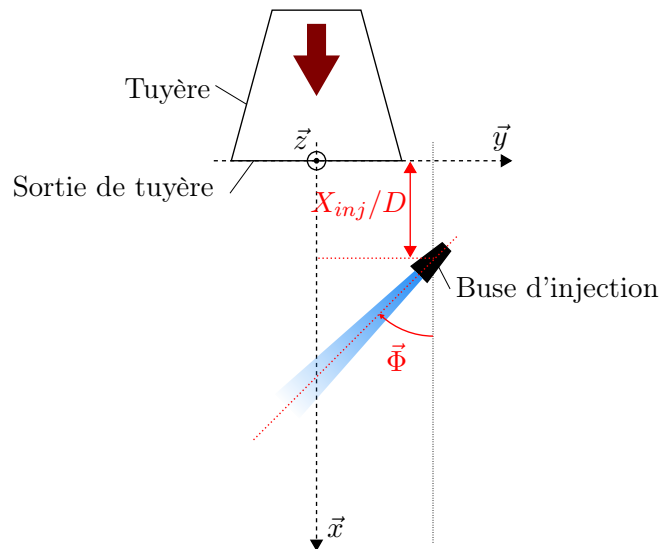


FIGURE 1.9 – Représentation du système d'axe et des paramètres de la configuration.

Les études expérimentales portant sur l'influence du débit d'injection d'eau, de la position et de l'angle d'injection et du type de jet utilisé sur la réduction acoustique sont répertoriées dans le tableau 1.1. Le nombre de Mach de sortie  $M_{ej}$ , la température en sortie  $T_{ej}$ , le rapport des débits massiques  $q_i/q_{ej}$ , l'angle d'injection d'eau  $\Phi$  et la position d'injection  $X_{inj}/D$  y sont précisés, si les données sont disponibles. Toutes les études portent sur des jets supersoniques. Celles de Norum [1] et Zoppellari [2] s'intéressent également à des jets subsoniques, permettant ainsi d'isoler le bruit de mélange turbulent.

Auteur	$M_{ej}$	$T_{ej}$ (K)	$q_l/q_{ej}$	Angle d'injection $\Phi$ (°)	Abscisse d'injection $X_{inj}/D$
Marchesse [9]	1.713- 2.813	700-2100	2	45	1.5-15
Zoppellari [2] (ECL)	0.5-1.6	-	2-4	0-90	0-15
Zoppellari [2] (Martel)	1-2	293-1130	2-8	0-90	1-9
Norum [1]	0.8-1.48	311-866	0.075- 0.85	45-135	-
Kallina et al. [56] (Test 1)	-	-	0-12	30	0-3
Kallina et al. [56] (Test 2)	-	-	2.8-9.3	30	2-5
Allgood et al. [60]	-	-	0.63-1.05	30-90	-
Krothapalli et al. [59]	0.9-1.44	335-1033	0.05-0.17	16-60	0.1-13
Washington et Krothapalli [61]	1.44-1.6	634	0.066- 0.122	-	-
Vorobyov et al. [62]	-	-	2-3	0-60	1-39
Ikaida et al. [53]	-	-	0-4	-	-
Sankaran et al. [63]	3.05	3415	3-4	60-85	2-5
Ignatus et al. [55]	-	303-1200	2-5	60-90	-1.5 - 7

TABLE 1.1 – Paramètres des travaux expérimentaux sur la réduction de bruit de jet par injection d'eau.

### 1.2.2 Influence du débit d'injection

De manière générale, plus le débit d'injection d'eau est important par rapport à celui du jet, plus la réduction de bruit total est importante, aussi bien pour un jet subsonique que supersonique [1, 2, 55, 60]. Toutefois, un effet de saturation semble apparaître lorsque le débit d'injection devient trop important [2, 63]. Dans ce cas, pour des jets à vitesses relativement faibles ( $M_{ej} \leq 1$ ), des composantes liées à l'impact entre l'eau et les gaz d'éjection apparaissent dans les basses fréquences [3]. Pour des jets rapides ( $M_{ej} \geq 1$ ), ce bruit d'impact existe toujours mais est négligeable par rapport au bruit total [3]. Ainsi, Zoppellari [2] indique qu'un rapport de débit massique  $q_l/q_{ej}$  de 4 est suffisant pour une réduction optimale du bruit du jet. Allgood et al. [60] ont également étudié l'influence du débit d'eau injecté sur la réduction acoustique d'un jet subsonique. Ils ont observé que la réduction est d'autant plus importante que le débit est élevé, mais qu'il existe un débit maximal au-delà duquel le bruit de jet est plus élevé que sans injection d'eau. Dans ce cas, l'eau injectée provoque une réduction apparente du diamètre du jet subsonique, modifiant ainsi son aérodynamique. Ignatus et al. [55] constatent que la réduction acoustique optimale est obtenue pour la plus faible pression d'injection qu'ils ont testée, soit 1.5 bar, pour une injection à  $X_{inj}/D < 4$ . Pour  $X_{inj}/D > 4$ , la valeur de la pression d'injection d'eau ne semble pas avoir d'effet sur la réduction du bruit [55].

### 1.2.3 Influence de l'angle d'injection

Selon Zoppellari [2], l'angle d'injection d'eau permettant une réduction optimale du bruit se situe aux alentours de  $\Phi = 60^\circ$ . En effet, une incidence assez rasante limite le bruit d'impact liquide-gaz tout en permettant à l'eau d'interagir avec les structures turbulentes de la couche de mélange. Vorobyov et al. [62] montrent que la réduction acoustique est plus importante pour une injection d'eau impactant le jet à  $60^\circ$  qu'à  $0^\circ$ . Selon Ignatus et al. [55] et Sankaran et al. [63], la réduction est également plus élevée pour un angle de  $60^\circ$  que  $90^\circ$ . Ces derniers précisent que, dans le cas d'un jet chaud, l'eau liquide injectée à un angle de  $90^\circ$  peut atteindre le cône potentiel et s'évaporer rapidement, limitant l'interaction de l'eau avec les structures turbulentes de la couche de mélange.

### 1.2.4 Influence de la position d'injection

La position d'injection est le paramètre le plus souvent étudié dans la littérature. Selon Zoppellari [2], Marchesse [9] et Sankaran et al. [63], la réduction est d'autant plus importante que l'injection d'eau a lieu proche de la tuyère. La position d'injection a principalement une influence sur les hautes fréquences du bruit de jet [1, 2]. Norum [1] note cependant que le bruit de *screech* ne semble pas diminuer avec la diminution de la distance entre les buses d'injection et la tuyère. L'idée proposée par Ignatus et al. [55] est de maintenir le plus longtemps une position d'injection proche des tuyères durant toute la phase du décollage d'une fusée, et de mettre en place plusieurs systèmes d'injection d'eau à des altitudes différentes sur le pas de tir. Lors du décollage, les réductions acoustiques les plus importantes sont donc obtenues à chaque fois que les tuyères du lanceur se trouvent proches d'un système d'injection.

### 1.2.5 Influence du type d'injecteur

Norum [1], Zoppellari [2] et Allgood et al. [60] se sont également intéressés à l'influence du type d'injecteur sur la réduction du bruit de jet. Dans l'étude de Norum [1], la réduction acoustique a été évaluée en utilisant deux injecteurs, un formant un spray et un formant un jet liquide dense. Peu de différences quant à l'efficacité de la réduction acoustique ont été observées entre les deux types d'injecteurs utilisés. Zoppellari [2] a étudié l'influence de la taille des gouttes sur la réduction acoustique, en intercalant une grille fine entre les buses d'injection et le jet dans un cas permettant d'obtenir des gouttes de petite taille, et sans grille dans l'autre cas. L'intensité sonore totale en fonction de la direction d'observation est tracée sur la figure 1.10(a) pour un jet de nombre de Mach  $M_{ej} = 1.7$ , sans injection d'eau, avec injection sans grille, et avec injection en présence de la grille. Quelle que soit la direction d'observation, l'intensité sonore est légèrement plus élevée, de l'ordre de un ou deux décibels, avec injection en présence de la grille que sans la grille. La diminution de la taille des gouttes a donc pour effet de diminuer la réduction du bruit de jet. Toutefois, pour des jets subsoniques et faiblement supersoniques tels que  $M_{ej} \leq 1.6$ , la diminution du diamètre des gouttes a pour conséquence de réduire le bruit d'impact de ces dernières sur le jet dans les basses fréquences de l'ordre de 5 dB, résultant en une réduction globale du bruit de jet [2]. Un exemple de cet effet est donné par le spectre acoustique obtenu pour un jet de nombre de Mach  $M_{ej} = 1.6$  dans la direction  $\theta = 90^\circ$  représenté figure 1.10(b), sans injection d'eau, avec injection et avec injection en présence de grille. Pour des fréquences inférieures à 1000 Hz, les niveaux acoustiques sont identiques avec et sans injection d'eau sans grille, alors qu'ils sont plus élevés d'environ 5 dB avec injection en présence de grille. Allgood et al. [60], quant à eux, se sont intéressés à l'influence du diamètre de sortie des buses d'injection d'eau sur la réduction acoustique d'un jet subsonique, à vitesse d'éjection constante. La réduction totale obtenue en fonction du rapport du débit d'eau injecté sur le débit du jet est tracée sur la figure 1.11, pour un diamètre de 6.35 mm = 1/4 inch et de 3.17 mm = 1/8 inch. Afin de conserver un débit d'eau identique dans les deux configurations, 8 buses sont activées pour le diamètre de 6.35 mm, et 32 sont activées pour le diamètre de 3.17 mm. La réduction du bruit est plus élevée en utilisant un diamètre de buse de 6.35 mm qu'avec un diamètre de 3.175 mm, quel que soit le débit d'eau injecté. L'écart de réduction acoustique entre les deux diamètres est de l'ordre de 2 dB.

### 1.2.6 Simulations de la réduction acoustique par injection d'eau

Les études expérimentales ont permis de mettre en évidence la réduction acoustique par injection d'eau et d'en établir les caractéristiques. S'il est avéré que la présence d'eau injectée dans le jet a pour effet de réduire l'intensité des fluctuations dans la couche de mélange [59], les mécanismes d'interactions entre la phase liquide et le jet responsables de la réduction acoustique restent mal connus. C'est pourquoi un certain nombre d'études numériques ont été conduites assez récemment [4, 5, 6, 64, 65, 66, 67, 68]. En particulier, l'intérêt de la simulation est de pouvoir quantifier les transferts de masse, de quantité de mouvement et de chaleur qui s'opèrent entre les deux phases. La particularité de la phase liquide est qu'elle peut se présenter sous la forme d'une phase dense où l'interface liquide-gaz est clairement visible, ou d'une phase dispersée constituée de gouttelettes réparties dans la phase gazeuse. Une des complexités de la simulation de la réduction de bruit par injection d'eau réside dans le fait de devoir prendre en compte ces deux régimes.

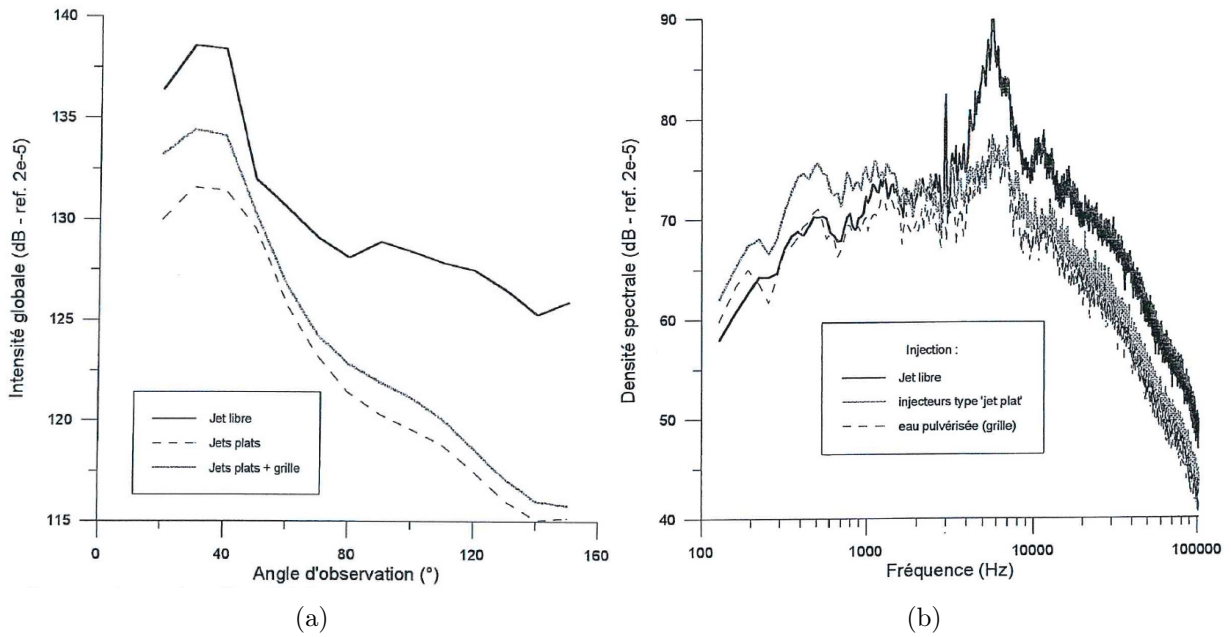


FIGURE 1.10 – Étude acoustique de jet sans injection d'eau, avec injection sans grille, et avec injection en présence de la grille : (a) intensité sonore totale en fonction de la direction d'observation, pour un jet de nombre de Mach  $M_{ej} = 1.7$ , (b) niveau acoustique en fonction de la fréquence dans la direction  $\theta = 90^\circ$ , pour un jet de nombre de Mach  $M_{ej} = 1.6$  [2].

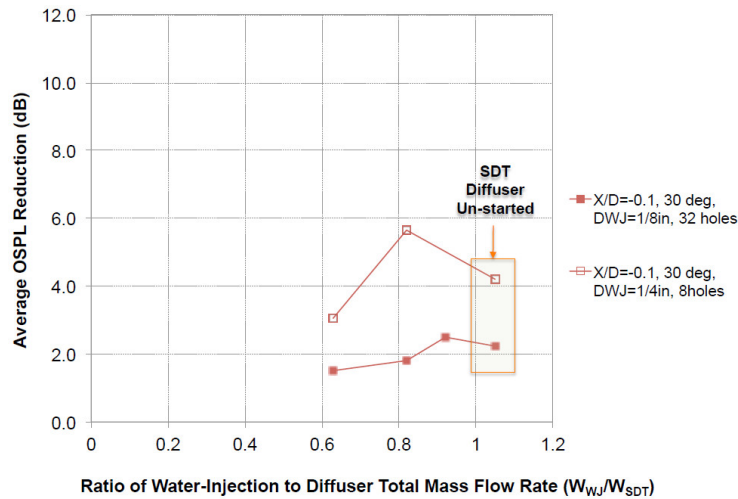


FIGURE 1.11 – Réduction acoustique totale d'un jet subsonique avec injection d'eau en fonction du rapport du débit d'eau sur le débit du jet, pour deux diamètres de buse d'injection notés DWJ dans la légende [60].



Capecelatro et Buchta [4], Fukuda et al. [5] et Buchta et al. [69] ont étudié la réduction acoustique d'un jet en présence de particules d'eau de taille arbitraire. Fukuda et al. [5] ont montré que la réduction acoustique obtenue par un calcul Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS) est en bon accord avec la réduction obtenue dans l'expérience. Ces auteurs ont en particulier montré l'influence de la présence des gouttes d'eau injectées sur la réduction de l'énergie cinétique turbulente dans le jet. Dans les DNS de Capecelatro et Buchta [4] et Buchta et al. [69], les niveaux de réduction acoustique sont également similaires à ceux de l'expérience, et l'intensité des fluctuations de vitesse dans le jet et des fluctuations de pression sont réduites en champ proche en présence d'injection d'eau. Cependant, les études de Capecelatro et Buchta [4], Fukuda et al. [5] et Buchta et al. [69] montrent leur limite dans le fait que la taille des gouttes injectées dans le jet est choisie arbitrairement. De plus, lors de l'injection d'eau sur un pas de tir réaliste, l'eau impactant le jet peut être constituée simultanément d'une phase liquide dense et d'une phase dispersée en gouttelettes. Les travaux de Salehian et al. [6] ont consisté à étudier la réduction de bruit par injection d'eau en calculant la phase dense du liquide uniquement. Les plus grosses gouttes sont résolues mais celles qui ne sont pas suffisamment bien discrétisées par le maillage ne sont pas pris en compte. Salehian et al. [6] ont montré que leur simulation permet d'estimer des niveaux de réduction acoustique similaires à l'expérience pour les basses fréquences, mais que la réduction de bruit est surestimée dans les hautes fréquences. De plus, la taille des gouttes est surestimée en raison de l'absence de modèle pour la tension de surface.

### 1.2.7 Autres effets de l'injection d'eau

En plus d'une réduction acoustique lors du décollage de lanceur spatial, l'injection d'eau sur le jet peut avoir d'autres effets sur le pas de tir. D'après l'étude menée par Li et al. [58], les interactions entre l'eau et le jet ont pour conséquence de réduire la température de ce dernier en raison du transfert de chaleur résultant de l'évaporation des gouttes. L'injection d'eau peut donc être utilisée pour protéger le pas de tir des hautes températures du jet. Les études de Vu et al. [65] et Sachdev et al. [70] ont montré cependant que cet effet n'est pas très marqué sur les configurations complexes de pas de tir.

Lors du décollage d'un lanceur, du chlore inorganique, un solide ionique contenant l'anion hypochlorite  $ClO^-$  tel que l'hypochlorite de sodium  $NaClO$  ou l'hypochlorite de calcium  $Ca(ClO)_2$ , de la vapeur d'eau et de l'oxyde d'aluminium  $Al_2O_3$  sont libérés [71], ainsi qu'une quantité importante de monoxyde de carbone  $CO$  et d'oxydes nitriques  $NO_x$  [72, 73]. Jones et al. [71] ont étudié l'impact d'un lancement sur la composition de l'atmosphère. Les éléments chlorés interagissent avec l'ozone en altitude, et le modèle de Jones et al. [71] prévoit une baisse de concentration d'ozone de 0.09% à 45 km d'altitude sur 20 ans de lancement de la fusée Ariane 5, au rythme de 10 lancements par an. La libération d'oxyde d'aluminium, quant à elle, serait responsable de l'augmentation de 1% de la masse totale d'aérosols dans la stratosphère par an. Enfin, le monoxyde de carbone libéré représente un danger pour la biodiversité locale autour du pas de tir, et les oxydes nitriques réagissent avec la vapeur d'eau et produisent des dérivés acides responsables, par exemple, des pluies acides. Selon Gomberg et al. [57] et Kim et al. [72], l'injection d'eau dans le jet au décollage a pour effet de réduire significativement la quantité d'oxydes nitriques produits, mais provoque en contre-partie une légère augmentation de la quantité de monoxyde de carbone.

Kim et al. [72] ont toutefois indiqué qu'une injection d'eau en incidence rasante par rapport au jet permet tout de même de maintenir la concentration en monoxyde de carbone relativement faible plutôt qu'une injection d'eau perpendiculaire au jet.

Par ailleurs, Canabal et Frendi [74] ont montré que l'eau injectée dans le jet réduit l'intensité de l'onde de souffle générée au démarrage des propulseurs [75] avant le décollage. Toutefois, un débit d'injection d'eau trop élevé tend à obstruer le jet et à contribuer à l'effet inverse, c'est-à-dire renforcer l'onde de souffle [74].

### 1.3 Phénoménologie des écoulements diphasiques

Sous certaines conditions, qui seront présentées en section 1.3.2, un jet liquide évoluant dans un gaz subit un mécanisme d'atomisation, représenté figure 1.12. Le liquide passe alors d'un état dit à phase dense où le liquide et le gaz sont clairement délimités par une interface, à un régime dit à phase dispersée où le liquide est constitué de gouttelettes réparties dans le gaz. L'atomisation primaire est définie comme étant la génération des gouttes à partir de la phase dense liquide. L'atomisation secondaire, quant à elle, correspond à la possible fragmentation des gouttes en gouttes plus petites et plus nombreuses. Les échelles caractéristiques entre les deux régimes sont très différentes et les mécanismes physiques mis en jeu ne sont pas identiques. L'objectif de cette section est de décrire ces deux régimes distincts et le phénomène d'atomisation qui les relie. Les mécanismes de fragmentation et de coalescence des gouttes, internes à la phase dispersée, sont également introduits.

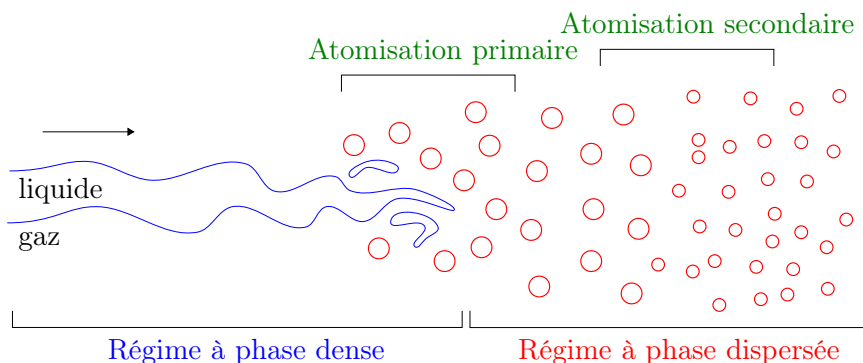


FIGURE 1.12 – Mécanisme d'atomisation d'un jet liquide.

#### 1.3.1 Le régime à phase dense

##### 1.3.1.1 La tension de surface

Un écoulement diphasique dans le régime à phase dense se caractérise par le mouvement d'un fluide composé de deux phases non miscibles séparées par une interface. À travers cette zone infiniment fine à l'échelle mésoscopique, différents échanges peuvent avoir lieu comme un transfert de matière lors d'un changement de phase d'une espèce, un transfert de quantité de mouvement lorsque des forces s'appliquent au niveau de cette interface, ou un transfert d'énergie. La tension de surface est une force propre aux écoulements diphasiques que subissent les molécules situées au niveau de l'interface. Au sein d'une même phase, chaque molécule est attirée par ses molécules

voisines grâce aux liaisons de Van der Waals. Loin de l'interface, une molécule est uniformément entourée de molécules identiques, si bien que la résultante des forces de Van der Waals s'annule. Au niveau de l'interface, une molécule subit d'un côté les forces attractives des molécules du même type, mais de l'autre côté les forces des molécules de l'autre phase. Si la densité et le type de molécules dans chaque phase est différente, un déséquilibre de force se crée à l'interface. Dans le cas particulier du mélange diphasique eau-air, les forces de Van der Waals dans l'air sont négligeables en raison de sa faible densité par rapport à celles dans l'eau. Une molécule d'eau de l'interface subit donc une force attractive de toutes les molécules d'eau de la phase liquide et une force attractive négligeable de la part du gaz. La résultante à l'interface, représentée par les vecteurs rouges sur la figure 1.13, est donc dirigée vers la phase liquide et normale à celle-ci.

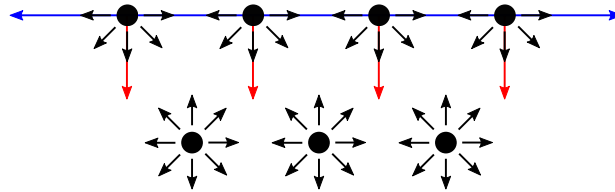


FIGURE 1.13 – Schéma simplifié du principe de la tension de surface, dans le cas d'une interface eau-air.  $\rightarrow$  forces de Van der Waals,  $\rightarrow$  forces résultantes à l'interface,  $-$  interface,  $\bullet$  molécule d'eau.

En raison de ce déséquilibre, une surface élémentaire  $dS$  de l'interface contient une énergie appelée énergie superficielle :

$$E_\gamma = \gamma dS \quad (1.14)$$

où  $\gamma$  est ici le coefficient de tension de surface. Plus la surface considérée est grande, plus la résultante normale à l'interface est importante, et plus l'énergie superficielle est élevée. En conséquence, l'équilibre du fluide est toujours atteint de manière à ce que la surface de l'interface soit la plus faible possible. C'est pourquoi de l'eau placée dans de l'air aura tendance à former une goutte d'eau sphérique, forme géométrique minimisant la surface. De plus, des forces tangentielles sont appliquées le long du contour d'une surface  $dS$  de l'interface en raison de la force attractive des molécules voisines à l'interface. Si la surface est plane, comme sur le schéma en haut de la figure 1.14, ces efforts tangentiels s'annulent. En revanche, si la surface est courbée, la résultante des forces tangentielles est non nulle et dirigée vers la partie concave de la courbure comme sur le schéma en bas de la figure 1.14.

L'interface, dans le cas d'un mélange eau-air, peut être vue comme une membrane élastique sous tension. Comme pour un ballon de baudruche, la membrane qui entoure l'air exerce une force vers l'intérieur. Par conséquent, lorsque l'équilibre du fluide est atteint, la pression dans le liquide est légèrement supérieure à celle de l'air extérieur pour compenser l'effet de la tension de surface. De manière générale, pour un mélange diphasique au repos, il existe un léger saut de pression appelé pression de Laplace ou pression capillaire au niveau de l'interface dès lors que celle-ci n'est pas plane. La loi de Laplace-Young relie ce saut de pression à travers l'interface, où  $[[\Psi]] = \Psi_l - \Psi_g$  pour toute variable  $\Psi$ , à la courbure locale  $C$  au point considéré :

$$[[p]] = \gamma C \quad (1.15)$$

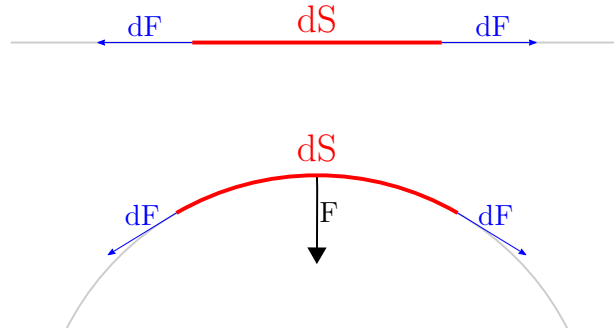


FIGURE 1.14 – Principe de l'effet de la tension de surface dans le cas d'une interface courbe : en haut surface plane, en bas surface courbée.

La courbure locale peut être exprimée de manière simplifiée en fonction des rayons  $R_1$  et  $R_2$  déterminés dans deux directions orthogonales sur la surface, représentées sur la figure 1.15 :

$$C = \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.16)$$

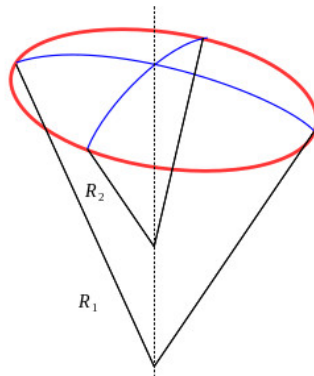


FIGURE 1.15 – Représentation des rayons de courbure  $R_1$  et  $R_2$  à l'interface. – contour d'une surface  $dS$  de l'interface, – deux lignes orthogonales à l'interface.

Dans le cas d'un fluide mobile, la viscosité du fluide intervient et la relation de saut s'applique au tenseur des contraintes  $\mathcal{T} - p\mathcal{I}$  :

$$\llbracket \mathcal{T} - p\mathcal{I} \rrbracket = \gamma C\mathcal{I} \quad (1.17)$$

### 1.3.1.2 Instabilités à l'interface d'un écoulement diphasique cisailé

Lorsque deux phases d'un fluide s'écoulent à des vitesses différentes, des instabilités existent à l'interface sous certaines conditions. En notant  $\eta_0$  une amplitude initiale,  $k$  un nombre d'onde et  $\omega$  une pulsation, une petite perturbation à l'interface s'écrit sous la forme :

$$\eta(x, t) = \eta_0 e^{ikx - i\omega t} \quad (1.18)$$

où  $x$  est la coordonnée dans la direction de l'écoulement. Lorsque la perturbation est amortie au cours du temps, l'écoulement revient à sa position d'équilibre. À l'inverse, lorsqu'elle est amplifiée, l'écoulement devient instable. L'amplification des oscillations de l'interface est responsable de la

désintégration du jet liquide et de la formation des gouttes, donc de l'atomisation primaire. Le type d'instabilité rencontré dépend de l'influence relative des forces aérodynamiques, de la tension de surface et de la viscosité. Des nombres sans dimensions sont introduits pour mesurer cette influence relative. Le nombre de Weber gazeux :

$$We_g = \frac{\rho_g (U_l - U_g)^2 D}{\gamma} \quad (1.19)$$

où  $\rho_g$  est la masse volumique du gaz,  $U_l$  est la vitesse du liquide,  $U_g$  est celle du gaz et  $D$  est le diamètre du jet liquide, correspond au rapport entre les forces aérodynamiques et la tension de surface. Le nombre d'Ohnesorge :

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \gamma D}} \quad (1.20)$$

où  $\mu_l$  est la viscosité dynamique moléculaire du liquide et  $\rho_l$  sa masse volumique, représente le rapport entre les forces liées à la viscosité et la tension de surface du liquide.

### Instabilités capillaires

Lorsque les effets de la tension de surface prédominent devant les effets du cisaillement des deux fluides, le mode susceptible de devenir instable est celui de Rayleigh-Plateau aussi appelé instabilité capillaire, illustrée sur la figure 1.16. Le nombre d'onde du mode le plus instable peut être approché par [76] :

$$k_i D \simeq 1.4 \quad (1.21)$$

Cette instabilité est cependant présente pour de très faibles différences de vitesse entre les deux phases, c'est-à-dire pour  $We_g \ll 1$ . Elle est assez peu rencontrée dans la plupart des applications courantes, et en particulier concernant les systèmes d'injection d'eau pour la réduction de bruit.



FIGURE 1.16 – Instabilité capillaire [77].

### Instabilités de Kelvin-Helmholtz

Le deuxième type d'instabilité rencontré est celui de Kelvin-Helmholtz (KH). Dans ce cas, le cisaillement entre le liquide et le gaz entraîne l'apparition d'une onde à l'interface amplifiée au court du temps, comme illustré sur la figure 1.17. La vitesse varie entre celle du gaz  $U_g$  et celle du liquide  $U_l$  sur une épaisseur  $\delta_v$  appelée épaisseur de couche de vorticité. Cette dernière se décompose en une épaisseur de couche de vorticité  $\delta_g$  pour la partie ne contenant que le gaz et  $\delta_l$  pour la partie contenant le liquide.

Dans le cas où l'épaisseur de vorticité est nulle, la vitesse varie alors de manière discontinue entre la vitesse du gaz et celle du liquide. La relation de dispersion de l'oscillation peut alors s'écrire [78, 79] :

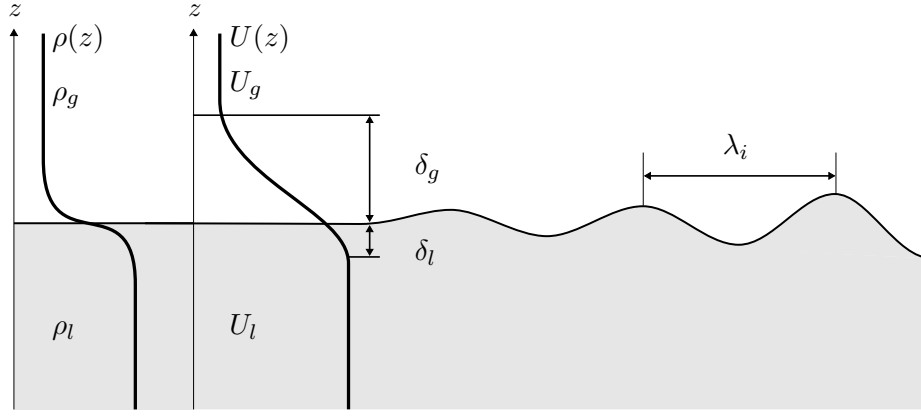


FIGURE 1.17 – Instabilité de Kelvin-Helmholtz.

$$-i\omega = -ik \frac{\rho_l U_l + \rho_g U_g}{\rho_l + \rho_g} + \frac{k}{\rho_l + \rho_g} \sqrt{\rho_l \rho_g (U_g - U_l)^2 - (\rho_l - \rho_g) \gamma k} \quad (1.22)$$

Dans le cas du mélange eau-air et en considérant que le gaz est au repos, on a  $\rho_l \gg \rho_g$  et  $U_g = 0$ . Le taux d'amplification des oscillations  $\omega_i = k / \rho_l \sqrt{\rho_l \rho_g U_l^2 - \rho_l \gamma k}$  est alors maximal [76, 79, 80] pour :

$$k_i D \simeq \frac{2}{3} \frac{\rho_g U_l^2 D}{\gamma} \quad (1.23)$$

La vitesse de groupe associée vaut [76, 79] :

$$\frac{\partial}{\partial k} (Im[-i\omega]) = U_l + \frac{\rho_g}{\rho_l} U_g \quad (1.24)$$

Lorsque  $\delta_v \neq 0$ , la relation de dispersion est plus complexe et s'exprime par :

$$e^{-2k\delta_v} = [1 - (2\Omega + k\delta_v)] \frac{1 + \frac{\rho_l + 1}{2} (2\Omega - k\delta_v)}{1 + \frac{\rho_l + 1}{2} (2\Omega - k\delta_v)} \quad (1.25)$$

avec

$$\Omega = \frac{\omega \delta_v}{U_g - U_l} - k \delta_v \frac{U_g + U_l}{2(U_g - U_l)} \quad (1.26)$$

Quand  $U_l \gg U_g$ , le nombre d'onde du mode le plus instable dépend alors de l'épaisseur de couche de vorticité et est donné par [76, 79, 80] :

$$k_i \delta_v \simeq 1.5 \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/2} \quad (1.27)$$

La vitesse de groupe associée, dans ce cas, peut être estimée [76, 79, 81, 82] par :

$$\frac{\partial}{\partial k} (Im[-i\omega]) \simeq \frac{\sqrt{\rho_g} U_g + \sqrt{\rho_l} U_l}{\sqrt{\rho_g} + \sqrt{\rho_l}} \quad (1.28)$$

La définition de l'épaisseur de couche de vorticité  $\delta_v$  est assez arbitraire mais est exprimée le plus

couramment dans la littérature par :

$$\delta_v = \frac{U_l - U_g}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)_{max}} \quad (1.29)$$

où  $z$  représente la direction normale à l'interface.

La transition entre l'hypothèse d'épaisseur de couche de vortacité nulle et non nulle a été mise en évidence par Marmottant et Villermaux [80] et dépend d'un nombre de Weber limite  $We_{lim} = \sqrt{\rho_g/\rho_l}$ . Le nombre de Weber relatif à l'épaisseur de couche de vortacité  $We_{\delta_v} = \rho_g(U_l - U_g)^2\delta_v/\gamma$  est ainsi introduit. Lorsque  $We_{\delta_v} < We_{lim}$ , l'hypothèse d'une couche de vortacité infiniment fine est valable et le nombre d'onde du mode le plus instable est donné par l'équation (1.23). Quand  $We_{\delta_v} \geq We_{lim}$ , l'épaisseur de couche de vortacité ne peut être négligée et le nombre d'onde de l'instabilité est donné par l'équation (1.27). De plus, Marmottant et Villermaux [80] précisent que l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est prédominante devant l'instabilité capillaire quand  $We_{\delta_v} \gg \rho_l/\rho_g (2\delta_v/D)^3$ .

Reitz [83] proposent une formulation de  $k_i$ , valable pour  $Oh < 1$  et  $\rho_l/\rho_g > 10$ , prenant en compte à la fois l'instabilité capillaire et l'instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Le nombre d'onde d'instabilité vaut alors :

$$k_i D = 1.39 \frac{(1 + 0.87 \cdot We_g^{1.67})^{0.6}}{(1 + 0.45 \cdot Oh^{0.5})(1 + 0.4 \cdot Ta^{0.7})} \quad (1.30)$$

où  $Ta = Oh\sqrt{We_g}$  est le nombre de Taylor. On retrouve le nombre d'onde de l'instabilité capillaire (1.21) dans le cas où  $We_g$  tend vers 0.

### Instabilités transverses dans le cas des jets axisymétriques

Dans le cas où une instabilité de Kelvin-Helmholtz se développe à l'interface d'un jet axisymétrique, une instabilité transverse de type Rayleigh-Taylor peut apparaître [80]. Comme l'illustre la figure 1.18, cette instabilité s'établit à l'interface de manière azimutale au jet. Ce type d'instabilité a été étudié par Marmottant et Villermaux [80]. Ceux-ci ont montré que son nombre d'onde  $k_{RT}$  dépend de celui de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz  $k_{KH}$  et du nombre de Weber relatif à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz  $We_{KH} = 2\pi\rho_g|U_l - U_g|^2/(k_{KH}\gamma)$  selon :

$$k_{RT} \simeq \frac{1}{2.45} k_{KH} We_{KH}^{1/3} \quad (1.31)$$

Cette instabilité transverse, qui s'amplifie au cours du temps, est responsable de l'éjection de ligaments liquides qui eux-mêmes se fragmentent en gouttes. Ce mécanisme est décrit par Marmottant et Villermaux [80] et est décrit en section 1.3.2.

### Instabilités dans le cas des jets plats

Dans le cas des jets plats [84, 85, 86, 87], l'instabilité de l'écoulement dépend de l'épaisseur du jet. Des analyses d'instabilités d'un film liquide placé dans du gaz ont été menés par Squire [88], Fraser et al. [89], Dombrowski et Johns [90], Li et Tankin [91], Rangel et Sirignano [92] et Senecal et al. [93]. Deux instabilités, représentées figure 1.19, ont été identifiées [88, 89, 94, 91, 92, 93]. La première, en haut sur la figure 1.19, est appelée oscillation antisymétrique, ou oscillation sinusoïdale. Dans ce cas, les interfaces liquide-gaz au-dessus et en-dessous du film liquide ont le même déplacement vertical, et sont en phase. Dans le deuxième cas, en bas sur la figure 1.19,

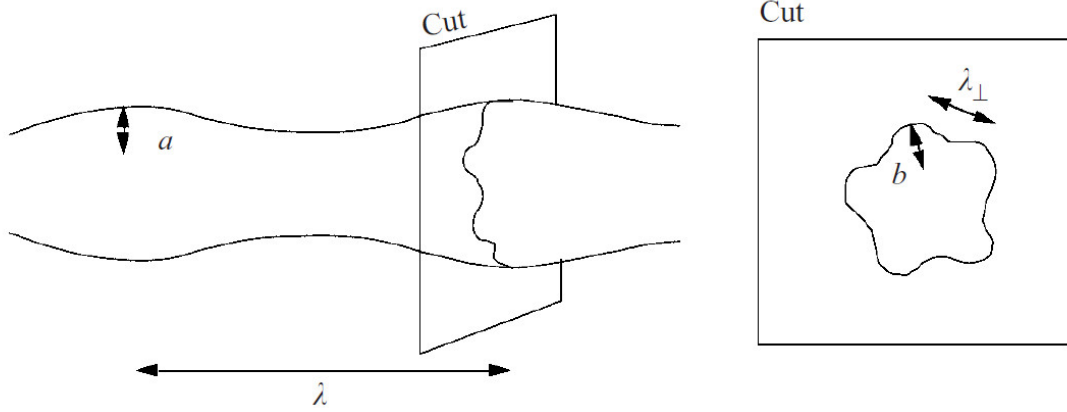


FIGURE 1.18 – Développement d'une instabilité transverse de Rayleigh-Taylor [80].

l'oscillation est dite symétrique, et est aussi appelée onde parallèle ou onde de dilatation. Dans ce mode, les mouvements des interfaces supérieure et inférieure sont déphasés de  $\pi$ . Dans le cas où le rapport de densité des deux phases est suffisamment élevé, ce qui est le cas pour le mélange liquide-gaz, le mode symétrique n'est souvent pas pris en compte car son amplitude est négligeable devant celui du mode antisymétrique [88, 89, 92, 93].

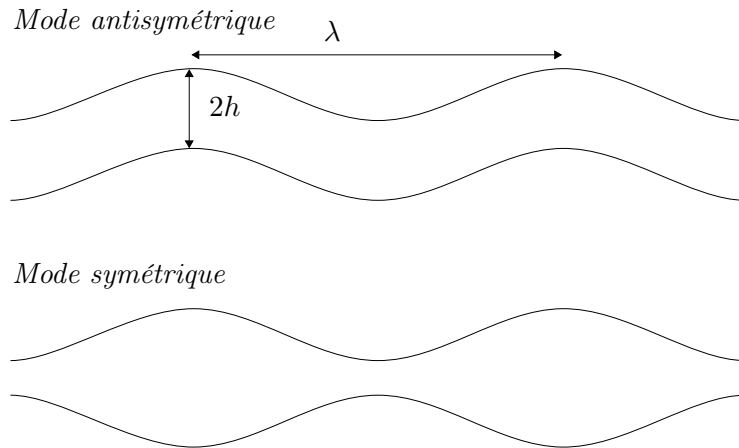


FIGURE 1.19 – Modes d'instabilité d'un film liquide.

Squire [95] a montré que, pour le mode antisymétrique, le film liquide devient instable pour un nombre de Weber liquide relatif à l'épaisseur du film  $2h$ , défini par  $We_{l_h} = \rho_l(U_l - U_g)^2 h / \gamma$ , supérieur à 1. Dans ce cas, le mode le plus instable est atteint pour le nombre d'onde [88, 90] :

$$k_i h = \frac{\rho_g (U_l - U_g)^2 h}{2\gamma} \quad (1.32)$$

qui est alors identique à l'expression (1.23) obtenue pour les jets à épaisseur de vorticité nulle. Le taux d'accroissement temporel associé à ce nombre d'onde vaut [88, 90] :

$$\omega_i = \frac{\rho_g (U_l - U_g)^2}{\sqrt{2h\rho_l\gamma}} \quad (1.33)$$

On remarque que la longueur d'onde de l'instabilité ne varie pas avec l'épaisseur du film liquide, alors que le taux d'accroissement des oscillations en dépend. Ces résultats sont obtenus en consi-



dérant que la longueur d'onde de l'instabilité est suffisamment grande, telle que  $\tan(kh) \simeq kh$ . Selon Senecal et al. [93], cette approximation est plutôt vérifiée pour un nombre de Weber gazeux relatif à l'épaisseur  $h$  de  $We_{g_h} = 0.5$ . En revanche, pour un nombre de Weber de  $We_{g_h} = 5$ , l'hypothèse des grandes longueurs d'onde n'est plus appropriée. Une approximation d'ondes courtes doit alors être utilisée dans ce dernier cas. La transition entre les deux approximations s'effectue pour  $We_{g_h} = 27/16$  [93]. Dans le cas où l'approximation des ondes courtes est utilisée, le mode le plus instable est alors atteint pour le nombre d'onde [93] :

$$k_i h = \frac{2 \rho_g (U_l - U_g)^2 h}{3 \gamma} \quad (1.34)$$

avec un taux d'accroissement associé de :

$$\omega_i = \frac{2 \rho_g (U_l - U_g)^2 h}{3 \gamma} \sqrt{\frac{\rho_g}{3 \rho_l}} \quad (1.35)$$

## 1.3.2 Description du mécanisme d'atomisation

### 1.3.2.1 Régimes d'atomisation

Différents régimes d'atomisation peuvent être distingués. Les nombres de Weber (1.19), d'Ohnesorge (1.20) et de Reynolds liquide, défini par :

$$Re_l = \frac{\rho_l U_l D}{\mu_l} \quad (1.36)$$

sont utilisés pour distinguer ces régimes. Reitz [96], Reitz et Bracco [97] et Faeth [98] identifient quatre régimes, visibles figure 1.20, dans le cas où le liquide est éjecté dans un gaz au repos. Le premier, dénommé *Rayleigh jet breakup*, est obtenu pour des nombres de Weber gazeux et Reynolds liquides très faibles. Dans ce régime, le jet est sujet à une instabilité de Rayleigh-Plateau, décrite en section 1.3.1.2, où les effets capillaires sont prédominants devant les effets aérodynamiques. Des gouttes dont le diamètre est plus grand que celui du jet sont générées loin de la buse et en faible quantité. Le deuxième, appelé *first wind induced breakup*, apparaît pour un nombre de Weber gazeux plus élevé. Dans ce cas, les effets aérodynamiques deviennent prépondérants devant les effets capillaires. Ce régime est associé au développement d'instabilités de grandes longueurs d'onde [96], comme celles identifiées par Senecal et al. [93] en section 1.3.1.2, et au développement d'un éventuel mode hélicoïdal à l'interface liquide-gaz [98]. Dans ce cas, la rupture du cœur liquide survient légèrement plus en amont que dans le *Rayleigh jet breakup*, et les gouttelettes sont de l'ordre du diamètre du jet. Le troisième régime, nommé *second wind induced breakup*, est associé au développement d'instabilités de plus faibles longueurs d'onde [96]. La longueur de rupture du jet est encore plus faible que pour le *first wind induced breakup*. Enfin, le dernier régime est appelé *atomization breakup*. Ce terme est employé dans la littérature mais est à différencier de celui qui est utilisé, au sens large, pour évoquer la transition de la phase dense d'un jet vers une phase dispersée. Il apparaît pour des nombres de Weber gazeux et Reynolds liquides élevés. Dans ce cas, le jet se rompt dès la sortie de la buse, produisant des gouttelettes dont le diamètre est faible devant celui du jet.

La transition entre ces différents régimes n'est pas identifiable facilement. Néanmoins, Faeth [98] a tracé le diagramme représenté sur la figure 1.21 pour classer les régimes suivant le nombre

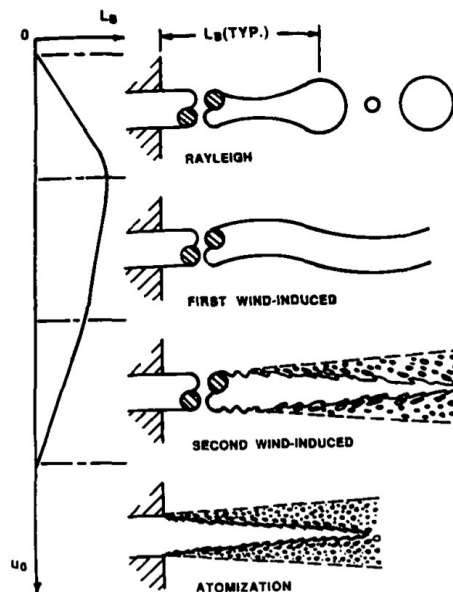


FIGURE 1.20 – Structure du jet liquide en fonction des différents régimes d'atomisation [98].

de Weber et le nombre d'Ohnesorge. Le régime *drip*, correspondant à un écoulement goutte à goutte à très faible nombre de Weber, est également mentionné. Pour un nombre d'Ohnesorge  $Oh \geq 2$ , le jet liquide est stable. Ce n'est en général pas le cas d'un mélange eau-air pour lequel ce nombre se situe plus aux alentours de 0.002 pour un diamètre de jet de l'ordre du millimètre. Les parties hachurées correspondent aux zones où aucun régime ne prédomine clairement. En dehors du domaine de stabilité du jet, le régime de *Rayleigh breakup* est atteint pour  $0.04 \leq We_g \leq 0.4$ . Pour  $1.2 \leq We_g \leq 11$ , le jet est en régime *first wind induced breakup* et *second wind induced breakup*, qui sont rassemblés sur la figure 1.21 en *wind induced*. Enfin, le régime *atomization breakup* est atteint dès lors que  $We_g \geq 30$ . Pour les trois derniers régimes, l'interface liquide-gaz est soumise à des instabilités de type Kelvin-Helmholtz. De manière générale, plus le nombre de Weber augmente, plus la longueur d'onde des oscillations est faible [99].

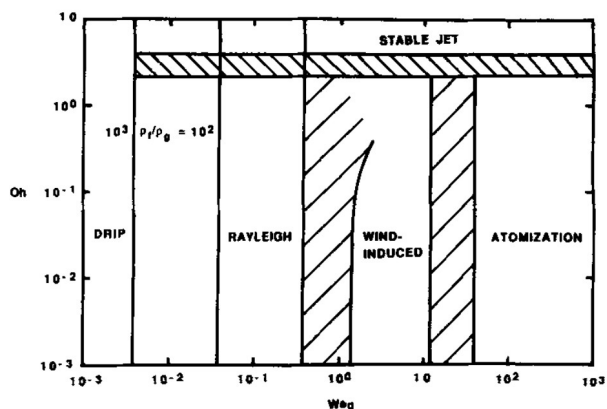


FIGURE 1.21 – Classification des régimes d'atomisation en fonction des nombres d'Ohnesorge et Weber gazeux [98].

Dans le cas où le jet liquide a une vitesse négligeable devant celle du gaz environnant, on parle d'*air-blast atomization* [100, 101, 102, 103, 104]. Dans ce cas, trois nouveaux régimes d'ato-

misation peuvent être identifiés. Ils sont, pour un nombre de Weber croissant, les régimes dits de *membrane*, de *fibres* et *superpulsant*. Pour un faible nombre de Weber, le régime est celui de *Rayleigh*, avant le régime de *membrane*, similaire au cas d'un jet liquide éjecté dans un gaz au repos. Des photographies de ces quatre régimes d'*air-blast atomization* obtenues par Lasheras et Hopfinger [102] dans le cas d'un mélange eau-air sont représentées figure 1.22. Pour le régime de *membrane*, des ligaments apparaissent après le développement d'oscillations de l'interface. La rupture du jet est relativement tardive. Dans le régime de *fibres*, les ligaments sont arrachés du cœur liquide par l'écoulement de gaz et se fragmentent en gouttes. Dans ce cas, la rupture du jet survient proche de la sortie de buse et de nombreuses gouttes sont formées. Le régime *superpulsant* est en quelque sorte l'extension au cas extrême du régime de *fibres*.

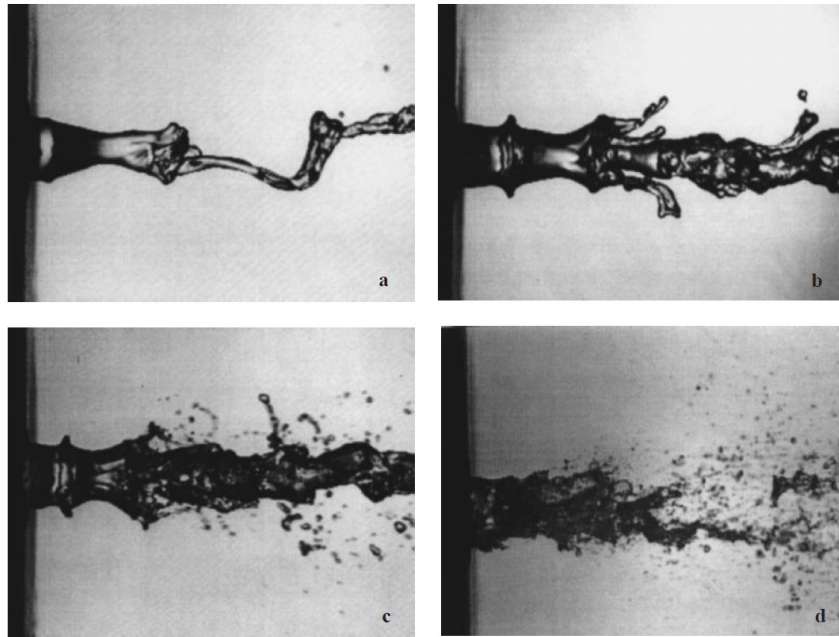


FIGURE 1.22 – Photographies des régimes de rupture dans le cas d'une *air-blast atomization* de Lasheras et Hopfinger [102]. De gauche à droite et de haut en bas : régime de *Rayleigh*, de *membrane*, de *fibres* et *superpulsant*.

La classification de ces régimes a été étudiée par Hopfinger [105] dont le diagramme du nombre de Reynolds liquide en fonction du nombre de Weber gazeux est tracé sur la figure 1.23 dans le cas du mélange eau-air. Les lignes de rapport  $\rho_g U_g^2 / (\rho_l U_l^2)$  constant sont représentées par les traits pleins et pointillés. On remarque en particulier que le régime de *membrane* est pratiquement inexistant pour une nombre de Weber gazeux  $We_g = \rho_g U_g^2 D / \gamma$  inférieur à 0.01. En effet, dans ce cas, on est proche de la configuration du jet où le gaz est au repos et les régimes d'atomisation sont ceux identifiés sur le diagramme représenté figure 1.21.

### 1.3.2.2 Diamètre des gouttes

Le diamètre moyen des gouttes permet de caractériser une distribution granulométrique d'un nuage de gouttes. Différentes définitions peuvent être utilisées suivant l'application et suivant le phénomène physique que l'on souhaite décrire. De manière générale, le diamètre moyen est défini par :

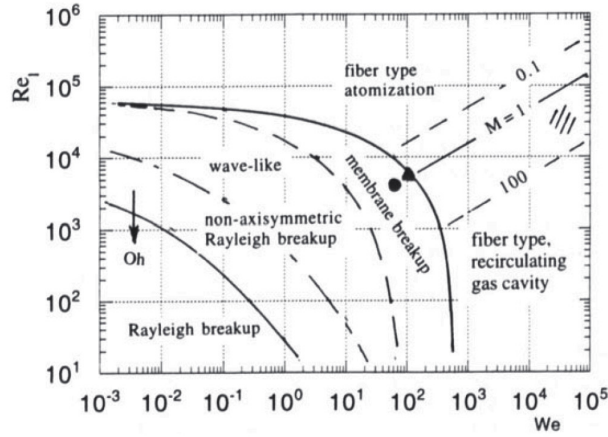


FIGURE 1.23 – Classification des régimes d'*air-blast atomization* établie par Hopfinger [105] en fonction du nombre de Reynolds liquide et du nombre de Weber gazeux  $We_g = \rho_g U_g^2 D / \gamma$ .

$$D_{pq} = \left( \frac{\int n(D_d) D_d^q dD_d}{\int n(D_d) D_d^p dD_d} \right)^{\frac{1}{p-q}} \quad (1.37)$$

où  $p$  et  $q$  sont des entiers,  $n$  est la densité de probabilité en nombre des gouttes et  $D_d$  est le diamètre d'une goutte. Le diamètre  $D_{10}$ , où  $p = 1$  et  $q = 0$ , représente donc le diamètre moyen en nombre de gouttes,  $D_{20}$  le diamètre moyen en surface et  $D_{30}$  le diamètre moyen en volume. Le diamètre  $D_{32}$ , appelé diamètre moyen de Sauter, est le plus couramment utilisé dans la littérature. Il représente le diamètre d'une goutte possédant le même rapport volume sur surface que l'ensemble des gouttes du spray. Il est en particulier intéressant pour des applications liées à l'évaporation d'un brouillard de gouttes.

### 1.3.2.3 Mécanisme de génération des gouttes

L'amplification d'une éventuelle oscillation de l'interface d'un jet liquide entraîne la transition de ce dernier d'un régime laminaire vers un régime turbulent et aboutit à la rupture du cœur du jet en une multitude de fragments et gouttes [106]. Les caractéristiques de ces gouttes sont en grande partie dépendantes du type d'instabilité survenant à l'interface liquide-gaz. Dans le cas où le jet est sujet à une instabilité de Kelvin-Helmholtz, ce qui est le cas dans le type de jet qui est étudié dans cette thèse, les oscillations de l'interface sont amplifiées avec la distance à la sortie de buse. Marmottant et Villermaux [80] et Varga et al. [103] ont montré que le sommet des oscillations est sujet à une instabilité transverse de type Rayleigh-Taylor (cf section 1.3.1.2). Cette instabilité se développe et provoque l'apparition de ligaments liquides qui s'étirent puis se détachent du cœur du jet en raison des forces aérodynamiques s'exerçant à sa surface, comme le montre la figure 1.24. Ce ligament se fragmente en un certain nombre de gouttes dont la taille est proportionnelle à celle du ligament. Marmottant et Villermaux [80] ont estimé expérimentalement que le diamètre équivalent du ligament  $D_{lig}$ , défini par  $D_{lig} = (6V_{lig}/\pi)^{1/3}$  où  $V_{lig}$  est le volume du ligament, est égal à  $D_{lig} \simeq 0.23\lambda_{RT}$  avec  $\lambda_{RT}$  la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor calculée en section 1.3.1.2. Le diamètre moyen en nombre des gouttes mesuré par Marmottant et Villermaux [80] est estimé à  $D_{10} \simeq 0.4D_{lig}$ .

Dans le cas particulier des jets plats, le mécanisme de génération de gouttes est légèrement

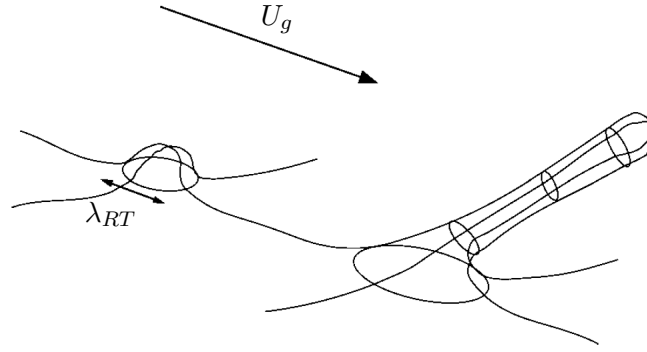


FIGURE 1.24 – Formation d'un ligament liquide à partir d'une instabilité de Rayleigh-Taylor [80].

différent car il dépend de l'épaisseur du film liquide. Les étapes de la désintégration du jet plat étudié par Dombrowski et Johns [90] sont schématisées sur la figure 1.25. Comme dans le cas d'un jet axisymétrique, des oscillations du jet apparaissent et sont amplifiées. Lorsqu'elles atteignent une certaine amplitude, le film liquide se rompt pour former des ligaments cylindriques occupant toute la largeur du jet. Ces ligaments deviennent instables à leur tour et se fragmentent en gouttes sous l'effet, principalement, de la tension de surface et de la viscosité [85, 89, 90, 93]. Selon Fraser et al [89] et Dombrowski et Johns [90], le diamètre  $D_{lig}$  des ligaments formés dépend de l'épaisseur  $2h_{break}$  du film au niveau de la rupture des ligaments et du nombre d'onde  $k_i$  de l'instabilité du jet selon :

$$D_{lig} = \sqrt{\frac{8h_{break}}{k_i}} \quad (1.38)$$

si l'approximation des grandes longueurs d'onde est utilisée (cf section 1.3.1.2). Dans le cas des petites longueurs d'ondes, c'est-à-dire pour  $We_{gh} > 27/16$ , le diamètre des ligaments est donné par [93, 84] :

$$D_{lig} = \sqrt{\frac{16h_{break}}{k_i}} \quad (1.39)$$

L'épaisseur du film au niveau de la rupture du jet est relativement complexe à estimer. Fraser et al. [89] puis Post et Hewitt [85] ont montré que cette épaisseur peut se mettre sous la forme :

$$h_{break} = C_1 \left( \frac{C_2^2 \rho_g^2 U_l^2}{\rho_l \gamma} \right)^{1/3} \quad (1.40)$$

où  $C_1$  et  $C_2$  sont des constantes propres au jet considéré qui peuvent être obtenues expérimentalement. Le diamètre des gouttes est alors déterminé en supposant qu'une goutte est générée à chaque longueur d'onde de l'instabilité du ligament. Par conservation de la masse, le diamètre moyen des gouttes est donné par :

$$D_{10} = 1.88 D_{lig} (1 + 3Oh_{lig})^{1/6} \quad (1.41)$$

où  $Oh_{lig} = \mu_l / \sqrt{\rho_l \gamma D_{lig}}$  est le nombre d'Ohnesorge relatif aux ligaments formés.

De façon plus générale, des lois empiriques ont été établies dans la littérature à partir des

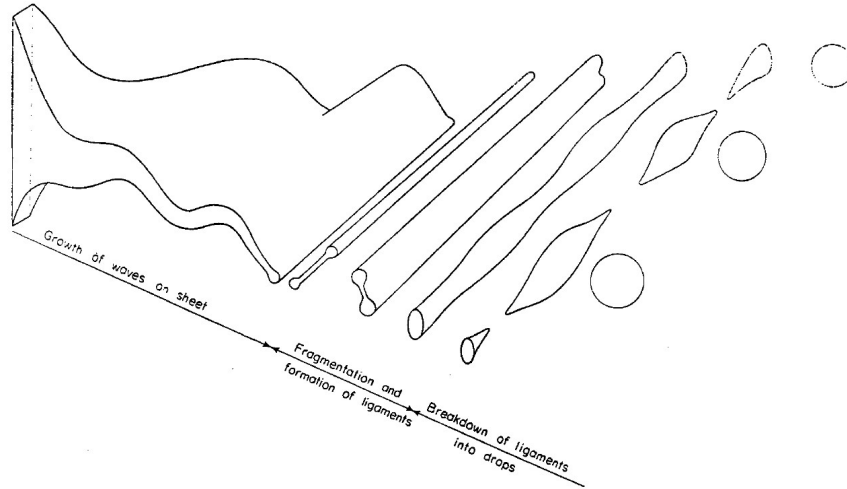


FIGURE 1.25 – Principe de la désintégration d'un jet plat [90].

paramètres connus de l'injecteur afin d'estimer le diamètre moyen des gouttes atomisées. Ainsi, Dorman [86] a montré que le diamètre moyen de Sauter des gouttes peut se mettre sous la forme :

$$D_{32} = \frac{C_3}{U_{ej}} \left( \frac{q_l \gamma}{\beta \rho_l} \right)^{1/3} \quad (1.42)$$

où  $C_3$  est une constante établie à 0.44,  $\beta$  est l'angle formé par le jet à l'éjection et  $U_{ej}$  est la vitesse du liquide à l'éjection. Post et Hewitt [85], quant à eux, ont établi que :

$$D_{32} = C_4 h_{ej} \left( \frac{\gamma}{\rho_l U_{ej}^2 h_{ej}} \right)^{1/3} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/6} f_1(Oh) f_2(\beta) \quad (1.43)$$

où  $C_3$  est une constante issue de l'expérience,  $h_{ej}$  est l'épaisseur du jet en sortie de buse et  $f_1(Oh)$  et  $f_2(\beta)$  sont des fonctions spécifiques à l'injecteur. Ces relations permettent d'obtenir un ordre de grandeur du diamètre des gouttes atomisées mais requièrent les valeurs de plusieurs inconnues, qui doivent nécessairement être obtenues par des mesures.

### 1.3.2.4 Mécanisme de fragmentation des gouttes

Quand les gouttes sont atomisées, elles peuvent se fragmenter à leur tour en un certain nombre de gouttes de diamètre inférieur, comme l'illustre la photographie de Villermaux [107] sur la figure 1.26. Les différents régimes de rupture ont été classifiés par Pilch et Erdman [108] et sont présentés sur la figure 1.27 en fonction du nombre de Weber local de la goutte  $We_d = \rho_g (U_d - U_g) D_d / \gamma$ , où  $U_d$  est la vitesse de la goutte. Quand le nombre de Weber augmente, les régimes de ruptures sont successivement *vibrational breakup*, *bag breakup*, *bag-and-stamen breakup*, *sheet stripping*, *wave crest stripping* et *catastrophic breakup*. Le temps caractéristique de fragmentation, noté  $\tau_{frag}$ , dépend du nombre de Weber  $We_d$ . En notant  $\tau_d = D_d \sqrt{\rho_d / \rho_g} / (U_d - U_g)$  le temps caractéristique de la goutte, le temps de fragmentation s'exprime par [108] :

$$\frac{\tau_{frag}}{\tau_d} = \begin{cases} 0 & \text{si } We_d \leq 12 \\ 6 (We_d - 12)^{-0.25} & \text{si } 12 < We_d \leq 18 \\ 2.45 (We_d - 12)^{0.25} & \text{si } 18 < We_d \leq 45 \\ 14.1 (We_d - 12)^{-0.25} & \text{si } 45 < We_d \leq 350 \\ 0.766 (We_d - 12)^{0.25} & \text{si } 350 < We_d \leq 2670 \\ 5.5 & \text{si } 2670 < We_d \end{cases} \quad (1.44)$$

Pougatch et al. [109] indiquent également que la fragmentation peut être induite par la turbulence de la phase gazeuse. Dans ce cas, le temps de fragmentation dû à la turbulence s'écrit :

$$\tau_{frag_t} = \left( \frac{D_d^2}{\epsilon_d} \right)^{1/3} \quad (1.45)$$

où  $\epsilon_d$  représente le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulence de la phase dispersée.

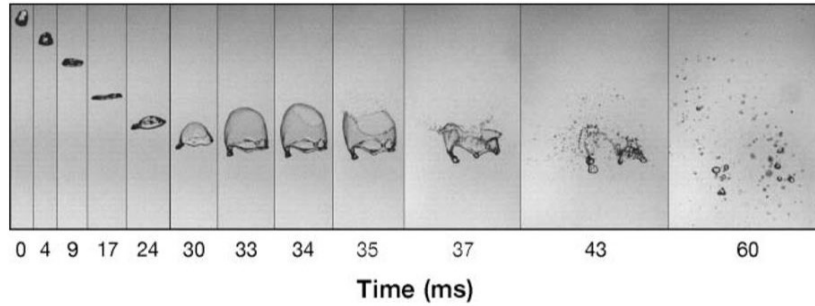


FIGURE 1.26 – Photographies de la fragmentation d'une goutte de 5 mm de diamètre dans un courant d'air ascendant [107].

En supposant que la fragmentation due à la turbulence est négligeable, la fréquence de rupture des gouttes s'exprime selon Pougatch et al. [109] par :

$$f_{frag} = \max \left( \min \left( \frac{(D_d - D^*)^3 - 1}{\tau_{frag}}, \frac{100}{\tau_{frag}} \right), \frac{1}{\tau_{frag}} \right) \quad (1.46)$$

où  $D^*$  est un diamètre donné par :

$$D^* = \frac{We_d^* \gamma}{\rho_g (U_d - U_g)^2} \quad (1.47)$$

et  $We_d^*$  est un nombre de Weber critique dépendant du nombre de Reynolds de la goutte  $Re_d = \rho_d D_d (U_d - U_g) / \mu_g$  :

$$We_d^* = \begin{cases} 25 & \text{si } Re_d < 200 \\ 55 \left( \frac{24}{Re_d} + \frac{20.1807}{Re_d^{0.615}} - \frac{16}{Re_d^{0.667}} \right) & \text{si } 200 \leq Re_d < 2000 \\ 5.48 & \text{si } 2000 \leq Re_d \end{cases} \quad (1.48)$$

Le diamètre des gouttes filles  $D_f$  produites après fragmentation a été estimé par Wert [110]. Selon cet auteur, le diamètre des gouttes filles dépend du temps caractéristique de fragmentation et du nombre de Weber de la goutte selon :



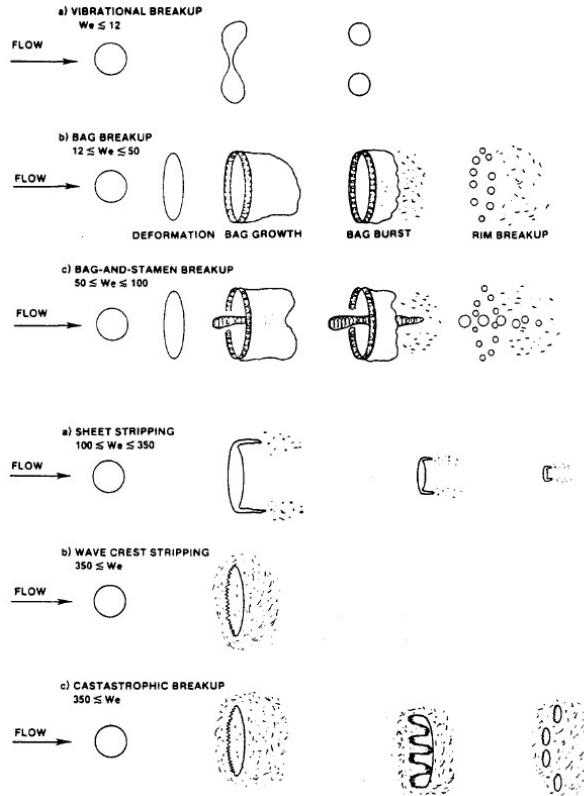


FIGURE 1.27 – Régimes de fragmentation d'une goutte liquide selon Pilch et Erdman [108] en fonction du nombre de Weber de la goutte.

$$D_f = D_d C_{frag} We_d^{-1/3} \left( \frac{\tau_{frag} - \tau_r}{\tau_d} \right) \quad (1.49)$$

où  $C_{frag}$  est une constante du modèle et  $\tau_r$  est le temps caractéristique supplémentaire d'initialisation de la fragmentation. Il dépend de nombre de Weber selon [108] :

$$\tau_r = \tau_d 1.9 (We_d - 12)^{-0.25} \quad (1.50)$$

### 1.3.2.5 Coalescence et pseudo-coalescence

Après atomisation primaire du jet, les gouttes peuvent également fusionner pour former des gouttes de diamètre supérieur. Ce phénomène de coalescence est caractérisé par la probabilité que deux gouttes se rencontrent pour ne former qu'une seule particule. Cette probabilité dépend des vitesses des deux gouttes et d'une efficacité de collision [111], qui correspond à la probabilité que deux gouttes susceptibles de rentrer en collision s'évitent en raison des forces aérodynamiques [112, 113]. Brazier-Smith et al. [114] ont mis également en évidence l'existence d'une efficacité de coalescence, représentant la probabilité que deux gouttes qui rentrent en collision parviennent à fusionner en une seule particule.

Les gouttes sont également susceptibles de ré-impacter la phase dense du jet liquide et de fusionner avec cette dernière. On parle alors de pseudo-coalescence. La validité physique de ce phénomène, dans le cadre de l'atomisation des jets liquides, n'a pas été confirmée expérimentalement dans la littérature. Cependant, la pseudo-coalescence a une utilité numérique comme dans



les modèles développés par Le Touze [19] et Blanchard [115], pour éviter que des gouttes de la phase dispersée ne se retrouvent à l'intérieur de la phase dense d'un jet. Le modèle de Le Touze [19] est utilisé dans cette étude et est décrit dans la section 2.1.2.

## 1.4 Simulation des jets liquides

### 1.4.1 Calcul de la phase dense

#### 1.4.1.1 Méthodes à interface diffuse

La première méthode pour le calcul d'un écoulement diphasique à phase dense consiste à considérer les deux phases comme deux espèces pouvant coexister dans l'ensemble du domaine étudié. Chaque cellule du maillage est un mélange des deux phases, dont la composition est déterminée par la fraction volumique  $\alpha_l$  de chaque espèce. L'interface entre les phases n'est donc pas localisée; on parle d'interface diffuse. Il est possible, néanmoins, de la localiser en post-traitement en repérant les cellules dont la fraction volumique ou massique de liquide varie entre 0 et 1. Un exemple de simulation d'écoulement diphasique eau-air à interface diffuse menée par Blanchard [115] est donné figure 1.28. Le champ instantané de fraction volumique de liquide est tracé dans le plan  $(X,Z)$ , et un agrandissement du jet est représenté où chaque cellule du maillage est délimitée par les lignes noires. Cette méthode a l'avantage d'être relativement simple à mettre en œuvre. Cependant, la diffusion numérique peut se traduire par une diffusion importante de l'interface dans le maillage.

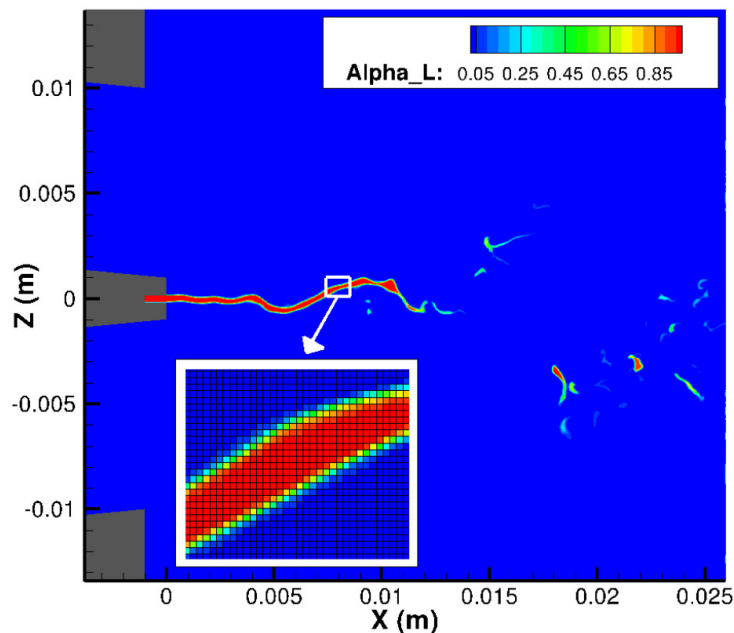


FIGURE 1.28 – Champ de fraction volumique de liquide avec la méthode à interface diffuse utilisée par Blanchard [115].

Pour la méthode à interface diffuse, un système d'équations permettant de décrire chacune des phases doit être résolu. Un modèle général de ce système a été établi par Baer et Nunziato [116]. Dans ce modèle, les conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont écrites pour chaque phase localement. Afin d'étendre le système à l'ensemble du domaine

considéré, appelé procédé d'homogénéisation, chaque équation doit être multipliée par une fonction indicatrice de phase qui vaut 0 si le point est à l'extérieur de la phase en question et 1 s'il est à l'intérieur. En pratique, étant donné qu'une même cellule peut contenir simultanément les deux phases, les fonctions indicatrices pour chaque espèce sont en général leurs fractions volumiques respectives. Le modèle de Baer et Nunziato [116] contient donc sept équations : trois pour les conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour chaque phase et une pour la conservation de la fraction volumique d'une des phases (la conservation de la fraction volumique de l'autre phase étant implicitement déduite).

Le modèle peut être simplifié lorsque la relaxation vers l'équilibre de certaines variables peut être considéré comme infiniment rapide au niveau l'interface. Selon Labois [117], les temps de relaxation sont, par ordre croissant, ceux de la pression, de la vitesse, de la température et du potentiel chimique. Lorsqu'un ou plusieurs de ces temps de relaxation sont supposés nuls, une ou plusieurs équations peuvent être retirées du modèle. On obtient les modèles simplifiés :

- **le modèle à 6 équations.** Dans ce cas, la pression est considérée à l'équilibre à l'interface. Les équations de conservation décrivant le système ne sont plus que les trois équations de transport de la masse, du vecteur de la quantité de mouvement et de l'énergie pour les deux phases.
- **le modèle à 5 équations.** La vitesse au niveau de l'interface est considérée à l'équilibre à son tour. Une seule équation de conservation du vecteur de la quantité de mouvement est écrite pour le fluide, commune aux deux phases.
- **le modèle à 4 équations.** La température est également supposée à l'équilibre entre les phases. Le système d'équation est alors réduit à un bilan de masse pour chacune des espèces, une équation de transport pour le vecteur de la quantité de mouvement et une pour l'énergie, alors commune aux deux phases. Ce modèle également appelé de modèle à fluide localement homogène (LHF), utilisé notamment par Le Touze [19], Rutard et al. [118] et Gaillard et al. [119] avec la plateforme de calcul CEDRE de l'ONERA [15]. C'est ce modèle qui est utilisé dans cette thèse et qui est détaillé en section 2.1.1.
- **le modèle à 3 équations.** Dans ce cas, le potentiel chimique est également considéré à l'équilibre. C'est le modèle Navier-Stokes classique pour un fluide mono-phasique. Il n'y a plus qu'une équation de transport pour la masse, le vecteur de la quantité de mouvement et l'énergie pour les deux phases réunies.

#### 1.4.1.2 Méthodes à reconstruction d'interface

La seconde méthode pour décrire un écoulement diphasique consiste à considérer l'écoulement comme un fluide unique contenant une interface. Une seule équation de transport pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie est utilisée, mais une équation de transport supplémentaire est ajoutée pour calculer l'évolution de l'interface. Des relations de saut sont alors calculées pour définir les propriétés de chaque phase. La position de l'interface peut être suivie de manière eulérienne ; on parle alors de *front-tracking*. Une autre méthode, appelée *front-capturing*, consiste à calculer la position de l'interface de façon lagrangienne. Cette approche n'est pas détaillée dans ce manuscrit car elle est relativement éloignée des codes de calcul utilisés dans le cadre de cette thèse, mais le lecteur peut se référer aux travaux de Magnaudet et al. [120] et Tryggvason [121].

Les deux méthodes les plus couramment employées dans la littérature pour calculer la position de l'interface sont celle du *volume-of-fluid* (VOF) et celle du *level-set*.

### Méthode VOF

La méthode VOF, proposée par Hirt et Nichols [122], repose sur le calcul de la fraction volumique de liquide pour repérer la position de l'interface. L'équation de transport de la fraction volumique de liquide  $\alpha_l$  est :

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{U} \alpha_l = 0 \quad (1.51)$$

où  $\mathbf{U}$  est la vitesse locale du fluide. Le système composé des trois équations de transport de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, et de l'équation de transport de la fraction volumique liquide (1.51) est similaire au modèle à 4 équations LHF à interface diffuse présenté en section 1.4.1.1. Cette méthode, comme les approches à interface diffuse, a l'inconvénient de provoquer la diffusion de l'interface dans le maillage en raison de la diffusion numérique. Cet effet est cependant négligeable pour des applications RANS comme dans les travaux de Vallet et al. [123], Beheshti et al. [124] et Stevenin et al. [125]. En revanche, dans le cadre d'application de type DNS [126] et LES [127, 128] où le calcul précis de l'évolution de l'interface est requis, il est possible de reconstruire la géométrie de l'interface à l'échelle de la maille à chaque pas de temps à partir de l'équation (1.51), comme illustré sur la figure 1.29. À chaque instant, l'interface est localisée et est infiniment fine dans l'ensemble du domaine. La reconstruction d'interface *piecewise linear interface calculation* (PLIC) mise en place par Youngs [129] est la plus couramment utilisée dans la littérature [130, 131, 132].

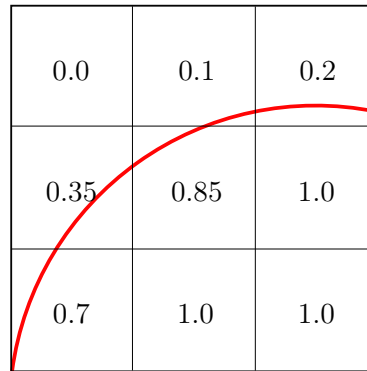


FIGURE 1.29 – Fraction volumique de liquide dans un maillage cartésien avec la méthode VOF intégrant la reconstruction d'interface en rouge.

### Méthode *level-set*

La méthode *level-set* proposée par Osher et Sethian [133] repose sur un principe similaire à l'approche VOF, à la différence que l'équation de transport permettant de repérer l'interface est basée sur la distance  $\phi$  entre le point considéré et l'interface :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \phi = 0 \quad (1.52)$$

Cette approche se démarque par sa simplicité de mise en œuvre car aucune reconstruction d'interface n'est nécessaire. En revanche, elle peut être sujette à des problèmes de conservation

de masse, à la différence de la méthode VOF-PLIC qui est formulée à partir d'un bilan de masse. Des techniques comme la *particle level-set* [134, 135, 136, 137] ou la *marker level-set* [138] ont été développées afin de corriger ce défaut et améliorer la précision de la méthode *level-set*. Une approche hybride *coupled level-set volume-of-fluid* (CLSVOF) couplant les méthodes *level-set* et VOF a également été utilisée par certains auteurs comme Xiao et al. [100], Chesnel [127], Chesnel et al. [128], Zuzio [139] et Balcazar [140]. Elle permet ainsi de cumuler la précision de la méthode *level-set* et la conservation de la masse de la méthode VOF.

## 1.4.2 Revue des modèles d'atomisation

Les modèles existants de la littérature pour le calcul de l'atomisation d'un jet liquide sont présentés dans cette section. Il existe deux manières de calculer l'atomisation du jet. Dans la première, qualifiée d'implicite, les gouttes ne sont pas calculées, mais leur surface d'échange avec le gaz et les transferts qui ont lieu à leur interface sont modélisés. Dans la deuxième approche, qualifiée d'explicite, les gouttes sont directement calculées. Des méthodes de couplage entre un solveur dédié au calcul de la phase dense du jet et un solveur dédié au calcul des gouttes sont alors utilisées.

### 1.4.2.1 Résolution implicite : calcul de la densité d'aire interfaciale

Même si les gouttes ne sont pas explicitement calculées, leur influence sur le jet peut être modélisé. C'est le principe de la méthode de calcul de la densité d'aire interfaciale. Cette quantité, dénotée  $\Sigma$ , correspond au rapport entre l'aire de l'interface liquide-gaz sur le volume de contrôle. Le calcul de la densité d'aire interfaciale au cours du temps permet de modéliser avec précision les échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie qui s'opèrent entre la phase liquide et la phase gazeuse, avec ou sans gouttes. De manière générale, l'atomisation primaire et la fragmentation de gouttes provoque une augmentation de la densité d'aire interfaciale : la surface totale, dans un volume de contrôle donné, augmente. On dit qu'il y a production d'interface. À l'inverse, la coalescence des gouttes contribue à diminuer la densité d'aire interfaciale. Vallet et al [123] ont proposé une modélisation de l'évolution de la densité d'aire interfaciale au cours du temps, dans le cadre d'une simulation RANS. La méthode peut également être utilisée en LES, comme c'est le cas dans les travaux de Chesnel [127] et Chesnel et al. [128]. En appliquant l'opérateur  $\bar{\cdot}$ , désignant la moyenne dans le cadre d'une application RANS ou le filtre dans le cadre d'application LES, à l'équation de transport de  $\Sigma$ , cette dernière s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\Sigma}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{U}} \bar{\Sigma} = \nabla \cdot \left( \frac{\mu_t}{Sc_s} \nabla \cdot \bar{\Sigma} / \bar{\rho} \right) + (\phi^+ + \phi^-) \bar{\Sigma} - V_a \bar{\Sigma}^2 \quad (1.53)$$

où  $Sc_s$  est une constante du modèle, et  $\phi^+ \bar{\Sigma}$  représente le terme de production d'interface par son étirement dû à la présence de gradients moyens de vitesse, avec :

$$\phi^+ = -\alpha_0 \frac{\overline{\mathbf{U} \otimes \mathbf{U}}}{TKE} \nabla \cdot \bar{\mathbf{U}} \quad (1.54)$$

et  $\alpha_0 = 2.5$ . Le terme  $TKE$  désigne l'énergie cinétique turbulente. Le terme  $\phi^- \bar{\Sigma}$  représente, quant à lui, le terme de production d'interface par son étirement dû à l'influence des petites

échelles turbulentes et aux phénomènes de collisions entre gouttes. Le terme  $\phi^-$  se décompose ainsi :

$$\phi^- = \phi_t^- + \phi_{coll}^- \quad (1.55)$$

avec, pour la partie turbulente :

$$\phi_t^- = \alpha_1 \frac{\bar{\epsilon}}{\overline{TK\bar{E}}} \quad (1.56)$$

où  $\alpha_1 = 0.5$ , et pour la partie collision :

$$\phi_{coll}^- = \frac{\alpha_2}{(36\pi)^{2/9}} (l_t \bar{\Sigma})^{2/3} \left( \frac{\rho_l}{\rho \alpha_l} \right)^{4/9} \tau_t^{-1} \quad (1.57)$$

où  $\alpha_2$  est une constante égale à 1,  $l_t = C_\mu^{3/4} \overline{TK\bar{E}}^{3/2} / \bar{\epsilon}$  est la longueur intégrale de la turbulence et  $\tau_t = \overline{TK\bar{E}} / \bar{\epsilon}$  est le temps caractéristique de la turbulence. Le terme  $V_a \bar{\Sigma}^2$  de l'équation (1.53) représente la destruction d'interface par collisions des gouttes. En supposant qu'il existe un diamètre de goutte  $D_{deq}$  pour lequel les termes de production  $\phi_{coll}^- \bar{\Sigma}$  et de destruction  $V_a \bar{\Sigma}^2$  se compensent, et en négligeant la production d'interface  $\phi^+$ , on peut écrire :

$$\phi^- \bar{\Sigma} = V_a \bar{\Sigma}^2 \quad (1.58)$$

On obtient alors :

$$V_a = \frac{\phi^- \rho_l D_{deq}}{6 \rho \alpha_l} \quad (1.59)$$

Vallet et al [123] ont estimé  $D_{deq}$  en supposant que les gouttes se fragmentent et coalescent jusqu'à atteindre le diamètre d'équilibre :

$$D_{deq} = 2C \frac{\gamma^{3/5} l_t^{2/5}}{\overline{TK\bar{E}}^{3/5} \rho_l^{3/5}} \left( \frac{\rho \alpha_l}{\rho_l} \right)^{2/15} \quad (1.60)$$

avec  $C = 3.2$ .

Ce modèle a été adapté à plusieurs reprises dans la littérature. Jay et al. [141] ont modifié le terme de production  $\phi^+$  pour prendre en compte l'étirement de l'interface lié au développement des instabilités de surface. Le modèle de Lebas et al. [142] est proche de celui de Vallet et al. [123], à la différence que les termes de production et de destruction d'interface dépendent de la fraction volumique de liquide. En effet, lorsque  $\alpha_l$  est faible, la variation de la densité d'aire interfaciale est principalement causée par les collisions et la fragmentation des gouttes. Lorsque  $\alpha_l$  est élevé, en revanche, la production et la destruction d'interface sont majoritairement liées à la turbulence de l'écoulement.

#### 1.4.2.2 Résolution explicite de l'atomisation : calcul des gouttes

L'atomisation des gouttes peut également être simulée de façon explicite. Les gouttes sont alors calculées numériquement, de manière eulérienne ou de manière lagrangienne.

### Atomisation statistique

Reitz [143] a proposé un modèle permettant de simuler l'atomisation des gouttes d'un jet liquide à partir du calcul de l'oscillation de l'interface du jet. L'instabilité du jet est amplifiée, puis des gouttes dont le diamètre est proportionnel à la longueur d'onde des oscillations sont éjectées du cœur liquide, comme illustré sur la figure 1.30. Comme il a été détaillé en section 1.3.1.2, Reitz [143] a montré que le nombre d'onde caractéristique de l'instabilité du jet et de son taux d'accroissement se mettent sous la forme :

$$k_i D = 1.39 \frac{(1 + 0.87 \cdot We_g^{1.67})^{0.6}}{(1 + 0.45 \cdot Oh^{0.5})(1 + 0.4 \cdot Ta^{0.7})} \quad (1.61)$$

et

$$\omega_i = \left[ \frac{8\gamma}{\rho_l D^3} \right]^{1/2} \frac{0.34 + 0.38 We_g^{1.5}}{(1 + Oh)(1 + 1.47 Ta^{0.6})} \quad (1.62)$$

Les gouttes sont alors éjectées du cœur liquide et se fragmentent sous certaines conditions. Selon le modèle de Reitz [143], le diamètre  $D_f$  d'une goutte issue de la fragmentation d'une goutte de diamètre  $D_m$  ou éjectée à partir du cœur liquide de diamètre  $D_m$  est donné par la formulation :

$$D_f = \begin{cases} 4\pi B_0 / k_i & \text{si } D_m \geq 2\pi B_0 / k_i \\ 2 \min \left[ \left( \frac{3\pi D_m^2 We_g}{8\omega_i} \right)^{0.33}, \left( \frac{3\pi D_m^2}{8k_i} \right)^{0.33} \right] & \text{si } D_m < 2\pi B_0 / k_i \end{cases} \quad (1.63)$$

Ce processus de fragmentation se répète tant que  $D_m \geq 2\pi B_0 / k_i$ . Si  $D_m < 2\pi B_0 / k_i$ , la goutte ne se fragmente qu'une seule fois. La fréquence à laquelle les gouttes se fragmentent dépend d'un temps spécifique donné par [97, 143] :

$$\tau_{frag} = 3.726 \frac{B_1 D k_i}{4\pi\omega_i} \quad (1.64)$$

avec  $B_1 = 10$ . La coalescence des gouttes est également prise en compte.

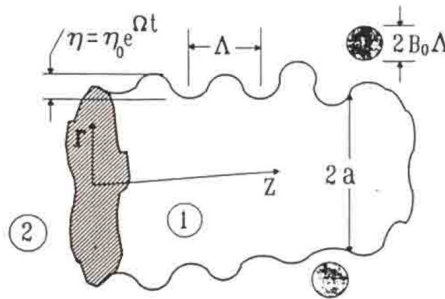


FIGURE 1.30 – Mécanisme d'atomisation selon le modèle de Reitz [143].

Le modèle établi par Reitz [143] permet, comme illustré sur la figure 1.31, d'obtenir une estimation de la répartition des gouttes et de la granulométrie d'un jet liquide. Il est capable, en particulier, de calculer l'évaporation des gouttes de manière similaire à l'expérience, contrairement aux modèles n'intégrant pas le mécanisme de fragmentation [143]. En effet, dans ce dernier cas, la surface d'échange entre les gouttes de l'écoulement et le gaz est sous-estimée, réduisant ainsi le taux d'évaporation des gouttes. Ce modèle dépend néanmoins d'un certain nombre de constantes,

qui sont susceptibles de changer suivant les paramètres d'éjection du jet. De plus, l'écoulement à phase dense présent en sortie de buse, le développement des instabilités à sa surface et sa transition vers un régime turbulent ne sont pas simulés. Cela ne permet pas de calculer avec précision le mécanisme d'atomisation primaire du jet, ni d'estimer la distance de rupture de la phase dense.

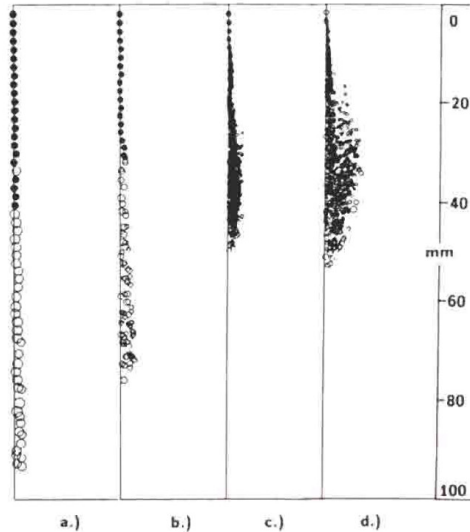


FIGURE 1.31 – Répartition des gouttes avec le modèle de Reitz [143], pour (a)  $We_g = 9$ , (b)  $We_g = 36.2$ , (c)  $We_g = 90$  et (d)  $We_g = 452$ . ● gouttes non fragmentées, ○ gouttes issues de la fragmentation.

### Méthode *Eulerian Lagrangian spray atomization* (ELSA)

D'autres méthodes ont été développées afin de calculer la phase dense du jet. Les gouttes sont éjectées à partir de cette dernière, et sont calculées par un solveur dédié. La première approche consiste à calculer la phase dense par une méthode eulérienne, et les gouttes par une méthode lagrangienne. Cette approche est appelée dans la littérature *Eulerian Lagrangian spray atomization* (ELSA). Elle a été suivie par Herrmann [144] pour simuler l'atomisation d'un jet, en utilisant un solveur eulérien pour résoudre la phase dense du jet avec suivi d'interface, et un solveur lagrangien pour calculer les gouttes trop petites pour être discrétisées par le maillage. Une visualisation du jet simulé est présentée figure 1.32. Cette méthode permet une résolution très fine du mécanisme d'atomisation, mais le suivi lagrangien de chaque particule requiert d'importantes ressources de calcul. Kashani [84] et Zuzio et al. [145] ont choisi de résoudre la phase dense par un solveur à interface diffuse, moins coûteux qu'un solveur avec reconstruction d'interface, et la phase dispersée contenant les gouttes non discrétisées par leur maillage par un solveur lagrangien. Afin de réduire encore le coût de la simulation, le calcul de la phase dispersée dans l'étude de Zuzio et al. [145] s'effectue sur des regroupement de gouttes de mêmes propriétés et caractéristiques.

### Méthode par couplage Euler-Euler

Le calcul de la phase dispersée peut également être effectué par méthode eulérienne. Par exemple, Le Touze [19], Rutard et al. [118] et Gaillard et al. [119] ont simulé l'atomisation d'un jet en utilisant un solveur à interface diffuse pour la phase dense et un solveur eulérien pour la phase dispersée. Dans ce dernier, le transport des gouttes est modélisé par la formulation semi-cinétique de Williams-Boltzmann [146], où la densité de probabilité en nombre de gouttes est



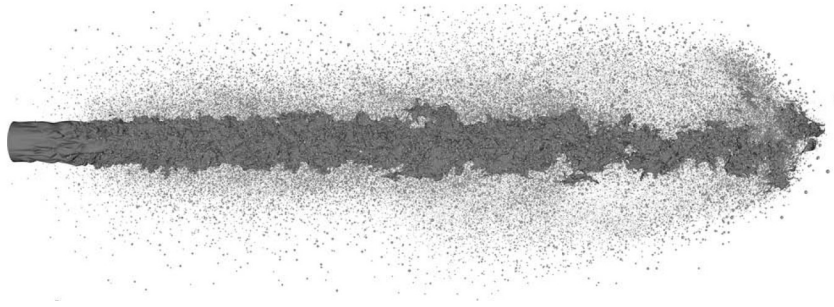


FIGURE 1.32 – Interface liquide-gaz et gouttes d'un jet simulé par Herrmann [144] par couplage ELSA.

calculée. Cette approche a l'avantage de conserver la même formulation eulérienne pour la phase dense et la phase dispersée, simplifiant ainsi leur couplage.

### Couplage entre la phase dense et la phase dispersée

Que la phase dispersée soit décrite par un modèle eulérien ou lagrangien, la transition entre les solveurs à phase dense et à phase dispersée doit être établie par une procédure de couplage. Le Touze [19] utilise une formulation *two-way* entre les deux solveurs, permettant à un ligament liquide de former des gouttes et à des gouttes de se regrouper pour former un ligament liquide ou de fusionner avec le cœur du jet. Dans ce modèle, également utilisé par Rutard et al. [118] et Gaillard et al. [119], le diamètre et la vitesse d'éjection des gouttes injectées dans le solveur à phase dispersée depuis la phase dense doivent être fixés arbitrairement, ce qui est une limite du modèle. Le Touze [19], Rutard et al. [118] et Gaillard et al. [119] indiquent cependant que si les mécanismes de fragmentation secondaire, de coalescence et de pseudo-coalescence des gouttes sont modélisés, l'état initial des particules injectées a peu d'influence sur la granulométrie et la répartition des gouttes en aval du jet. La méthode de couplage utilisée par Zuzio et al. [145] est relativement similaire à celle de Le Touze [19], Rutard et al. [118] et Gaillard et al. [119], à la différence que le diamètre des gouttes atomisées dépend d'une loi statistique log-normale. Dans les études menées par Le Touze [19], Rutard et al. [118] et Gaillard et al. [119], le transfert des gouttes peut avoir lieu dans tout le domaine de calcul, si certaines conditions, détaillées en section 2.1.2, sont respectées. En revanche, dans le modèle de Zuzio et al. [145], le transfert entre la phase dense et la phase dispersée s'effectue sur une frontière fixe, représentée en bleu sur la figure 1.33, qui doit être déterminée au préalable.



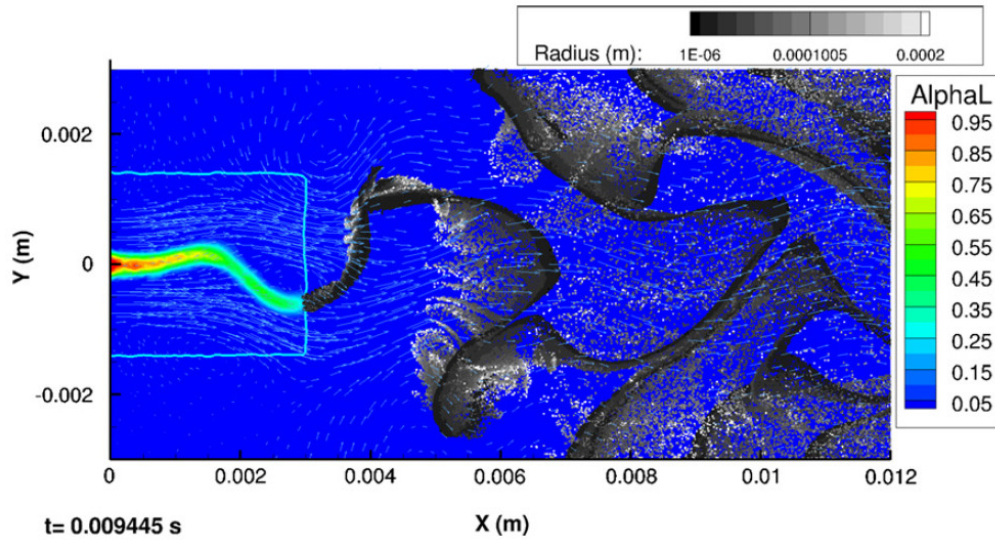


FIGURE 1.33 – Champ de fraction volumique de liquide ( $AlphaL$ ) et rayon des gouttes ( $Radius$ ) obtenus par le couplage entre un solveur à phase dense et un solveur à phase dispersée effectuée par Zuzio et al. [145].



## Chapitre 2

# Outils et méthodes numériques

Dans ce chapitre, les outils et les méthodes numériques utilisés pour les simulations réalisées dans cette thèse sont présentés. Les méthodes de simulation sont tout d'abord rapportées en section 2.1. La Synthetic-Eddy Method employée pour introduire des fluctuations de vitesse en entrée de buse est exposée en section 2.2. Les outils utilisés pour le post-traitement des données des simulations sont décrits en section 2.3. Enfin, la buse d'injection du banc MARTEL est présentée en section 2.4.

### Sommaire

---

<b>2.1 Méthodes numériques</b> . . . . .	<b>43</b>
2.1.1 Résolution du régime à phase dense . . . . .	43
2.1.2 Résolution du régime à phase dispersée . . . . .	47
2.1.3 Méthodes numériques . . . . .	49
<b>2.2 Génération des fluctuations de vitesse par Synthetic-Eddy Method (SEM)</b> . . . . .	<b>49</b>
2.2.1 Création des structures turbulentes . . . . .	50
2.2.2 Formulation du signal turbulent . . . . .	50
<b>2.3 Méthodes de post-traitement</b> . . . . .	<b>51</b>
2.3.1 Stockage des données de simulation . . . . .	51
2.3.2 Obtention des spectres de fluctuations . . . . .	52
2.3.3 Calcul de la vitesse de phase des instabilités . . . . .	52
<b>2.4 Présentation des buses d'injection du banc MARTEL</b> . . . . .	<b>52</b>
2.4.1 Géométrie des buses . . . . .	52
2.4.2 Structure du jet . . . . .	54

---

## 2.1 Méthodes numériques

### 2.1.1 Résolution du régime à phase dense

Le solveur CHARME de la plateforme CEDRE [15] développé à l'ONERA est utilisé pour simuler le régime à phase dense du jet. Le code est basé sur le modèle à 4 équations à fluide localement homogène de la méthode à interface diffuse décrite en section 1.4.1.1. Les temps de relaxation de la vitesse, de la pression et de la température sont supposés nuls à l'interface. Dans

le cadre de cette thèse, les deux espèces considérées sont l'eau à l'état liquide désignée par l'indice  $l$  et l'air à l'état gazeux désigné par l'indice  $g$ . Le modèle peut être étendu à une multitude d'espèces dans chaque phase, comme c'est le cas par exemple dans les travaux de Le Touze [19], Gaillard et al. [119] et Le Touze et al. [147] prenant en compte les différents produits de combustion et l'évaporation de l'eau. Dans notre étude, l'évaporation n'est pas prise en compte. Pour réaliser des simulations aux grandes échelles de la turbulence, les équations résolues sont filtrées à l'échelle  $\Delta = \delta_{grid}$ , où  $\delta_{grid}$  est le diamètre équivalent de maille défini par  $\delta_{grid} = 6 \times V_{cell}/A_{cell}$ ,  $V_{cell}$  et  $A_{cell}$  étant, respectivement, le volume et l'aire d'une cellule du maillage. L'opérateur de filtrage est noté  $\widehat{\cdot}$ , et les variables sont décomposées en une valeur moyenne  $\widetilde{\Psi}$  et fluctuante  $\psi$  au sens de Favre telles que  $\widetilde{\Psi} = \widehat{\rho\Psi}/\widehat{\rho}$  pour toute variable  $\Psi$ . Les équations de conservation filtrées utilisées dans le solveur sont présentées ci-dessous.

### 2.1.1.1 Système d'équations de conservation

Le vecteur des variables conservatives est donné par :

$$\widehat{\mathbf{Q}} = (\widehat{\rho\widetilde{Y}_l}, \widehat{\rho\widetilde{Y}_g}, \widehat{\rho\widetilde{\mathbf{U}}}, \widehat{\rho\widetilde{e}_t})^t \quad (2.1)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du mélange,  $Y_l$  et  $Y_g$  sont, respectivement, la fraction massique de liquide et de gaz,  $\mathbf{U}$  est le vecteur vitesse et  $e_t$  est l'énergie totale par unité de masse. Dans toutes les équations qui suivent, pour simplifier la notation, les caractères en gras correspondent à des vecteurs et les symboles calligraphiés désignent des tenseurs. Le système complet regroupant les quatre équations de conservation de la masse du liquide et du gaz, de la quantité de mouvement et de l'énergie s'exprime par :

$$\frac{\partial \widehat{\mathbf{Q}}}{\partial t} + \nabla \cdot \widehat{\mathbf{F}}_C = \nabla \cdot (\widehat{\mathbf{F}}_D + \widehat{\mathbf{F}}_t) - \widehat{\mathbf{S}}_{dense} \quad (2.2)$$

Les vecteurs  $\widehat{\mathbf{F}}_C$  et  $\widehat{\mathbf{F}}_D$  sont, respectivement, les flux par convection et diffusion :

$$\widehat{\mathbf{F}}_C = \widehat{\mathbf{Q}} \otimes \widehat{\mathbf{U}} + \widehat{p} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \mathcal{I} \\ \widehat{\mathbf{U}} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

où  $\mathcal{I}$  est le tenseur identité, et

$$\widehat{\mathbf{F}}_D = \begin{pmatrix} -\widehat{\mathbf{J}}_l \\ -\widehat{\mathbf{J}}_g \\ \widehat{\mathcal{T}} - \widehat{\mathcal{T}}_c \\ (\widehat{\mathcal{T}} - \widehat{\mathcal{T}}_c) \cdot \widehat{\mathbf{U}} - \widehat{\mathbf{J}}_e \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Le vecteur  $\mathbf{S}_{dense}$  représente le terme d'échange entre la phase dense et la phase dispersée, quand il est activé. Deux phénomènes sont modélisés. Le premier est l'atomisation primaire, c'est-à-dire la production de gouttes à partir de la phase dense, et le second correspond à l'absorption des gouttes sur le jet dense, c'est-à-dire la pseudo-coalescence. Le terme d'échange est donné par :

$$\widehat{\mathbf{S}}_{dense} = \begin{pmatrix} S_a - S_i \\ 0 \\ n\mathbf{F}_d + S_a\tilde{\mathbf{U}} - S_i\mathbf{U}_d \\ S_a \left( c_p(T_a) + \frac{1}{2}\tilde{\mathbf{U}}^2 \right) - S_i \left( c_p(T_d) + \frac{1}{2}\mathbf{U}_d^2 \right) + n\mathbf{F}_d \cdot \mathbf{U}_d \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

où  $\mathbf{F}_d$  est la force de traînée s'exerçant sur les gouttes,  $S_a$  est le débit d'atomisation,  $S_i$  est le débit de pseudo-coalescence,  $c_p$  est la capacité thermique des gouttes à pression constante,  $T_a$  est la température initiale d'atomisation des gouttes,  $\mathbf{U}_d$  est leur vitesse et  $T_d$  est leur température après atomisation. Tous ces termes sont explicités dans la section 2.1.2.

Les flux  $\widehat{\mathbf{J}}_l$  and  $\widehat{\mathbf{J}}_g$  sont définis par les lois de Fick :

$$\widehat{\mathbf{J}}_l = -\widehat{\rho}\tilde{D}_l\nabla\tilde{Y}_l \quad (2.6)$$

$$\widehat{\mathbf{J}}_g = -\widehat{\rho}\tilde{D}_g\nabla\tilde{Y}_g \quad (2.7)$$

où  $D_l$  et  $D_g$  sont les coefficients de diffusion du liquide et du gaz. Le tenseur  $\widehat{\mathcal{T}}$  est le tenseur des contraintes visqueuses donné par :

$$\widehat{\mathcal{T}} = 2\tilde{\mu}\tilde{\mathcal{D}} \quad (2.8)$$

avec

$$\tilde{\mathcal{D}} = \frac{1}{2} \left( \nabla\tilde{\mathbf{U}} + \nabla\tilde{\mathbf{U}}^t \right) \quad (2.9)$$

et  $\tilde{\mu}$  est la viscosité dynamique moléculaire du mélange.

Le tenseur des contraintes capillaires  $\widehat{\mathcal{T}}_c$  s'exprime par :

$$\widehat{\mathcal{T}}_c = \gamma \|\nabla\tilde{\alpha}_l\| \left( \mathcal{I} - \frac{\nabla\tilde{\alpha}_l}{\|\nabla\tilde{\alpha}_l\|} \otimes \frac{\nabla\tilde{\alpha}_l}{\|\nabla\tilde{\alpha}_l\|} \right) \quad (2.10)$$

avec

$$\alpha_l = \frac{\rho Y_l}{\rho_l} \quad (2.11)$$

En utilisant la loi de Fourier pour le flux de chaleur,  $\widehat{\mathbf{J}}_e$  est formulé par :

$$\widehat{\mathbf{J}}_e = -\tilde{\lambda}_T\nabla\tilde{T} + \tilde{h}_l\widehat{\mathbf{J}}_l + \tilde{h}_g\widehat{\mathbf{J}}_g \quad (2.12)$$

où  $h_l$  et  $h_g$  sont, respectivement, les enthalpies spécifiques du liquide et du gaz et  $\lambda_T$  est la conductivité thermique.

### 2.1.1.2 Fermeture des termes de sous-maille

Le vecteur  $\widehat{\mathbf{F}}_t$  est le flux turbulent de sous-maille résultant de l'opération de filtrage :

$$\widehat{\mathbf{F}}_t = \begin{pmatrix} -\mathbf{J}_{l_t} \\ -\mathbf{J}_{g_t} \\ -\mathcal{T}_t \\ -\mathbf{J}_{e_t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\widehat{\rho}(\widetilde{Y}_l \widetilde{\mathbf{U}} - \widetilde{Y}_l \widetilde{\mathbf{U}}) \\ -\widehat{\rho}(\widetilde{Y}_g \widetilde{\mathbf{U}} - \widetilde{Y}_g \widetilde{\mathbf{U}}) \\ -\widehat{\rho}(\widetilde{\mathbf{U}} \otimes \widetilde{\mathbf{U}} - \widetilde{\mathbf{U}} \otimes \widetilde{\mathbf{U}}) \\ \overline{(\widehat{\mathcal{T}} - \widehat{\mathcal{T}}_c) \cdot \mathbf{U}} - (\widehat{\mathcal{T}} - \widehat{\mathcal{T}}_c) \cdot \widetilde{\mathbf{U}} + (\widehat{\rho} \widetilde{e}_t + \widehat{p}) \widetilde{\mathbf{U}} - \overline{(\rho e_t + p) \mathbf{U}} \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Les différents termes de sous-maille désignés par l'indice  $t$  dans le vecteur  $\widehat{\mathbf{F}}_t$  doivent être modélisés pour fermer le système d'équation. L'hypothèse de Boussinesq est utilisée pour modéliser  $\mathcal{T}_t$  :

$$\mathcal{T}_t = 2\mu_t \widetilde{\mathcal{D}} - \frac{2}{3} \widehat{\rho} TKE \cdot \mathcal{I} \quad (2.14)$$

où  $\mu_t$  est une viscosité turbulente et  $TKE = (\langle u_x^2 \rangle + \langle u_y^2 \rangle + \langle u_z^2 \rangle) / 2$  est l'énergie cinétique turbulente, où  $u_x$ ,  $u_y$  et  $u_z$  sont les trois composantes des fluctuations de vitesse. La viscosité turbulente est définie à partir du modèle de Smagorinsky [148] dans une version amortie aux parois, et est donnée par :

$$\mu_t = \widehat{\rho} \min(C_s \Delta, \kappa l_w)^2 \sqrt{2I_{\mathcal{D}}} \quad (2.15)$$

où  $l_w$  est la distance avec la paroi la plus proche,  $\kappa = 0.41$  est la constante de Von Kármán,  $C_s$  est la constante de Smagorinsky fixée à 0.1, et  $I_{\mathcal{D}}$  s'exprime par :

$$I_{\mathcal{D}} = \widetilde{\mathcal{D}} : \widetilde{\mathcal{D}} \quad (2.16)$$

L'énergie cinétique turbulente  $TKE_{SGS}$  et son taux de dissipation  $\epsilon_{SGS}$  à l'échelle de la sous-maille sont modélisés par  $TKE_{SGS} = 6.67 \cdot C_s^2 \Delta^2 I_{\mathcal{D}}$  et  $\epsilon_{SGS} = TKE_{SGS}^{3/2} / \Delta$ . En introduisant un coefficient de diffusion turbulente  $D_t$  dépendant de la viscosité turbulente, les flux  $\mathbf{J}_{l_t}$  et  $\mathbf{J}_{g_t}$  sont définis par :

$$\mathbf{J}_{l_t} = -\widehat{\rho} D_t \nabla \widetilde{Y}_l \quad (2.17)$$

et

$$\mathbf{J}_{g_t} = -\widehat{\rho} D_t \nabla \widetilde{Y}_g \quad (2.18)$$

Le flux de sous-maille  $\mathbf{J}_{e_t}$  dépend du gradient de température selon :

$$\mathbf{J}_{e_t} = -\lambda_t \nabla \widetilde{T} + \widetilde{h}_l \mathbf{J}_{l_t} + \widetilde{h}_g \mathbf{J}_{g_t} + \mathcal{T}_t \widetilde{\mathbf{U}} \quad (2.19)$$

où  $\lambda_t$  est la conductivité turbulente qui est fonction de  $\mu_t$ ,  $\widetilde{Y}_l$ ,  $\widetilde{Y}_g$  et  $\widetilde{T}$ .

### 2.1.1.3 Fermeture thermodynamique

Un modèle thermodynamique est nécessaire pour relier la masse volumique, la pression et la température du mélange. La masse volumique est déduite des variables conservatives :

$$\widehat{\rho} = \widehat{\rho} \widetilde{Y}_l + \widehat{\rho} \widetilde{Y}_g \quad (2.20)$$

En introduisant la fraction volumique du gaz  $\alpha_g$  et les densités de chaque phase  $\rho_l$  et  $\rho_g$ , la densité du mélange s'écrit :

$$\widehat{\rho} = \widetilde{\alpha}_l \widehat{\rho}_l + \widetilde{\alpha}_g \widehat{\rho}_g \quad (2.21)$$

Pour la phase liquide, une équation d'état en formulation compressible est utilisée pour relier  $\widehat{\rho}_l$  à la pression et la température :

$$\widehat{\rho}_l = \rho_0 \frac{1 + \beta_0(\widetilde{p} - p_0)}{1 + \alpha_0(\widetilde{T} - T_0)} \quad (2.22)$$

où  $\beta_0$  est le coefficient de compressibilité isotherme du liquide et  $\alpha_0$  est le coefficient de dilatation isobarique, où l'indice 0 correspond à un état de référence. La loi des gaz parfaits est utilisée pour définir la densité de la phase gazeuse :

$$\widehat{\rho}_g = \frac{\widetilde{p}}{r_g \widetilde{T}} \quad (2.23)$$

où  $r_g$  est la constante spécifique des gaz parfaits.

### 2.1.2 Résolution du régime à phase dispersée

Le solveur utilisé pour résoudre la phase dispersée est le solveur SPIREE de la plateforme CEDRE [15]. Il permet une résolution eulérienne des gouttes basée sur la formulation semi-cinétique de Williams-Boltzmann. La densité de probabilité en nombre de gouttes  $n$  est ainsi calculée. À la différence du solveur à phase dense, aucun modèle de turbulence en sous-maille n'est utilisé. Aucune opération de filtrage n'est donc effectuée sur les équations de conservation de la phase dispersée, bien que celles-ci soient implicitement filtrées par le maillage.

#### 2.1.2.1 Système d'équations de conservation de la phase dispersée

La vitesse et la température des gouttes sont supposées être uniformes dans chaque cellule du maillage. Le vecteur des variables conservatives de la phase dispersée est donné par :

$$\mathbf{Q}_d = \left( n, \alpha_d \rho_d, \alpha_d \rho_d \mathbf{U}_d, \alpha_d \rho_d e_{dt} \right)^t \quad (2.24)$$

où  $\alpha_d$  est la fraction volumique des gouttes,  $\rho_d$  est leur masse volumique,  $\mathbf{U}_d$  est leur vitesse et  $e_{dt}$  est l'énergie totale par unité de masse de la phase dispersée. Le système d'équations traduisant les conservations de la densité de probabilité en nombre, de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie des gouttes s'écrit :

$$\frac{\partial \mathbf{Q}_d}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}_{C_d} = \mathbf{S}_{dis} \quad (2.25)$$

où  $\mathbf{F}_{C_d} = \mathbf{Q}_d \otimes \mathbf{U}_d$  est le flux convectif de la phase dispersée. Le diamètre des gouttes  $D_d$  générées par atomisation primaire est considéré uniforme dans tout le domaine. Comme mentionné en section 1.3.2, le diamètre des gouttes après atomisation primaire est susceptible de changer en raison des mécanismes de fragmentation et de coalescence. Cependant, ces mécanismes ne sont

pas pris en compte dans cette étude et seule l'atomisation primaire est considérée. Le diamètre des gouttes ne varie donc pas après leur création dans la phase dispersée.

### 2.1.2.2 Modélisation des termes sources de couplage avec la phase dense

Le terme source  $\mathbf{S}_{dis}$  dans l'équation (2.25) est issu des travaux de Le Touze [19] et Le Touze et al. [147]. Il prend en compte les transferts de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre la phase dense et la phase dispersée, en raison de l'atomisation et de la pseudo-coalescence. Il s'exprime par :

$$\mathbf{S}_{dis} = \begin{pmatrix} S_a \frac{6}{\rho_l \pi D_d^3} - S_i \frac{6}{\rho_d \pi D_d^3} \\ S_a - S_i \\ n\mathbf{F}_d + S_a \tilde{\mathbf{U}} - S_i \mathbf{U}_d \\ S_a \left( c_p(T_a) + \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{U}}^2 \right) - S_i \left( c_p(T_d) + \frac{1}{2} \mathbf{U}_d^2 \right) + n\mathbf{F}_d \cdot \mathbf{U}_d \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Le débit d'atomisation  $S_a$  est donné par

$$S_a = \tilde{\rho} \tilde{Y}_l f_a \lambda_a(\tilde{Y}_l) \quad (2.27)$$

où  $f_a$  est la fréquence d'atomisation et  $\lambda_a$  est une fonction d'activation dépendante de la fraction massique de liquide. Dans cette étude,  $f_a$  est égale à la fréquence turbulente  $f_a = \sqrt{2I_D}$ . Ainsi, le débit d'atomisation est d'autant plus élevé que le fluide est turbulent. La fonction  $\lambda_a$  permet d'activer l'atomisation seulement lorsque la fraction massique de liquide dans la phase dense est négligeable. Autrement dit, les gouttes ne peuvent pas être formées dans le cœur du jet ou dans un ligament liquide, mais seulement à l'interface liquide-gaz. La fonction  $\lambda_a$  est formulée par :

$$\lambda_a = 1 - \tanh(a \tilde{Y}_l^b) \quad (2.28)$$

où  $a$  et  $b$  sont des constantes du modèle. Durant le processus d'atomisation, la vitesse initiale donnée aux gouttes  $\mathbf{U}_d$  est la vitesse locale du fluide  $\tilde{\mathbf{U}}$ . Le débit de pseudo-coalescence  $S_i$  suit la même formulation que celle de  $S_a$  :

$$S_i = \alpha_d \rho_d f_i \lambda_i(\tilde{\alpha}_l, \alpha_d) \quad (2.29)$$

où  $f_i$  est la fréquence de pseudo-coalescence et  $\lambda_i$  est sa fonction d'activation, dépendante de la fraction volumique des gouttes. Cette fonction est donnée par :

$$\lambda_i = 1 - \tanh(-c_i \log_{10} [\max(\tilde{\alpha}_l, \alpha_d)]) \quad (2.30)$$

où  $c_i$  est une constante. La fréquence  $f_i$  est définie comme étant l'inverse du pas de temps de la simulation,  $f_i = 1/\Delta t$ , permettant à l'ensemble des gouttes d'une cellule d'être absorbé par la phase dense en un seul pas de temps, si  $\lambda_i = 1$ .

La force de traînée  $\mathbf{F}_d$  exercée par le fluide sur les gouttes s'exprime par :

$$\mathbf{F}_d = \frac{\pi D_d^2}{4} \rho C_d \|\tilde{\mathbf{U}} - \mathbf{U}_d\|^2 (\tilde{\mathbf{U}} - \mathbf{U}_d) \quad (2.31)$$



où l'opérateur  $\| \cdot \|$  désigne la norme d'un vecteur. Le terme  $C_d$  est le coefficient de traînée de la goutte. Il dépend du nombre de Reynolds de la goutte défini par :

$$Re_d = \rho_d D_d \| \tilde{\mathbf{U}} - \mathbf{U}_d \| / \mu_g \quad (2.32)$$

où  $\mu_g$  est la viscosité dynamique moléculaire du gaz. D'après Schiller et Nauman [149], le coefficient de traînée est :

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} & \text{si } Re_d < 1 \\ \frac{24}{Re_d} (1 + 0.15 Re_d^{0.687}) & \text{si } 1 \leq Re_d \leq 1000 \\ 0.445 & \text{si } Re_d > 1000 \end{cases} \quad (2.33)$$

### 2.1.3 Méthodes numériques

La discrétisation numérique repose sur la méthode des volumes finis sur maillage 3D non structuré. Les flux de diffusion sont calculés par un schéma centré du second ordre. Les flux convectifs sont calculés par la méthode *Harten Lax Van Leer Contact wave* (HLLC), basée sur la résolution d'un problème de Riemann [150]. Une version à faible nombre de Mach, développée à l'ONERA, est utilisée pour réduire la diffusion numérique dans le cas où le fluide est considéré comme incompressible. Les variables au centre des cellules sont interpolées aux faces par une méthode multipente [19, 151]. À la différence de la méthode monopente classiquement utilisée en volumes finis [152], une pente moyenne déterminée à partir de pentes calculées à chaque face de la cellule permet de calculer la variable interpolée sur chacune des faces. La diffusion numérique avec cette méthode est alors fortement diminuée ce qui, pour la simulation d'un écoulement diphasique avec une méthode à interface diffuse, se traduit par une diffusion de l'interface beaucoup plus faible que dans le cas monopente [19, 151]. Enfin, l'intégration temporelle est réalisée par un schéma de Runge-Kutta implicite au second ordre. Dans toutes les simulations qui suivent, le pas de temps  $\Delta t$  est fixé de telle façon à ce que le nombre de *Courant-Friedrichs-Lewy* maximum  $CFL_{max} = \max(|\mathbf{U}| + c) \Delta t / \min(\delta_{grid})$ , où  $c$  est la vitesse du son dans l'eau à 300 K, soit suffisamment faible pour garantir la précision du calcul. En pratique, il est de l'ordre de 2 dans les LES réalisées dans cette étude. Les pas de temps des deux solveurs, à phase dense et à phase dispersée, sont identiques, permettant aux termes sources d'échange d'être calculés à chaque itération. Le système implicite est résolu par la méthode *Generalized Minimal Residual* (GMRES) [153]. Pour les simulations du chapitre 3, le nombre de sous-itérations est variable mais limité à 100, et un critère de convergence du système est défini. En pratique, le nombre effectif moyen de sous-itérations est de l'ordre de 50. À l'inverse, pour les simulations des chapitres 4 et 5, le nombre de sous-itérations de l'algorithme GMRES est fixé à 20, permettant une réduction significative du temps de simulation tout en garantissant la robustesse du calcul.

## 2.2 Génération des fluctuations de vitesse par Synthetic-Eddy Method (SEM)

La Synthetic-Eddy Method proposée par Jarrin et al. [16] et Jarrin [17] est utilisée dans cette étude afin d'introduire des fluctuations de vitesse à l'entrée d'eau de la buse, comme employée

également dans les travaux de Paysant et al. [154] avec CEDRE [15]. Le principe est d'injecter des structures cohérentes à travers la condition limite d'entrée d'eau. Pour cela, un algorithme est employé pour introduire aléatoirement des structures turbulentes dans un volume défini autour de la condition limite, et de calculer leurs positions au cours du temps. Un signal de fluctuation de vitesse dépendant de la position des structures turbulentes, aussi appelées spots turbulents, est alors imposé en tout point de la condition limite.

### 2.2.1 Création des structures turbulentes

Le principe de la SEM est illustré sur la figure 2.1. Pour simplifier, le schéma est représenté en 2D, mais est appliqué par extension en 3D. Une boîte cylindrique est définie de part et d'autre de la condition d'entrée d'eau, entre  $X = -\sigma$  and  $X = +\sigma$ , où  $X = 0$  est la position axiale de l'entrée d'eau, et  $\sigma$  est la taille d'un spot turbulent. Un total de  $N$  spots sont introduits aléatoirement dans la boîte et sont convectés à la vitesse  $U_{inj}$ , selon l'hypothèse d'une turbulence gelée proposée par Taylor [155]. Lorsqu'un spot sort de la boîte, il est aléatoirement ré-injecté en entrée de cette dernière, permettant de conserver un nombre fixe de spots traversant la condition limite d'entrée de buse.

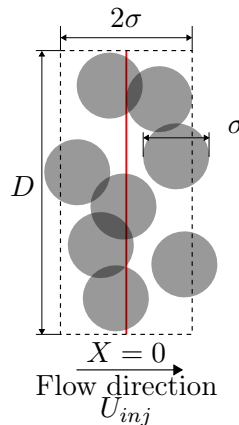


FIGURE 2.1 – Principe de création et de convection des spots turbulents avec la SEM.

### 2.2.2 Formulation du signal turbulent

Une fois que les spots turbulents sont introduits et convectés dans la boîte, ils doivent être reliés au solveur à phase dense pour être pris en compte dans le signal de vitesse en entrée de buse. La vitesse fluctuante  $u$  en tout point  $\mathbf{X} = (0, y, z)$  de la condition limite est donnée, pour chaque composante  $i = (x, y, z)$ , par :

$$u_i(\mathbf{X}, t) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^3 \mathcal{W}_{ij} \sum_{k=1}^N \epsilon_{ik} f_{\sigma}(\mathbf{X} - \mathbf{X}_k(t)) \quad (2.34)$$

où  $k$  est le numéro du spot turbulent,  $\mathbf{X}_k = (x_k, y_k, z_k)$  est le centre du spot  $k$  et  $\epsilon_{ik}$  est un scalaire valant aléatoirement  $-1$  ou  $1$ . Le tenseur  $\mathcal{W}$  s'exprime par :

$$\mathcal{W} = I_c U_{inj} \begin{pmatrix} w_x & 0 & 0 \\ 0 & w_y/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & w_z/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

où  $w_x$ ,  $w_y$  et  $w_z$  sont des composantes permettant de répartir l'énergie cinétique turbulente dans les trois directions de l'espace. Leurs valeurs sont fixées, respectivement, à 0.65, 0.35 et 0.35. L'intensité SEM  $I_c$  peut être modifiée pour ajuster l'amplitude des fluctuations de vitesses.

La fonction  $f_\sigma$  traduit l'influence d'un spot sur le signal de vitesse. Cette fonction dépend de la distance entre le centre du spot et le point de la condition limite considéré selon :

$$f_\sigma(\mathbf{X} - \mathbf{X}_k(t)) = \sqrt{\frac{V_{box}}{\sigma^3}} f\left(\frac{x - x_k(t)}{\sigma}\right) f\left(\frac{y - y_k(t)}{\sigma}\right) f\left(\frac{z - z_k(t)}{\sigma}\right) \quad (2.36)$$

où le volume  $V_{box}$  de la boîte SEM est  $V_{box} = \sigma D(D/2 + 2\sigma)$ . Dans cette étude,  $f$  est la fonction triangulaire :

$$f(x) = \begin{cases} \sqrt{\frac{3}{2}}(1 - |x|) & \text{si } |x| < 1 \\ 0 & \text{si } |x| \geq 1 \end{cases} \quad (2.37)$$

Les spots sont convectés à la vitesse  $U_{inj}$  dans la direction  $x$  de l'écoulement. La position du centre d'un spot  $k$  au cours du temps vérifie donc :

$$\mathbf{X}_k(t + \Delta t) = \mathbf{X}_k(t) + \Delta t \mathbf{U}_{inj} \quad (2.38)$$

Finalement, la vitesse totale est :

$$U_i(\mathbf{X}, t) = U_{inj} + u_i(\mathbf{X}, t) \quad (2.39)$$

## 2.3 Méthodes de post-traitement

Les méthodes de post-traitement des données de simulation utilisées dans cette étude sont présentées dans cette section. Les données instantanées des simulations LES, examinées en premier lieu, permettent d'étudier le comportement du jet et d'identifier les régimes transitoire et établi de l'écoulement. Des données statistiques du jet sont également collectées dans le régime établi pour décrire les propriétés de l'écoulement et les comparer à l'expérience. Pour cela, le jet doit être calculé durant un temps physique suffisamment long pour obtenir une bonne convergence des résultats.

### 2.3.1 Stockage des données de simulation

Compte tenu des tailles importantes des maillages utilisés, de l'ordre de la dizaine de millions de mailles, les données de chaque maille ne peuvent pas être stockées à chaque pas de temps. Les champs instantanés présentés dans cette thèse correspondent à la fin du régime transitoire. La durée de ce dernier est fixée autour de  $100D/U_{ej}$  où  $U_{ej}$  est la vitesse en sortie de buse, ce qui permet à la buse de se remplir d'eau puis à l'écoulement liquide après la sortie de buse d'attendre un régime quasi-stationnaire dans la zone étudiée.

Le régime établi est ensuite calculé pendant la durée de  $200D/U_{ej}$ , ce qui permet d’obtenir des résultats suffisamment convergés. Il est possible d’archiver les valeurs moyennes de l’écoulement avec la plateforme CEDRE [15]. Par conséquent, un seul fichier contenant les données moyennes du régime établi pour chaque cellule du maillage est archivé. Les profils et les champs moyens de l’écoulement sont obtenus à partir de ce fichier. Pour les simulations de configuration axisymétriques du chapitre 3, les profils radiaux sont obtenus en calculant la moyenne des profils dans 16 directions azimutales. Pour les simulations du jet plat dans les chapitres 4 et 5, les profils sont moyennés dans deux directions.

### 2.3.2 Obtention des spectres de fluctuations

Afin de caractériser les fluctuations présentes dans l’écoulement, les densités de puissance spectrale (PSD) de la vitesse sont calculées en différentes positions. Pour cela, des signaux de vitesse sont enregistrés durant toute la durée du régime établi. Dans la configuration axisymétriques du jet en chapitre 3, les spectres sont moyennés selon 4 directions azimutales. En pratique, les 4 signaux de vitesse sont analysés avec l’outil SPRINGBOX développé à l’ONERA basé sur la bibliothèque python UPMOST. Les PSD sont alors calculées par une méthode de Welch avec fenêtrage naturel, décomposant le signal en 10 fenêtres temporelles dans le chapitre 3 et en 5 fenêtres dans le chapitre 5, et en utilisant un taux de recouvrement de 50 %. Les spectres de la vitesse sont tracés en dB/St, avec pour vitesse référence  $U_0 = 1 \text{ m s}^{-1}$ . Les spectres des fluctuations de pression dans le chapitre 5 ont pour pression acoustique de référence  $p_{ref} = 20 \text{ } \mu\text{Pa}$ . Dans le cas du jet plat simulé dans les chapitres 4 et 5, les spectres sont moyennés selon deux directions azimutales.

### 2.3.3 Calcul de la vitesse de phase des instabilités

La vitesse de phase des instabilités du jet est également calculée à l’aide de l’utilitaire SPRINGBOX. Pour cela, des capteurs sont placés en  $r/D = 0.5$ , entre  $X/D = 10$  et  $X/D = 30$  tous les  $0.2D$  dans le cas du jet axisymétriques du chapitre 3. Dans les simulations du jet plat des chapitres 4 et 5, ces capteurs sont situés en  $Y/D_{eq} = 0.2$  entre  $X/D = 10$  et  $X/D = 20$  tous les  $0.5D_{eq}$ . Des corrélations croisées sont alors calculées entre les signaux de vitesse enregistrés. Le déphasage du signal entre les capteurs permet alors de déterminer la vitesse de phase d’une onde à une fréquence spécifique. Dans le chapitre 3, la vitesse de phase est moyennée selon 4 directions azimutales. Dans les chapitres 4 et 5, la vitesse est moyennée selon deux directions, c’est-à-dire de part et d’autre du jet en  $Z = 0$ . Dans le cadre de cette thèse, cette méthode est utilisée pour obtenir la vitesse de phase à la fréquence d’instabilité du jet.

## 2.4 Présentation des buses d’injection du banc MARTEL

### 2.4.1 Géométrie des buses

L’étude porte sur la buse d’injection utilisée sur le banc MARTEL, dont une photographie est donnée sur la figure 2.2. Il s’agit du modèle VeeJet H1/4U-2530<sup>1</sup>. Les caractéristiques de cette buse et du jet liquide éjecté sont présentées dans cette section. Le schéma dans les deux

1. source : <https://www.spray.com/fr-fr/produits/marques-de-buses-et-de-systemes-de-pulverisation/buses-a-jet-plat-veejet>.

plans  $(X,Z)$  et  $(X,Y)$  de la buse est donné sur la figure 2.3. Les longueurs sont normalisées par le diamètre équivalent de la buse défini par  $D_{eq} = \sqrt{4A_S/\pi} = 2.922$  mm, où  $A_S$  est la section de sortie. L'injecteur est constitué d'une première section cylindrique de  $2.39D_{eq}$  de diamètre, puis est suivi d'un convergent à  $45^\circ$  qui se termine par une sortie lenticulaire. Les débits d'eau liquide délivrés par une buse dans les conditions d'essais du banc MARTEL sont de  $q_l = 0.125, 0.25$  et  $0.376 \text{ kg s}^{-1}$ , fournissant des vitesses théoriques à l'éjection de, respectivement,  $U_{ej} = 18.6, 37.3$  et  $56 \text{ m s}^{-1}$  par conservation du débit. De par la forme lenticulaire de la sortie de buse, le jet liquide est plat, avec un angle d'évasement donné par le constructeur variant de  $\beta = 20^\circ$  à  $\beta = 36^\circ$  selon le débit dans le plan  $(X, Z)$ . Pour le débit maximal  $q_l = 0.376 \text{ kg s}^{-1}$  pour lequel s'effectue la quasi totalité des simulations, le nombre de Reynolds liquide est de  $Re_l = 140\,000$ , le nombre de Weber gazeux de  $We_g = 87$  et le nombre d'Ohnesorge de  $Oh = 0.0022$ . Les caractéristiques de cette buse sont données dans le tableau 2.1.



FIGURE 2.2 – Buse utilisée au banc MARTEL.

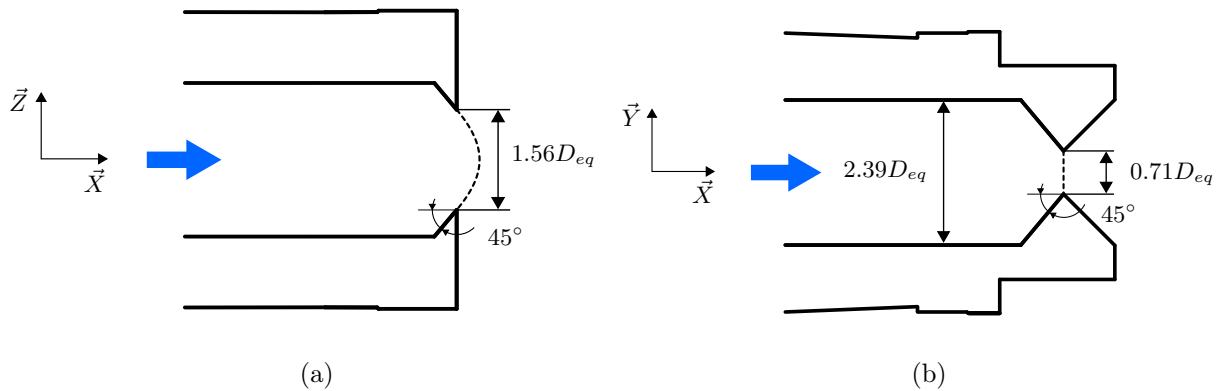

 FIGURE 2.3 – Géométrie de la buse MARTEL en coupe : (a) dans le plan  $(X,Z)$ , (b) dans le plan  $(X,Y)$ .

TABLE 2.1 – Caractéristiques de la buse du banc MARTEL. Les nombres de Reynolds, de Weber et d'Ohnesorge sont donnés pour le débit maximal.

$D_{eq}$ [mm]	$q_l$ [ $\text{kg s}^{-1}$ ]	$U_{ej}$ [ $\text{m s}^{-1}$ ]	$\beta$ [ $^\circ$ ]	$Re_l$	$We_g$	$Oh$
2.922	0.125, 0.25, 0.376	18.6, 37.3, 56	20-36	140 000	87	0.0022

Pour connaître le régime d'atomisation de la buse MARTEL, son point de fonctionnement pour le débit maximal est placé sur le diagramme de Stahl et al. [156] sur la figure 2.4(a), représentant les régimes d'atomisation en fonction du nombre d'Ohnesorge et du nombre de Reynolds, et sur le diagramme de Reitz [96] de la figure 2.4(b), illustrant les régimes d'atomisation en fonction du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge. Dans les deux diagrammes, le régime du jet des

buses MARTEL est celui d'*atomization*. Il est donc attendu, comme mentionné dans la section 1.3.2, que le jet d'eau libère des gouttes dès la sortie de buse, et que le diamètre de ces gouttes soit faible devant le diamètre équivalent de sortie de la buse. Pour le débit de  $q_l = 0.25 \text{ kg s}^{-1}$ , le régime est également celui d'*atomization*. En revanche, pour  $q_l = 0.125 \text{ kg s}^{-1}$ , le nombre de Weber gazeux est de 17, donc le point de fonctionnement du jet à ce débit est situé dans la zone intermédiaire entre le régime *wind-induced* et *atomization* sur le diagramme de la figure 2.4(b).

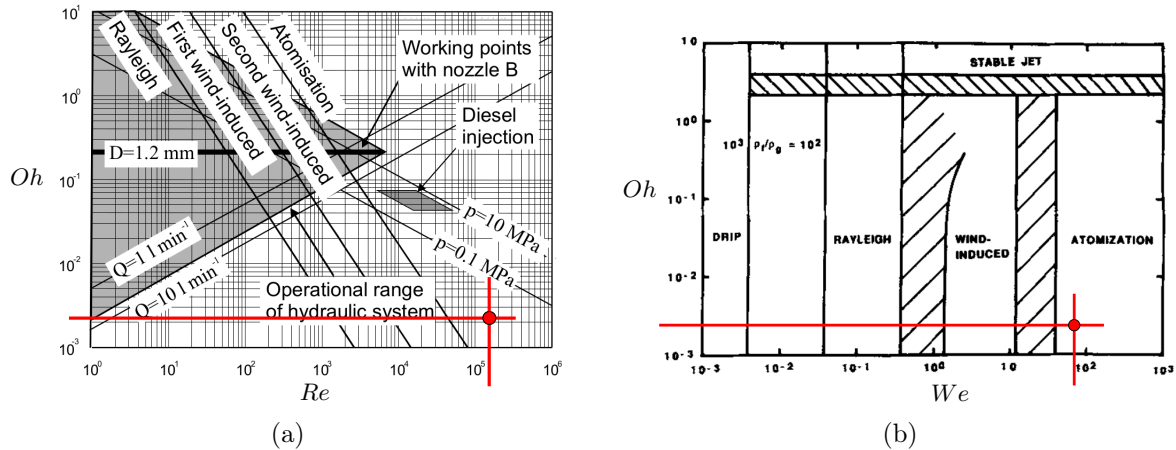


FIGURE 2.4 – Diagrammes d'atomisation de (a) Stahl et al. [156], (b) Reitz [96], • point de fonctionnement de la buse MARTEL au débit maximal  $q_l = 0.376 \text{ kg s}^{-1}$ .

## 2.4.2 Structure du jet

Deux ombroscopies expérimentales instantanées de l'écoulement des buses MARTEL obtenues pour le débit maximal  $q_l = 0.376 \text{ kg s}^{-1}$  sont représentées sur la figure 2.5 dans le plan  $(X,Z)$  et dans le plan  $(X,Y)$ . Pour simplifier la lecture, pour ce jet, le plan  $(X,Z)$  est nommé plan d'évasement et le plan  $(X,Y)$  est appelé plan latéral. Le plan  $(Z,Y)$ , quant à lui, est le plan transverse. Les ombroscopies moyennes du jet représentées sur la figure 2.6 sont obtenues à partir de 100 ombroscopies instantanées sur la figure 2.6(a) et 200 sur la figure 2.6(b). Les angles que forment le jet est d'environ  $30^\circ$  dans le plan d'évasement, et d'environ  $4^\circ$  dans le plan latéral, ce qui est conforme à la plage angulaire indiquée par le constructeur. Des oscillations à l'interface semblent se développer dès la sortie de buse. Le jet est laminaire en sortie jusqu'à  $X/D_{eq} = 3$ , puis devient turbulent, comme illustré sur la figure 2.5(b) où des ligaments liquides semblent se former et se diriger vers l'extérieur du jet.

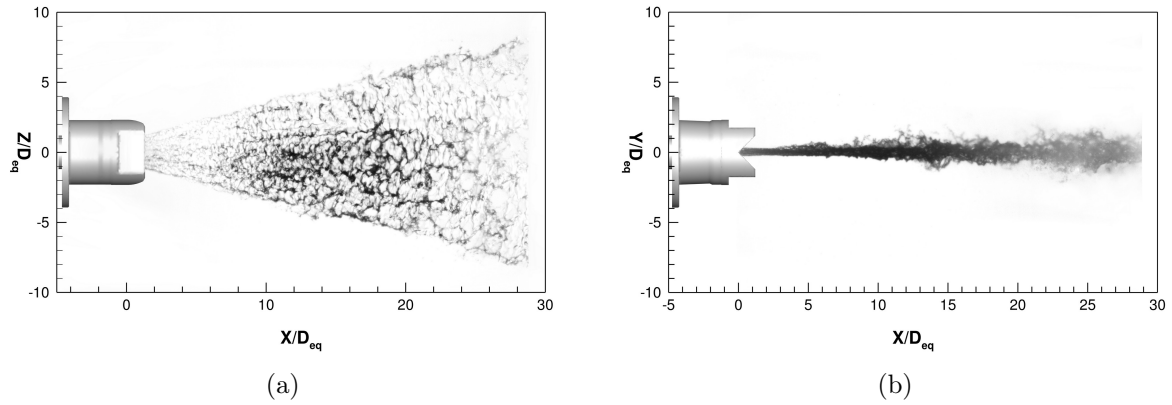


FIGURE 2.5 – Ombroscopies expérimentales instantanées du jet des buses MARTEL pour le débit  $q_l = 0.376 \text{ kg s}^{-1}$  : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

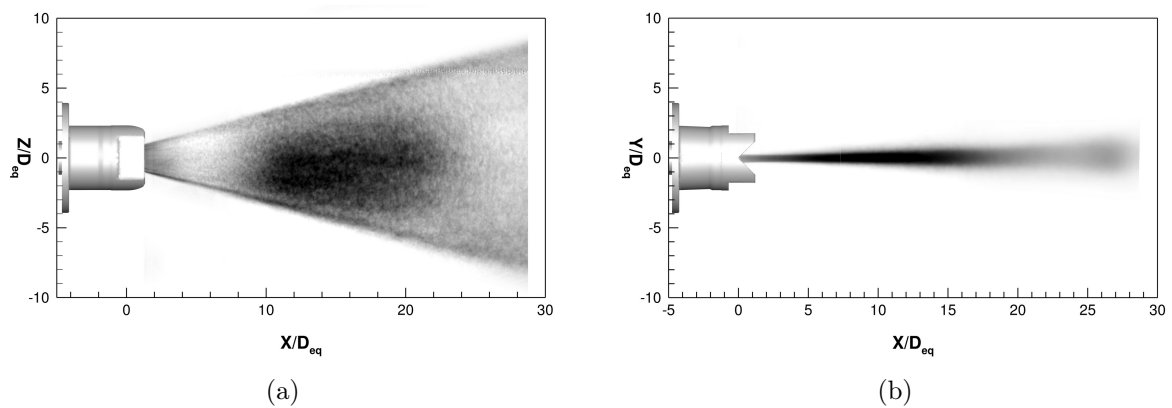


FIGURE 2.6 – Ombroscopies expérimentales moyennes du jet des buses MARTEL pour le débit  $q_l = 0.376 \text{ kg s}^{-1}$  : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.





## Chapitre 3

# Mise en place et validation d'une méthode de calcul pour l'injection d'eau

La première étape de la thèse consiste à mettre en place et valider une méthode de calcul pour la simulation de l'écoulement d'une buse du banc MARTEL. Cependant, durant les premières années de cette thèse, les données expérimentales sur les buses du banc MARTEL n'était pas encore disponibles. Afin de pouvoir valider la méthode de calcul, un cas expérimental issu de la littérature, dont les caractéristiques sont proches des buses à MARTEL, a été choisi. Dans un premier temps, le cas d'étude de la littérature est présenté en section 3.1. Le maillage et les conditions limites établis dans les simulations sont ensuite décrits en section 3.2. Pour simuler la transition du jet vers un régime turbulent, des fluctuations de vitesse sont introduites en entrée de buse avec la SEM présentée en section 2.2. Pour évaluer l'influence des différents paramètres de l'algorithme, une étude préliminaire sur l'utilisation de la SEM est donnée en section 3.3. Les fluctuations en sortie de buse y sont analysées. Ensuite, la simulation de la phase dense du jet en l'absence d'atomisation et de pseudo-coalescence est conduite dans un premier temps en section 3.4. L'objectif est d'évaluer la capacité du code à calculer les instabilités du jet et sa transition vers un régime turbulent. Enfin, les gouttes générées par atomisation, avec et sans pseudo-coalescence, sont calculées en section 3.5. Le diamètre des gouttes est tout d'abord déterminé en s'appuyant sur les travaux de Marmottant et Villermaux [80]. L'influence de la pseudo-coalescence sur la quantité et la répartition des gouttes est ensuite évaluée.

L'étude menée dans ce chapitre a fait l'objet d'un article accepté pour publication à l'*AIAA Journal*, dont la version *article in advance* a été publiée [157]. Le chapitre est, à quelques modifications près, une partie de l'article. Il est donc rédigé en anglais.

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Experimental setup</b>	<b>58</b>
<b>3.2</b>	<b>Mesh and boundary conditions</b>	<b>60</b>
<b>3.3</b>	<b>Preliminary SEM results</b>	<b>61</b>
3.3.1	SEM parametric study	61
3.3.2	Velocity fluctuations inside the nozzle	63
3.3.3	Nozzle outlet conditions	65
<b>3.4</b>	<b>Analysis of the dense phase instabilities</b>	<b>68</b>
3.4.1	Jet transition	68

3.4.2	Unstable mode identification . . . . .	70
3.4.3	Liquid-gas interface position : comparison with experiments . . . . .	73
<b>3.5</b>	<b>Atomization of the liquid jet . . . . .</b>	<b>76</b>
3.5.1	Estimation of the droplet diameter . . . . .	77
3.5.2	Simulation results with atomization . . . . .	77
<b>3.6</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>81</b>

### 3.1 Experimental setup

The configuration investigated is based on the water jet in the experiments of Stevenin [158] and Stevenin et al. [125]. The injector, depicted in figure 3.1, is the sprinkler RB46<sup>2</sup> designed for crop irrigation. It is composed of an elbow, a long slightly converging section with an angle of 1° containing four perpendicular stabilizing fins, followed by a 34° converging section and ended by a small cylindrical nozzle with an exit diameter of  $D = 4.37$  mm.

The main characteristics of the regime of interest are given in table 3.1. Four non-dimensional numbers are defined to describe the jet. They indicate which phenomena have preponderant effects on the flow. The nozzle exit velocity is  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ , and the gas velocity is  $U_g = 0 \text{ m s}^{-1}$ . The liquid Reynolds number  $Re_l$  is equal to 82,000, revealing that molecular viscosity is negligible with respect to the inertia forces and that the jet is in a turbulent regime. Two definitions of the Weber number,  $We_l = \rho_l (U_{ej} - U_g)^2 D / \gamma$  and  $We_g = \rho_g (U_{ej} - U_g)^2 D / \gamma$ , are given in table 3.1 depending on whether the number is related to the liquid or to the gas phase. The first one is equal to 36,000 and the second one is equal to 43. The Ohnesorge number  $Oh = \mu_l / \sqrt{\rho_l \gamma D}$  is equal to 0.0023 for this jet. Shadowgraphies of the jet in Stevenin [125] at different locations are given in figure 3.2. Between  $X/D = 0$  and  $X/D = 12$ , oscillations develop at the liquid-gas interface but no droplets are ejected. Between  $X/D = 64$  and  $X/D = 76$ , the liquid core is highly disrupted and droplets are seen around it. For  $X/D \geq 451$ , the liquid core is broken and the jet is composed of droplets dispersed in the gas and of small ligaments located at the center. As it would be too costly to simulate the jet down to  $X/D = 898$  as in figure 3.2, only the area between  $X = 0$  and  $X/D = 40$  is calculated. In that way, the resolution of the dense phase instabilities and the jet transition can be evaluated, and the primary atomization of the first droplets ejected around the liquid core is calculated.

TABLE 3.1 – Injector’s parameters.

	$U_{ej} \text{ (m/s)}$	$Re_l$	$We_l$	$We_g$	$Oh$
Definition	-	$\frac{U_{ej} D}{\nu_l}$	$\frac{\rho_l (U_{ej} - U_g)^2 D}{\gamma}$	$\frac{\rho_g (U_{ej} - U_g)^2 D}{\gamma}$	$\frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \gamma D}}$
Value	24.37	82,000	36,000	43	0.0023

The working point of this jet is compared to the one of the MARTEL nozzle on the diagrams of Stahl et al. [156] and Reitz [96] in figure 3.3. The liquid breakup regime of the jet in Stevenin [158] is the same as the one for the MARTEL nozzle, that is *atomization*, in both diagrams. The liquid breakup then should occur a few diameters downstream of the nozzle exit and the size of

2. Source : <https://www.rainbird.com/>.

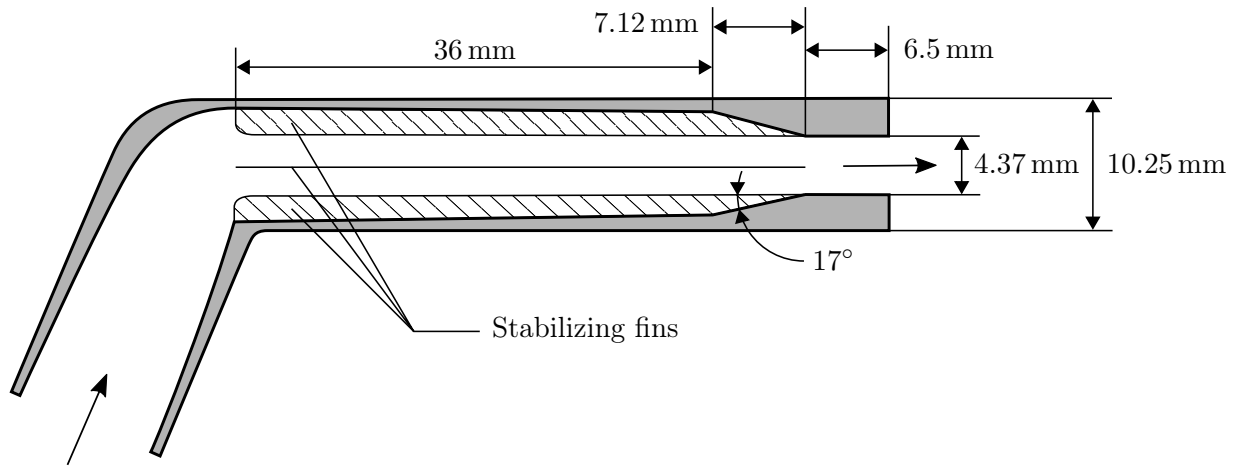


FIGURE 3.1 – Experimental water nozzle [158].

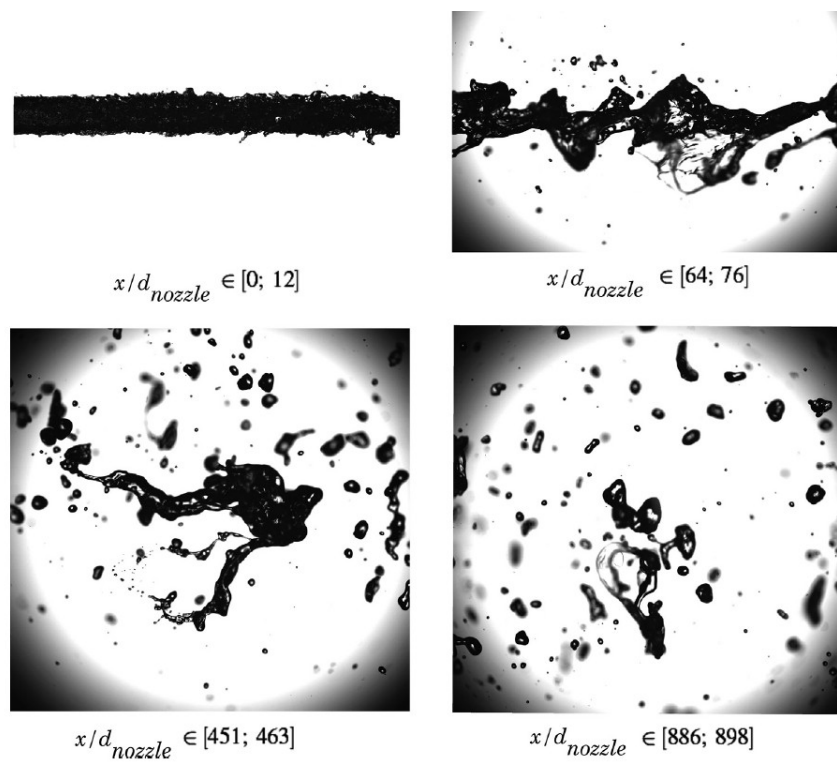


FIGURE 3.2 – Shadowgraphies of the jet in Stevenin [125] at different distances to the nozzle exit.

the droplets should be smaller than the jet diameter [96]. The main difference between the two jets is the nozzle geometry. In Stevenin [158], the nozzle exit is circular and straight, whereas it is lenticular and converging in the MARTEL nozzle. The jet in Stevenin [158] is then axisymmetric and the jet of the nozzles at MARTEL is flat. The present numerical methodology is then adapted in the chapter 4 to be applied on the MARTEL nozzle.

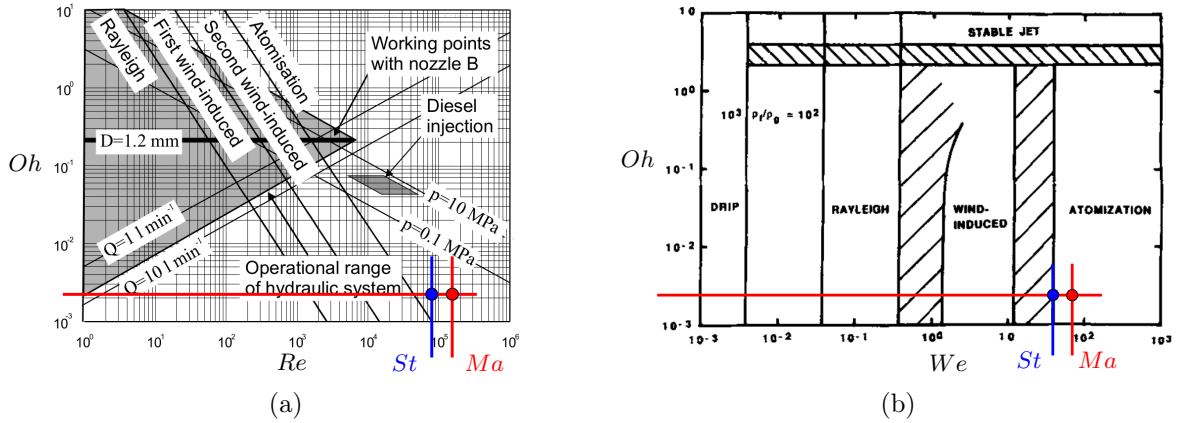


FIGURE 3.3 – Atomization regimes : (a) Stahl et al. [156], (b) Reitz [96]. ●—  $St$  : working point of the nozzle in Stevenin [158], ●—  $Ma$  : working point of the nozzle at MARTEL.

### 3.2 Mesh and boundary conditions

The mesh and the assumptions used in the numerical model are presented in this section. To simplify the geometry, choice is made to replace the converging and the cylindrical sections of the nozzle by one cylindrical section of the same length  $3.12D$  and diameter  $D = 4.37$  mm. Therefore, the elbow, the converging section and the stabilizing fins are not taken into account. The outside numerical domain is a large cylinder box, whose transverse cut is presented in figure 3.4(a).

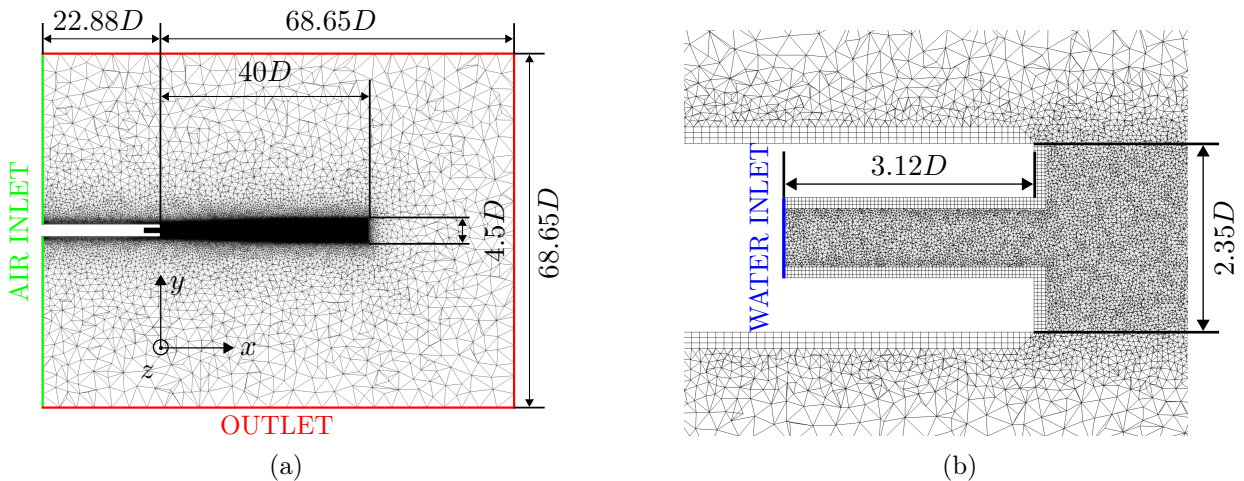


FIGURE 3.4 – Mesh representation : (a) full mesh, (b) zoom.

The boundary conditions are summarized in table 3.2, where  $U$ ,  $T$  and  $p$  are respectively the velocity, the static temperature and the static pressure. It should be pointed out that the velocity imposed at the inlet is uniform all over the boundary. Most of the simulations are conducted

using the inlet velocity of  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ , but one simulation with  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  is also conducted in sections 3.4.2 and 3.4.3. A smooth co-flow of a velocity of  $2 \text{ m s}^{-1}$  is applied at the air inlet boundary in order to increase the robustness of the simulation. The outlet is automatically defined differently whether the fluid enters or exits the domain. When the fluid exits the domain, only pressure is imposed at the boundary. However, when the direction of the flow is oriented towards the domain, the velocity, the temperature and the direction of the fluid are imposed at the boundary cells. For each boundary, other than prescribed variables are calculated to ensure continuity.

TABLE 3.2 – Boundary conditions.

	prescribed variables	species	$U[\text{m s}^{-1}]$	$p[\text{kPa}]$	$T[\text{K}]$
air inlet	$U, T$	air	2	-	294.15
water inlet	$U, T$	water	24.37, 27.62	-	294.15
outlet in	$U, T$	air	2	-	294.15
outlet out	$p$	-	-	99.97	-

Simulations are carried out using the mesh presented in figure 3.4(a), whose refined area is forty diameters long, for two specific grid sizes  $\delta_{grid} = 0.0229D$  and  $\delta_{grid} = 0.0183D$ , where  $\delta_{grid} = 6 \times V_{cell}/A_{cell}$  is the equivalent cell diameter, with  $V_{cell}$  and  $A_{cell}$  being the volume and the area of a cell, in order to evaluate the influence of the mesh resolution on the results. The grid size is the same inside the injector and outside in the refined area extending from  $X = 0$  down to  $X = 40D$  and over  $r \leq 2.35D$ . Three layers of hexaedra are set on the walls, inside and outside the injector, to increase the robustness of the simulation. The finer mesh contains 28.2 million cells and the coarser one 15.4 million cells. A time step  $\Delta t = 0.1 \mu\text{s}$  is set for all simulations in this chapter, yielding a maximum Courant–Friedrichs–Lewy number  $CFL_{max} = \max(|U| + c) \Delta t / \min(\delta_{grid})$  below 1.8.

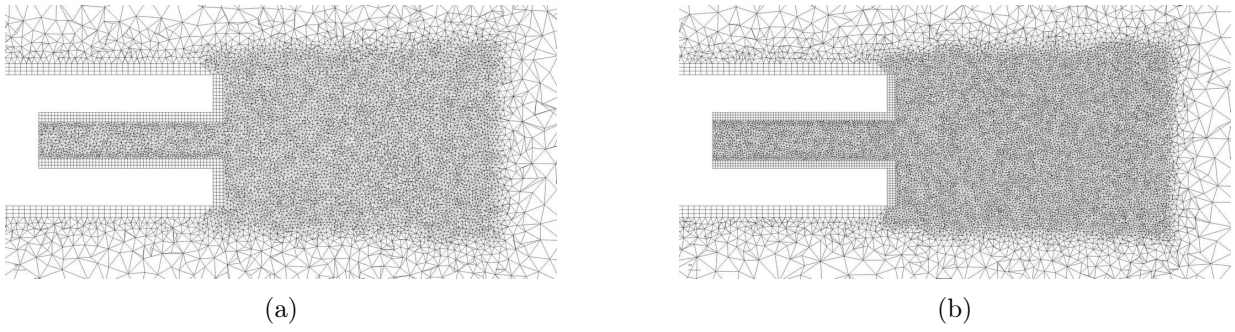
### 3.3 Preliminary SEM results

A preliminary study is first conducted to calibrate the SEM and to analyze the flow inside the nozzle and at its exit. To reduce the simulation cost, runs are carried out on meshes with a refined area limited in the  $X$  direction, extending only to  $X/D = 5$ , as presented in figure 3.5. The simulations are carried out with the exit velocity  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ . Two mesh sizes are tested, with grid sizes of  $\delta_{grid} = 0.0229D$  and  $\delta_{grid} = 0.0183D$ , containing, respectively, 1.9 million cells and 3.5 million cells. The study is made from the results obtained after the flow transitory period. To cover the permanent regime, each run lasts approximately 85h using 504 processors, during a physical time of  $35 \text{ ms} = 195.2 D/U_{ej}$ . The SEM intensity  $I_c$  is set to 5% in this section.

#### 3.3.1 SEM parametric study

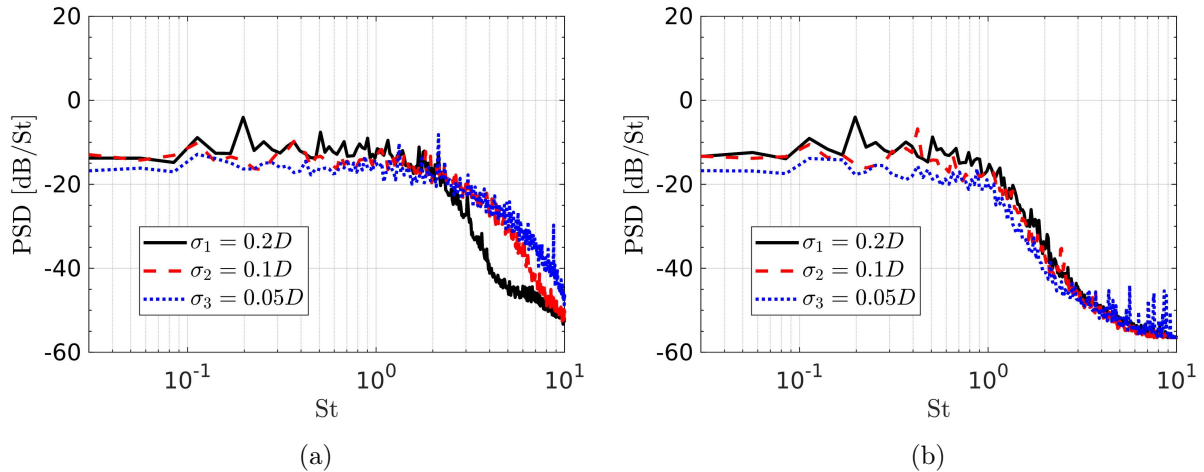
The influence of the size  $\sigma$  and the number of spots  $N$  on the fluctuations at the nozzle inlet and exit is first studied. To reduce the simulation time cost, the LES in this section are conducted using the coarser mesh only. It is assumed that similar results are obtained using the finer mesh. Three sizes of SEM spots,  $\sigma_1 = 0.2D$ ,  $\sigma_2 = 0.1D$  and  $\sigma_3 = 0.05D$ , are tested for a number of spots in the box  $N = 100$ . The sizes of the spots are then  $\sigma_1 = 8.73\delta_{grid}$ ,  $\sigma_2 = 4.37\delta_{grid}$  and  $\sigma_3 = 2.18\delta_{grid}$ .




 FIGURE 3.5 – Reduced meshes cuts : (a)  $\delta_{grid} = 0.0229D$ , (b)  $\delta_{grid} = 0.0183D$ .

The power spectral densities of  $u_x$  thus obtained at  $r/D = 0.4$  at the nozzle inlet and exit are represented in figure 3.6(a) and 3.6(b), as a function of the Strouhal number  $St = fD/U_{ej}$ , where  $f$  is the frequency. In this case,  $U_{ej}$  is equal to  $U_{inj}$  whose value is  $24.37 \text{ m s}^{-1}$ . The PSDs are calculated using the Welch method with a 50% block overlapping over 10 blocks with a natural windowing. The spectra are plotted in  $\text{dB}/St$ , using a reference velocity of  $U_0 = 1 \text{ m s}^{-1}$ .

The spectra for the three sizes of spots at the nozzle inlet in figure 3.6(a) are all broadband. Most of the turbulent energy is contained between  $St = 0.03$  and  $St = 2$  and all the spectra collapse at  $St \simeq 2$ . The PSD for  $\sigma_1$  decreases much faster than the ones for  $\sigma_2$  and  $\sigma_3$ . Using the spot size  $\sigma_1$  provides weaker fluctuating energy at high frequencies compared to the other sizes  $\sigma_2$  and  $\sigma_3$ . However, there is not significant differences between the spectra for the sizes  $\sigma_2$  and  $\sigma_3$ . At the nozzle exit in figure 3.6(b), all the spectra are almost similar. The frequencies higher than  $St = 1$  are filtered by the grid. It is concluded that the size of the turbulent spots does not significantly affect the fluctuations obtained at the nozzle exit. The size  $\sigma_3 = 0.05D$  is not chosen because of the high frequency peaks seen at  $St > 4$ . The size  $\sigma_2 = 0.1D$  is then selected for all the following simulations.


 FIGURE 3.6 – Power spectral density of  $u_x$  obtained at  $r/D = 0.4$  using SEM with  $N = 100$  and  $\sigma_1 = 0.2D$ ,  $\sigma_2 = 0.1D$  and  $\sigma_3 = 0.05D$  : (a) at the nozzle inlet, (b) at the nozzle exit.

Three numbers of spots  $N = 50$ ,  $N = 100$  and  $N = 200$  are also tested to evaluate their influence on the inlet and exit fluctuating velocity signals. The power spectral densities of  $u_x$  obtained at  $r/D = 0.4$  with  $\sigma = 0.1D$  for the grid size  $\delta_{grid} = 0.0229D$  for these numbers of spots

at the nozzle inlet and exit are represented in figure 3.7(a) and 3.7(b). The spectra are almost similar. Therefore, the number of spots  $N$  does not have a significant influence on the fluctuating signal at the nozzle exit. The only difference is a peak at  $St = 2$  at the inlet for  $N = 200$  and a peak at  $St = 4$  at the exit for  $N = 50$ . The value  $N = 100$  is set in all the following simulations to have the most broadband spectrum.

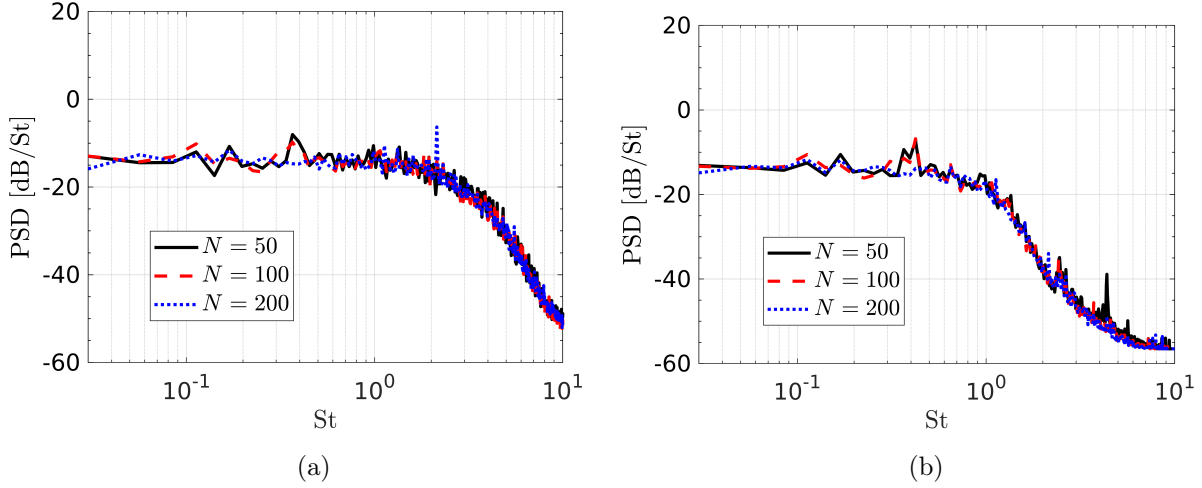


FIGURE 3.7 – Power spectral density of  $u_x$  obtained at  $r/D = 0.4$  using SEM with  $\sigma = 0.1D$  and  $N = 50$ ,  $N = 100$  and  $N = 200$  : (a) at the nozzle inlet, (b) at the nozzle exit.

### 3.3.2 Velocity fluctuations inside the nozzle

The next simulations are carried out using  $\sigma = 0.1D$  and  $N = 100$ . A field of the liquid Q criterion defined as  $Q_l = \alpha_l^5 Q$  obtained for the grid spacing  $\delta_{grid} = 0.0183D$  is represented in figure 3.8(a). SEM spots can be seen inside the injector downstream of the water inlet, marked by maxima of  $Q_l$ . The field of the turbulence intensity  $Tu = (2TKE/3)^{1/2}/U_{ej}$  is represented in figure 3.8(b). The turbulence intensity is approximately equal to 1% inside the nozzle, and is greater at the liquid-gas interface where it reaches almost 2%. To better quantify the turbulence intensity inside the nozzle, the axial variations of the  $Tu$ , obtained at  $r/D = 0.4$  for the two meshes, and at  $r = 0$  and  $r/D = 0.4$  for the finer mesh are plotted in figures 3.9(a) and 3.9(b). For the finer mesh in figure 3.9(a), the turbulence intensity is equal to 0.9% near the nozzle inlet and decreases farther downstream reaching a level of 0.65% at the nozzle exit, and a level of 0.55% for  $X/D \geq 2$ . Therefore, turbulence is dissipated in the liquid core with the axial distance. For the coarser mesh, the decrease rate of the turbulence intensity is the same as for the finer mesh, but the level near the water inlet is almost 0.15% lower. As a consequence, a better resolution of the mesh results in higher turbulence intensity in the liquid jet. For the finer mesh in figure 3.9(b), the levels of turbulence intensity on the axis are almost half those at  $r/D = 0.4$  in the injector near the nozzle inlet, which is due to the axisymmetric inlet condition implementation that modifies locally the spot size distribution for  $r$  tending to 0. As the development of instability waves at the liquid-gas interface is triggered by small perturbations around  $r/D = 0.5$ , the low turbulent intensity level observed at the center of the jet should not affect the jet transition appreciably.

The power spectral densities of  $u_x$  obtained for different the two grid sizes at  $r/D = 0.4$  and

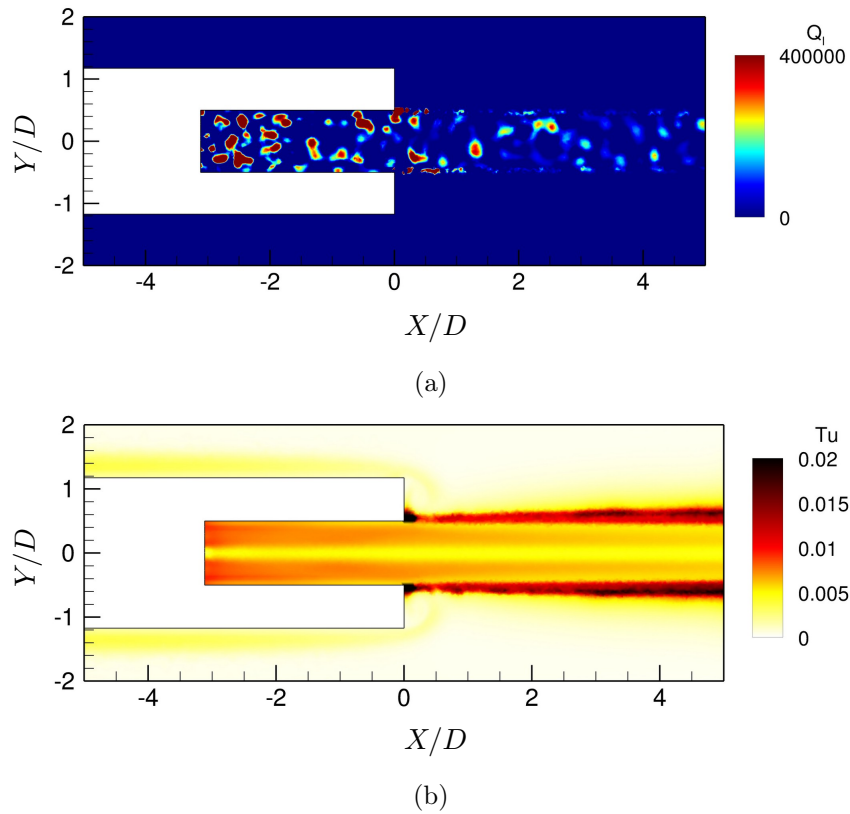


FIGURE 3.8 – Field in  $(X,Y)$  plane of : (a)  $Q_l$  criterion at  $t = 111.5 D/U_{ej}$ , (b) turbulence intensity.

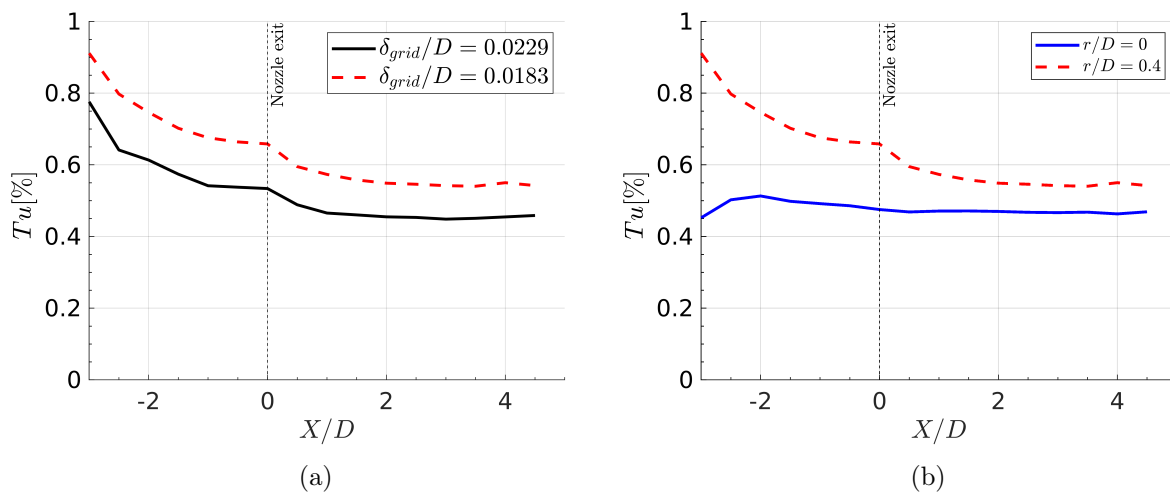


FIGURE 3.9 – Variations of the turbulent intensity with the axial distance to the nozzle exit : (a) at  $r/D = 0.4$  for the two meshes, (b) at  $r = 0$  and  $r/D = 0.4$  for  $\delta_{grid}/D = 0.0183$ .



$X = 0$ , and for different axial positions at  $r/D = 0.4$  using  $\delta_{grid}/D = 0.0183$  are represented in figures 3.10(a) and 3.10(b) respectively. For the coarser mesh in figure 3.10(a), the cut-off frequency related to the grid size is observed around  $St \simeq 1$ , whereas it is higher and close to  $St = 2.5$  for the finer mesh. The latter cut-off frequency corresponds to a wave discretized over 22 cells for the finer mesh, assuming a convection velocity of  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ . In figure 3.10(b), a broadband spectrum is seen to be generated at the inlet condition at  $X/D = -3.12$ , where it decreases for  $St \geq 3$ . The components in the spectra at  $X/D = -1.56$  and  $X = 0$  collapse at  $St \simeq 2.5$ , sooner than those in the spectrum at  $X/D = -3.12$ , in line with the grid cut-off Strouhal number given above. The spectra at  $X/D = -1.56$  and  $X = 0$  are similar, indicating that the finer grid has no marked damping effect at  $r/D = 0.4$  for  $X/D \geq -1.56$ .

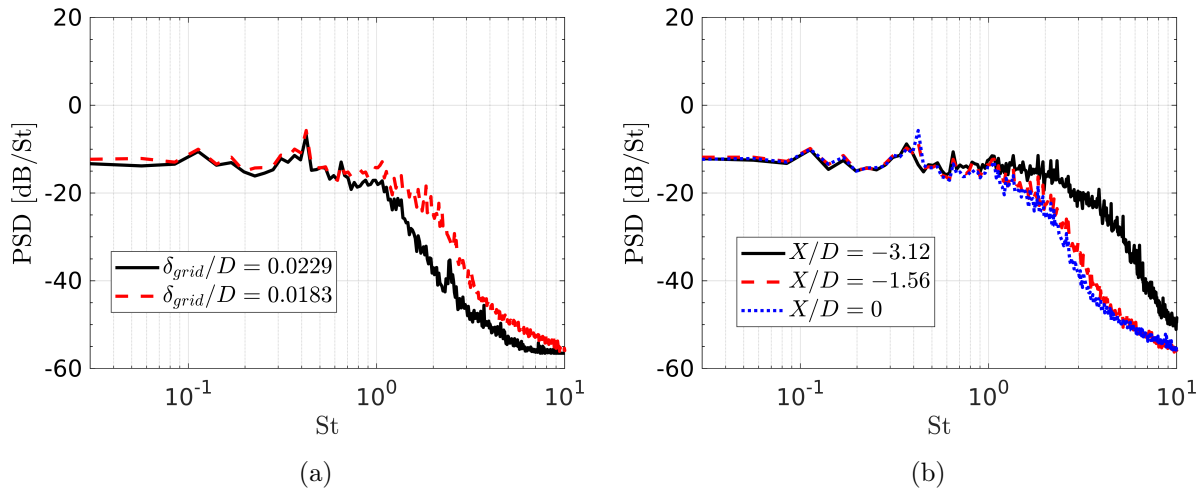


FIGURE 3.10 – Power spectral density of  $u_x$  obtained at  $r/D = 0.4$  using SEM with  $N = 100$  and  $\sigma/D = 10$  : (a) at  $X = 0$  for  $\delta_{grid}/D = 0.0229$  and  $\delta_{grid}/D = 0.0183$ , (b) for  $\delta_{grid}/D = 0.0183$ .

These results show that disturbed inflow conditions are provided by the SEM for the parameters  $N = 100$  and  $\sigma = D/10$ . The effects of the SEM on the nozzle exit conditions are investigated in the next section.

### 3.3.3 Nozzle outlet conditions

There are no available experimental data about the flow in the nozzle and at its exit, but a Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS) simulation of the flow inside the nozzle with the full geometry presented in figure 3.1 has been conducted by Stevenin [158, 125] to evaluate the velocity and the turbulent profiles at the nozzle exit. The results of the present LES are then compared to those of the RANS simulation in this region. The mean axial velocity profiles at the nozzle exit are plotted in figure 3.11(a) for the RANS simulation and for the LES using the two meshes. The LES data correspond to the values in each cell between  $r = 0$  and  $r/D = 0.5$ . In all cases, the axial velocity is equal to the exit velocity  $U_{ej}$  between  $r = 0$  and  $r/D \simeq 0.35$ . Then it decreases for  $r/D > 0.35$  for the RANS simulation, corresponding to the boundary layer of the flow in the nozzle, whereas it is not true for the LES. For the LES profiles, only two or three cells are located in the boundary layer appearing in the RANS profile. The LES grids are then too coarse near the wall to discretize the flow in the boundary layer. The mean turbulent intensity  $Tu$  is plotted

in figure 3.11(b) for the RANS simulation and the LES using the two meshes. From  $r = 0$  to  $r/D = 0.35$ , the turbulent intensity in the RANS simulation is equal to 2%, and almost four times greater than the turbulent intensity in the LES. The peak of turbulent intensity in the boundary layer observed at  $r/D \simeq 0.49$  is not captured by the LES computations, confirming that the LES grids are too coarse in this region.

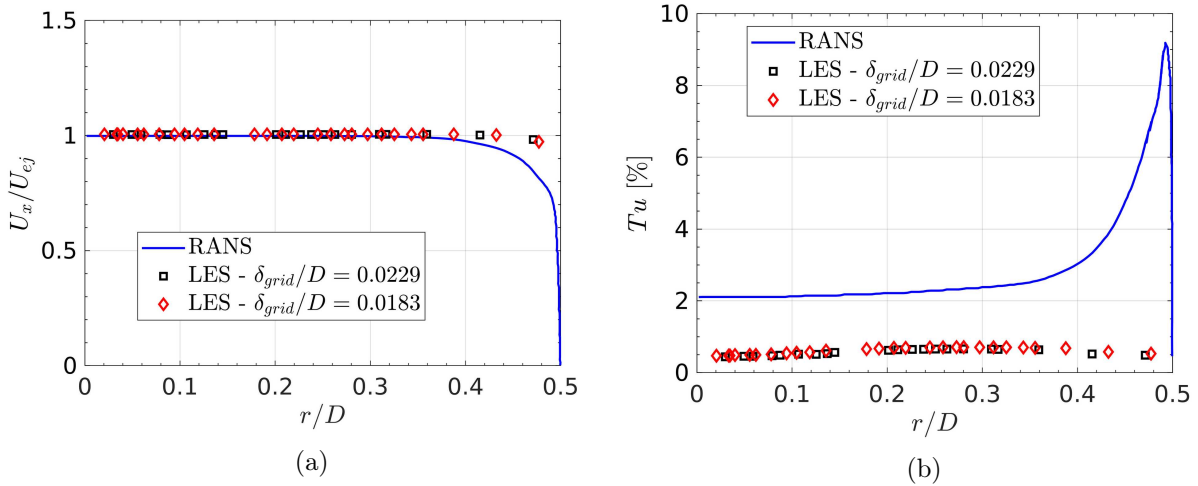


FIGURE 3.11 – Radial profiles at the nozzle exit of : (a) the axial velocity, (b) the turbulent intensity.

It should be pointed out that taking into account the boundary layer is not an objective in this study. In this jet configuration, the transition of the jet into a turbulent regime is theoretically triggered by the amplification of Kelvin-Helmholtz instabilities due to the shear at the liquid-gas interface [76, 80]. Even if the boundary layer is not captured by the LES, the presence of small perturbations near the liquid-gas interface just after the nozzle exit should be sufficient to seed the jet transition. The effects of the turbulence inside the boundary layer and of the boundary layer thickness on the liquid-gas interface destabilization are not studied in this paper, but further results can be found in the works of Wu et al. [159] and Stahl et al. [156].

The following LES results are obtained for the two grid sizes using SEM, and for the finer grid without SEM. The mean radial profiles of the axial velocity obtained for the LES at  $X/D = 1$  are plotted in figure 3.12(a). For the two grid sizes, the velocity decreases at  $r/D \simeq 0.45$ . It is minimum at  $r/D \simeq 0.7$  for the coarser grid and  $r/D \simeq 0.65$  for the finer grid. The vorticity-layer thickness  $\delta_v$ , defined by  $\delta_v = (U_{ej} - U_g) / (dU/dr_{max})$ , is equal to  $\delta_v/D = 0.135$  for the coarser grid and  $\delta_v/D = 0.119$  for the finer one. Compared to the grid size, the vorticity-layer thickness value is  $\delta_v/\delta_{grid} = 5.90$  for the coarser grid and  $\delta_v/\delta_{grid} = 6.50$  for the finer one. The vorticity-layer thickness is then strongly dependent of the mesh, most probably because of the diffuse interface method adopted in the calculations. Moreover, the profiles are similar between the LES with and without the SEM, suggesting that the SEM has negligible effects on the vorticity-layer thickness near the nozzle exit. The turbulent intensity profiles at  $X/D = 1$  are plotted in figure 3.12(b) for the coarser and the finer mesh with SEM, and for the finer mesh without SEM. Using SEM, the turbulent intensity is equal to  $Tu \simeq 0.5\%$  between  $r = 0$  and  $r/D = 0.4$ , with a small hump at  $r/D = 0.25$ , and a second large bump is found at  $r/D = 0.54$  with  $Tu = 1.1\%$  for the finer mesh, and at  $r/D = 0.57$  with  $Tu = 1.25\%$  for the coarser mesh. These latter bumps are located in the

vorticity-layer identified in figure 3.12(a). The turbulence intensity in LES without SEM is null for  $r/D < 0.45$ , and slightly increases at  $r/D = 0.6$  to the value of 0.15%, but is significantly lower than the turbulence intensity for the LES with SEM. Therefore, the SEM strongly affects, as expected, the turbulence intensity in the liquid part of the jet, and especially the fluctuations in the liquid-gas interface region. The PSDs of the axial velocity in this area, at  $r/D = 0.5$  and  $X/D = 1$ , are plotted in figure 3.13 obtained for the two meshes with SEM. The spectra for the two grid sizes are close to each other and broadband. The use of the SEM generates initial fluctuations over a large frequency range in the liquid-gas mixing layer just after the nozzle exit. These fluctuations are necessary to excite the Kelvin-Helmholtz instabilities and the transition of the jet to a turbulent regime.

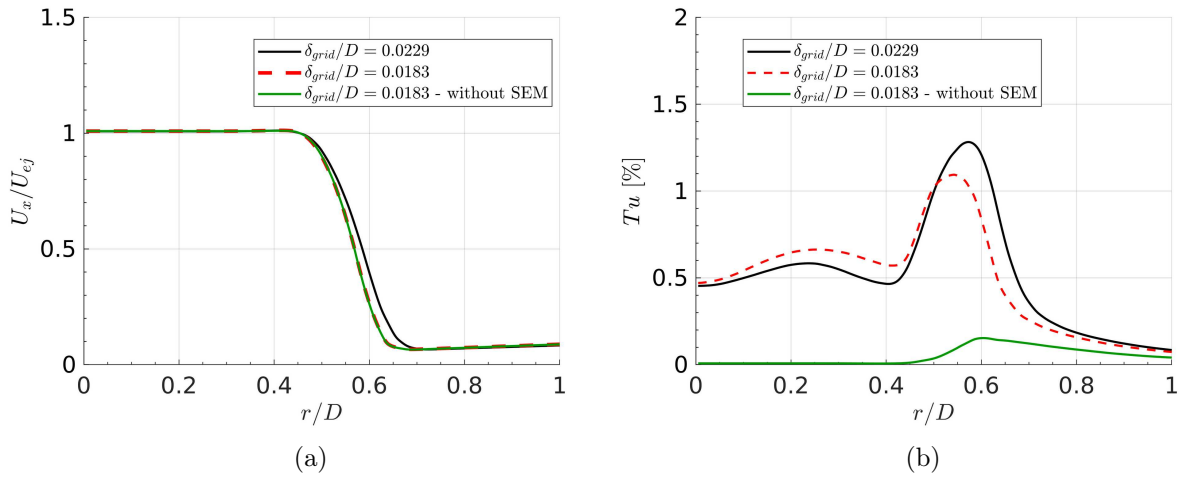


FIGURE 3.12 – Radial profiles at  $X/D = 1$  of : (a) the axial velocity, (b) the turbulent intensity.

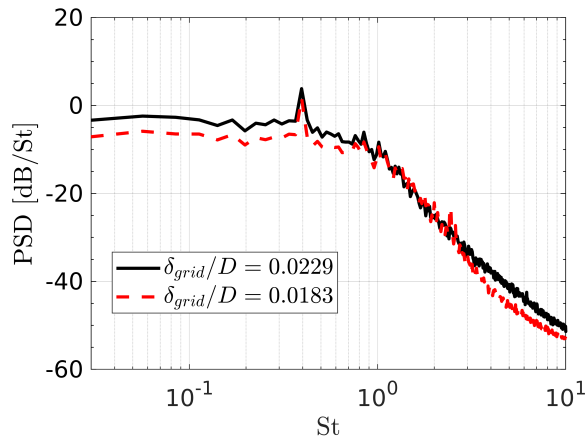


FIGURE 3.13 – Power spectral density of  $u_x$  obtained at  $r/D = 0.5$  and  $X/D = 1$  using SEM.

## 3.4 Analysis of the dense phase instabilities

### 3.4.1 Jet transition

Simulations of the jet are conducted with and without SEM using a mesh extending down to  $40D$  from the nozzle exit with the finer grid size  $\delta_{grid}/D = 0.0183$  illustrated in figure 3.4(a). In this section, the simulations are carried out with the exit velocity  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  and the SEM intensity of  $I_c = 5\%$ . To reach a time of  $40D/U_{ej}$  in the permanent flow regime, each run lasts 385h using 1512 processors, with no significant additional cost due to the use of SEM. The isosurface  $\alpha_l = 0.15$  and streamlines obtained at  $t = 20 \text{ ms} = 111.5 D/U_{ej}$  are represented in figure 3.14. Without SEM, in figure 3.14(a), the jet remains laminar between  $X = 0$  and  $40D$ . With SEM, in figure 3.14(b), it becomes unstable at  $X/D \simeq 15$ , where small oscillations appear at the interface. Screenshots of the flow are unavailable in the experiments [158], but these waves can be seen in the analogous study of Hoyt and Taylor [99]. These oscillations are amplified as the distance from the nozzle exit increases. Therefore, the SEM has significant effects on the interface destabilization, and is essential for the jet transition.

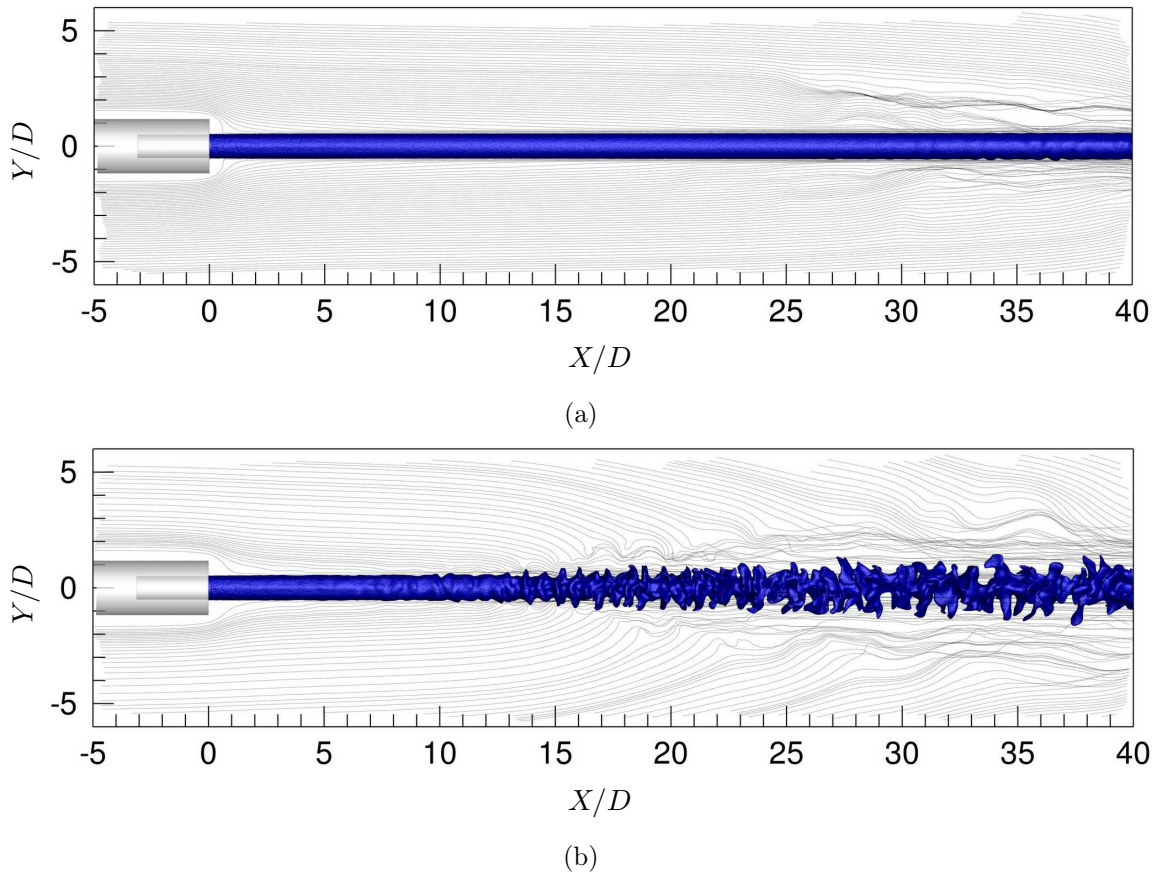
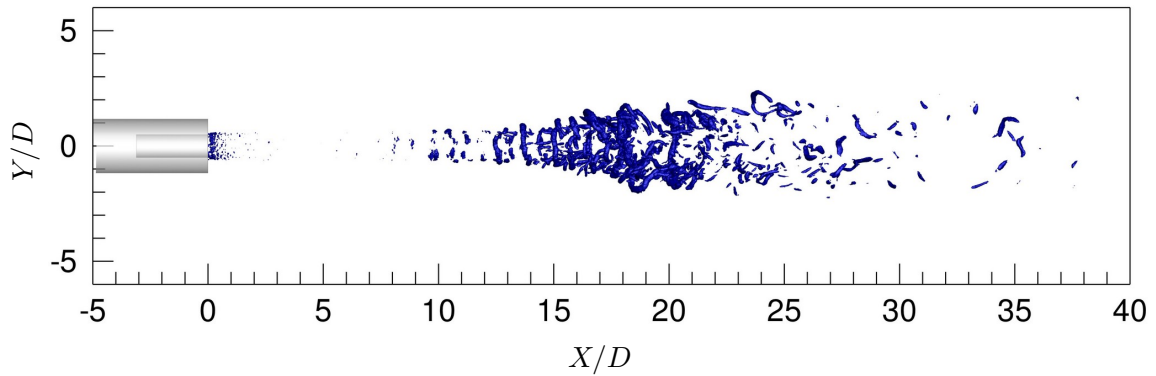


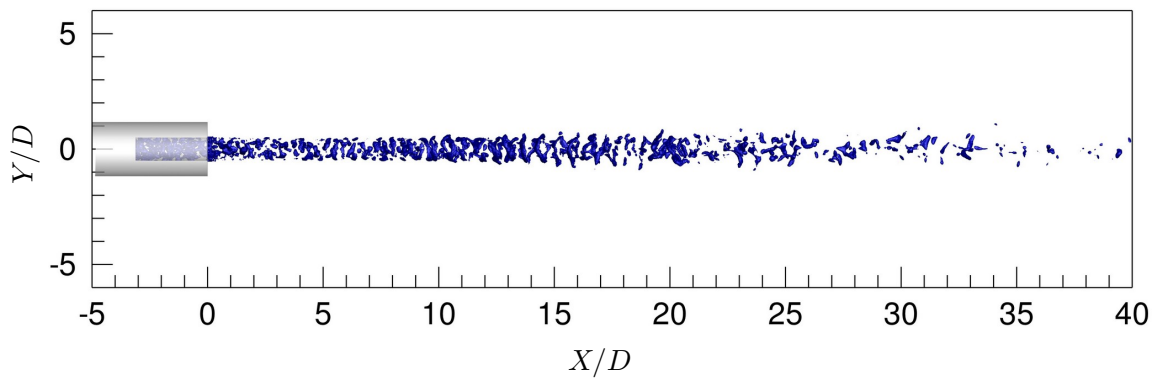
FIGURE 3.14 – Isosurface of volume fraction  $\alpha_l = 0.15$  and streamlines at  $t = 111.5 D/U_{ej}$  : (a) without SEM, (b) with SEM ( $N = 100$ ,  $\sigma/D = 10$ ).

An isosurface of criterion  $Q = 10^8$  is displayed in figure 3.15(a). The eddy structures are mostly concentrated at  $X/D \simeq 20$  and  $r/D \simeq 1$ . The isosurface of variable  $Q_l = \alpha_l^5 Q$  is shown in figure 3.15(b) to highlight the eddies inside the liquid core. These structures are less visible as the distance from the nozzle exit increases, suggesting that they vanish in the jet and the mixing

layer with the axial distance.



(a)



(b)

FIGURE 3.15 – Iso-surface at  $t = 111.5 D/U_{ej}$  of : (a)  $Q = 10^8$ , (b)  $Q_l = 10^5$ .

The turbulent intensities obtained in the  $(X, Y)$  plane are represented in figure 3.16. The levels are low for  $X/D \leq 15$  in the laminar region of the jet. Further downstream, they reach maximum values of 25 % between  $X/D = 15$  and  $X/D = 20$ , during the jet transition. Finally, for  $X/D \geq 20$ , their values are almost equal to 15 % in the turbulent region of the jet. The interface instabilities seen in figure 3.14(b) develop in the laminar part of the jet before  $X/D = 15$  and their amplification leads to a transition to a turbulent regime for  $X/D > 20$ . To confirm that the jet transition is well reproduced by the simulation, comparisons with experimental data are presented in the next section.

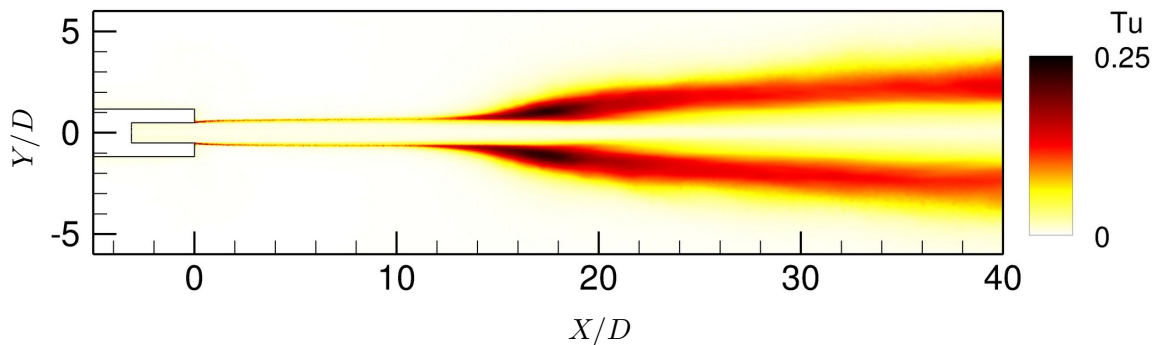


FIGURE 3.16 – Mean turbulent intensity field in  $(X, Y)$  plane.

### 3.4.2 Unstable mode identification

To identify the wave numbers of the interface instabilities, the properties of the fluctuations of the liquid-gas interface can be analyzed as in Stevenin [158] based on the interface curvature defined as :

$$C(s) = \frac{\frac{dx}{ds} \frac{d^2y}{ds^2} - \frac{dy}{ds} \frac{d^2x}{ds^2}}{\left( \left( \frac{dx}{ds} \right)^2 + \left( \frac{dy}{ds} \right)^2 \right)^{3/2}} \quad (3.1)$$

where  $s$  is the curvilinear abscissa of the interface, and  $x$  and  $y$  are the coordinates of a point at the interface in the plane  $(X, Y)$ . In Stevenin [158], the variations of the curvature were measured from camera snapshots. The spectra of the curvature fluctuations was found to be broadband, and the non-dimensional wave numbers of the most energetic components were equal to  $kD = 15.7$  at  $X/D = 13$  and to  $kD = 7.6$  at  $X/D = 25$ .

The power spectral densities of axial velocity computed from the LES with  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  and  $I_c = 5\%$  at  $r/D = 0.5$  at  $X/D = 0, 10, 20$  et  $30$  using the finer mesh are plotted in figure 3.17. At  $X/D = 10$ , a hump is clearly found around  $St = 1.5$ , which is 1.7 times smaller than the mesh cut-off frequency at  $St = 2.5$  identified in section 3.3.1, whereas no hump emerges at  $X/D = 20$  and  $X/D = 30$ . An instability wave thus develops around  $St \simeq 1.5$ , leading to the jet transition. The wave number of this instability can be calculated from the temporal spectra using the phase velocity measured for  $St = 1.5$  in the jet. For that, cross-correlations are computed from velocity fluctuations obtained every  $0.2D$  between  $X/D = 10$  and  $X/D = 30$ , at  $r/D = 0.5$ , in two azimuthal planes. The phase velocity, averaged between  $X/D = 10$  and  $X/D = 30$ , is thus found to be  $U_\phi = 24.5 \text{ m s}^{-1}$ , which is just slightly greater than the exit velocity of the liquid jet of  $24.4 \text{ m s}^{-1}$ , and slightly greater than the theoretical phase velocity given by  $U_{\phi_{th}} = (\sqrt{\rho_l} U_{ej} + \sqrt{\rho_g} U_g) / (\sqrt{\rho_l} + \sqrt{\rho_g}) = 23.5 \text{ m s}^{-1}$  [81]. The non-dimensional wave number of the instability wave is expressed by  $kD = 2\pi St U_{ej} / U_\phi$ . In the LES, its value is  $kD = 9.4$ , which is of the same order of magnitude as the wave number of the most energetic fluctuations measured in the experiment, equal to  $kD = 15.7$  at  $X/D = 13$  and  $kD = 7.6$  at  $X/D = 25$ . Tonal spikes are also identified in figure 3.17 at  $X/D = 10$ , for  $St = 0.4$ ,  $St = 0.65$ ,  $St = 0.9$  and  $St = 1.5$ . In particular, the peak at  $St = 0.4$  is already present at  $X = 0$  and is amplified with the jet transition. These tonal spikes origin is not identified in this study, but probably arises from the numerical procedure.

To evaluate the influence of the grid size on the jet instability, the spectra of axial velocity obtained at  $X/D = 10$  and  $r/D = 0.5$  for the two grid sizes are plotted in figure 3.18, with  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  and  $I_c = 5\%$ . They are similar for the frequencies lower than  $St = 1$ , whereas the levels for the finer mesh are higher than the ones for the coarser mesh for  $St > 1$ . The most energetic instabilities are then not well computed by the coarser mesh.

The influence of the SEM intensity and the exit velocity on the jet instability is now evaluated using the finer mesh. For that, the PSDs of the axial velocity at  $X/D = 10$  and  $r/D = 0.5$  are plotted in figure 3.19 with the parameters  $[U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}, I_c = 5\%]$ ,  $[U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}, I_c = 10\%]$  and  $[U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}, I_c = 5\%]$ . For  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$ , the spectrum is plotted for  $X/D = 15$  rather than  $X/D = 10$  because the transition occurs later than for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ . This trend will be discussed in section 3.4.3. All the spectra in figure 3.19 are very similar for  $St > 0.4$ . For

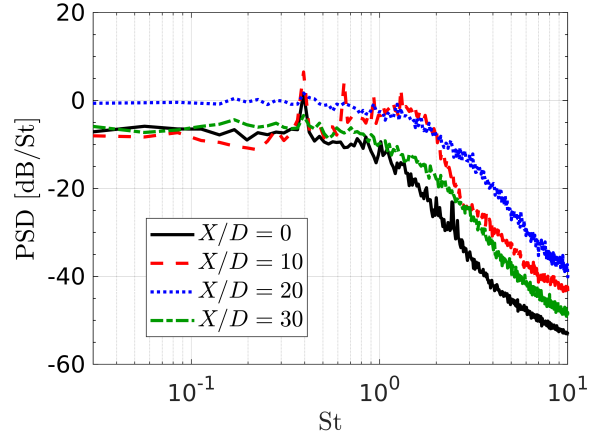


FIGURE 3.17 – Power spectral density of  $u_x$  at  $r/D = 0.5$  for  $\delta_{grid}/D = 0.0183$  with  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  and  $I_c = 5\%$ .

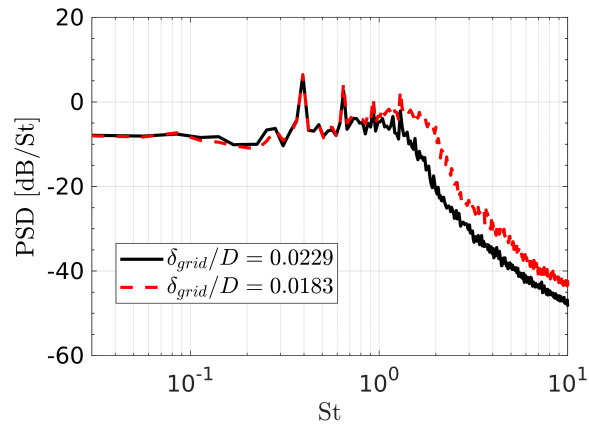


FIGURE 3.18 – Power spectral density of  $u_x$  at  $X/D = 10$  and  $r/D = 0.5$  for  $\delta_{grid}/D = 0.0229$  and  $\delta_{grid}/D = 0.0183$ .



$St < 0.4$ , levels are slightly higher with  $I_c = 10\%$  than with  $I_c = 5\%$  for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ . The SEM intensity then has an influence on the fluctuations at low frequencies, but has no significant effects at the mid and high frequencies, especially for the most energetic components around  $St = 1.5$ . With  $I_c = 5\%$ , the spectra for the two exit velocities are almost similar over the whole frequency range. Changing the SEM intensity or the exit velocity does not modify the value of the Strouhal number of the jet instability.

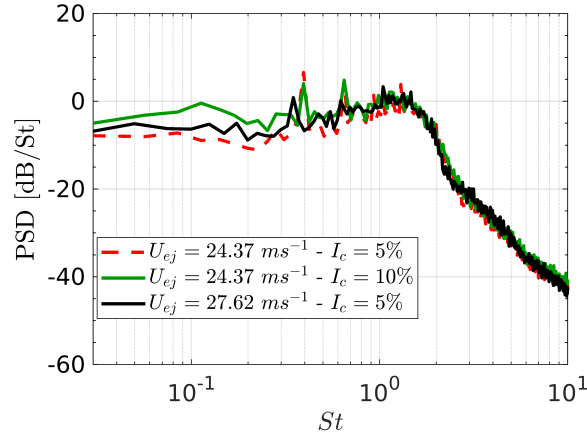


FIGURE 3.19 – Power spectral densities of  $u_x$  at  $r/D = 0.5$  for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  with the SEM intensity  $I_c = 5\%$  and  $I_c = 10\%$  at  $X/D = 10$ , and for  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  with the SEM intensity  $I_c = 5\%$  at  $X/D = 15$ .

The radial profiles of the axial velocity for the same set of exit velocities and SEM intensities as in figure 3.19 at  $X/D = 1$  and  $r/D = 0.5$  are plotted in figure 3.20. The profiles are all similar. As a consequence, the shear-layer thicknesses are nearly identical. The wave number of the jet instability, so as its Strouhal number, is expected to be proportional to the inverse of the vorticity-layer thickness  $1/\delta_v$  at the nozzle exit [76, 80]. This results in the same Strouhal number for the jet instability when changing the SEM intensity or the nozzle exit velocity.

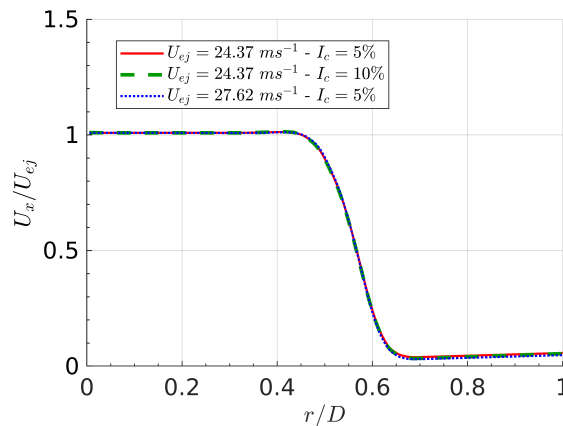


FIGURE 3.20 – Radial profiles of the axial velocity at  $X/D = 1$  and  $r/D = 0.5$  for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  with the SEM intensity  $I_c = 5\%$  and  $I_c = 10\%$ , and for  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  with the SEM intensity  $I_c = 5\%$ .



### 3.4.3 Liquid-gas interface position : comparison with experiments

Measuring the position of the mean liquid-gas interface is quite difficult because it relies on an arbitrary criterion. In the experiments of Stevenin [158], a shadowgraphy technique was used, and located the liquid-gas interface from a series of pictures recorded by a high-speed camera. The method is schematized in figure 3.21. On each picture perpendicular to the jet axis, the top and the bottom interfaces, referred to as interfaces 1 and 2 in figure 3.21, are detected using an image processing. The radius  $R(X)$  is the distance of the interface from the axis at the abscissa  $X$ . A number of 500 pictures were processed, yielding 1,000 data sets of  $R(X)$ .

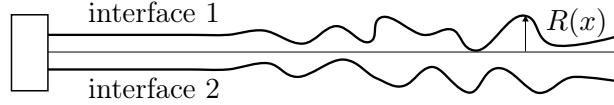


FIGURE 3.21 – Interface detection method.

Where the jet is laminar, a few diameters downstream of the nozzle exit, the liquid-gas interface is sharp and can be easily localized. However, when the jet is turbulent, the interface detection is less accurate. In that case, the interface position highly depends on the light threshold that is used in the measurements. In the present study, the interface is considered as diffuse. The diffusion can be either due to numerical dissipation or due to turbulence. The mean jet half-width is evaluated from the LES mean field of liquid volume fraction using four different criteria with  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  and  $I_c = 5\%$  using the finer grid. It is compared with the corresponding experimental data in figure 3.22. In the first case, the jet half-width is the position of the maximum volume fraction gradient  $\max(|\overrightarrow{\text{grad}}(\alpha_l)|)$ . In the three other cases, the jet half-width is defined as the position where the volume fraction is equal to the values of  $\alpha_{l_{limit}} = 0.5, 0.15$  and  $0.1$ . Using the criteria  $\max(|\overrightarrow{\text{grad}}(\alpha_l)|)$  and  $\alpha_{l_{limit}} = 0.5$ , the mean jet half-width in the LES matches the experimental one for  $X/D < 10$ , but significantly differs for  $X/D > 10$  where turbulent structures appear. For  $\alpha_{l_{limit}} = 0.15$ , the experimental and LES results are close to each other down to  $X/D = 40$ . Similar trends are obtained for  $\alpha_{l_{limit}} = 0.1$ , but the jet half-width in the LES is greater than the experimental one for  $X/D > 20$  in that case. Therefore, the estimation of the jet half-width in the LES depends weakly on the criterion for  $X/D < 15$  but strongly for  $X/D > 15$  where the jet is turbulent.

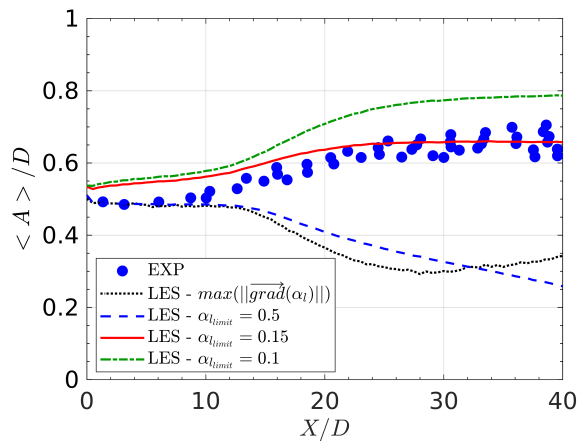


FIGURE 3.22 – Mean jet half-width in the LES and in the experiment [158].

Another method to evaluate the mean jet half-width, based on the same technique as the experimental measurements, is also used. It consists in analyzing instantaneous snapshots perpendicularly to the jet axis. In practice, the isosurface of  $\alpha_l = 0.15$  is extracted from the instantaneous LES fields. At each position  $X$ , a slice of the isosurface is obtained and the maximum radius of the jet is determined in 8 azimuthal planes. An example of the method is presented in figure 3.23, where the jet radii in the 8 azimuthal sections are denoted as  $R_i$ , with  $i = 1$  to 8. At each position  $X$ , the jet half-width is the mean value of the 8 radii  $R_i$ .

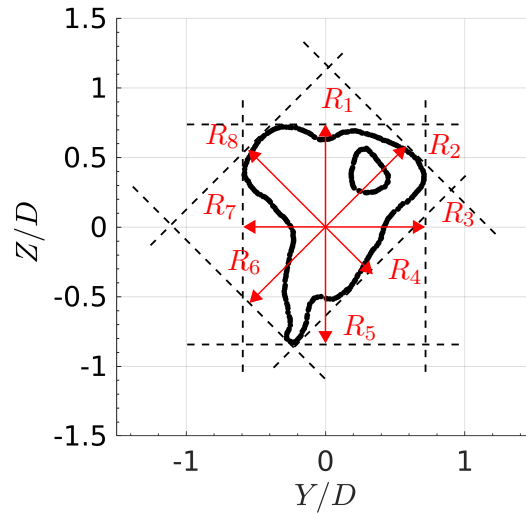


FIGURE 3.23 – Numerical interface detection method from a slice of the isosurface  $\alpha_l = 0.15$ .

The mean jet half-widths obtained between  $X = 0$  and  $40D$  in the LES with the interface detection method and from the mean liquid volume fraction  $\alpha_{l_{limit}} = 0.15$  and in the experiment [158] are plotted in figure 3.24. The curves obtained from the LES data using the two methods are close to each other, and agree well with the experimental data. The mean half-width is almost constant and equal to  $0.5D$  for  $X/D < 15$  in the laminar part of the jet. For  $X/D > 25$ , it does not vary much and is a bit higher than  $0.6D$ . In what follows, the method based on the mean liquid volume fraction  $\alpha_{l_{limit}} = 0.15$  is used because it requires lesser storage resources and provides better converged results than the interface detection method.

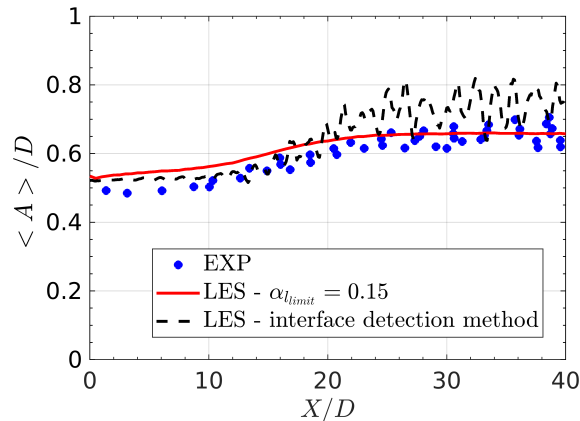


FIGURE 3.24 – Mean jet half-width in the LES using the criterion  $\alpha_{l_{limit}} = 0.15$  and using the interface detection method, and in the experiment [158].

The influence of the grid size, the SEM intensity and the exit velocity on the mean jet half-width is now studied. The jet half-width obtained in the LES using the coarser mesh and the SEM intensity of  $I_c = 5\%$ , and using the finer mesh with  $I_c = 5\%$  and  $I_c = 10\%$ , are plotted in figure 3.25(a). The curves for the finer mesh using the two SEM intensities are superposed. The SEM intensity has then no effect on the axial variations of the mean jet half-width. The curves for the two grid sizes with the SEM intensity  $I_c = 5\%$  are also very similar. The position of the jet transition for the coarser grid is located shortly downstream of the one for the finer grid. The jet half-width obtained in the LES using the finer mesh and the SEM intensity of 5% for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  and  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  are represented in figure 3.25(b). The curves are close to each other near the nozzle exit and at  $X/D = 40$ , but the position of the jet transition for  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  is located downstream of the one for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ .

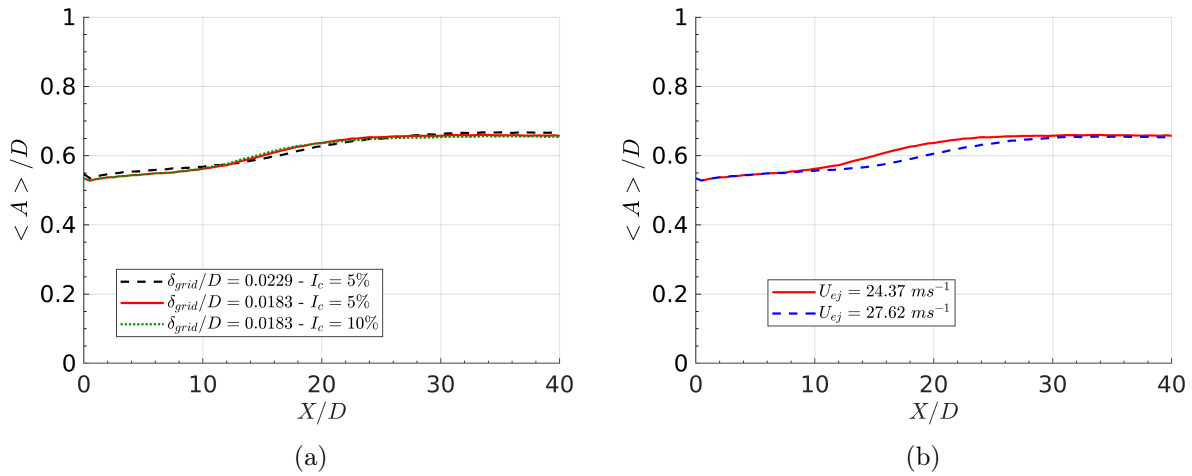


FIGURE 3.25 – Mean jet half-width in the LES using  $\alpha_{limit} = 0.15$  : (a) using the two grids with  $I_c = 5\%$  and using the finer grid with  $I_c = 10\%$ , (b) for the two exit velocities  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  and  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  with  $I_c = 5\%$  using the finer grid.

To explain this difference, the PSDs of the axial velocity at  $X/D = 1$  and  $r/D = 0.5$  are plotted in figure 3.26 for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  using  $I_c = 5\%$  and  $I_c = 10\%$ , and for  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  using  $I_c = 5\%$ . For  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ , the levels are almost 5 dB lower for  $I_c = 5\%$  than for  $I_c = 10\%$  for  $St \leq 0.8$ , whereas they are similar in both cases for  $St > 0.8$ . As a result, the initial fluctuations at the jet instability frequency at  $St = 1.5$  have the same energy for both SEM intensities. Given that the spatial growth rate of the jet instability wave is proportional to  $1/\delta_v$  [76, 80], and that the vorticity-layer thicknesses near the nozzle exit are similar in both cases, the transition position does not vary with the SEM intensity. It can also be noticed that the PSD levels at low frequencies for  $St < 0.8$  have not much influence on the mean jet half-width variations and on the position of the jet transition.

Moreover, for  $I_c = 5\%$  in figure 3.26, the levels are 5 dB lower for  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  than for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  for  $St \geq 0.8$ , whereas they are almost similar for  $St < 0.8$  in both cases. As a result, the initial fluctuations at the instability frequency at  $St = 1.5$  contain weaker energy for  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$ . Given that the vorticity-layer thicknesses are equal for both exit velocities, as seen in figure 3.20, the spatial growth rates are identical in both cases [76, 80]. The jet transition for  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  then occurs downstream of the one for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ . The position of the jet

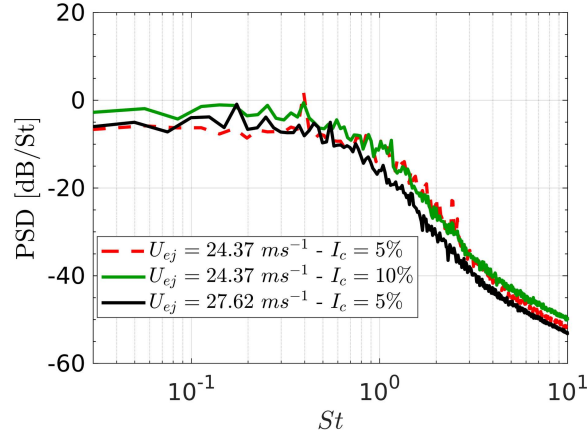


FIGURE 3.26 – PSD of the axial velocity at  $X/D = 1$  and  $r/D = 0.5$  for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  with  $I_c = 5\%$  and  $I_c = 10\%$ , and for  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  with  $I_c = 5\%$ , using the finer grid.

transition is then strongly dependent on the nozzle exit conditions, especially on the energy at the instability frequency as expected. In the study of Stevenin [158], the position of the jet transition is found to be closer to the nozzle exit for  $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$  than for  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ . The opposite behavior is obtained in the LES. It can be attributed to different nozzle exit conditions between the LES and the experiment, that can either be due to the non resolution of the boundary layer inside the nozzle or an inappropriate SEM implementation when changing the exit velocity. Unfortunately, the vorticity-layer thickness and the PSD levels at the nozzle exit are unavailable in the experiment to confirm this.

The mean radial profiles of the liquid volume fraction obtained at  $X/D = 210$  in the experiment [125] and at  $X/D = 20, 30$  et  $40$  in the LES using the finer mesh are presented in figure 3.27. For the comparison, they are normalized using the liquid volume fraction at the center of the jet  $\alpha_{lc}$  and the jet half-width related to the liquid volume fraction  $r_{1/2} = r(\alpha_l = \alpha_{lc}/2)$ . The LES profile at  $X/D = 20$  is sharper than those at  $X/D = 30$  and  $X/D = 40$ . At these two positions, they are similar to each other and match the experimental profile at  $X/D = 210$ . It can be deduced that beyond  $X/D = 30$ , the radial profile of liquid volume fraction does not change significantly and is self-similar.

### 3.5 Atomization of the liquid jet

The results of the simulation using both the dense and the dispersed phase solvers are presented in this section. In the experiments [158, 125], data about droplet characteristics such as size, velocity and volume fraction are available only downstream of  $X/D = 780$ . As it would be too costly to simulate the jet down to that distance, it is not possible to directly compare simulation results with the measurements. However, general trends can be highlighted. For instance, it has been shown in Stevenin et al. [125] that, at  $X/D = 780$ , the Sauter mean diameter of the droplets, given by the ratio between the total volume of the particles and their total area, is approximately  $1.5 \text{ mm} = 0.34D$  on the center line, and decreases with the radial position to reach  $1 \text{ mm} = 0.23D$  at  $r/D = 13.5$ . Thus, the droplets at the center are fifteen times larger than the grid size using the coarser mesh, which should be enough to be discretized by the dense phase solver. For the

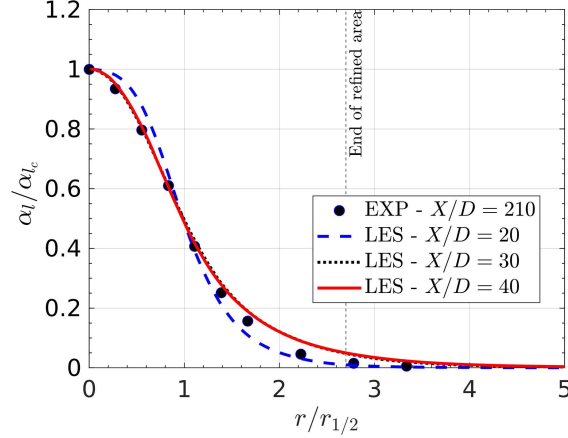


FIGURE 3.27 – Radial profiles of liquid volume fraction for the LES at  $X/D = 20, 30, 40$  and for the experiments [125] at  $X/D = 210$ .

simulation, the coupling strategy detailed in section 2.1.2 is followed. For that, the diameter of the atomized droplets is evaluated using a method proposed in the work of Marmottant and Villermaux [80] based on the wave number of the interface instabilities found in section 3.4.2.

### 3.5.1 Estimation of the droplet diameter

The Kelvin-Helmholtz instability waves at the interface initiate the development of an azimuthal Rayleigh-Taylor (RT) instability [80]. The RT wavelength depends on the interface instability wavelength  $\lambda_i$  as [80] :

$$\lambda_{RT} \simeq 2.45\lambda_i We_{\lambda_i}^{-1/3} \quad (3.2)$$

where  $We_{\lambda_i} = \rho_g |U_{ej} - U_g|^2 \lambda_i / \sigma$  is the Weber number related to the interface instability wave.

The RT instability leads to the formation of ligaments whose diameter, for a sphere of equivalent volume, is equal to  $D_{lig} = 0.23\lambda_{RT}$  [80]. These ligaments break up to eject droplets with a diameter equal to  $D_d \simeq 0.4D_{lig} = 0.092\lambda_{RT}$  [80]. Given the Strouhal number of the instability wave at  $St = 1.5$  in the simulated jet, yielding a wavelength of  $\lambda_i = 2.815$  mm, it is found that  $\lambda_{RT} \simeq 2.28$  mm. The droplet diameter is then  $D_d \simeq 210$   $\mu\text{m}$ , corresponding to  $2.1\delta_{grid}$  for the coarser mesh, and  $2.62\delta_{grid}$  for the finer mesh. Therefore, the droplets are too small to be calculated by the dense phase solver. This ensures that the atomized droplets are not captured simultaneously by the dense phase solver and by the dispersed phase solver. A more accurate method would be to use a sectional approach [160, 161] to account for a more realistic particle size distribution in the spray. However, the simulation cost would be higher as it requires an additional set of equations for each new particle section. Thus, the mono-dispersed approach, with one droplet diameter, is retained in this work. In practice, the droplet diameter is arbitrary set in the simulation to 260  $\mu\text{m}$  in order to ensure the continuity between the droplets and the dense phase.

### 3.5.2 Simulation results with atomization

Simulations are carried out with the atomization process using the coarser mesh to evaluate the model at a reduced cost. The runs last approximately 300h using 924 processors. The exit

velocity is  $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$  and the SEM intensity is set to  $I_c = 5\%$ . To investigate the influence of the re-absorption of the droplets by the dense phase on the flow, namely the impingement phenomenon, calculations are performed with and without the impingement term in the model. This phenomenon can be suppressed simply by vanishing  $S_i$  in equation (2.26). The temperature of the atomized droplets is set to  $T_a = 294.15 \text{ K}$ , assuming that the temperature of the dense liquid phase is equal to  $T_a$ . The constants  $a$ ,  $b$  and  $c_i$  of the atomization and impingement models defined in section 2.1.2 are set, respectively, to 4, 2 and 2, following Le Touze et al. [147]. The mean liquid volume fractions of droplets obtained with and without impingement are shown in figure 3.28. In both cases, droplets are mostly present for  $X/D \geq 20$ , where the jet is turbulent. For  $X/D < 20$ , where the jet is not turbulent, a few droplets can be found at the liquid-gas interface at  $r/D \simeq 0.5$ . Further downstream, there is a significant amount of droplets on the center axis in the simulation without impingement, whereas the droplets are mostly located in the mixing layer in the simulation with impingement.

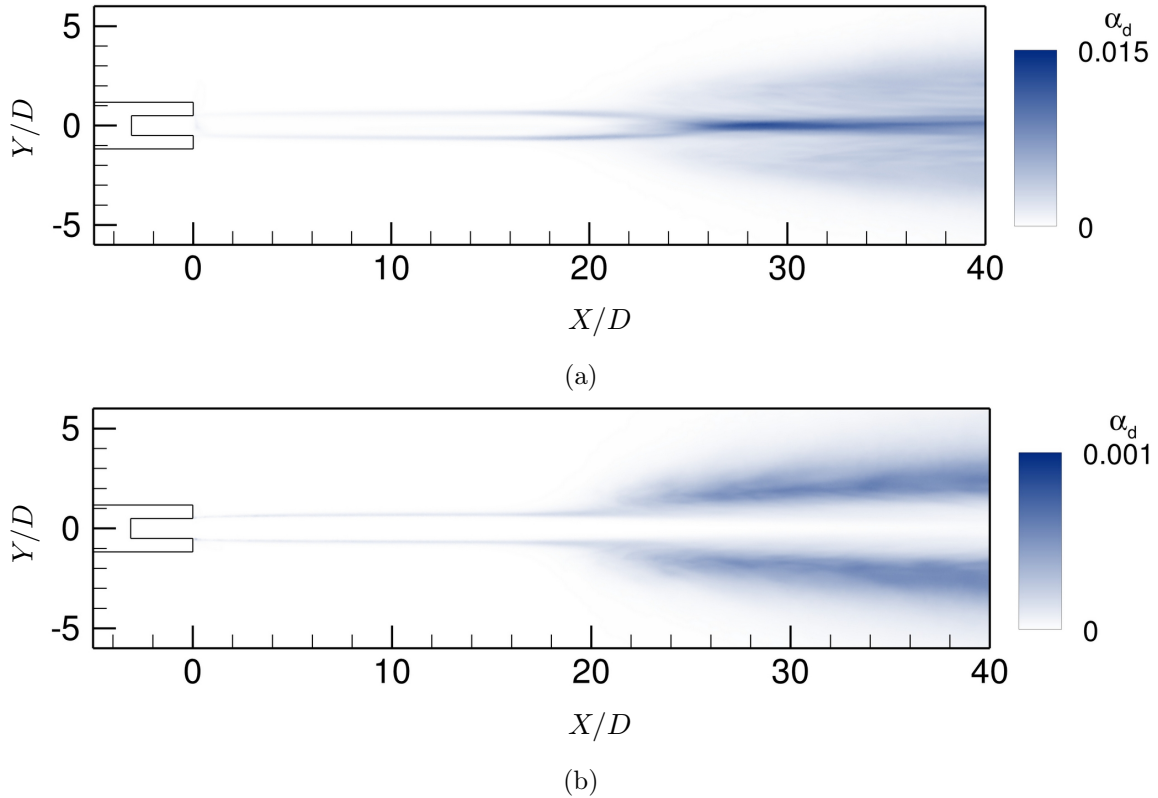


FIGURE 3.28 – Mean value of the liquid volume fraction of droplets in the  $(X, Y)$  plane : (a) without impingement, (b) with impingement in the model of Le Touze et al. [147].

The radial profiles of the liquid volume fraction of droplets at  $X/D = 30$  in figure 3.29 give more quantitative results about the droplet location. In the simulation without impingement, the liquid volume fraction of droplets has a local maximum on the center axis, whereas it is not the case for the turbulent intensity in figure 3.16. The liquid volume fraction is maximum at  $r/D = 1.8$  in the liquid-gas turbulent mixing layer. On the contrary, in the simulation with impingement, there are no droplets on the jet axis, the maximum values are located around  $r/D \simeq 2$  and the liquid volume fraction is almost five times smaller than in the simulation without impingement. To better understand these significant differences, the atomization and impingement rates are

examined.

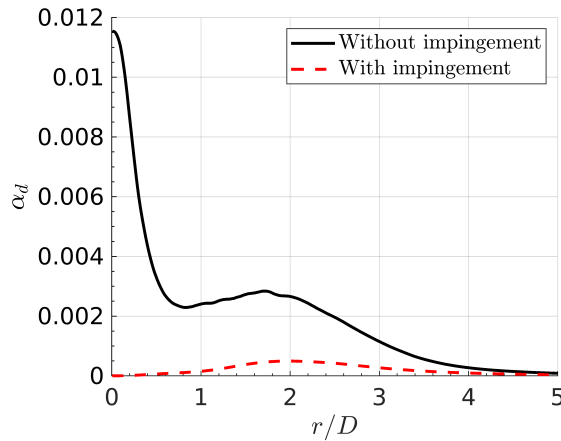


FIGURE 3.29 – Mean radial profiles of the liquid volume fraction of droplets at  $X/D = 30$ .

The mean values of the atomization rate  $S_a$  obtained in the simulation without impingement are shown in figure 3.30. Droplets are mostly formed in the shear layer between  $X/D = 20$  and  $X/D = 35$  and the atomization rate is zero on the jet axis. Therefore, the maximum concentration of droplets on the axis for  $X/D > 20$  can be only explained by the droplet displacement from the shear layer, where they are created, toward the jet axis.

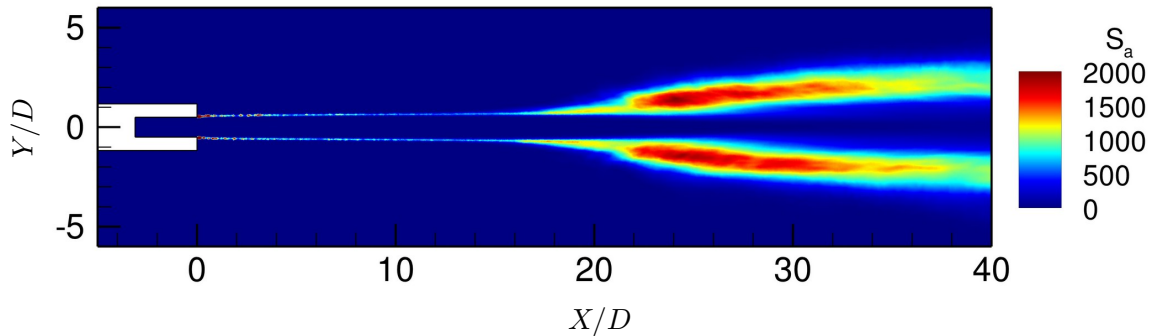


FIGURE 3.30 – Mean values of the atomization rate  $S_a$  [ $\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-3}$ ] in the plane  $(X,Y)$ , for the simulation without impingement.

A zoom in the region where droplets are atomized is given in figure 3.31, where the values of the atomization rate and the streamlines of the droplets are represented. The streamlines are oriented toward the jet axis for  $X/D > 22$ , confirming that the droplets move from the shear layer to the axis.

The profiles of atomization and impingement rates obtained at  $X/D = 30$  are plotted in figure 3.32. In both cases, the profiles are quite similar. The total mass transfer, relative to the dispersed phase, is negative for  $r/D < 1.5$  whereas it is positive for  $r/D \geq 1.5$ . As a result, the droplets generated in the mixing layer that move toward the centerline are fully absorbed by the dense phase solver before they reach the center. The remaining amount of droplets which are ejected outward from the liquid jet are not absorbed by the dense liquid phase.

In the simulation with atomization and impingement, the large droplets and ligaments are calculated by the dense phase solver and are located near the jet axis, and the small droplets,



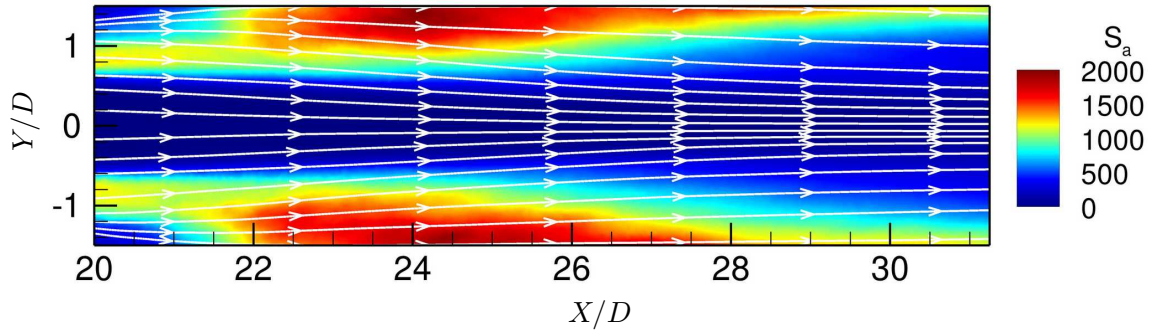


FIGURE 3.31 – Mean values of the atomization rate  $S_a$  [ $\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-3}$ ] and streamlines of the droplets in the atomization region in the  $(X, Y)$  plane, simulation without impingement.

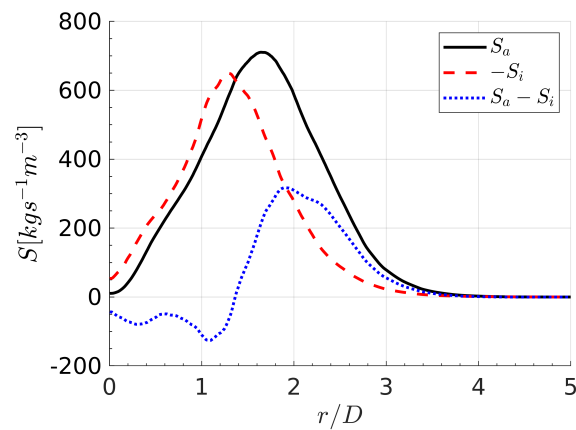


FIGURE 3.32 – Mean radial profiles of the atomization rate  $S_a$ , the impingement rate  $-S_i$ , and the total mass transfer rate  $S_a - S_i$ , in the simulation with atomization and impingement terms at  $X/D = 30$ .



calculated by the dispersed phase solver, are mostly located in the shear layer. The activation of the impingement model has a significant influence on the dispersed phase mean flow. It ensures that droplets do not stand in the dense liquid phase, and that the droplet volume fraction remains sufficiently low, by definition of the dispersed phase.

### 3.6 Conclusion

In this chapter, the LES of the jet in Stevenin [158, 125] exhausting into quiescent air has been carried out. The objective was to validate the calculation of the jet transition and the droplet generation based on an experiment from the literature. The analysis of the dense phase regime shows that the jet transition occurs when fluctuations are generated with the Synthetic-Eddy Method. This transition is governed by the development of an instability wave, marked by a hump at the Strouhal number  $St = 1.5$  in the spectrum of the axial velocity at  $X/D = 10$  and  $r/D = 0.5$ . The instability wave frequency is consistent with the one in the experiment. The variations of the mean jet half-width, especially the position of the jet transition, is found to be in very good agreement with the experimental data. It is also shown that the position of the jet transition depends on the value of the fluctuating energy around the instability frequency near the nozzle exit.

The instability analysis has then been used to determine the diameter of the atomized droplets in the model. The simulation of the jet with both the dense and dispersed phase solvers shows that droplets are mostly generated in the turbulent regions of the flow. Moreover, the velocity of the droplets generated around  $X/D = 25$  is slightly oriented toward the centerline. This leads to an accumulation of droplets around the jet axis for the simulation with atomization only. This effect is totally canceled if the impingement term is activated in the model, allowing droplets to be absorbed by the dense phase.

The validation of the method proposed in this paper against experimental data from the literature will permit to address the case of the water nozzles used on the MARTEL test bench [7].



## Chapitre 4

# Adaptation de la méthode pour la simulation des buses d'injection du banc MARTEL

Dans ce chapitre, la méthode de simulation établie et validée précédemment est adaptée au jet de la buse MARTEL. En effet, les géométries internes étant différentes, la mise en œuvre de la SEM doit être modifiée afin de d'obtenir les fluctuations de vitesse en sortie de buse nécessaires au développement des instabilités à l'interface. Dans un premier temps, le maillage et les conditions aux limites utilisées pour les simulations sont présentés en section 4.1. Une caractérisation du jet de la buse MARTEL est menée en section 4.2 avec la méthode de calcul établie au chapitre 3. L'écoulement et les fluctuations de vitesse dans la buse y sont analysés. Une étude paramétrique de la SEM est ensuite conduite en section 4.3 dans le but d'adapter la méthode au cas de la buse MARTEL. Enfin, les fluctuations de vitesse dans la buse et particulièrement en sortie, avec les nouveaux paramètres SEM, sont étudiées en section 4.4.

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Maillage et conditions limites</b>	<b>83</b>
<b>4.2</b>	<b>Caractérisation de l'écoulement dans la buse</b>	<b>84</b>
4.2.1	Écoulement moyen	84
4.2.2	Fluctuations de vitesse	89
<b>4.3</b>	<b>Adaptation de la Synthetic-Eddy Method</b>	<b>90</b>
<b>4.4</b>	<b>Caractérisation des fluctuations dans la buse et en sortie</b>	<b>92</b>
<b>4.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>95</b>

---

### 4.1 Maillage et conditions limites

Le maillage de la buse MARTEL utilisé dans ce chapitre est présenté sur la figure 4.1 dans les deux plans de coupe d'évasement et latéral. Une zone raffinée constituée de tétraèdres de diamètre de maille  $\delta_{grid}/D_{eq} = 0.0213$  inclut l'intérieur de la buse et l'extérieur de la sortie jusqu'à  $X = 5D_{eq}$ . À l'extérieur de la buse, elle s'étend de  $3.5D_{eq}$  à  $6.5D_{eq}$  dans la direction  $Z$ , et sur  $1.03D_{eq}$  dans la direction  $Y$ . Ces valeurs sont déterminées de façon à ce que le jet

liquide soit toujours contenu dans cette zone raffinée, en conservant une marge d'au moins  $1D_{eq}$  de part et d'autre du jet. Les limites de la zone sont estimées en s'appuyant sur les ombroscopies expérimentales données en section 2.4.2 et par la réalisation de calculs préliminaires non présentés dans ce manuscrit. Il est à noter que l'origine du repère  $X = 0$  est définie comme étant la sortie de la buse dans la direction  $Y$ , comme illustré sur la figure 4.1(c). La sortie de la buse dans la direction  $Z$  sur la figure 4.1(b) est située en  $X = 0.357D_{eq}$ . Comme pour les simulations du chapitre 3, quatre couches d'hexaèdres sont accolées à la paroi dans la buse et sur les lèvres en sortie pour améliorer la stabilité du calcul. Le diamètre équivalent de maille de ces hexaèdres, donné sur la figure 4.1(c), est égal à  $\delta_{grid}/D_{eq} = 0.039$ . Le maillage contient 2.9 millions de cellules.

Les valeurs aux conditions limites utilisées pour les simulations qui suivent sont indiquées sur la table 4.1. Elles sont similaires à celles des simulations menées en chapitre 3, hormis la vitesse d'entrée d'eau. Pour atteindre le débit liquide maximal de  $q_l = 0.376 \text{ kg s}^{-1}$ , la vitesse d'injection est établie à  $U_{inj} = 9.77 \text{ m s}^{-1}$ . La vitesse d'éjection théorique est de  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ .

TABLE 4.1 – Valeurs imposées aux conditions limites.

	variables	espèce	$U[\text{m s}^{-1}]$	$p[\text{kPa}]$	$T[\text{K}]$
air inlet	$U, T$	air	2	-	294.15
water inlet	$U, T$	eau	9.77	-	294.15
outlet in	$U, T$	air	2	-	294.15
outlet out	$p$	-	-	99.97	-

Le régime transitoire est de  $6 \text{ ms} = 115D_{eq}/U_{ej}$ . Le régime établi est ensuite calculé durant un temps de  $10 \text{ ms} = 192D_{eq}/U_{ej}$ . Les données statistiques sont obtenues à partir de l'ensemble du régime établi. Le pas de temps utilisé dans les simulations est de  $\Delta t = 0.05 \mu\text{s}$ , deux fois plus petit que celui utilisé dans le chapitre 3, ce qui garantit un nombre de courant maximum de  $CFL_{max} = 1.25$ . Chaque calcul est mené sur 924 processeurs. Le temps CPU dans le régime permanent est de 56 200 h, pour un temps de calcul d'environ 62 h.

## 4.2 Caractérisation de l'écoulement dans la buse

Dans cette section, les paramètres de la SEM sont similaires à ceux utilisés dans le chapitre précédent. La taille des spots est de  $\sigma/D_{eq} = 10$  et l'intensité SEM de  $I_c = 5\%$ . Comme le diamètre en entrée de buse est environ 2.4 fois plus élevé que le diamètre équivalent de la sortie de buse, le nombre de spots est fixé à  $N = 573$  afin de conserver la même densité en nombre de spots que dans le chapitre 3.

### 4.2.1 Écoulement moyen

Les champs moyens de la fraction volumique de liquide, dans les plans d'évasement et latéral sont représentés sur la figure 4.2. Après la sortie de buse, le jet s'élargit dans la direction  $Z$ , ce qui est conforme aux ombroscopies expérimentales données en section 2.4. L'angle de dispersion du jet dans le plan d'évasement est de  $\beta \simeq 27^\circ$ . Cette valeur est comprise entre les angles  $20^\circ$  et  $36^\circ$  indiqués par le constructeur, et est proche de l'angle obtenu dans l'expérience d'environ  $30^\circ$ . Dans la direction  $Y$  sur la figure 4.2(b), le jet s'amincit avec la distance à la buse, ce qui compense la dispersion du liquide dans la direction  $Z$ .

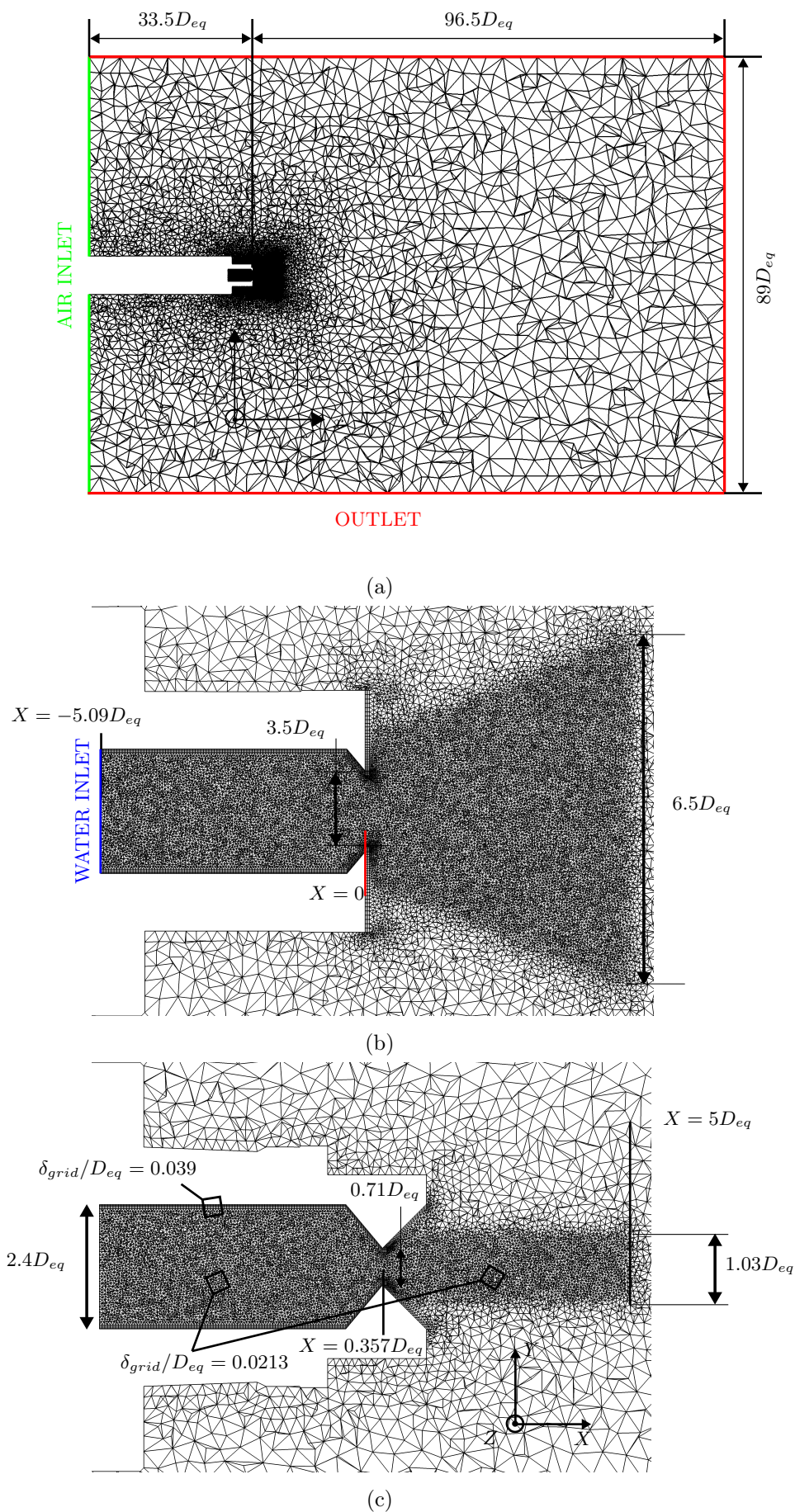


FIGURE 4.1 – Maillage de la buse MARTEL : (a) coupe dans le plan d'évasement (b) zoom sur la zone raffinée dans le plan d'évasement, (c) zoom sur la zone raffinée dans le plan latéral.

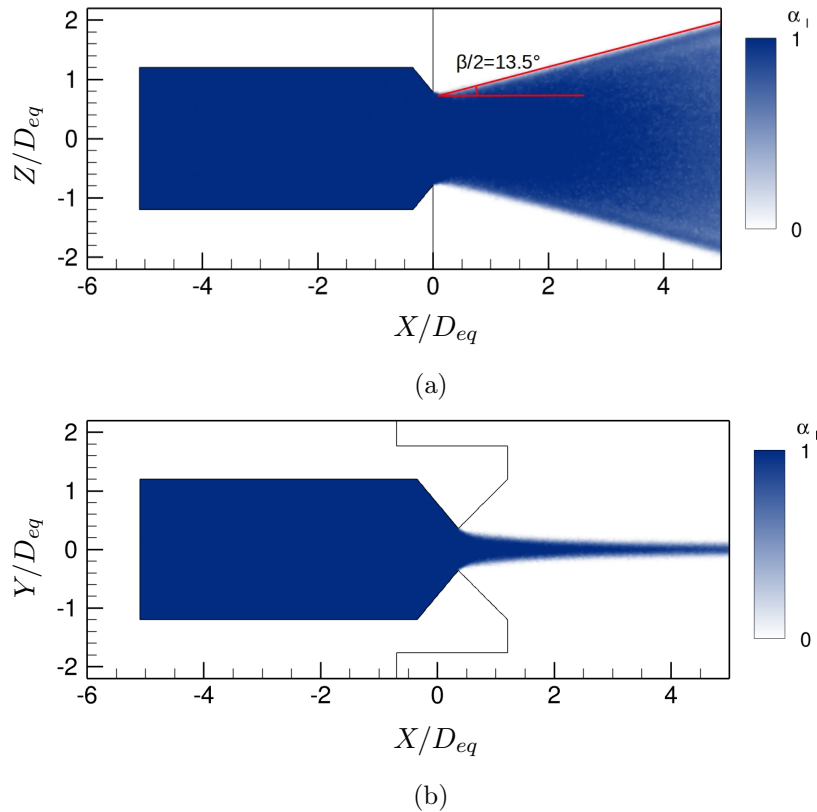


FIGURE 4.2 – Champs moyens de la fraction volumique de liquide : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

Les champs moyens de la vitesse axiale dans les plans d'évasement et latéral sont représentés sur la figure 4.3. Des vecteurs vitesses, représentés par des flèches noires dont la longueur est proportionnelle à la norme de la vitesse, y sont également tracés. La vitesse axiale du fluide est constante dans la partie cylindrique de la buse, augmente progressivement au passage du convergent, et continue d'augmenter après la sortie de buse pour atteindre  $U_l = 1.5U_{ej} = 84 \text{ m s}^{-1}$ . Dans le plan d'évasement sur la figure 4.3(a), des zones de recirculation d'air sont visibles entre  $X = 0$  et  $X/D_{eq} = 0.75$ , et entre  $Z/D_{eq} = 1$  et  $Z/D_{eq} = 2$ , où la vitesse axiale est négative et où les vecteurs vitesse forment un vortex. Ces zones sont encore plus marquées dans le plan latéral sur la figure 4.3(b), entre  $X/D_{eq} = 1.25$  et  $X/D_{eq} = 2.25$  et entre  $Y/D_{eq} = 0.5$  et  $Y/D_{eq} = 2$ .

Les champs moyens de la pression statique dans les plans d'évasement et latéral sont représentés sur la figure 4.4. La pression dans la buse est constante et égale à 36 fois la pression extérieure  $p_0$ , puis diminue progressivement au niveau de la sortie de la buse pour atteindre  $p_0$ . La détente complète du fluide n'est pas atteinte en sortie de tuyère mais légèrement en aval de cette dernière, ce qui explique pourquoi la vitesse du liquide pour  $X/D_{eq} \geq 1$  n'est pas égale à la vitesse d'éjection théorique atteinte en sortie de  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ , mais est plus élevée.

Afin d'analyser plus précisément l'écoulement au niveau de la sortie de buse, les profils de la vitesse axiale moyenne entre  $X/D_{eq} = -0.6$  et  $X/D_{eq} = 0.6$  sont tracés tous les  $0.2D_{eq}$  dans les deux plans d'évasement et latéral sur la figure 4.5. Chaque profil est calculé en utilisant la moyenne par symétrie par rapport à l'axe. Comme pour les simulations du chapitre 3, le maillage utilisé est trop grossier pour résoudre la couche limite en paroi. Les profils qui sont présentés ne décroissent donc pas vers 0 proche des parois. Pour  $X \leq -0.2$  sur la figure 4.5(a), la vitesse est maximale

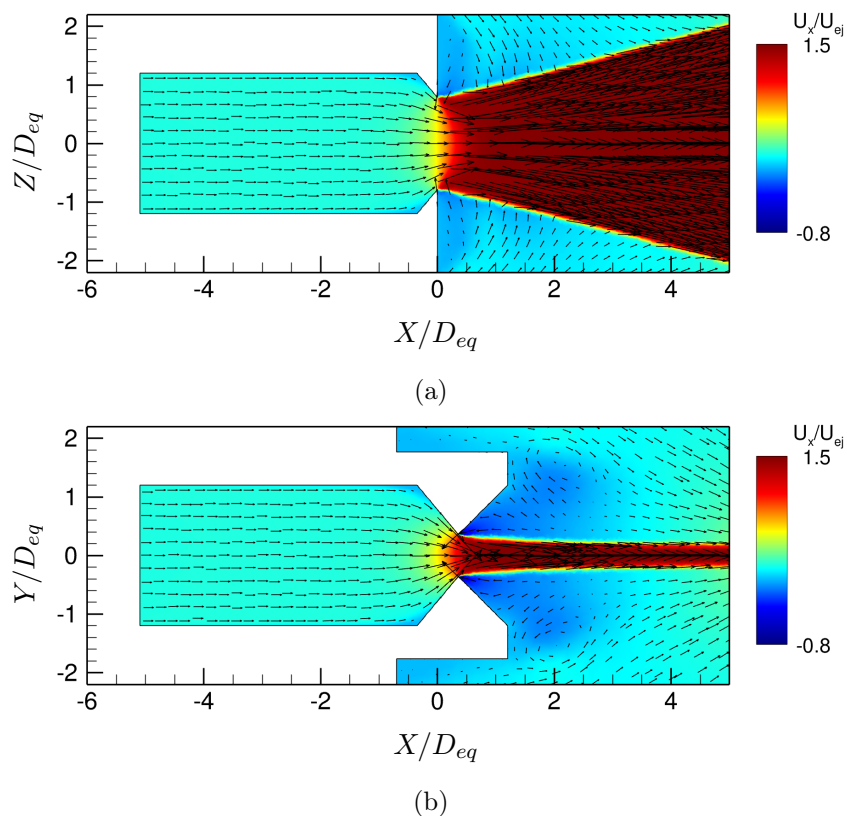


FIGURE 4.3 – Champs moyens de la vitesse axiale et vecteurs vitesse : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

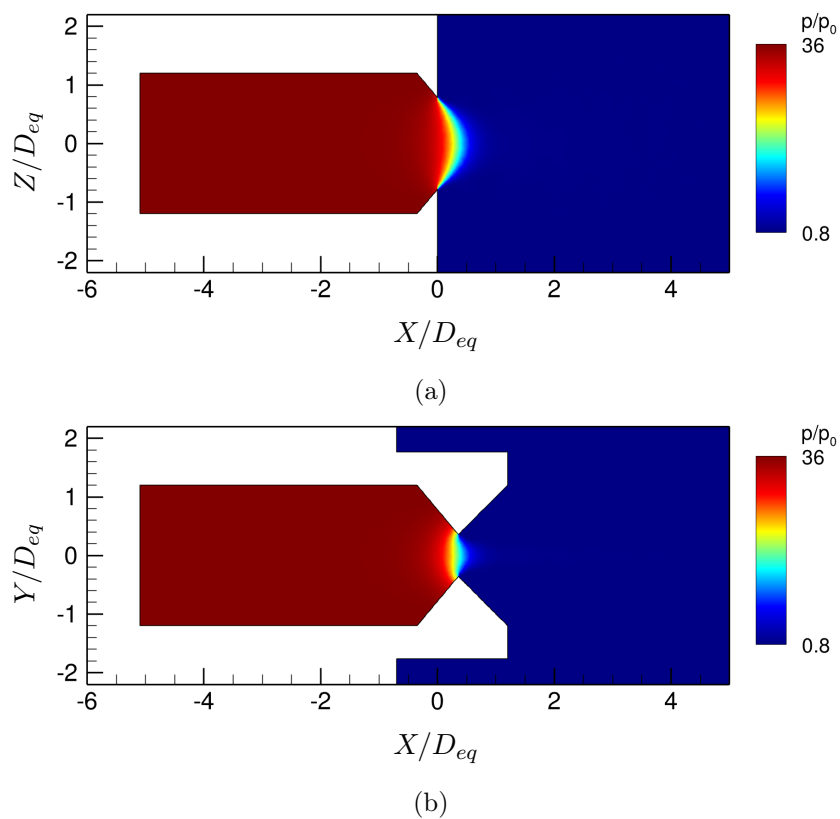
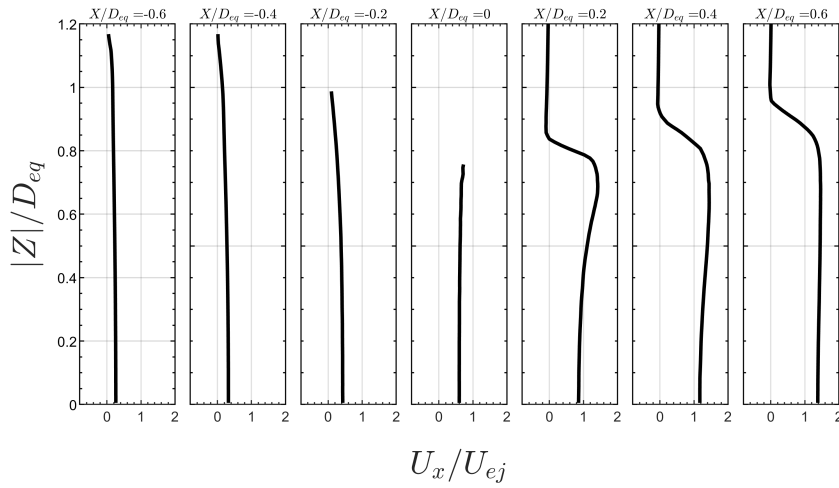


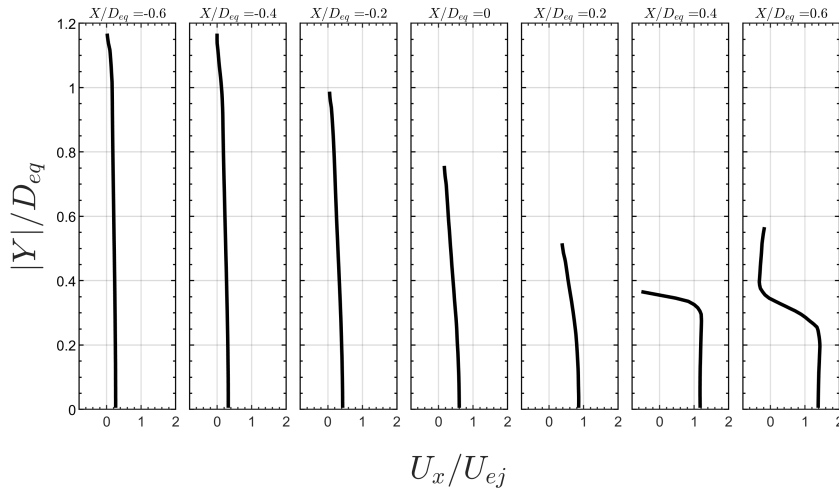
FIGURE 4.4 – Champs moyens de la pression statique : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.



au centre et légèrement plus faible proche de la paroi. En revanche, en  $X = 0$ , la vitesse est légèrement plus élevée proche de la paroi qu'au centre. Après la sortie de buse pour  $X/D_{eq} \geq 0.2$ , un saut de vitesse apparaît en raison du cisaillement entre le liquide et le gaz, ce dernier ayant une vitesse négligeable devant celle du liquide. On remarque qu'en  $X/D_{eq} = 0.2$  et  $X/D_{eq} = 0.4$ , la vitesse du liquide est plus élevée au bord du jet en  $Z/D_{eq} = 0.7$  qu'au centre. Pour  $X/D_{eq} = 0.6$ , la vitesse axiale est uniforme dans toute la partie liquide entre  $Z = 0$  et  $Z/D_{eq} = 0.8$ . Dans le plan latéral sur la figure 4.5(b), les profils de vitesse sont relativement similaires pour  $X/D_{eq} \leq 0.2$ , où la vitesse est maximale au centre et minimale proche de la paroi. Après la sortie de buse pour  $X/D_{eq} \geq 0.4$ , la vitesse axiale est maximale au bord du jet, c'est-à-dire pour  $Y/D_{eq} = 0.3$  en  $X/D_{eq} = 0.4$  et  $Y/D_{eq} = 0.25$  en  $X/D_{eq} = 0.6$ .



(a)



(b)

FIGURE 4.5 – Profils radiaux de la vitesse axiale moyenne entre  $X/D_{eq} = -0.6$  et  $X/D_{eq} = 0.6$  : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.



### 4.2.2 Fluctuations de vitesse

Pour visualiser les fluctuations de vitesse introduites dans la buse par la SEM, des champs du critère  $Q_l$  dans les plans d'évasement et latéral sont présentés figure 4.6. Dans les deux plans, des structures turbulentes sont visibles entre  $X/D_{eq} = -5$  et  $X/D_{eq} = -2.5$ , mais disparaissent totalement pour  $X/D_{eq} > -1$ , hormis localement au niveau des lèvres de la sortie de buse où  $Q_l$  est maximal dans le plan latéral.

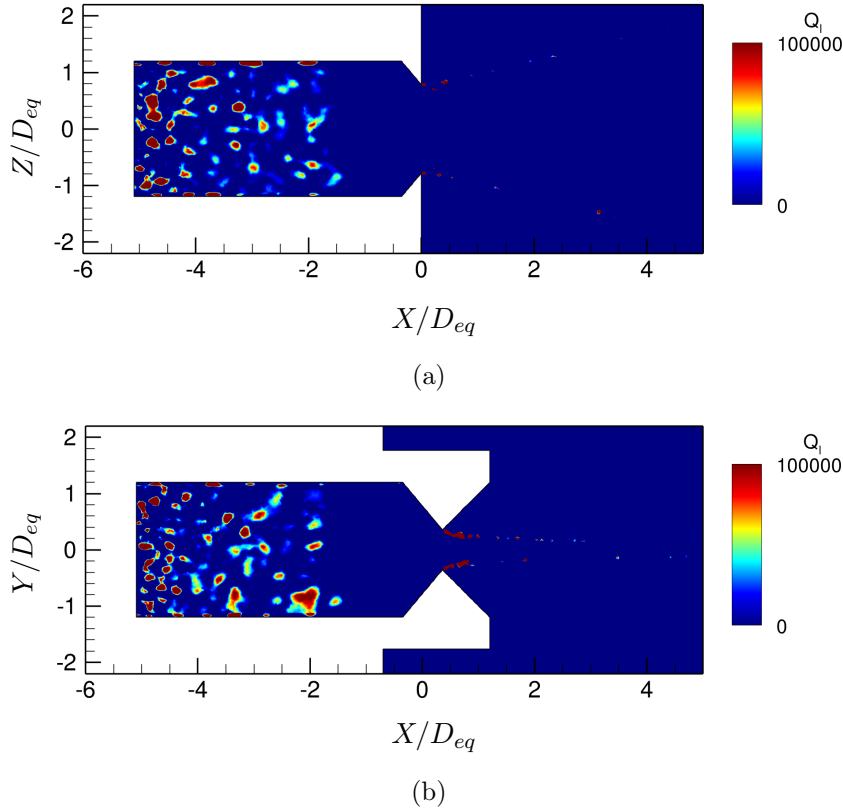


FIGURE 4.6 – Champs instantanés du critère  $Q_l$  : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

Les variations du taux de turbulence et de la vitesse axiale moyenne sur l'axe sont tracées sur les figures 4.7(a) et 4.7(b). Le taux de turbulence est maximal et égal à  $Tu = 0.2\%$  en entrée de buse, puis diminue pour atteindre une valeur minimale de  $Tu = 0.075\%$  en  $X = 0$ , et augmente après la sortie de buse. La diminution du taux de turbulence est forte entre  $X/D_{eq} = -1$  et  $X = 0$ , ce qui correspond à la zone où la vitesse axiale moyenne du fluide augmente significativement sur la figure 4.7(b). L'augmentation du taux de turbulence est, par ailleurs, rapide entre  $X = 0$  et  $X/D_{eq} \simeq 0.5$ .

À la différence du cas de la buse Stevenin [158, 125] étudiée dans le chapitre 3, la présence du convergent dans la buse a donc pour effet de réduire significativement le taux de turbulence de l'écoulement en sortie de buse. Toutefois, après l'éjection du fluide, le taux de turbulence augmente rapidement pour atteindre une valeur proche de celle obtenue dans la buse avant le passage du convergent. En utilisant les mêmes paramètres de la méthode SEM que pour le chapitre 3, le taux de turbulence atteint en aval de la sortie de buse est de l'ordre de  $0.1\%$ , alors qu'il était de  $0.6$  environ dans le cas de la buse Stevenin [158, 125]. Pour obtenir un taux de turbulence de l'ordre

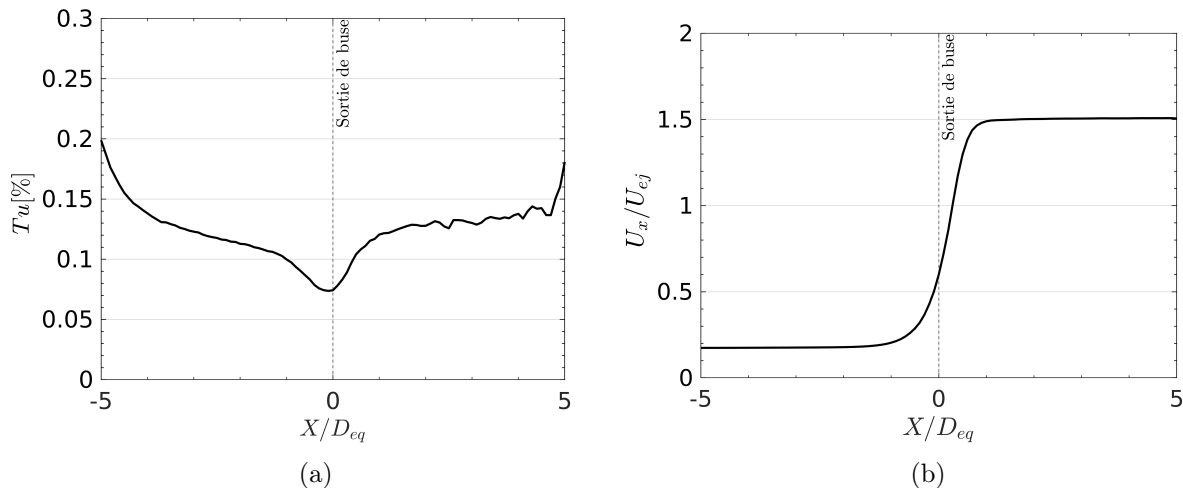


FIGURE 4.7 – Variations sur l'axe en fonction de la distance à la sortie de buse : (a) du taux de turbulence, (b) de la vitesse axiale moyenne.

de 0.6 au moins et ainsi garantir la transition du jet similaire à celle du chapitre 3, la méthode SEM est adaptée au cas de la buse MARTEL.

### 4.3 Adaptation de la Synthetic-Eddy Method

Comme il a été montré en section 3.3.1, la taille et le nombre des spots turbulents introduits en entrée de buse n'ont que peu d'influence sur le contenu spectral des fluctuations de vitesse dans la buse et en particulier en sortie. Par conséquent, dans cette section, seule l'influence de l'intensité de la SEM  $I_c$  sur les fluctuations en sortie de buse est étudiée. Trois simulations sont conduites en utilisant les trois valeurs  $I_c = 5\%$ ,  $30\%$  et  $60\%$ .

Les variations du taux de turbulence sur l'axe pour ces trois intensités SEM sont représentées sur la figure 4.8. Quelle que soit la position, le taux de turbulence augmente avec l'intensité SEM. En particulier, le taux de turbulence en  $X = 0$ , égal à  $0.075\%$ ,  $0.45\%$  et  $0.9\%$  pour  $I_c = 5\%$ ,  $30\%$  et  $60\%$ , est proportionnel à l'intensité SEM  $I_c$ , en accord avec la formulation de la fluctuation de vitesse (2.34) introduite par la SEM. Pour connaître la répartition de cette énergie turbulente en fonction de la fréquence, les spectres de la vitesse axiale en sortie de buse sur l'axe sont tracés sur la figure 4.9(a) pour les trois intensités SEM. Les niveaux sont globalement plus élevés d'environ 15 dB pour  $I_c = 30\%$  que pour  $I_c = 5\%$ . Pour  $I_c = 60\%$ , les niveaux sont plus élevés d'environ 5 dB que ceux pour  $I_c = 30\%$  pour  $St \leq 0.15$ , et jusqu'à 20 dB pour  $St > 0.15$ . Les mêmes tendances sont observées sur les spectres obtenus en  $X = 0$ ,  $Z = 0$  et  $Y/D_{eq} = 0.2$  pour les trois intensités SEM représentées sur la figure 4.9(b). Néanmoins, pour  $St > 0.15$ , l'écart entre les niveaux pour  $I_c = 30\%$  et  $I_c = 60\%$  n'est que de 5 dB environ. Dans le cas de la buse MARTEL, aucune donnée expérimentale ne permet de connaître la fréquence caractéristique de l'instabilité du jet. Par conséquent, le choix est fait de conserver l'intensité SEM  $I_c = 60\%$  pour tous les calculs qui suivent, qui permet d'obtenir le maximum d'intensité de fluctuations sur la plus grande gamme de fréquence comme illustré sur la figure 4.9.

Des simulations sont conduites pour ces trois intensités SEM sur un maillage similaire à celui présenté en section 4.1, mais dont la zone raffinée s'étend jusqu'à  $20D_{eq}$  après la sortie de buse.

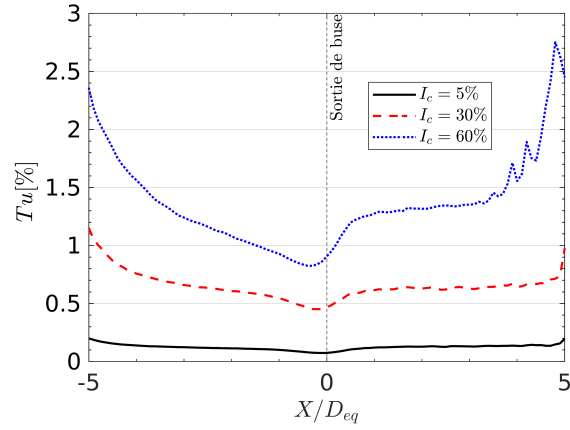


FIGURE 4.8 – Variations du taux de turbulence sur l’axe pour les intensités SEM  $I_c = 5, 30$  et  $60\%$ .

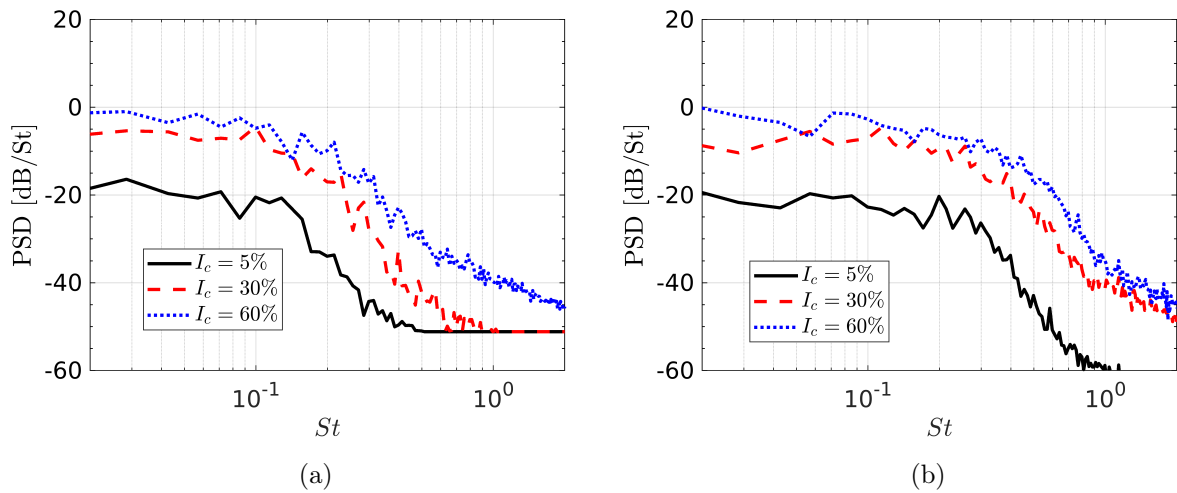


FIGURE 4.9 – PSD de la vitesse axiale pour les intensités SEM  $I_c = 5, 30$  et  $60\%$  : (a) en  $X = 0$  sur l’axe, (b) en  $X = 0, Z = 0$  et  $Y/D_{eq} = 0.2$ .

Ces calculs ne sont menés que jusqu'à la fin du régime transitoire, afin d'observer qualitativement l'influence de l'intensité SEM sur la transition du jet de la buse MARTEL.

L'isosurface instantanée, à la fin du régime transitoire, de la fraction volumique liquide  $\alpha_l = 0.15$  est représentée pour les trois intensités SEM dans le plan d'évasement sur la figure 4.10, et dans le plan latéral sur la figure 4.11. Pour les trois intensités SEM sur la figure 4.10, des oscillations à l'interface liquide-gaz sont visibles à partir de  $X/D_{eq} = 10$ . Pour l'intensité SEM  $I_c = 5\%$  sur la figure 4.10(a), l'isosurface n'est pratiquement pas rompue avant  $X/D_{eq} = 20$ , alors que c'est le cas pour les intensités SEM  $I_c = 30$  et  $60\%$ . Pour  $I_c = 30\%$ , la rupture de l'isosurface se produit dès  $X/D_{eq} = 17$ , alors qu'elle a lieu dès  $X/D_{eq} = 16$  pour  $I_c = 60\%$ .

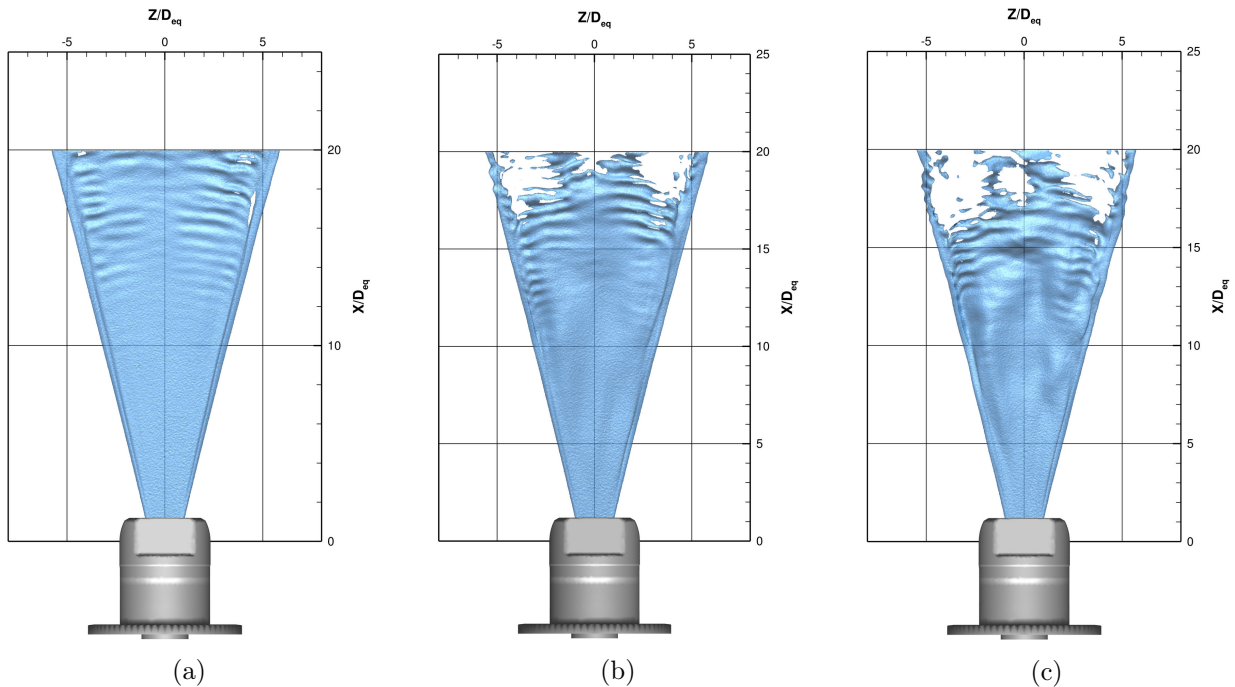


FIGURE 4.10 – Isosurface instantanée de la fraction volumique de liquide  $\alpha_l = 0.15$  dans le plan d'évasement pour les intensités SEM : (a)  $I_c = 5\%$ , (b)  $I_c = 30\%$ , (c)  $I_c = 60\%$ .

Dans le plan latéral sur la figure 4.11, on peut noter que la dispersion du liquide dans la direction  $Y$  est d'autant plus importante que l'intensité SEM est élevée. Bien qu'il ne s'agisse que d'une analyse qualitative, le jet obtenu avec l'intensité  $I_c = 60\%$  semble le plus proche du jet visible sur l'ombroscopie en figure 2.5(b).

#### 4.4 Caractérisation des fluctuations dans la buse et en sortie

Les profils radiaux du taux de turbulence obtenus pour  $I_c = 60\%$  entre  $X/D_{eq} = -0.6$  et  $X/D_{eq} = 0.6$  sont tracés tous les  $0.2D_{eq}$  dans les plans d'évasement et latéral sur la figure 4.12. Dans le plan d'évasement sur la figure 4.12(a), le taux de turbulence varie peu pour  $X < 0$  et n'excède pas la valeur de  $2\%$  atteinte proche de la paroi. La même tendance est constatée dans le plan latéral sur la figure 4.12(b) pour  $X/D_{eq} \leq 0.2$ . En revanche, pour  $X/D_{eq} \geq 0.2$  dans le plan d'évasement et  $X/D_{eq} \geq 0.4$  dans le plan latéral, le taux de turbulence augmente fortement au niveau de l'interface liquide-gaz. En particulier en  $X/D_{eq} = 0.6$ , le taux de turbulence au niveau de l'interface atteint la valeur de  $7.5\%$  dans le plan d'évasement soit 6 fois plus que sur l'axe, et

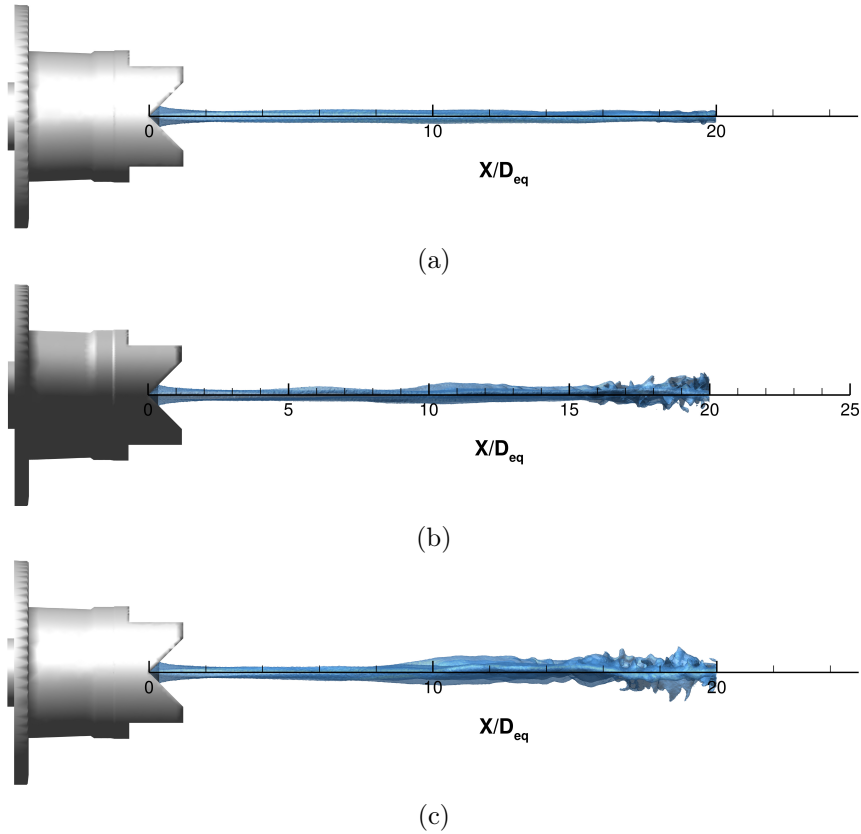
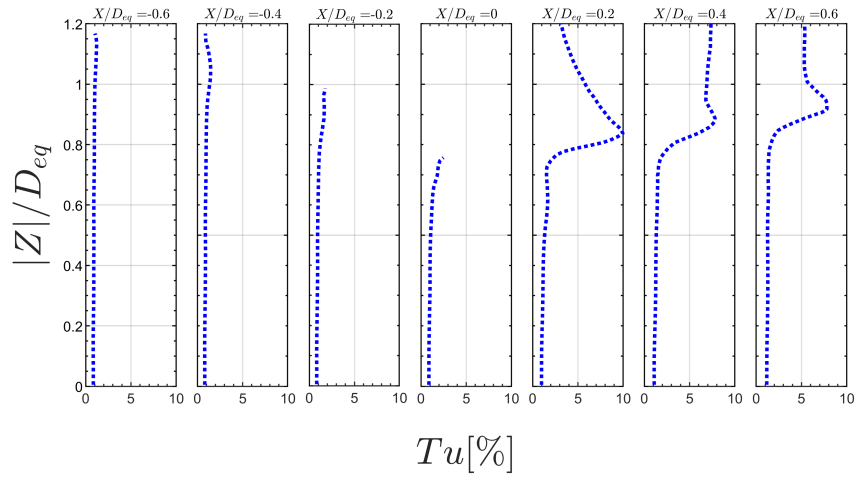


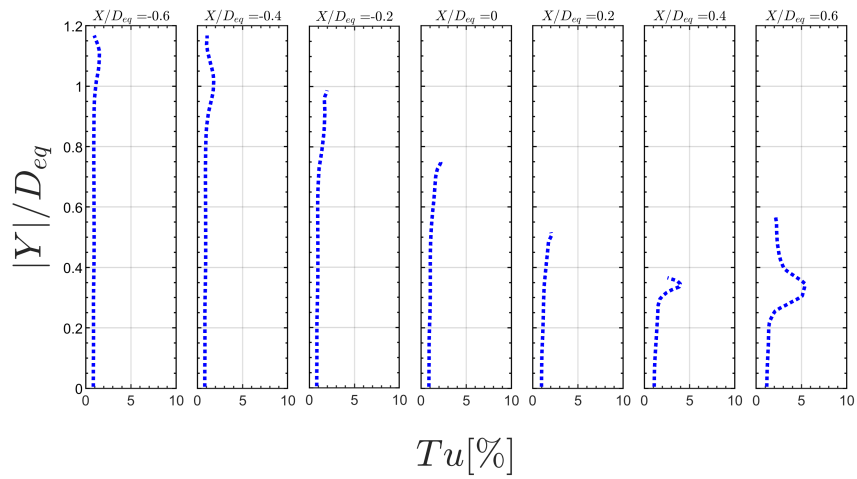
FIGURE 4.11 – Isosurface instantanée de la fraction volumique de liquide  $\alpha_l = 0.15$  dans le plan latéral pour les intensités SEM : (a)  $I_c = 5\%$ , (b)  $I_c = 30\%$ , (c)  $I_c = 60\%$ .

atteint la valeur de 5% dans le plan latéral soit 4 fois plus que sur l'axe. Dans le plan d'évasement sur la figure 4.12(a) pour  $X > 0$ , le taux de turbulence dans la partie gazeuse est supérieur à celui dans la partie liquide, en raison de la présence de la zone de recirculation d'air identifiée sur la figure 4.3(a).

Les densités spectrales de puissance de la vitesse axiale obtenues en entrée de buse, en  $X = 0$  et en  $X/D_{eq} = 1$  sur l'axe et en  $Y/D_{eq} = 0.2$  et  $Z = 0$  sont représentées sur la figure 4.13. Sur les deux figures 4.13(a) et 4.13(b), les niveaux de PSD sont plus élevés en entrée de buse qu'en  $X = 0$  d'environ 15 dB pour l'ensemble des fréquences. Sur l'axe, sur la figure 4.13(a), les niveaux en  $X/D_{eq} = 1$  sont plus élevés qu'en  $X = 0$  d'environ 5 dB pour  $St = 0.02$ . Les niveaux en  $X/D_{eq} = 1$  sont plus élevés d'environ 5 dB également que ceux en  $X = 0$  pour  $St > 0.2$ . Pour  $0.06 < St < 0.2$ , les niveaux de PSD sont proches. En  $Z = 0$  et  $Y/D_{eq} = 0.2$  sur la figure 4.13(b), la même tendance est observée. Les niveaux de PSD en  $X = 0$  sont similaires à ceux en  $X/D_{eq} = 1$  entre  $0.2 < St < 0.6$ , mais plus élevés d'environ 5 dB pour  $St < 0.2$  et  $St > 0.6$ . En résumé, la présence du convergent a pour effet de réduire l'intensité des fluctuations de vitesse sur l'ensemble des fréquences. En sortie, après le passage du convergent, l'intensité des fluctuations augmente légèrement mais uniquement dans les basses et hautes fréquences.

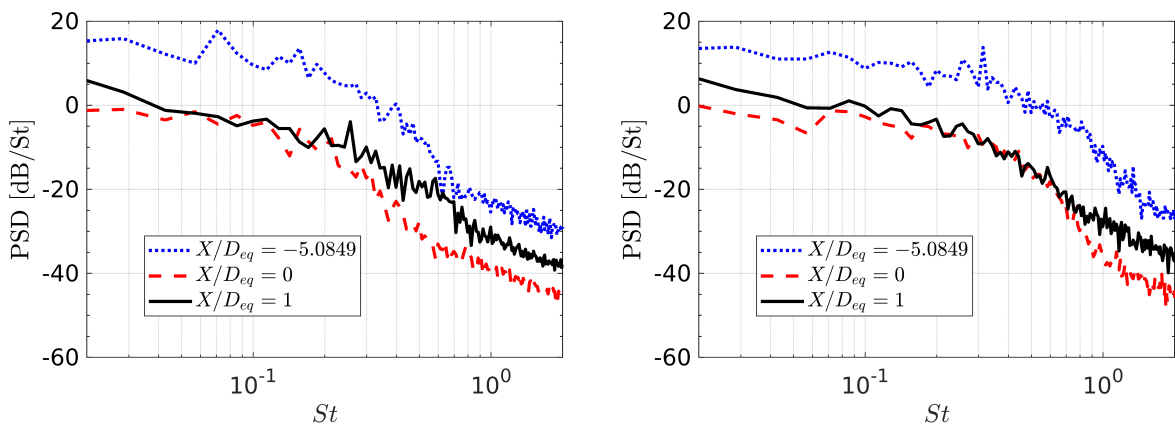


(a)



(b)

FIGURE 4.12 – Profils radiaux du taux de turbulence pour  $I_c = 60\%$  entre  $X/D_{eq} = -0.6$  et  $X/D_{eq} = 0.6$  : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.



(a)

(b)

FIGURE 4.13 – PSD de la vitesse axiale en  $X/D_{eq} = -5.0849, 0$  et  $1$  : (a) sur l'axe, (b) en  $Z = 0$  et  $Y/D_{eq} = 0.2$ .

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode de calcul utilisée dans le chapitre 3 a été appliquée au cas des buses du banc MARTEL. Les calculs effectués en premier lieu sur un maillage dont la zone raffinée ne s'étend que jusqu'à  $X/D_{eq} = 5$  ont permis d'analyser le jet obtenu avec la buse MARTEL proche de la sortie de buse. La présence du convergent et de la sortie de buse de forme lenticulaire donne lieu à un écoulement très différent et beaucoup plus complexe que celui de la buse Stevenin étudiée dans le chapitre 3. L'angle que forme le jet en sortie dans le plan d'évasement est de  $\beta = 27^\circ$ , ce qui est en accord avec l'expérience et le constructeur.

La présence du convergent dans la buse a un effet notable sur les fluctuations de vitesse introduites par la SEM. En effet, l'intensité de ces fluctuations diminue significativement à travers le convergent, pour toutes les fréquences. Après la sortie de buse, l'intensité des fluctuations augmente à nouveau dans les basses et hautes fréquences. Avec une intensité SEM de  $I_c = 5\%$ , le taux de turbulence en sortie de buse de  $0.1\%$  sur l'axe, beaucoup plus faible que celui obtenu pour la buse Stevenin égal à  $0.6\%$ . L'augmentation de l'intensité SEM  $I_c$  a pour effet d'augmenter significativement le taux de turbulence dans la buse et en sortie. Une intensité SEM de  $I_c = 60\%$  est choisie pour tous les calculs qui suivent afin de garantir des niveaux de fluctuations suffisamment élevés sur la plus grande gamme de fréquences.





# Chapitre 5

## Application pour le calcul du jet des buses du banc MARTEL avec atomisation

Ce chapitre porte sur l'étude de la transition du jet de la buse MARTEL et de la génération d'un nuage de gouttes par atomisation. La méthode numérique, mise en œuvre dans le chapitre 3 et adaptée dans le chapitre 4, est utilisée pour le calcul du jet. Dans un premier temps, la transition du jet, en l'absence d'atomisation, est analysée et comparée à l'expérience en section 5.1. Ensuite, le modèle d'atomisation du jet est activé en section 5.2. La quantité et la répartition des gouttes produites par atomisation y sont analysées. Enfin, le bruit généré par une buse isolée est étudié en section 5.3, afin d'évaluer sa contribution au bruit total du jet principal du banc MARTEL en présence d'injection d'eau.

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Mise en évidence de la transition du jet de la buse MARTEL . . . . .</b>	<b>98</b>
5.1.1	Maillage et conditions limites . . . . .	98
5.1.2	Propriétés du jet . . . . .	99
5.1.3	Largeur du jet et comparaison à l'expérience . . . . .	100
5.1.4	Instabilités du jet liquide . . . . .	106
5.1.5	Influence du débit d'eau sur la transition du jet . . . . .	113
<b>5.2</b>	<b>Atomisation du jet des buses MARTEL . . . . .</b>	<b>116</b>
5.2.1	Estimation du diamètre des gouttes . . . . .	116
5.2.2	Analyse de la répartition des gouttes dans le jet . . . . .	117
<b>5.3</b>	<b>Acoustique en champ proche d'une buse isolée . . . . .</b>	<b>122</b>
5.3.1	Influence du débit du jet sur les niveaux acoustiques . . . . .	126
<b>5.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>128</b>

---

## 5.1 Mise en évidence de la transition du jet de la buse MARTEL

### 5.1.1 Maillage et conditions limites

Pour les simulations de ce chapitre, la zone raffinée du maillage utilisé en chapitre 4 est étendue jusqu'à  $30D_{eq}$ , comme illustré sur la figure 5.1. En effet, c'est à cette distance que le liquide provenant des buses impacte le jet principal dans la configuration du banc MARTEL. Dans le cadre de cette thèse, l'étude du jet d'eau au-delà de  $30D_{eq}$  n'a donc pas d'intérêt. Des simulations préliminaires, non détaillée dans ce manuscrit, ont été conduites sur des maillages plus grossiers afin de réduire au maximum la taille de la zone raffinée, de façon à ce que le jet liquide soit contenu à l'intérieur de cette zone à tout instant. Le maillage ainsi établi comporte 22 millions de cellules.

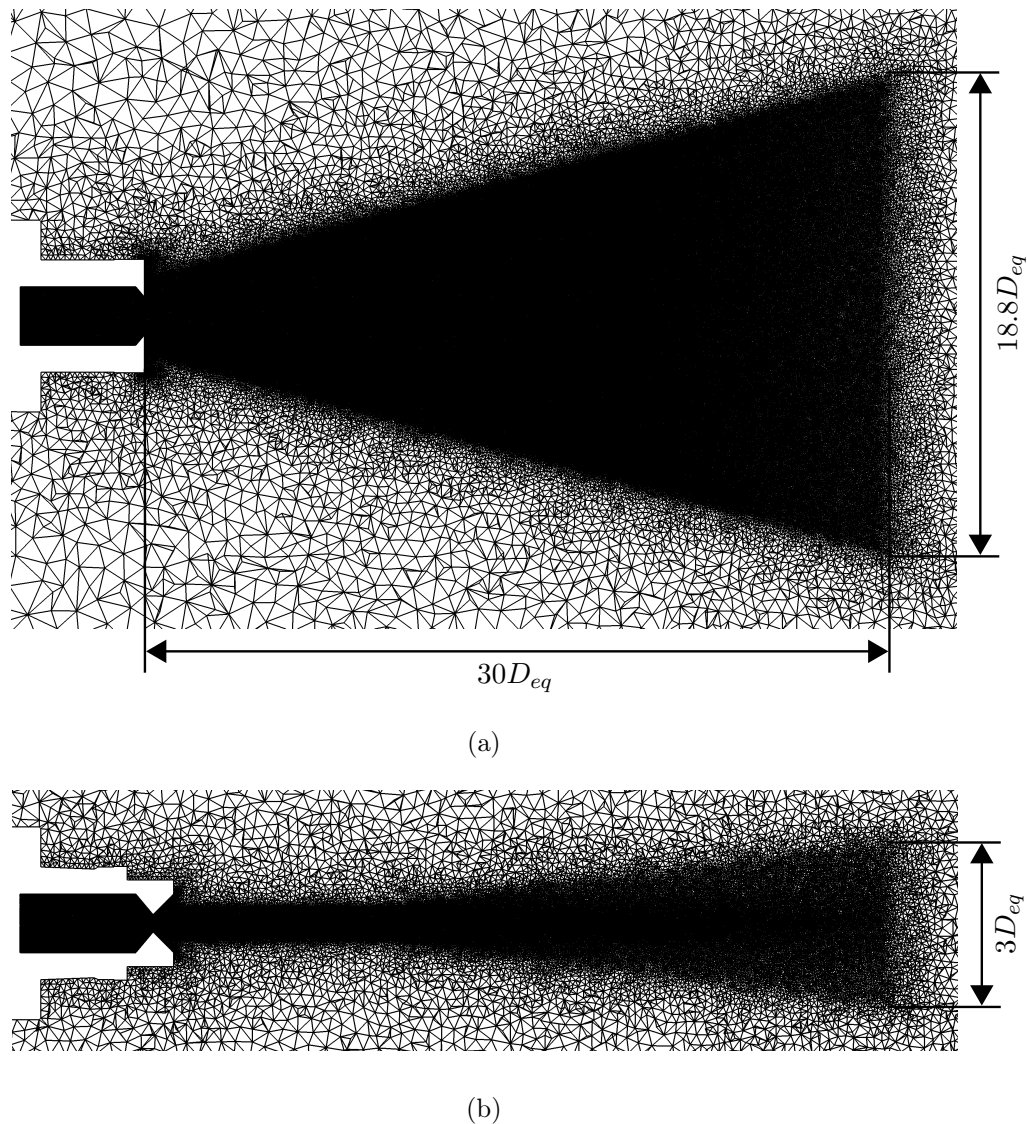


FIGURE 5.1 – Maillage avec une zone raffinée étendue jusqu'à  $X/D_{eq} = 30$  : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

Les variations du diamètre équivalent de maille sont présentées sur l'axe sur la figure 5.2(a)

et dans le plan latéral pour  $X/D_{eq} = 10, 20$  et  $30$  sur la figure 5.2(b). Le diamètre des mailles sur la figure 5.2(a) est constant et égal à  $\delta_{grid}/D_{eq} \simeq 0.0213$  entre l'entrée de buse et  $X/D_{eq} = 20$ . Pour  $20 < X/D_{eq} < 30$ , le maillage est progressivement déraffiné, et le diamètre passe alors de  $\delta_{grid}/D_{eq} = 0.0213$  à  $\delta_{grid}/D_{eq} = 0.034$ . En effet, la transition du jet semble avoir lieu entre  $X = 0$  et  $X/D_{eq} = 20$  sur l'ombroscopie de la figure 2.5(b). Dans cette zone, le maillage doit être suffisamment fin pour pouvoir résoudre le développement des instabilités de l'écoulement. Pour  $X/D_{eq} > 20$ , les structures turbulentes sont supposées être déjà formées.

Dans le plan latéral sur la figure 5.2(b), le diamètre des mailles en  $X/D_{eq} = 10$  est constant entre  $Y = 0$  et  $Y/D_{eq} = 0.5$ , puis augmente hors de la zone raffinée pour  $Y/D_{eq} > 0.5$ . En  $X/D_{eq} = 20$ , le diamètre est constant entre  $Y = 0$  et  $Y/D_{eq} = 0.5$ , puis augmente progressivement jusqu'à atteindre  $\delta_{grid}/D_{eq} = 0.05$  en  $Y/D_{eq} = 2$ . En  $X/D_{eq} = 30$ , le diamètre est égal à  $\delta_{grid}/D_{eq} = 0.034$  entre  $Y = 0$  et  $Y/D_{eq} = 2.5$ , puis augmente pour  $Y/D_{eq} > 2.5$ .

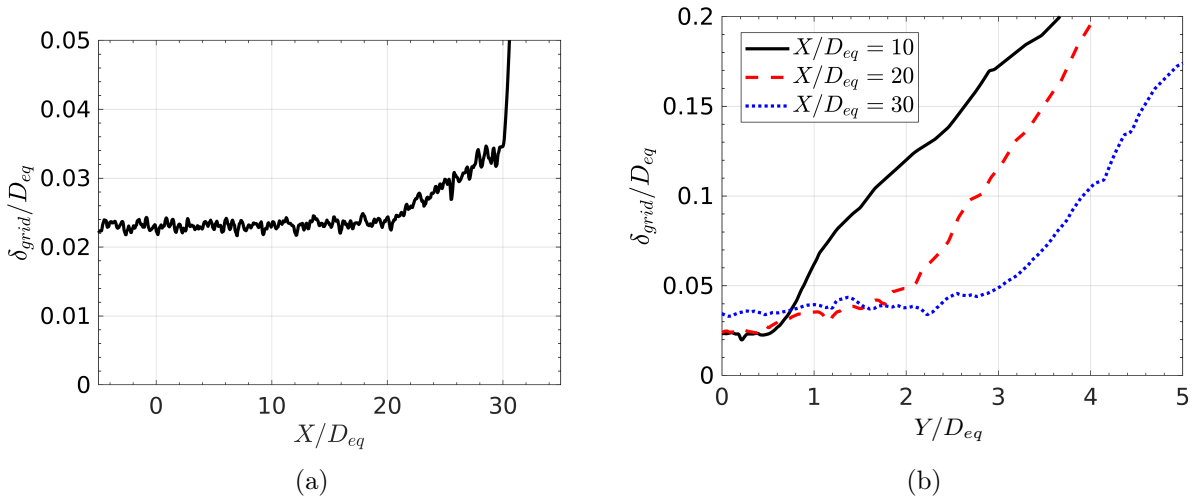


FIGURE 5.2 – Variations du diamètre équivalent des mailles : (a) sur l'axe, (b) dans le plan latéral en  $X/D_{eq} = 10, 20$  et  $30$ .

Les valeurs des différentes variables aux conditions limites sont identiques à celles du chapitre 4. La vitesse d'entrée de buse est de  $U_{inj} = 9.77 \text{ m s}^{-1}$ , donnant un débit liquide de  $q_l = 0.376 \text{ kg s}^{-1}$  et une vitesse d'éjection théorique de  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ . En section 5.1.5, une simulation avec une vitesse d'injection de  $U_{inj} = 6.5 \text{ m s}^{-1}$ , pour un débit de  $q_l = 0.250 \text{ kg s}^{-1}$  et une vitesse d'éjection théorique de  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$ , est également conduite pour étudier l'influence du débit sur le développement des instabilités du jet. Les paramètres numériques sont identiques à ceux du chapitre 4. L'intensité SEM est fixée à  $I_c = 60\%$ . Le régime établi, d'une durée physique de  $10 \text{ ms} = 192D_{eq}/U_{ej}$ , est calculé sur 1200 cœurs pour un temps CPU de 177 000 h, et un temps de calcul total de 148 h pour chaque run.

### 5.1.2 Propriétés du jet

Une isosurface de la fraction volumique instantanée de liquide  $\alpha_l = 0.15$  est représentée sur la figure 5.3 dans le plan d'évasement et le plan latéral. Sur la figure 5.3(a), des oscillations du jet sont visibles à partir de  $X/D_{eq} \simeq 12$ , puis sont de plus en plus marquées à mesure que la distance à la buse augmente. La rupture de l'isosurface se produit à partir de  $X/D_{eq} \simeq 16$ . Aux bords du jet,

celle-ci semble se rompre plus tardivement. Dans le plan latéral sur la figure 5.3(b), l'écoulement semble laminaire de  $X = 0$  à  $X/D_{eq} = 6$ . Pour  $X/D_{eq} > 6$ , des oscillations sont visibles et s'amplifient avec la distance axiale. L'isosurface est complètement rompue à  $X/D_{eq} = 29$ .

Le champ moyen de la fraction volumique de liquide est représenté sur la figure 5.4 dans les deux plans du jet. Dans le plan d'évasement sur la figure 5.4(a), celle-ci diminue progressivement entre  $X = 0$  et  $X/D_{eq} = 30$ . Elle est également plus élevée au bord du jet que dans le reste de la partie liquide. Dans le plan latéral sur la figure 5.4(b), elle diminue également avec la distance à la buse, marquant la diffusion du liquide dans le gaz.

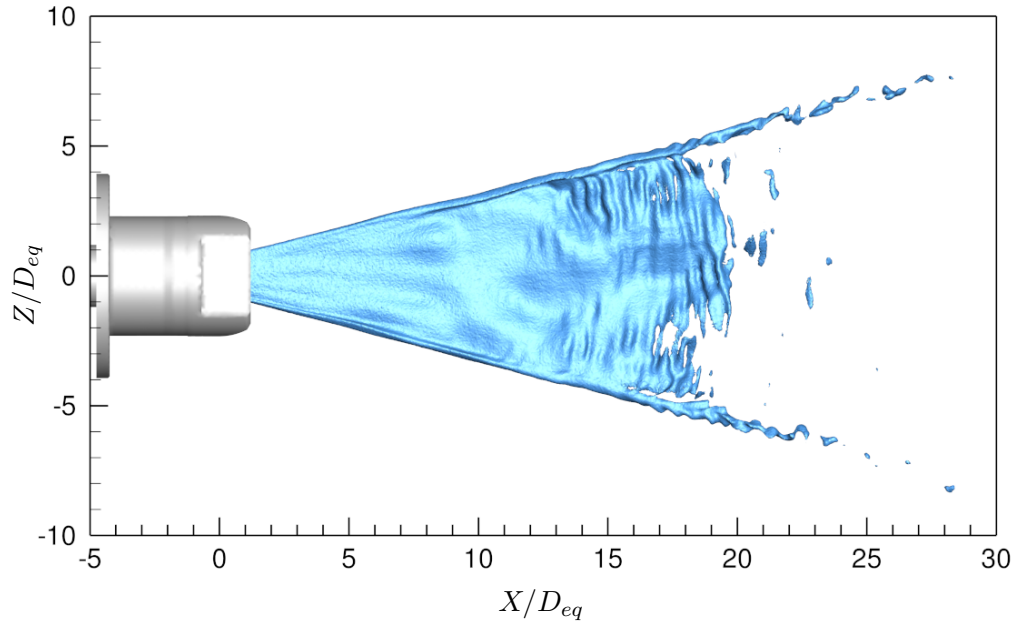
Des champs de la fraction volumique instantanée de liquide sont représentés sur la figure 5.5 dans les plans transverses en  $X/D_{eq} = 10, 15, 20$  et  $25$ . Les niveaux des échelles de couleurs vont des valeurs minimales et maximales de la fraction volumique de liquide. En  $X/D_{eq} = 10$  et  $15$ , le jet se présente sous la forme d'un film liquide dense. La fraction volumique maximale est de  $0.8$  en  $X/D_{eq} = 10$ , et de  $0.6$  à  $X/D_{eq} = 15$ . En  $X/D_{eq} = 20$  et  $25$ , en revanche, le liquide est plus dilué dans le gaz. Il n'est pas possible, dans ce cas, d'identifier clairement un film liquide. La fraction volumique de liquide maximale est de  $0.5$  en  $X/D_{eq} = 20$ , et de  $0.2$  à  $X/D_{eq} = 25$ .

Les champs moyens de la fraction volumique de liquide dans les plans transverses en  $X/D_{eq} = 10, 15, 20$  et  $25$  sont montrés sur la figure 5.6. La fraction volumique moyenne maximale de liquide diminue significativement avec la distance à la buse. Elle est, en effet, de  $0.5, 0.3, 0.16$  et  $0.07$  dans les plans situés, respectivement, en  $X/D_{eq} = 10, 15, 20$  et  $25$ . Pour toutes ces positions, la fraction volumique moyenne de liquide est beaucoup plus élevée sur les bords du jet que dans le reste de celui-ci. Le liquide a donc tendance à rester concentré sur le bord du jet dans le plan d'évasement.

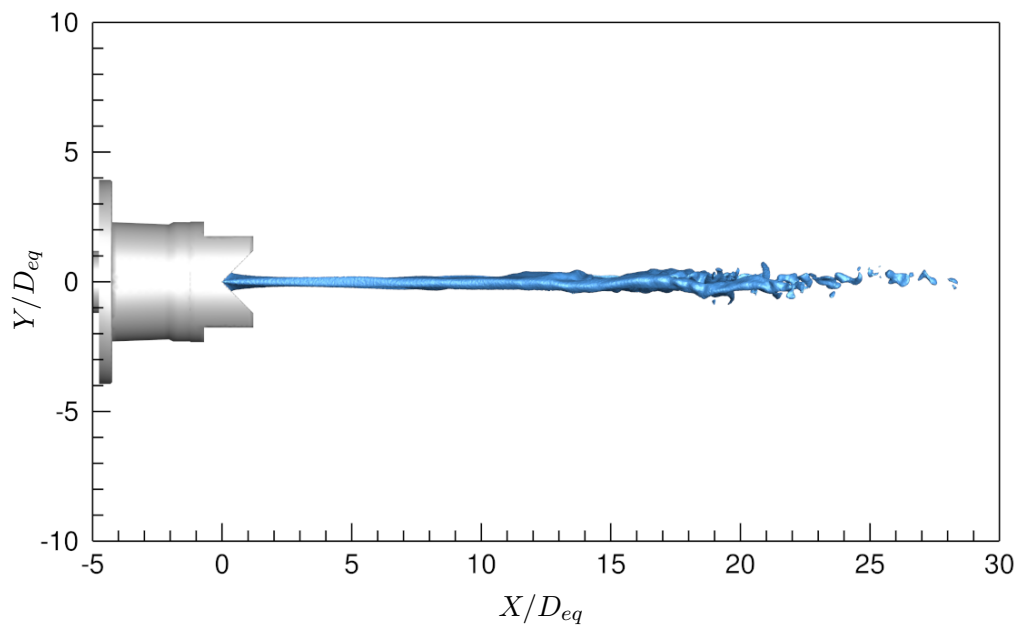
Les variations de la vitesse axiale moyenne et de la pression moyenne sur l'axe sont représentées sur la figure 5.7. Sur la figure 5.7(a), la vitesse axiale est de  $1.5U_{ej}$  en  $X/D_{eq} = 1$ , puis diminue pour atteindre la valeur minimale de  $1.2U_{ej}$  en  $X/D_{eq} \simeq 17$ . Elle augmente ensuite fortement et est à nouveau égale à  $1.5U_{ej}$  en  $X/D_{eq} = 24$ . La transition du jet, contrairement au cas de la configuration axisymétrique étudiée en chapitre 3, est donc marquée par une forte augmentation de la vitesse sur l'axe du jet, à  $X/D_{eq} \simeq 17$ . Sur la figure 5.7(b), la pression moyenne est égale à  $p_0$  entre  $X/D_{eq} = 5$  et  $17$ , puis diminue fortement jusqu'à la valeur de  $0.985p_0$  en  $X/D_{eq} \simeq 22$ , et augmente jusqu'à  $X/D_{eq} = 30$  où elle est égale à  $0.99p_0$ . À  $X/D_{eq} = 17$ , l'augmentation de la vitesse sur l'axe est donc accompagnée d'une diminution de la pression dans le jet, en accord avec le principe de Bernoulli. Une variation de la section apparente du jet dans cette zone de transition pourrait être à l'origine des ces variations de la vitesse et de la pression sur l'axe.

### 5.1.3 Largeur du jet et comparaison à l'expérience

La largeur moyenne du jet liquide  $\langle A \rangle$  dans le plan d'évasement et le plan latéral est maintenant évaluée et comparée avec celle obtenue dans l'expérience. Il est à noter que dans l'expérience, pour préserver la caméra d'éventuelles projections du liquide dans le plan latéral, l'appareil est placé très légèrement en-dessous de ce plan et légèrement en amont de la sortie de buse. L'angle de la prise de vue par rapport au plan latéral dans l'expérience est estimé à  $4^\circ$  par rotation autour de l'axe  $X$ . Le décalage de la caméra le long de l'axe  $X$  est négligé. La correction angulaire est appliquée sur les résultats de la simulation. Par la suite, on note  $(X, Y)'$  le plan  $(X, Y)$  corrigé d'un angle de  $4^\circ$  par rapport à l'axe  $X$ . L'isosurface de la fraction volumique instantanée de liquide



(a)



(b)

FIGURE 5.3 – Isosurface instantanée de la fraction volumique de liquide  $\alpha_l = 0.15$  : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

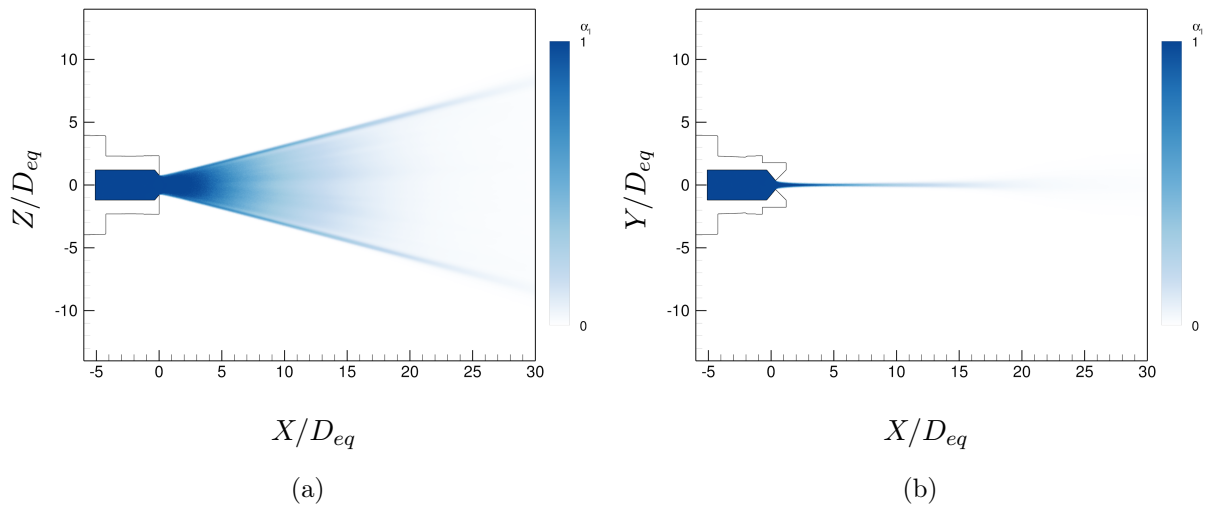


FIGURE 5.4 – Champ moyen de la fraction volumique de liquide : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

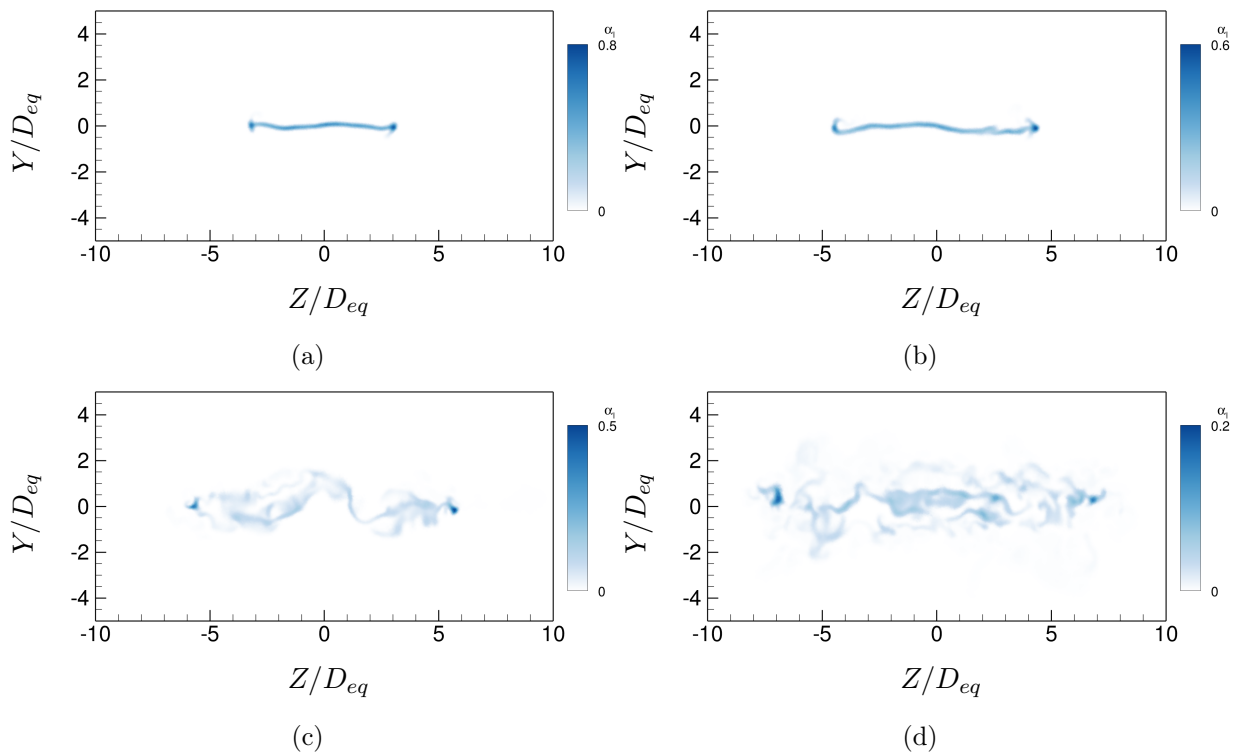


FIGURE 5.5 – Champs instantanés de la fraction volumique de liquide dans les plans transverses au jet : (a) en  $X/D_{eq} = 10$ , (b) en  $X/D_{eq} = 15$ , (c) en  $X/D_{eq} = 20$ , (d) en  $X/D_{eq} = 25$ .

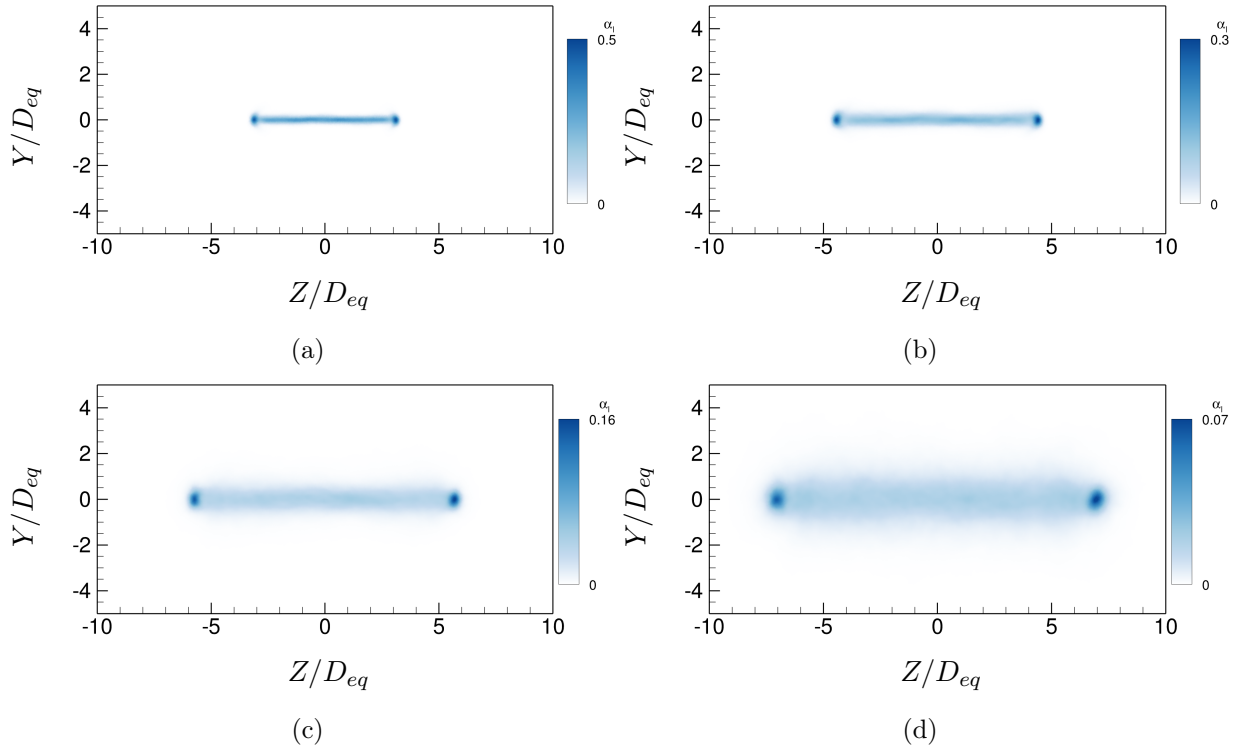


FIGURE 5.6 – Champs moyens de la fraction volumique de liquide dans le plan d'évasement : (a) en  $X/D_{eq} = 10$ , (b) en  $X/D_{eq} = 15$ , (c) en  $X/D_{eq} = 20$ , (d) en  $X/D_{eq} = 25$ .

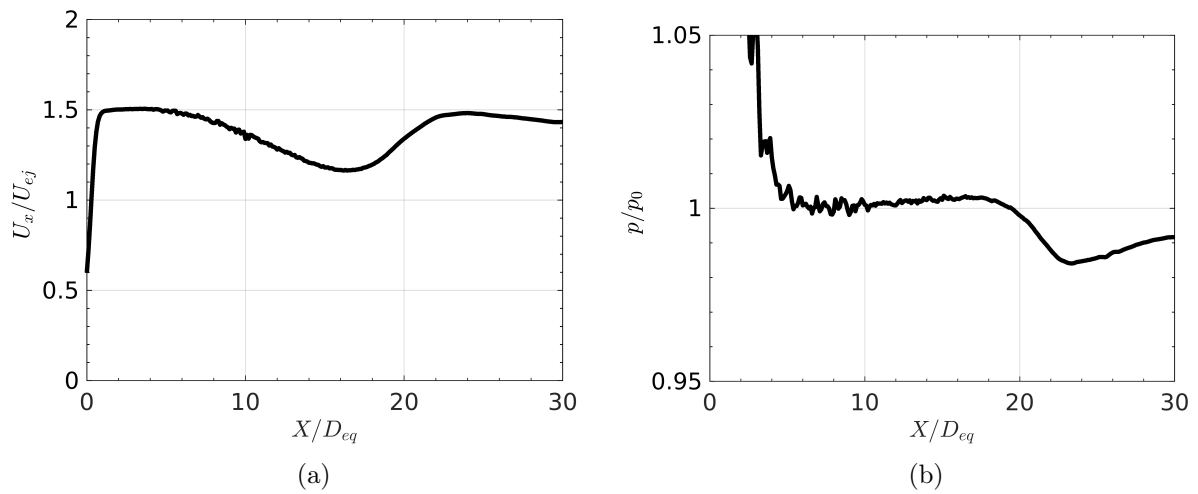


FIGURE 5.7 – Variations sur l'axe : (a) de la vitesse axiale moyenne, (b) de la pression moyenne.



$\alpha_l = 0.15$  dans la simulation et l'ombroscopie à un instant donné dans l'expérience sont illustrés sur la figure 5.8 dans le plan (X,Y)'. Les résultats moyens sont montrés sur la figure 5.8(b). Avec cet angle de vue, la dispersion du jet liquide dans la simulation ressemble à celle de l'expérience.

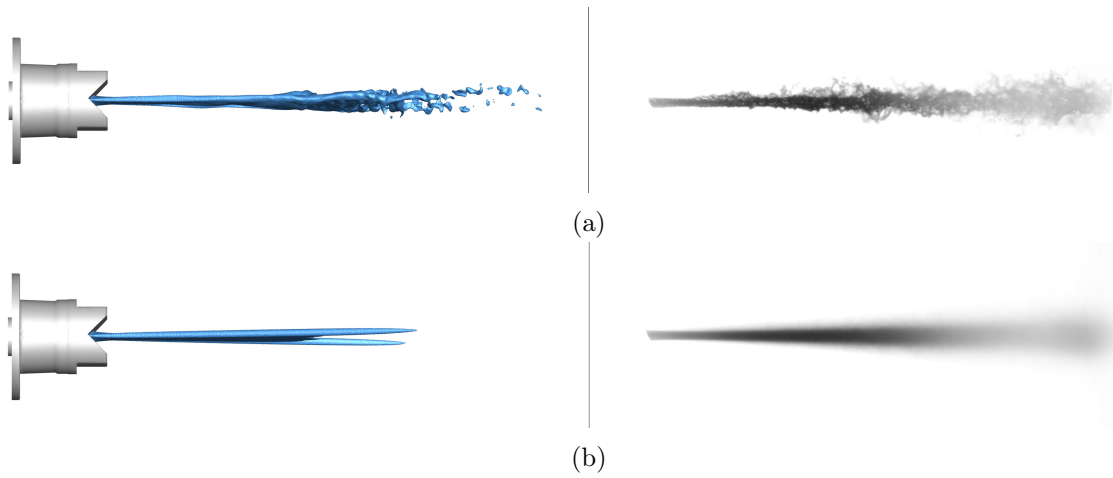


FIGURE 5.8 – Isosurface de la fraction volumique de liquide  $\alpha_l = 0.15$  obtenue par la simulation à gauche et l'ombroscopie obtenue dans l'expérience à droite : (a) à un instant donné, (b) en moyenne.

Dans l'expérience, de la même manière qu'au chapitre 3, la demi-largeur du jet en chaque position  $X$  est définie comme la distance à l'axe pour laquelle l'intensité lumineuse est égale à 50%. Dans la simulation, la demi-largeur du jet est celle des isosurfaces de fraction volumique moyenne de liquide de  $\alpha_l = 0.5, 0.15$  et  $0.1$  projetées dans le plan d'évasement et le plan (X,Y)'. Les demi-largeurs du jet obtenues dans l'expérience et dans la simulation dans ces deux plans sont représentées sur la figure 5.9. Sur la figure 5.9(a) dans le plan d'évasement, la demi-largeur du jet dans la simulation est similaire quel que soit le critère utilisé, et identique à celle de l'expérience. Dans le plan (X,Y)' sur la figure 5.9(b) en revanche, la demi-largeur du jet dans la simulation est plus fortement dépendante du critère utilisé. Celle obtenue pour  $\alpha_l = 0.5$  est inférieure à celle de l'expérience. En revanche, pour  $\alpha_l = 0.15$  et  $0.1$ , la demi-largeur dans la simulation est relativement proche de celle de l'expérience.

Les demi-largeurs du jet dans la simulation sont comparées à celle de l'expérience en évaluant l'écart relatif défini par :

$$\Sigma = \frac{\langle A \rangle_{LES} - \langle A \rangle_{EXP}}{\langle A \rangle_{EXP}} \quad (5.1)$$

Les variations de cet écart relatif dans le plan d'évasement et le plan (X,Y)' sont tracées sur la figure 5.10. On remarque que dans le plan d'évasement sur la figure 5.10(a), l'écart relatif est pratiquement nul pour  $\alpha_l = 0.15$  et  $\alpha_l = 0.1$ , et est de l'ordre de  $-0.05$  pour  $\alpha_l = 0.5$ . Dans le plan latéral sur la figure 5.10(b), en revanche, l'écart relatif pour  $\alpha_l = 0.5$  décroît fortement, d'une valeur de 0 en  $X/D_{eq} = 1$  à une valeur de  $-0.45$  en  $X/D_{eq} = 9$ . Pour  $\alpha_l = 0.15$  et  $\alpha_l = 0.1$ , l'écart relatif diminue de  $X/D_{eq} = 1.5$  à  $X/D_{eq} = 15$ . En  $X/D_{eq} = 15$ , il est de  $-0.15$  pour  $\alpha_l = 0.15$  et de  $-0.05$  pour  $\alpha_l = 0.1$ .

La demi-épaisseur du jet liquide  $h$  dans le plan latéral est également évaluée. Elle est définie comme la distance à l'axe où la fraction volumique de liquide est égale à la moitié de celle au centre.



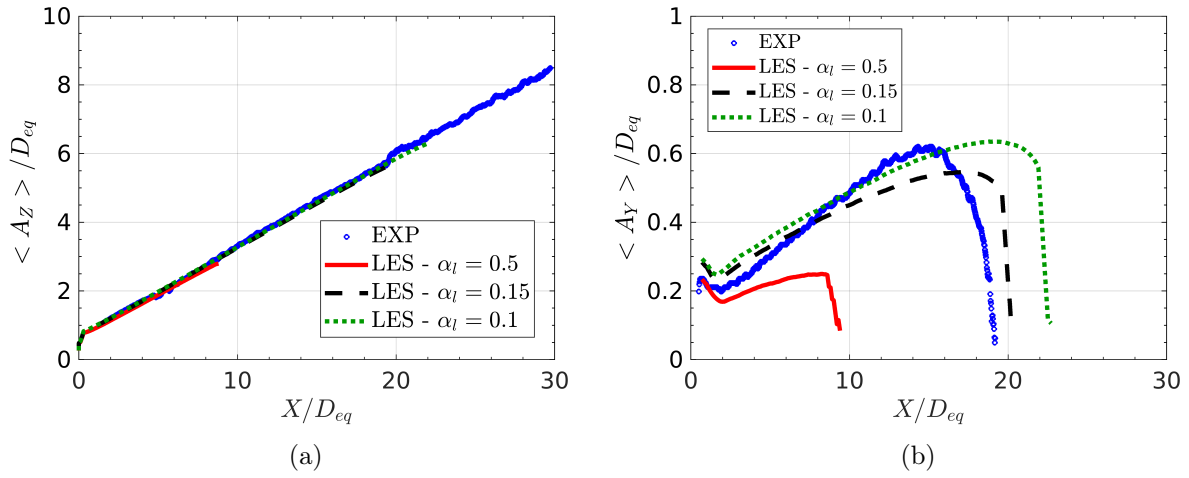


FIGURE 5.9 – Demi-largeur du jet dans l’expérience et dans la simulation pour les isosurfaces de fraction volumique  $\alpha_l = 0.5, 0.15$  et  $0.1$  : (a) dans le plan d’évasement, (b) dans le plan (X,Y)’.

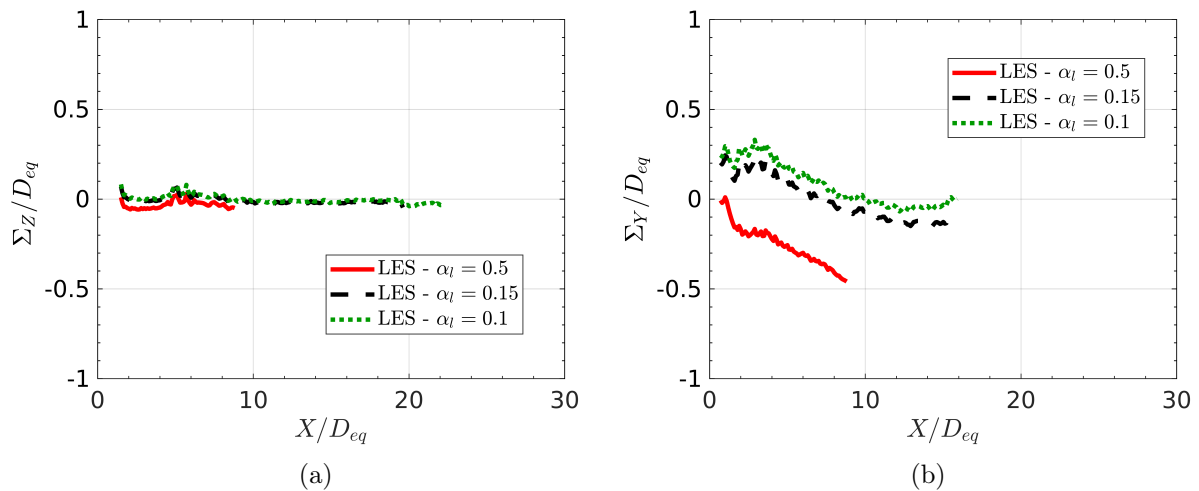


FIGURE 5.10 – Écart relatif entre la demi-largeur du jet obtenue dans la simulation pour  $\alpha_l = 0.1, 0.15$  et  $0.5$  et celle de l’expérience : (a) dans le plan d’évasement, (b) dans le plan (X,Y)’.

Autrement dit, la demi-épaisseur est donnée par  $h(X) = Y(\alpha_l = \alpha_l(X, Z = 0, Y = 0)/2)$ . Ses variations sont représentées sur la figure 5.11. La demi-épaisseur diminue de  $0.2D_{eq}$  à  $0.1D_{eq}$  entre  $X/D_{eq} = 1$  et 4, puis augmente pour  $X/D_{eq} > 4$  jusqu'à la valeur de  $1.1D_{eq}$  en  $X/D_{eq} = 30$ . L'augmentation est plus forte entre  $X/D_{eq} \simeq 18$  et  $X/D_{eq} = 30$  qu'entre  $X/D_{eq} = 4$  et  $X/D_{eq} = 18$ . En effet, dans cette dernière zone, le jet est encore laminaire. Pour  $X/D_{eq} > 18$ , la transition du jet se produit et l'épaisseur du jet augmente significativement.

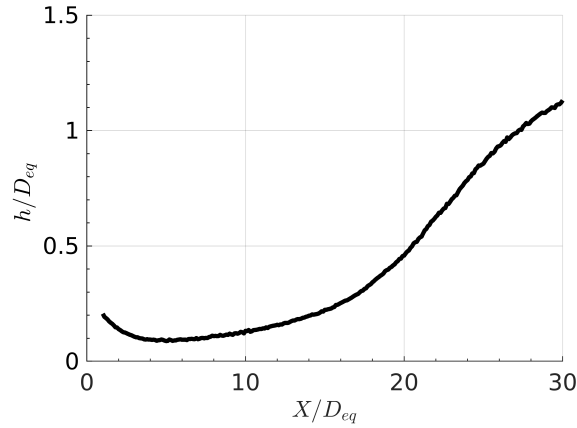


FIGURE 5.11 – Variations de la demi-épaisseur du jet dans la simulation dans le plan latéral.

#### 5.1.4 Instabilités du jet liquide

Le développement d'ondes d'instabilité dans le jet est maintenant étudié. Pour cela, les taux de turbulence obtenus dans le plan d'évasement et le plan latéral sont tout d'abord représentés sur la figure 5.12. Dans le plan d'évasement sur la figure 5.12(a), les taux de turbulence élevés sont plutôt localisés sur les bords du jet à l'interface liquide-gaz. Ils sont maximaux et égaux à 40% en  $X/D_{eq} = 20$  et  $Z/D_{eq} = 5$ . Dans le plan latéral sur la figure 5.12(b), les taux sont maximaux et valent également 40% en  $X/D_{eq} = 21$  et  $Y/D_{eq} = 1$ .

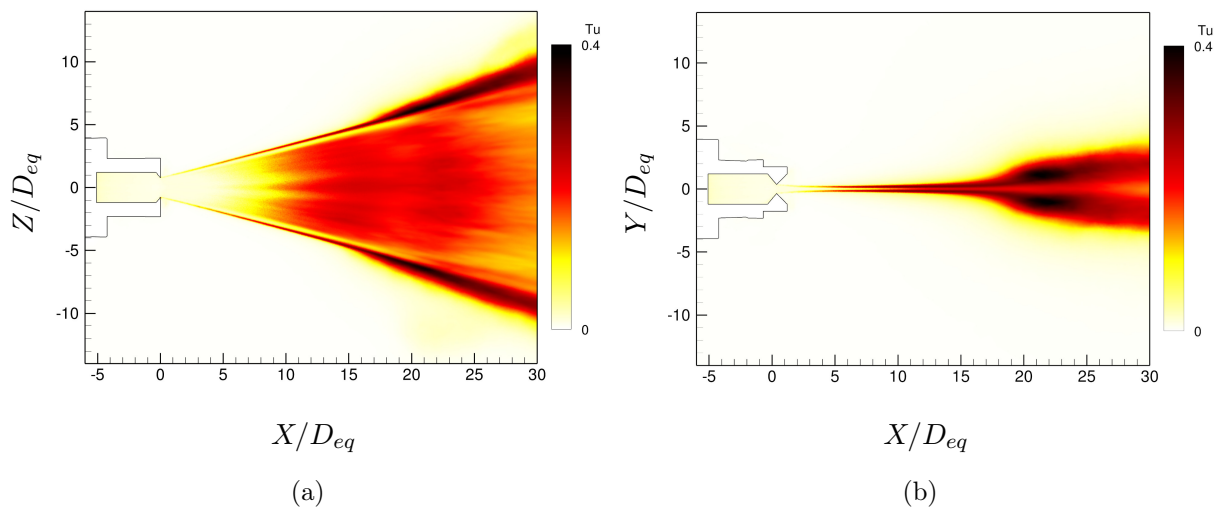


FIGURE 5.12 – Taux de turbulence : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

Les taux de turbulence obtenus dans les plans transverses en  $X/D_{eq} = 10, 15, 20$  et  $25$  sont représentés sur la figure 5.13. Dans chacun des plans, le taux est maximal au niveau de l'interface liquide-gaz. La zone où le taux de turbulence est maximal est beaucoup plus fine en  $X/D_{eq} = 10$  et  $15$  qu'en  $X/D_{eq} = 20$  et  $25$ . En effet, pour  $X/D_{eq} < 15$ , le jet est encore laminaire et des instabilités se développent à l'interface entre les deux phases.

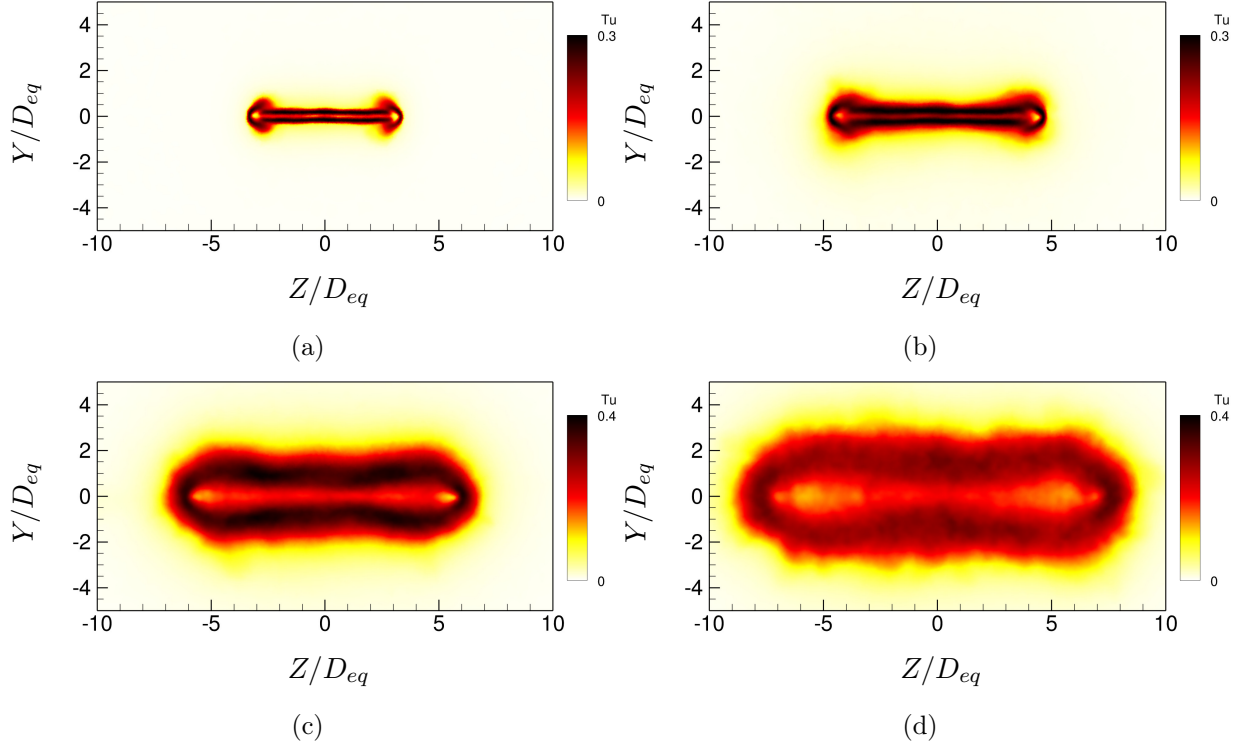
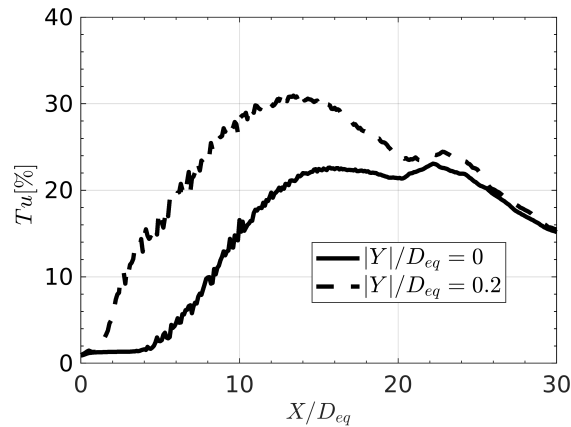


FIGURE 5.13 – Taux de turbulence dans les plans transverses : (a) en  $X/D_{eq} = 10$ , (b) en  $X/D_{eq} = 15$ , (c) en  $X/D_{eq} = 20$ , (d) en  $X/D_{eq} = 25$ .

Les variations du taux de turbulence sur l'axe et dans le plan latéral en  $Y/D_{eq} = 0.2$  sont tracées sur la figure 5.14. Sur l'axe, le taux est constant et égal à 1.5% entre  $X = 0$  et  $X/D_{eq} = 5$  puis augmente jusqu'à  $X/D_{eq} \simeq 14$  pour atteindre une valeur de 22%. Il diminue légèrement après  $X/D_{eq} = 14$  puis augmente à nouveau jusqu'à  $X/D_{eq} \simeq 23$ , comme pour la vitesse moyenne sur la figure 5.7(a). Le taux de turbulence diminue ensuite de  $X/D_{eq} = 23$  à  $X/D_{eq} = 30$ . En  $Y/D_{eq} = 0.2$ , le taux varie de la même manière que sur l'axe entre  $X/D_{eq} = 1$  et  $20$ , mais atteint des valeurs plus élevées car il est obtenu au niveau de l'interface liquide-gaz. Il est en particulier maximal et est égal à 30% en  $X/D_{eq} = 13$ . Pour  $X/D_{eq} > 20$ , les taux de turbulence en  $Y = 0$  et  $Y/D_{eq} = 0.2$  sont proches. Entre la sortie de buse et  $X/D_{eq} = 13$ , l'augmentation du taux de turbulence peut être attribuée au développement des instabilités à l'interface liquide-gaz.

La répartition des intensités des fluctuations de vitesse selon les trois directions de l'espace est étudiée. Pour cela, les valeurs *root mean square* (RMS) des fluctuations de vitesse  $u_{xRMS}$ ,  $u_{yRMS}$  et  $u_{zRMS}$  sont montrées sur la figure 5.15 dans les deux plans du jet. La ligne noire représente l'isocontour  $0.25U_{ej}$ . Dans le plan d'évasement sur la figure 5.15(a), les zones où la composante axiale de la vitesse fluctuante est supérieure à  $0.25U_{ej}$  se situent au bord du jet pour  $X/D_{eq} > 5$  et dans le jet entre  $X/D_{eq} \simeq 10$  et  $X/D_{eq} \simeq 20$ . Dans le même plan sur la figure 5.15(c) pour la composante  $y$ , en revanche, ces zones se situent seulement à partir de  $X/D_{eq} \simeq 20$ , à l'intérieur


 FIGURE 5.14 – Variations du taux de turbulence sur l’axe et dans le plan latéral en  $Y/D_{eq} = 0.2$ .

et au bord du jet. Sur la figure 5.15(e) pour la composante  $z$ , les intensités supérieures à  $0.25U_{ej}$  sont uniquement localisées en bord de jet à partir de  $X/D_{eq} \simeq 20$ . Dans le plan latéral sur la figure 5.15(b), les valeurs supérieures à  $0.25U_{ej}$  sont situées entre  $X/D_{eq} = 5$  et  $X/D_{eq} = 30$ , essentiellement au niveau de l’interface liquide-gaz. Pour les composantes  $y$  et  $z$  sur les figures 5.15(d) et 5.15(f), en revanche, ces zones ne sont comprises qu’entre  $X/D_{eq} \simeq 20$  et 26. En résumé, entre  $X = 0$  et  $X/D_{eq} \simeq 17$ , la majeure partie de l’énergie cinétique turbulente du jet est contenue dans les fluctuations de la composante axiale de la vitesse. Dans cette zone, la turbulence est alors fortement anisotrope. Après la transition du jet pour  $X/D_{eq} \geq 17$ , une partie de cette énergie est transférée vers les autres composantes.

Les variations des fluctuations RMS des trois composantes de la vitesse sur l’axe sont représentées sur la figure 5.16. Alors que  $u_{xRMS}$  diminue de  $X/D_{eq} \simeq 15$  à 22, les deux autres composantes  $u_{yRMS}$  et  $u_{zRMS}$  augmentent et atteignent des valeurs plus élevées que celle de la composante axiale en  $X/D_{eq} = 22$ . En  $X/D_{eq} = 30$ , les valeurs de  $u_{xRMS}$  et  $u_{zRMS}$  sont proches, de  $0.14U_{ej}$ , alors que les valeurs de  $u_{yRMS}$  atteignent  $0.18U_{ej}$ . La turbulence en  $X/D_{eq} = 30$ , n’est pas complètement isotrope.

La répartition spectrale de l’énergie des fluctuations dans le jet est étudiée. Les spectres des vitesses  $u_x$  et  $u_y$  dans le plan latéral en  $Y/D_{eq} = 0.2$  sont tracés sur la figure 5.17 pour  $X/D_{eq} = 5, 10, 15$  et 20. Pour la vitesse  $u_x$  sur la figure 5.17(a), les niveaux en  $X/D_{eq} = 5, 10$  et 15 sont proches pour  $St < 0.4$ . Ils augmentent légèrement pour  $St > 0.4$  entre  $X/D_{eq} = 5$  et 15. Les niveaux en  $X/D_{eq} = 20$  sont plus faibles de 10 dB que ceux en  $X/D_{eq} = 15$  pour  $St < 0.4$ , mais sont proches pour  $St > 0.4$ . Tous les spectres de la vitesse axiale sur la figure 5.17(a) sont large bande, sans pic apparent. Les spectres de la vitesse  $u_y$  sont représentées sur la figure 5.17(b) pour les mêmes positions. En  $X/D_{eq} = 5$ , le spectre est large bande. En  $X/D_{eq} = 10$ , une bosse apparaît autour de  $St = 0.25$ , et les niveaux pour  $St > 0.8$  sont similaires à ceux en  $X/D_{eq} = 5$ . En  $X/D_{eq} = 15$ , la bosse identifiée en  $X/D_{eq} = 10$  est toujours présente, et une seconde bosse émerge pour  $St = 2$ . Les niveaux en  $X/D_{eq} = 15$  sont par ailleurs plus élevés que ceux en  $X/D_{eq} = 10$  de 5 à 10 dB pour  $St > 0.5$ . En  $X/D_{eq} = 20$ , le spectre est large bande, et présente des niveaux plus élevés que ceux en  $X/D_{eq} = 5, 10$  et 15 pour toutes les fréquences. La bosse à  $St = 2$  pour  $X/D_{eq}$  est toujours visible pour  $X/D_{eq} = 20$  mais elle est moins marquée. Une première instabilité basse fréquence à  $St \simeq 0.25$  est donc suivie d’une instabilité secondaire qui se développe à  $St = 2$ .

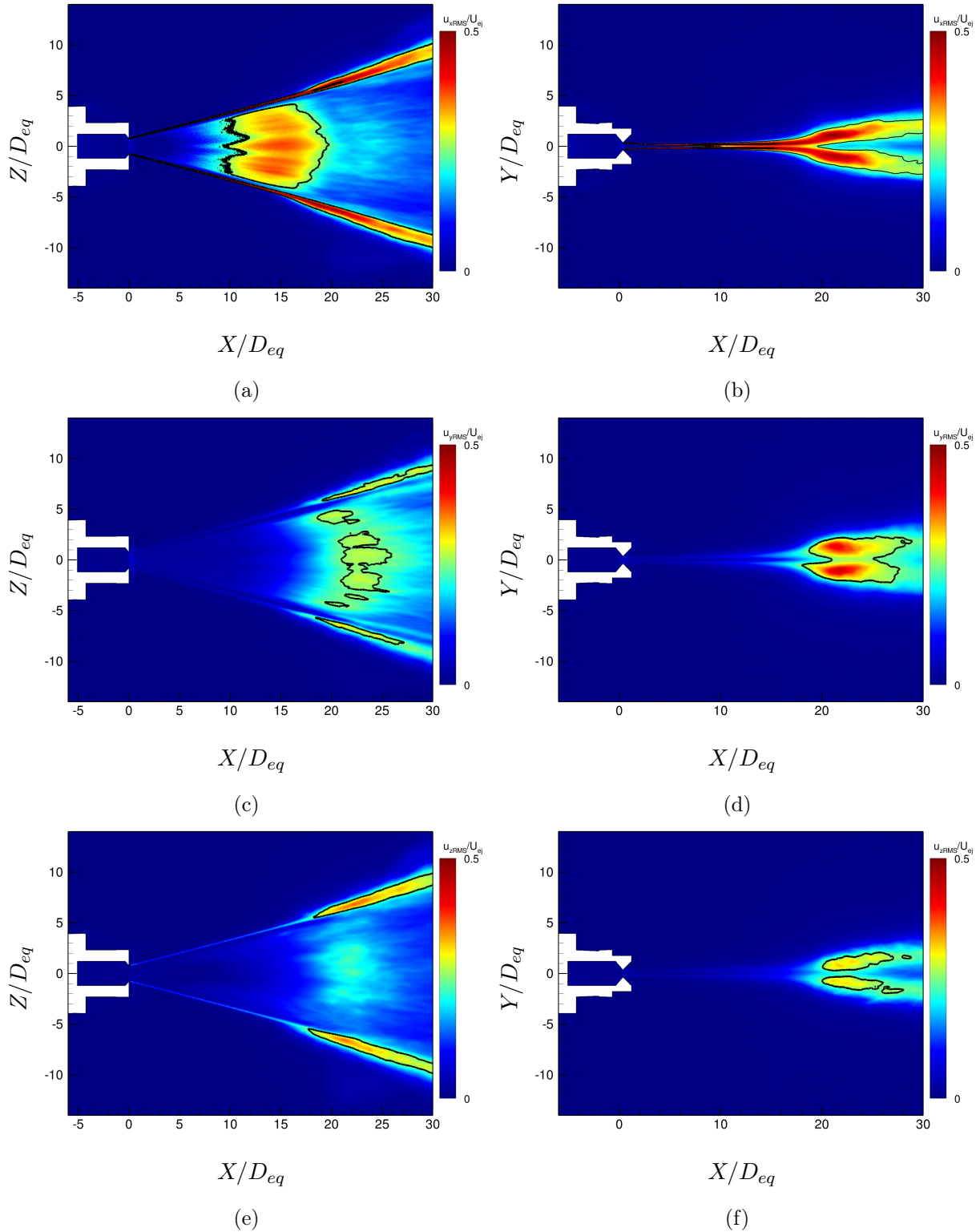


FIGURE 5.15 – Champs moyens de la vitesse fluctuante RMS : (a) de la composante  $x$  dans le plan d'évasement, (b) de la composante  $x$  dans le plan latéral, (c) de la composante  $y$  dans le plan d'évasement, (d) de la composante  $y$  dans le plan latéral, (e) de la composante  $z$  dans le plan d'évasement, (f) de la composante  $z$  dans le plan latéral,  $- u_{RMS}/U_{ej} = 0.25$ .

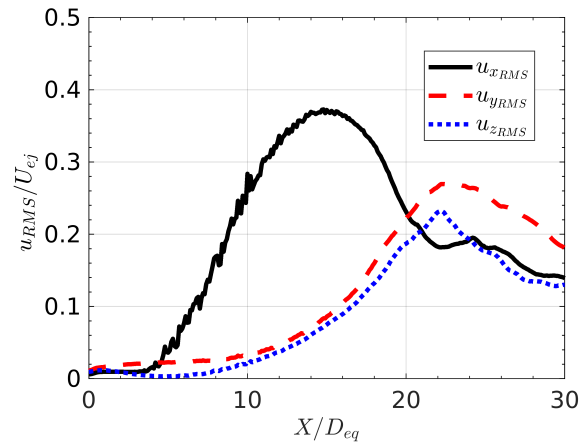


FIGURE 5.16 – Variation des trois composantes de la vitesse fluctuante RMS sur l'axe.

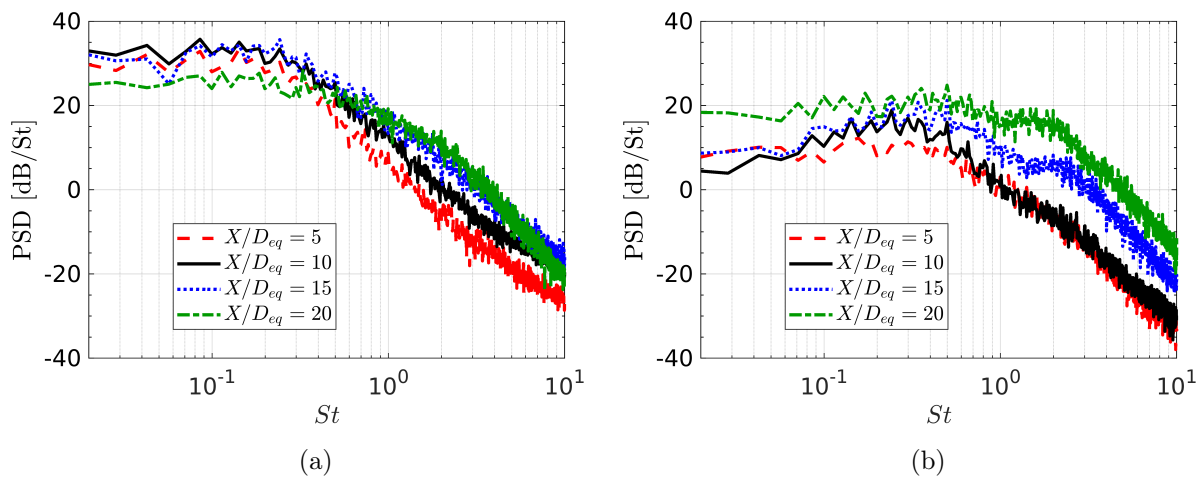


FIGURE 5.17 – PSD de la vitesse dans le plan latéral en  $Y/D_{eq} = 0.2$  et  $X/D_{eq} = 5, 10, 15$  et  $20$  : (a) de la composante  $u_x$ , (b) de la composante  $u_y$ .

Les spectres des fluctuations de vitesse  $u_x$  et  $u_y$  obtenus en  $X/D_{eq} = 15$  et  $Y/D_{eq} = 0.2$  pour les trois positions  $Z/D_{eq} = 0, 2$  et  $4$  sont tracés sur la figure 5.18. Pour ces spectres, les décibels sont calculés par rapport à la vitesse de référence de  $1 \text{ m s}^{-1}$ . Sur la figure 5.18(a), les spectres de  $u_x$  en  $Z = 0$  et  $Z/D_{eq} = 2$  sont très similaires. Les niveaux en  $Z/D_{eq} = 4$  pour  $St < 0.6$  sont très légèrement plus faibles que ceux en  $Z/D_{eq} = 0$  et  $2$ , mais similaires pour  $St > 0.6$ . Sur la figure 5.18(b) pour la vitesse  $u_y$ , les spectres sont tous très proches. Il y a donc peu de variations de la fréquence et de l'amplitude des instabilités du jet dans la direction  $Z$ .

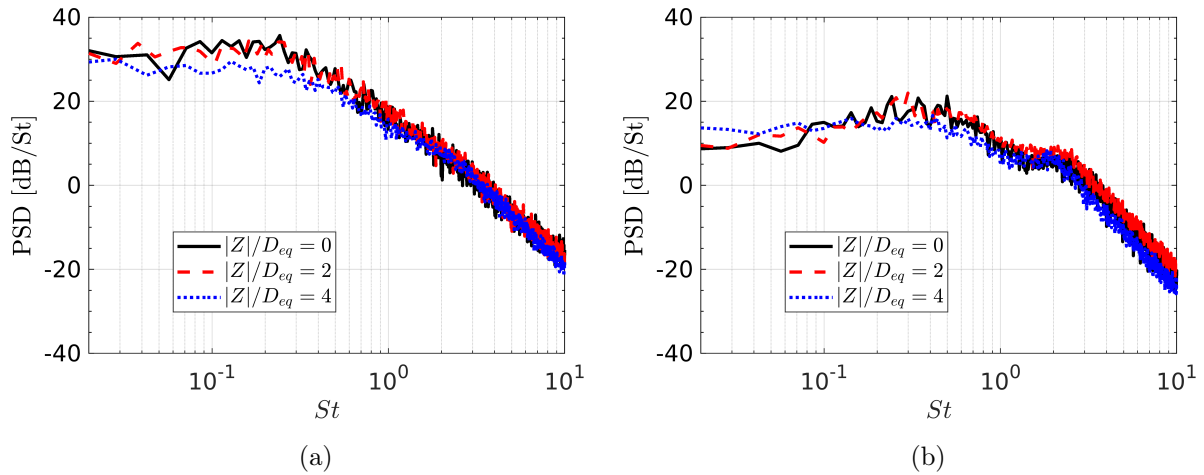


FIGURE 5.18 – PSD de la vitesse en  $Y/D_{eq} = 0.2$ ,  $X/D_{eq} = 15$ , et  $Z/D_{eq} = 0, 2$  et  $4$  : (a) de la composante axiale, (b) de la composante  $y$ .

Les spectres de la vitesse  $u_y$  en  $X/D_{eq} = 15$  dans le plan latéral pour  $Y/D_{eq} = 0, 0.2$  et  $0.5$  sont tracés sur la figure 5.19. Les spectres sont tous très semblables. Il y a peu de variations de la fréquence des instabilités identifiées en  $St = 0.25$  et  $St = 2$  dans la direction  $Y$ . L'amplitude de l'onde d'instabilité à  $St = 0.25$  est légèrement plus faible sur l'axe que celle en  $Y/D_{eq} = 0.2$  et  $0.5$ .

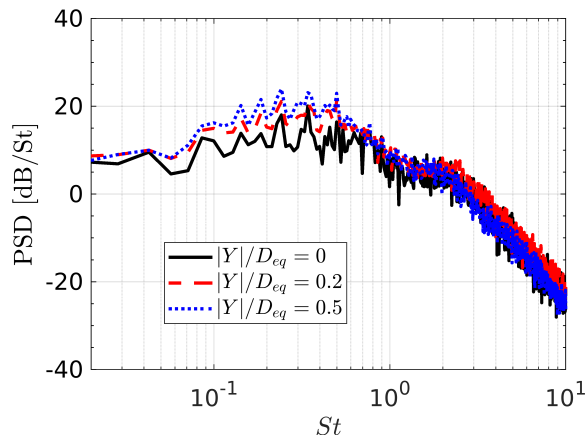


FIGURE 5.19 – PSD de la vitesse  $u_y$  en  $X/D_{eq} = 15$  dans le plan latéral pour  $Y/D_{eq} = 0, 0.2$  et  $0.5$ .

Les spectres des fluctuations de vitesse  $u_x$  et  $u_y$  obtenus en  $X/D_{eq} = 20$  et  $Y/D_{eq} = 0.5$  pour  $Z/D_{eq} = 0, 2, 4$  et  $6$  sont représentés sur la figure 5.20. Les spectres sont large bande et très

similaires. En particulier, les instabilités du jet à  $St = 0.25$  et  $St = 2$  ne sont pas visibles en ces positions.

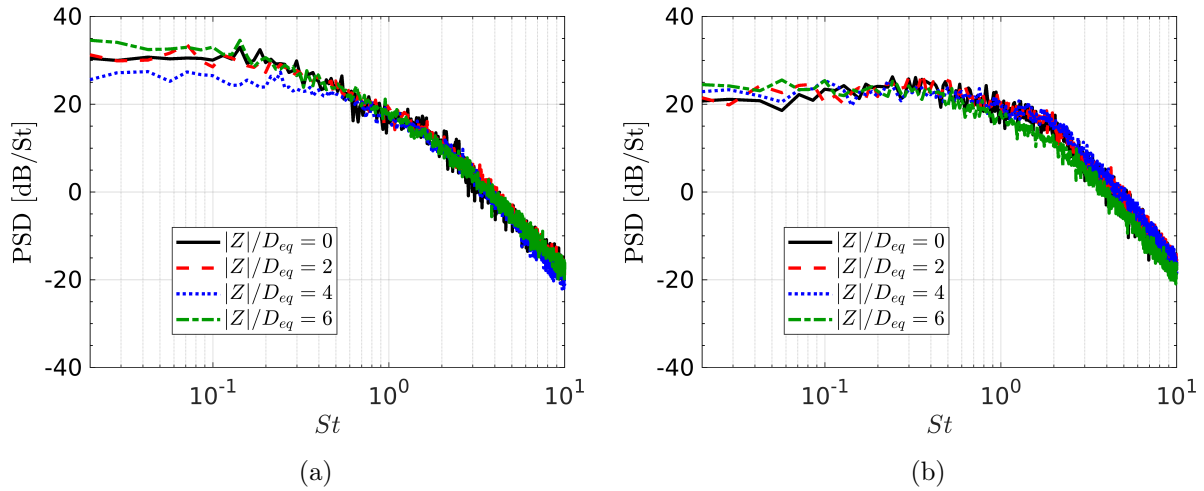


FIGURE 5.20 – PSD de la vitesse en  $X/D_{eq} = 20$  et  $Y/D_{eq} = 0.5$  pour  $Z/D_{eq} = 0, 2, 4$  et  $6$  : (a) de la composante axiale, (b) de la composante  $y$ .

Les vitesses de phase des ondes d'instabilités sont obtenues à partir de corrélations croisées comme dans le chapitre 3, dont le calcul est détaillé en section 2.3.3. Ces vitesses sont mesurées entre  $X/D_{eq} = 10$  et  $X/D_{eq} = 20$ . On suppose qu'elles sont constantes entre ces positions. Le nombre de Strouhal, la vitesse de phase, le nombre et la longueur d'onde des deux instabilités sont indiqués dans la table 5.1. La vitesse de phase est de  $U_\phi = 1.36U_{ej}$  pour l'oscillation à  $St = 0.25$ , et de  $U_\phi = 1.57U_{ej}$  pour l'oscillation à  $St = 2$ . L'onde d'instabilité à basse fréquence se propage donc à une vitesse proche de celle du fluide sur l'axe comme le montre la valeur de la vitesse obtenue pour  $X/D_{eq} = 15$  sur la figure 5.7(a). L'oscillation à haute fréquence, quant à elle, se propage à une vitesse plus élevée que celle du liquide. Les vitesses de phase des ondes d'instabilité étant connues, leurs nombres d'onde sont calculés par la formule  $kD_{eq} = 2\pi St U_{ej} / U_\phi$ . Il est égal à  $kD_{eq} = 1.15$  pour l'oscillation basse fréquence et de  $kD_{eq} = 8$  pour l'oscillation haute fréquence. Leurs longueurs d'onde valent donc respectivement  $\lambda/D_{eq} = 5.46$  et  $\lambda/D_{eq} = 0.785$ .

TABLE 5.1 – Propriétés des instabilités du jet.

Oscillation	$St$	$U_\phi$	$kD_{eq}$	$\lambda/D_{eq}$
longue	0.25	$1.36U_{ej}$	1.15	5.46
courte	2	$1.57U_{ej}$	8	0.785

Un champ instantané de la fraction volumique de liquide dans le plan latéral est représenté sur la figure 5.21. Un zoom entre  $X/D_{eq} = 8$  et  $21$  est donné sur la figure 5.21(b). On remarque la présence d'une oscillation de l'interface à grande longueur d'onde et d'une oscillation à plus faible longueur d'onde visible pour  $X/D_{eq} > 15$ . Leurs longueurs d'onde respectives sont de l'ordre de  $5D_{eq}$  et  $1D_{eq}$ , et sont en accord avec celles des ondes d'instabilités à  $St = 0.25$  et  $St = 2$ . Sur la figure 5.21(b), l'oscillation à basse fréquence se développe en premier dans le jet, suivie de l'oscillation à haute fréquence.



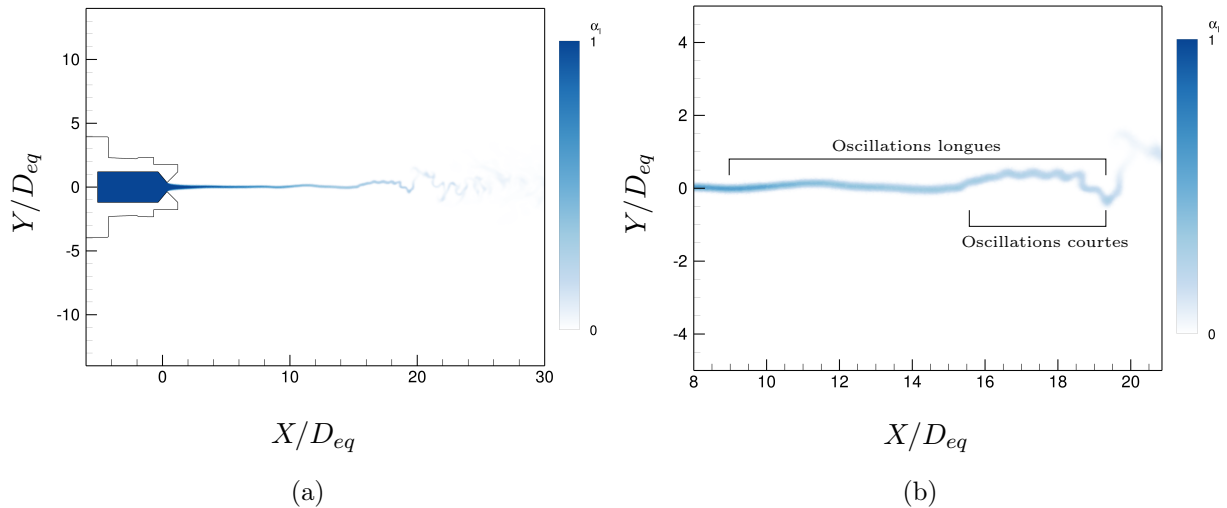


FIGURE 5.21 – Champ instantané de la fraction volumique de liquide dans le plan latéral : (a) entre  $X/D_{eq} = -6$  et  $30$ , (b) zoom sur la région entre  $X/D_{eq} = 8$  et  $21$ .

### 5.1.5 Influence du débit d'eau sur la transition du jet

L'influence du débit, donc de la vitesse d'éjection, sur les propriétés du jet est étudiée. La demi-épaisseur du jet liquide  $h$  est tracée sur la figure 5.22 pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$  et  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ . Les demi-épaisseurs pour les deux vitesses sont très proches entre  $X/D_{eq} = 1$  et  $25$ . Pour  $X/D_{eq} > 25$ , celle pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$  est légèrement plus faible que celle pour  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ . La vitesse d'éjection du jet a donc peu d'influence sur l'épaisseur du jet.

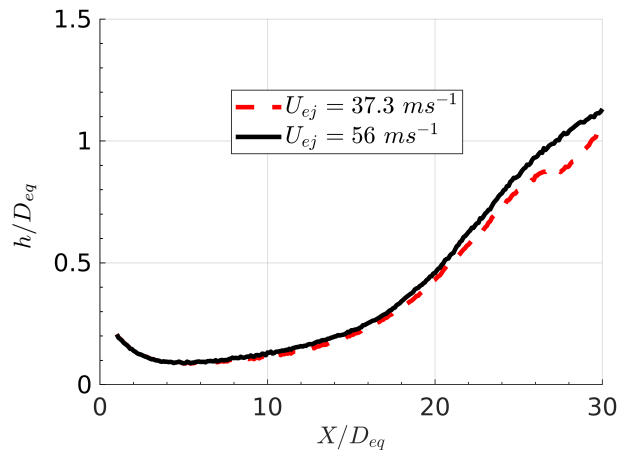


FIGURE 5.22 – Demi-épaisseur du jet dans la simulation pour les deux vitesses d'éjection.

Les spectres de la vitesse  $u_y$  obtenus en  $X/D_{eq} = 15$  et  $Y/D_{eq} = 0.2$  pour  $Z/D_{eq} = 0, 2$  et  $4$  sont représentés sur la figure 5.23. Pour la comparaison, les décibels sont calculés par rapport à la vitesse de référence  $U_{ej}$ . En  $Z = 0$  sur la figure 5.23(a), les niveaux sont plus faibles pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$  que pour  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$  pour  $St > 1.5$ . En particulier, pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$ , l'onde d'instabilité en  $St = 2$  est très peu marquée. En  $Z/D_{eq} = 2$  et  $4$  sur les figures 5.23(b) et 5.23(c), les niveaux sont très similaires pour les deux vitesses d'éjection, et les bosses d'instabilités

sont situées en  $St = 0.25$  et  $St = 2$  pour les deux vitesses. Pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$ , les vitesses de phase des instabilités sont de  $1.25U_{ej}$  pour l'oscillation basse fréquence et de  $1.6U_{ej}$  pour l'oscillation haute fréquence. Ces valeurs sont très proches de celles pour  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ , de  $1.36U_{ej}$  et de  $1.57U_{ej}$  respectivement. Par conséquent, les nombres d'ondes des instabilités, respectivement de  $kD_{eq} = 1.26$  et  $kD_{eq} = 7.85$ , sont très proches de ceux obtenus pour  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ . La vitesse d'éjection du jet a donc peu d'influence sur la longueur d'onde des instabilités de l'écoulement.

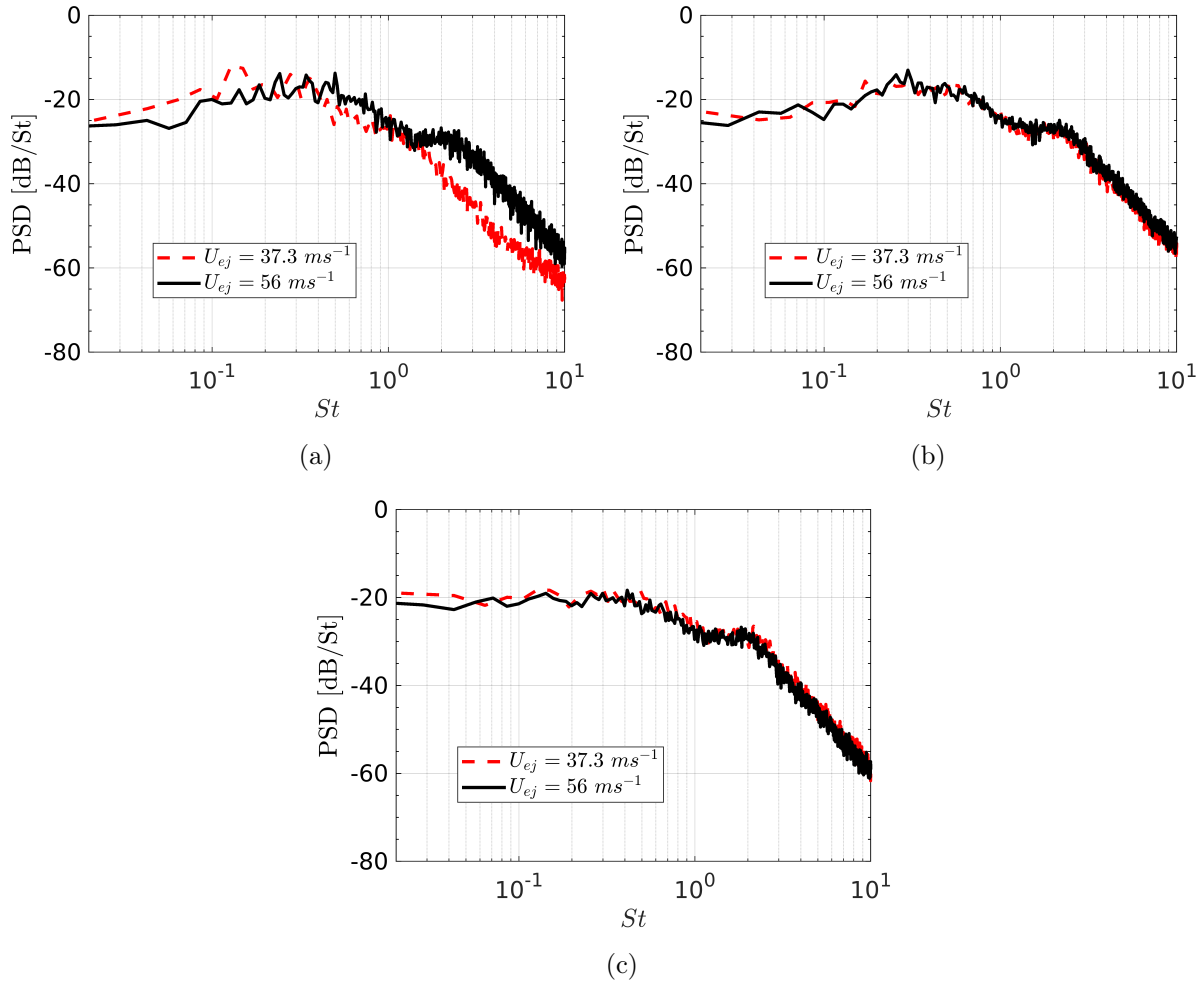


FIGURE 5.23 – PSD de la composante  $y$  de la vitesse en  $X/D_{eq} = 15$  et  $Y/D_{eq} = 0.2$  pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$  et  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$  : (a) en  $Z = 0$ , (b) en  $Z/D_{eq} = 2$ , (c) en  $Z/D_{eq} = 4$ .

Les profils de la vitesse axiale en  $X/D_{eq} = 1$  et dans les directions  $Z$  et  $Y$  sont tracés sur la figure 5.24. Les profils sont très proches pour les deux vitesses d'éjection. Ils sont également tracés en  $X/D_{eq} = 15$  en  $Z/D_{eq} = 0$  et 2 dans la direction  $Y$  sur la figure 5.25. Ils sont également très similaires pour les deux vitesses. Les épaisseurs de la couche de vorticité  $\delta_v$  en ces positions pour les deux vitesses sont par conséquent semblables. Les nombres d'ondes similaires obtenus pour les deux vitesses d'éjection sont donc en accord avec la dépendance en  $k \propto 1/\delta_v$  de l'expression (1.27).

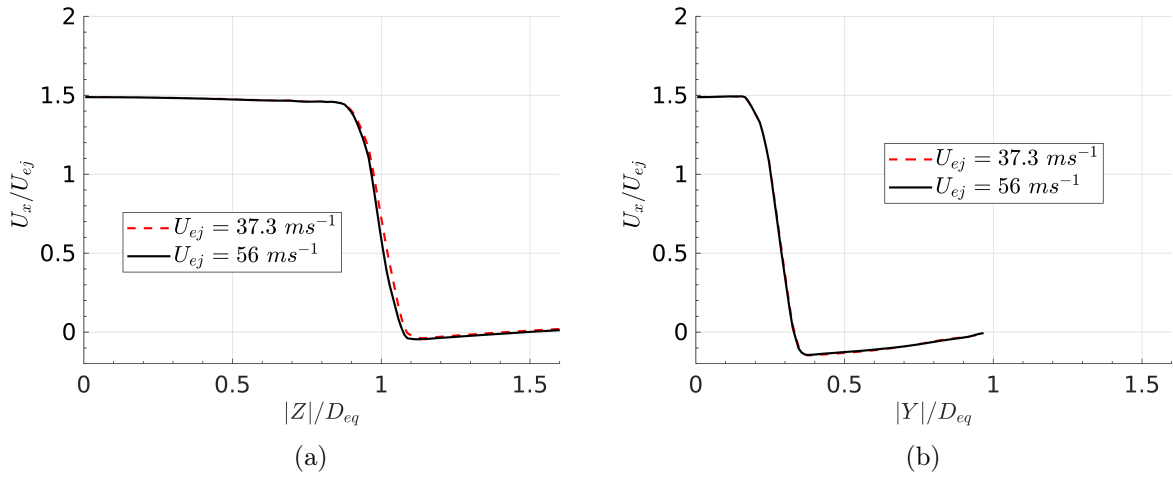


FIGURE 5.24 – Profils de la vitesse axiale en  $X/D_{eq} = 1$  : (a) en  $Y = 0$  dans la direction Z, (b) en  $Z = 0$  dans la direction Y.

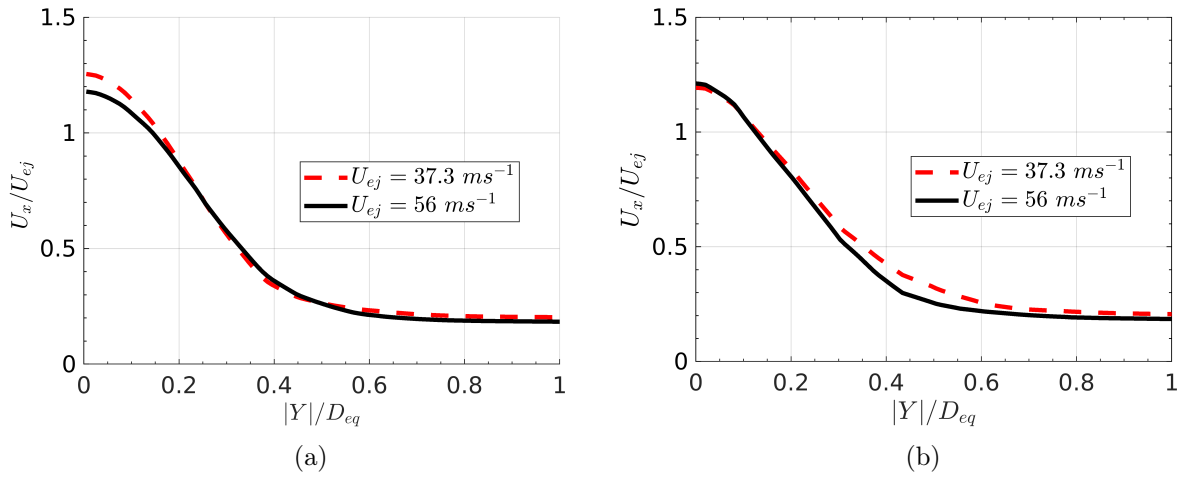


FIGURE 5.25 – Profils de la vitesse axiale en  $X/D_{eq} = 15$  dans la direction Y : (a) en  $Z = 0$ , (b) en  $Z/D_{eq} = 2$ .

## 5.2 Atomisation du jet des buses MARTEL

Le modèle d'atomisation et de pseudo-coalescence des gouttes utilisé dans le chapitre 3 est activé dans les simulations de cette section. Pour cela, le diamètre des gouttes atomisées, paramètre d'entrée du modèle, doit être déterminé.

### 5.2.1 Estimation du diamètre des gouttes

Les diamètres moyens des gouttes dans la zone d'atomisation primaire obtenus avec le modèle analytique de Senecal et al. [93], la loi empirique de Dorman [86] et dans l'expérience sont comparés entre eux. Des mesures de la granulométrie du jet ont été effectuées par le laboratoire Pprime dans l'expérience entre  $X/D_{eq} = 25$  et  $X/D_{eq} = 58$  à partir des ombroscopies expérimentales collectées pour la vitesse  $U_{ej} = 56 \text{ ms}^{-1}$ . La densité de probabilité du diamètre des gouttes obtenue dans cette zone est donnée sur la figure 5.26. Les plus petites gouttes détectées ont un diamètre de  $D_d/D_{eq} = 0.08$ . La densité de probabilité augmente ensuite rapidement jusqu'à sa valeur maximale atteinte pour le diamètre  $D_d/D_{eq} = 0.13$ , puis diminue lentement avec le diamètre des gouttes entre  $D_d/D_{eq} = 0.13$  et  $D_d/D_{eq} = 0.36$ . Plus aucune goutte n'est détectée pour  $D_d/D_{eq} > 0.36$ . Le diamètre moyen de Sauter, dont la définition est donnée en section 1.3.2.2 du chapitre 1, de cette distribution est égal à  $D_{32}/D_{eq} = 0.2$ , et le diamètre moyen en nombre est égal à  $D_{10}/D_{eq} = 0.16$ .

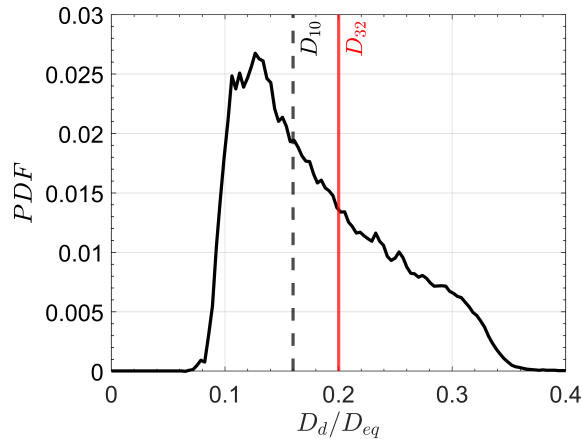


FIGURE 5.26 – Densité de probabilité du diamètre des gouttes du jet de la buse MARTEL entre  $X/D_{eq} = 25$  et  $X/D_{eq} = 58$ .

L'épaisseur du jet liquide  $2h$  dans la simulation, estimée en section 5.1.5, est égale à  $0.2D_{eq}$ . On suppose que son épaisseur  $h_{break}$  avant sa rupture est également égale à  $0.2D_{eq}$ . Le nombre de Weber gazeux relatif à l'épaisseur du jet liquide est donné par :

$$We_{gh} = \frac{\rho_g U_l^2 h_{break}}{\gamma} = 34 \quad (5.2)$$

Cette valeur est supérieure au seuil de  $27/16$  au dessus duquel l'approximation d'ondes courtes doit être utilisée [84, 93]. D'après l'étude menée par Senecal et al. [93], le diamètre des ligaments est donc égal à :

$$\frac{D_{lig}}{D_{eq}} = \frac{\sqrt{16h_{break}/k}}{D_{eq}} = 0.45 \quad (5.3)$$

où  $k$  est le nombre d'onde de l'oscillation à haute fréquence du jet. L'influence de l'oscillation à basse fréquence est négligée pour le calcul de  $D_{lig}$ . Le nombre d'Ohnesorge relatif aux ligaments formés est égal à :

$$Oh_{lig} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \gamma D_{lig}}} = 0.0032 \quad (5.4)$$

Le diamètre moyen en nombre des gouttes atomisées est donné par [84, 93] :

$$\frac{D_{10}}{D_{eq}} = \frac{1.88}{D_{eq}} D_{lig} (1 + 3 Oh_{lig})^{1/6} = 0.84 \quad (5.5)$$

En utilisant la loi empirique (1.42) établie par Dorman [86], le diamètre moyen de Sauter du jet MARTEL est estimé à :

$$\frac{D_{32}}{D_{eq}} = \frac{C_3}{D_{eq} U_{ej}} \left( \frac{q_l \gamma}{\beta \rho_l} \right)^{1/3} = 0.1 \quad (5.6)$$

Le diamètre des gouttes déterminé d'après la relation (5.5) de Senecal et al. [93] est donc 5 à 6 fois supérieur aux diamètres des gouttes mesurés dans l'expérience. Cet écart peut provenir d'une surestimation de l'épaisseur du jet liquide  $2h_{break}$  utilisée pour calculer le diamètre des gouttes. Le diamètre de Sauter obtenu par la loi empirique de Dorman [86] de  $0.1D_{eq}$ , quant à lui, est deux fois plus petit que celui obtenu dans l'expérience, égal à  $0.2D_{eq}$ . Il tombe cependant dans la gamme des diamètres des gouttes détectées dans l'expérience. Il faut toutefois noter que la constante  $C_3$  de la loi (5.6) est adaptée au jet étudié par Dorman [86]. Il convient donc de la modifier pour le jet MARTEL. Pour que le diamètre moyen de Sauter obtenu dans l'expérience soit égal à celui donné par l'équation (5.6), la constante  $C_3$  doit être égale à 0.85. La relation (5.6) peut alors se mettre sous la forme :

$$\frac{D_{32}}{D_{eq}} = \frac{0.85}{D_{eq}^{1/3} U_{ej}^{2/3}} \left( \frac{\pi \gamma}{4\beta} \right)^{1/3} \quad (5.7)$$

On note que le diamètre moyen de Sauter dépend de la vitesse d'éjection selon  $U_{ej}^{-2/3}$ .

Dans l'expérience, les diamètres moyens de Sauter ont également été mesurés pour les trois vitesses d'éjection  $U_{ej} = 18.6 \text{ m s}^{-1}$ ,  $37.3 \text{ m s}^{-1}$  et  $56 \text{ m s}^{-1}$ , pour des positions comprises entre  $170D_{eq}$  et  $197D_{eq}$ , soit bien plus loin que la zone étudiée dans cette thèse. Ils valent, respectivement,  $D_{32}/D_{eq} = 0.274, 0.246$  et  $0.236$ . Les variations du diamètre moyen de Sauter obtenues dans l'expérience sont tracées en fonction de  $U_{ej}^{-2/3}$  pour  $170 < X/D_{eq} < 197$  sur la figure 5.27. On remarque que le diamètre de Sauter varie linéairement en fonction de  $U_{ej}^{-2/3}$ , ce qui est en accord avec la loi (5.7) de Dorman [86].

Le diamètre  $D_{32}/D_{eq} = 0.2$  obtenu dans l'expérience entre  $X/D_{eq} = 25$  et  $X/D_{eq} = 58$  est choisi comme paramètre du modèle pour les simulations qui suivent pour la vitesse  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ .

### 5.2.2 Analyse de la répartition des gouttes dans le jet

La méthode numérique employée pour la simulation de la phase dispersée est similaire à celle du chapitre 3. Elle est cependant utilisée avec une valeur différente du diamètre des gouttes  $D_d$ . Le couplage avec la phase dispersée est activé à la dernière itération de calcul du régime

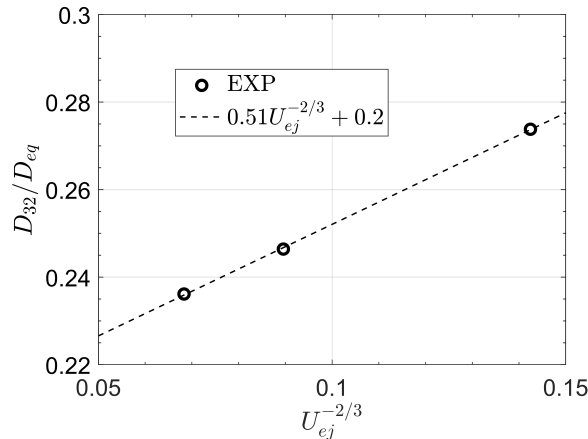
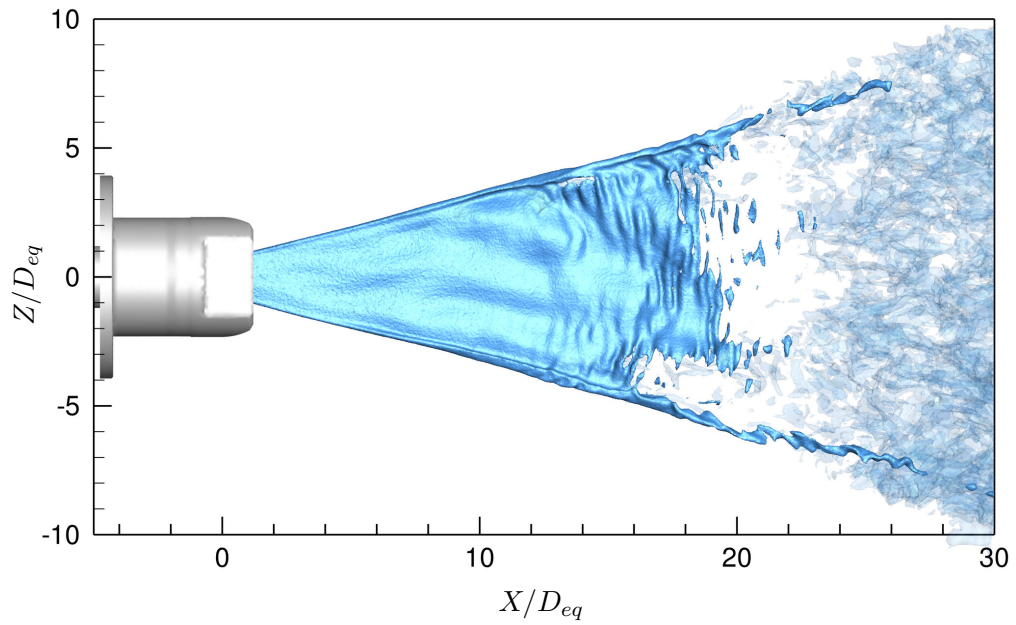


FIGURE 5.27 – Variations du diamètre moyen de Sauter dans l’expérience pour  $170 < X/D_{eq} < 197$  en fonction de  $U_{ej}^{-2/3}$ .

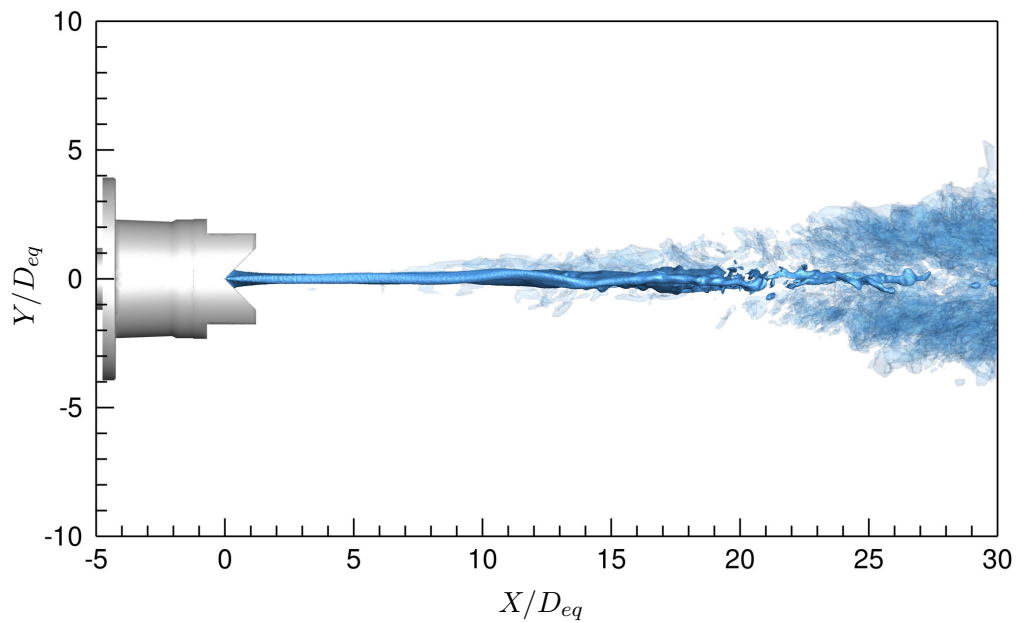
établi de la simulation à phase dense du jet réalisée en section 5.1. Après une période transitoire de  $5 \text{ ms} = 96D_{eq}/U_{ej}$ , la phase dense et la phase dispersée du jet sont calculées durant  $10 \text{ ms} = 192D_{eq}/U_{ej}$ .

Des isosurfaces instantanées de la fraction volumique de liquide de la phase dense  $\alpha_l = 0.15$  et de la fraction volumique de liquide de la phase dispersée  $\alpha_d = 0.002$  sont représentées sur la figure 5.28 dans le plan d’évasement et dans le plan latéral. L’isosurface de la fraction volumique de liquide de la phase dispersée  $\alpha_d = 0.002$  est aussi représentée sur la figure 5.29. L’isosurface de la fraction volumique liquide des gouttes sur la figure 5.29(a) apparaît pour  $X/D_{eq} > 22$  à l’intérieur du jet, et pour  $X/D_{eq} > 5$  en bord de jet. Sur la figure 5.29(b), les gouttes semblent être majoritairement présentes à l’interface liquide-gaz. Pour  $X/D_{eq} > 20$  sur les figures 5.28(b) et 5.29(b), les gouttes sont d’autant plus dispersées dans la direction  $Y$  que la distance à la sortie de buse augmente.

Les champs moyens de la fraction volumique de goutte sont représentés dans le plan d’évasement et le plan latéral sur la figure 5.30. Les gouttes sont essentiellement localisées au bord du jet dans les deux plans, pour  $X/D_{eq} > 20$ . La fraction volumique est maximale au bord du jet pour  $X/D_{eq} = 30$ , soit légèrement en aval des zones où le taux de turbulence est maximal, pour  $X/D_{eq} \simeq 20$ , sur la figure 5.12. Dans le reste du jet, des gouttes sont présentes en quantité beaucoup plus faible et de manière plus diffuse qu’au bord du jet. Entre  $X = 0$  et  $X/D_{eq} = 15$ , des gouttes sont présentes à l’interface liquide-gaz, bien que le jet soit laminaire dans cette zone. Les champs moyens du débit d’atomisation  $S_a$  et du débit de pseudo-coalescence  $S_i$  sont montrés dans les deux plans du jet sur les figures 5.31 et 5.32. Comme pour les simulations du chapitre 3, les gouttes sont générées principalement dans les zones où le taux de turbulence est élevé sur la figure 5.12, c’est-à-dire pour  $X/D_{eq} \geq 20$  au bord du jet dans le plan d’évasement et pour  $X/D_{eq} \geq 22$  au bord du jet dans le plan latéral. Les gouttes atomisées s’accumulent le long du jet, leur fraction volumique est donc maximale à la fin de la zone raffinée en  $X/D_{eq} = 30$ . Sur la figure 5.32(a), le débit de pseudo-coalescence est particulièrement élevé en bord de jet pour  $X > 0$  et entre  $X/D_{eq} = 10$  et  $20$  pour  $2 < Z/D_{eq} < 5$ . Dans le plan latéral sur la figure 5.32(b), les zones à fort débit de pseudo-coalescence sont principalement situées à l’interface liquide-gaz entre  $X = 0$  et  $X/D_{eq} = 10$ , au centre pour  $10 < X/D_{eq} < 22$ , et entre  $Y/D_{eq} = 0$  et  $3$  pour  $X/D_{eq} > 22$ .

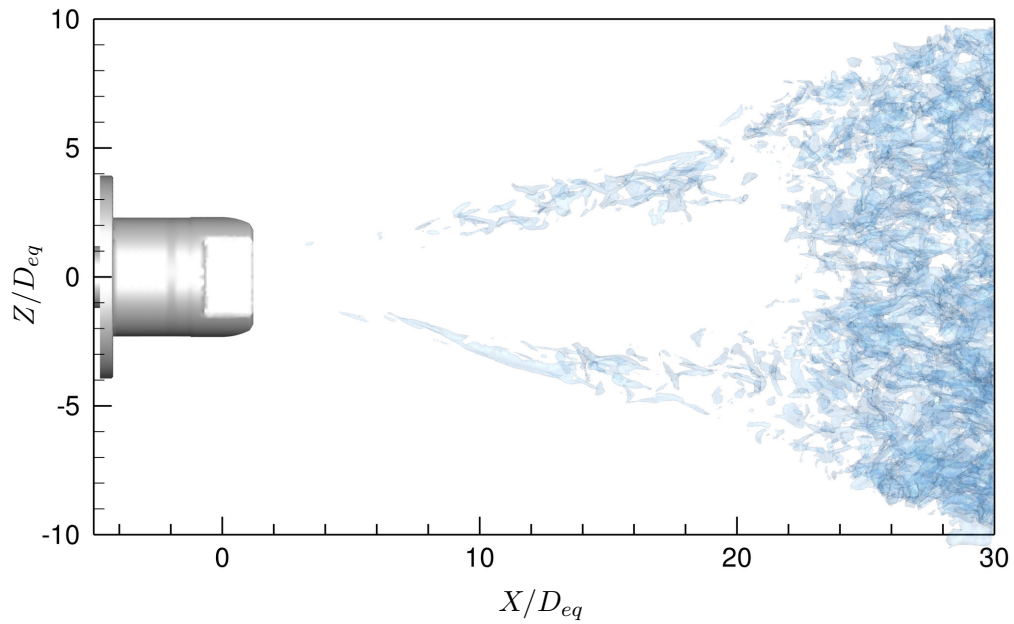


(a)

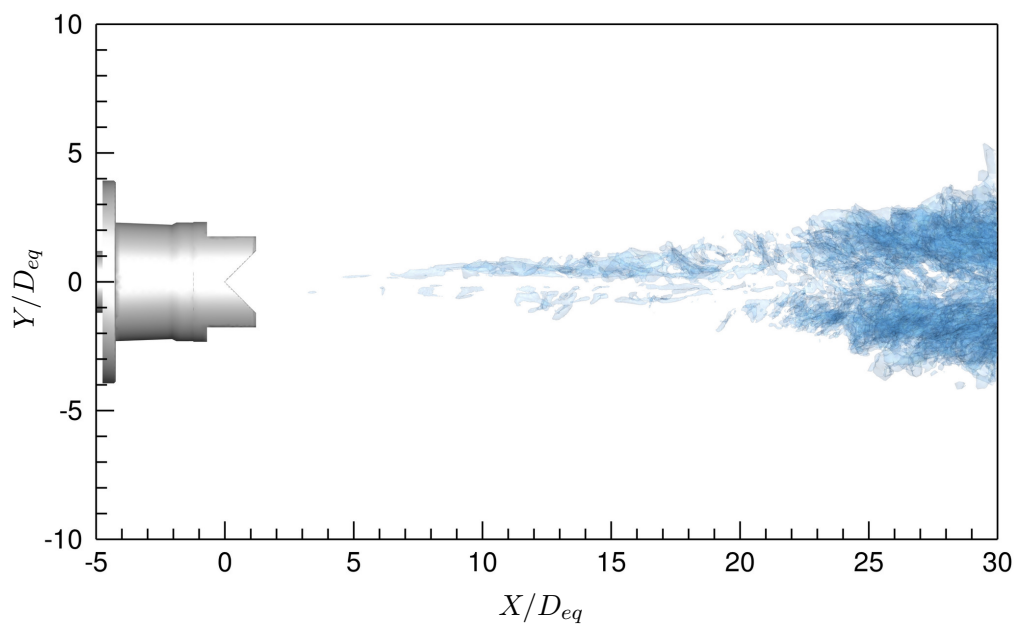


(b)

FIGURE 5.28 – Isosurfaces instantanées de la fraction volumique de liquide de la phase dense à  $\alpha_l = 0.15$  en bleu foncé et de la phase dispersée à  $\alpha_d = 0.002$  en bleu clair : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.



(a)



(b)

FIGURE 5.29 – Isosurface instantanée de la fraction volumique de liquide de la phase dispersée à  $\alpha_d = 0.002$  : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.



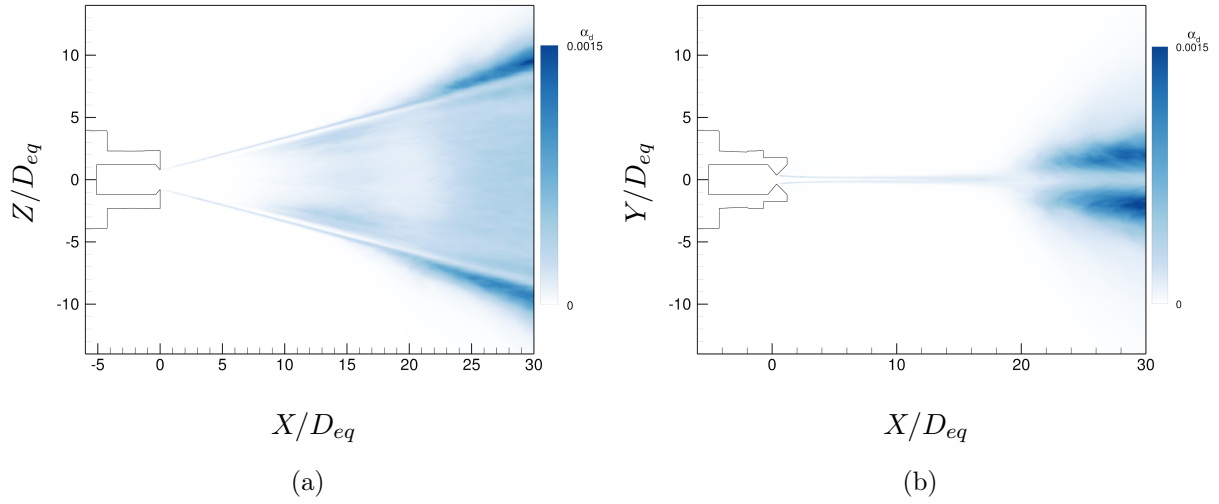


FIGURE 5.30 – Champs moyens de la fraction volumique des gouttes : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

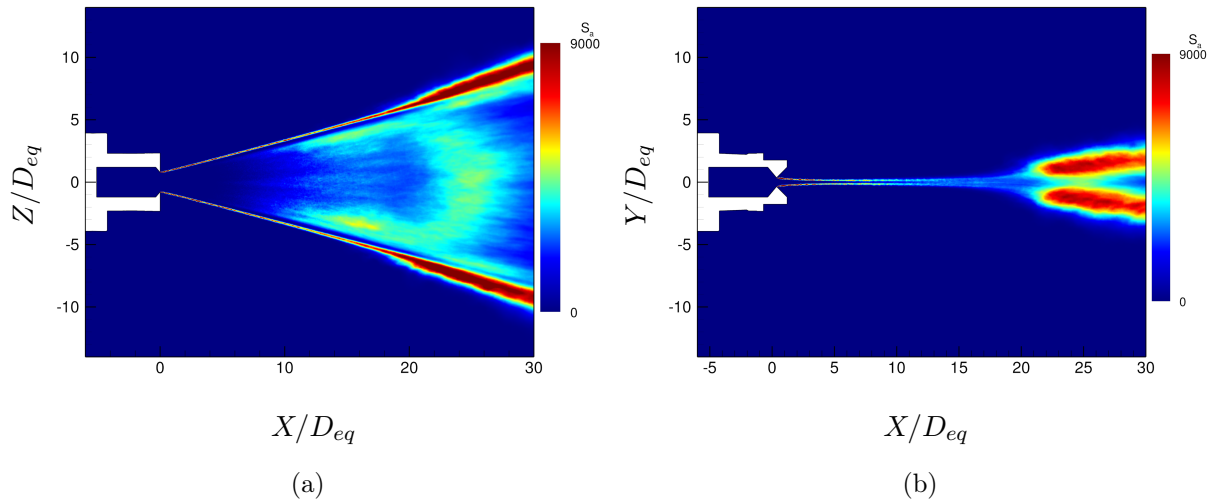


FIGURE 5.31 – Champs moyens du débit d'atomisation  $S_a$  [ $\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-3}$ ] : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

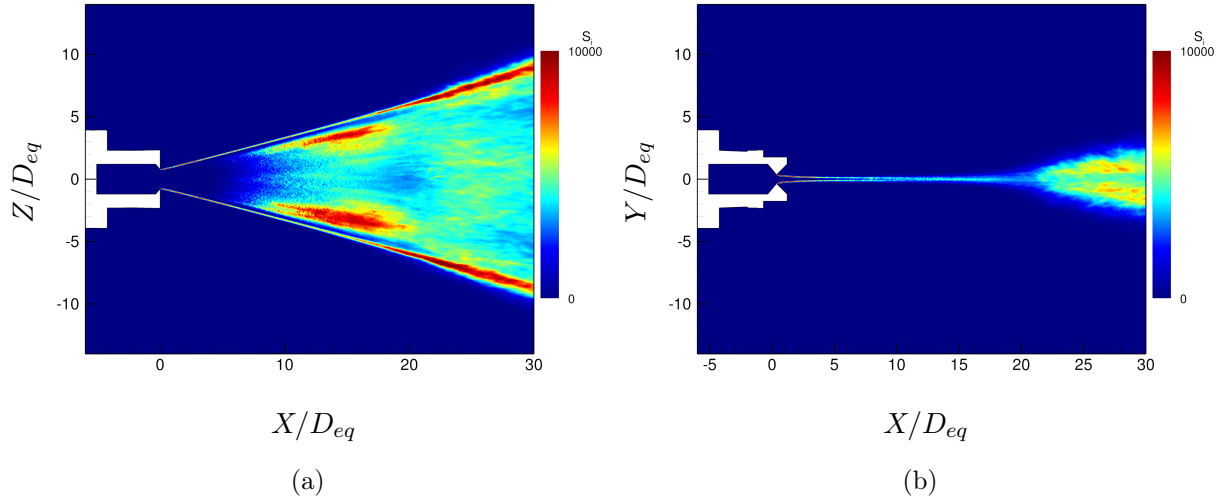


FIGURE 5.32 – Champs moyens du débit de pseudo-coalescence  $S_i$  [ $\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-3}$ ] : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

Les champs de la fraction volumique de liquide dans les plans transverses du jet en  $X/D_{eq} = 10, 15, 20$  et  $25$  sont représentés à un instant donné sur la figure 5.33 et en moyenne sur la figure 5.34. En  $X/D_{eq} = 10$  et  $15$ , les gouttes sont concentrées au bord du jet dans le plan d'évasement au niveau de l'interface liquide-gaz. En  $X/D_{eq} = 20$  et  $25$ , la fraction volumique est plus diffuse qu'en  $X/D_{eq} = 10$  et  $15$ . En  $X/D_{eq} = 25$ , les gouttes sont uniformément réparties sur les bords du jet. À cette position, les gouttes semblent principalement situées autour de la phase dense du jet liquide dont la fraction volumique est montrée sur la figure 5.5(d). Les gouttes simulées ne sont donc pas présentes à l'intérieur de la phase dense du jet, ce qui serait physiquement incohérent.

Des profils de la fraction volumique de liquide avec et sans atomisation et de la fraction volumique de goutte avec atomisation sont tracés dans le plan latéral en  $X/D_{eq} = 30$  et en  $Z = 0$  sur la figure 5.35. Les profils de la fraction volumique de liquide de la phase dense avec et sans atomisation sont très similaires, et atteignent des valeurs maximales proches de 0.013 sur l'axe. Avec atomisation, la fraction volumique de goutte est maximale et égale à 0.0015 en  $Y/D_{eq} = 2$ . La quantité de gouttes atomisées en  $X/D_{eq} = 30$  est alors très faible devant la quantité de liquide appartenant à la phase dense. Autrement dit, en  $X/D_{eq} = 30$ , le jet est encore très largement constitué d'eau liquide sous forme dense. Ce résultat est cohérent avec les ombroscopies expérimentales de la figure 2.5 où est majoritairement visible du liquide sous forme dense.

### 5.3 Acoustique en champ proche d'une buse isolée

Le bruit généré par le jet issu d'une buse isolée est étudié dans cette section. Dans les simulations du jet principal du banc MARTEL menées par Troyes et al. [13] et Langenais [14], les niveaux de pression acoustique aux emplacements des buses d'injection d'eau sont de l'ordre de 165 dB. L'objectif est d'évaluer la contribution du bruit généré par les buses sur le bruit total de l'installation.

Les champs instantanés de la pression dans le plan d'évasement et le plan latéral sont montrés sur la figure 5.36. On observe la présence d'ondes sonores dans les deux plans, provenant de la zone du jet située entre  $X/D_{eq} = 20$  et  $X/D_{eq} = 30$ . Les niveaux de pression acoustique  $p_{RMS}$  sont

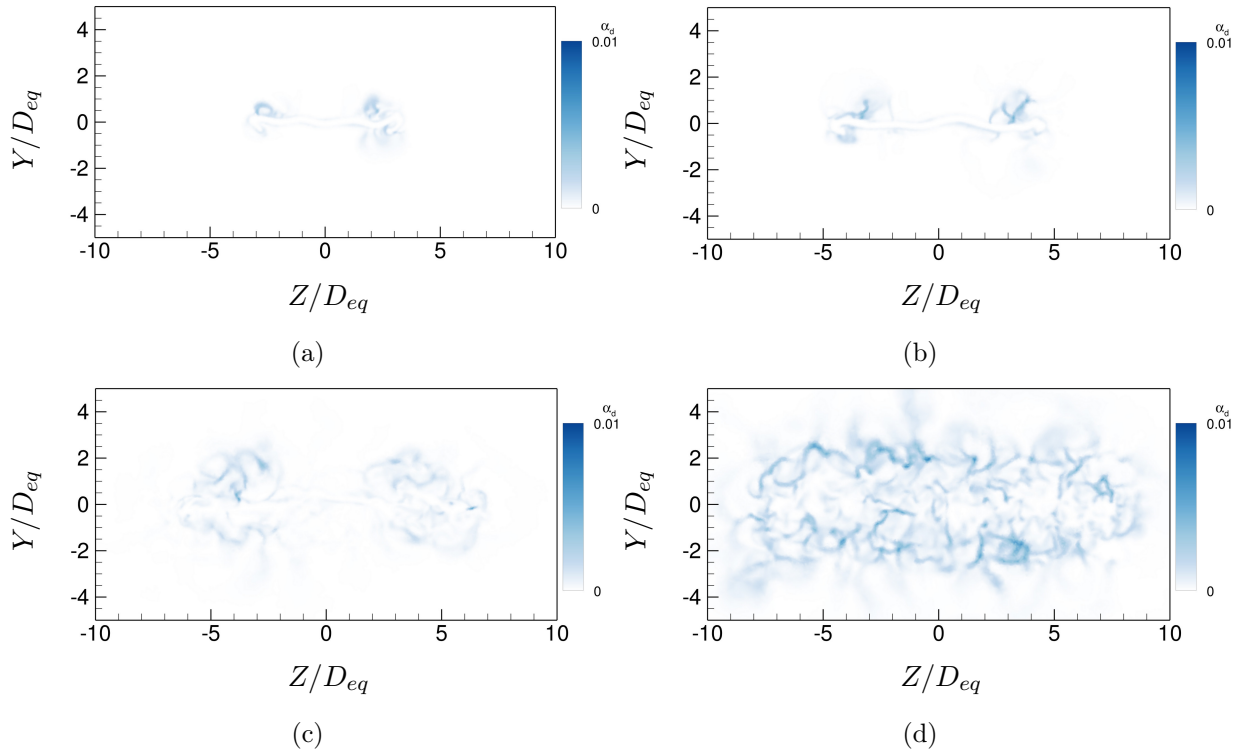


FIGURE 5.33 – Champs instantanés de la fraction volumique de liquide de la phase dispersée dans les plans transverses du jet : (a) en  $X/D_{eq} = 10$ , (b) en  $X/D_{eq} = 15$ , (c) en  $X/D_{eq} = 20$ , (d) en  $X/D_{eq} = 25$ .

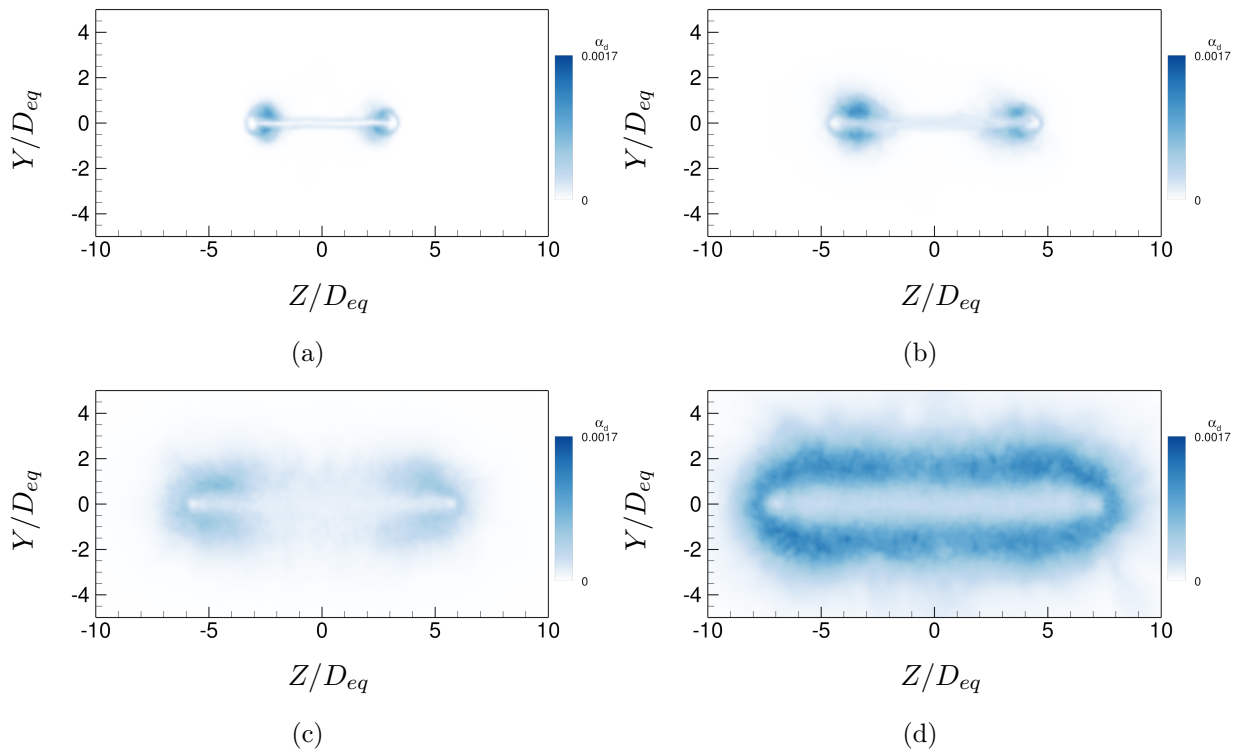


FIGURE 5.34 – Champs moyens de la fraction volumique de liquide de la phase dispersée dans les plans transverses : (a) en  $X/D_{eq} = 10$ , (b) en  $X/D_{eq} = 15$ , (c) en  $X/D_{eq} = 20$ , (d) en  $X/D_{eq} = 25$ .

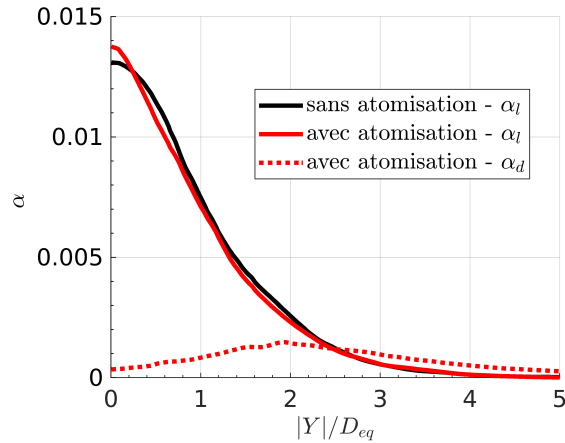


FIGURE 5.35 – Profils de la fraction volumique de liquide avec et sans atomisation et de la fraction volumique de goutte avec atomisation dans le plan latéral en  $X/D_{eq} = 30$  et en  $Z = 0$ .

représentés dans le plan d'évasement et le plan latéral sur la figure 5.37. Ils ne sont montrés que pour  $p_{RMS} < 140$  dB. Pour  $p_{RMS} > 140$  dB, ce sont les taux de turbulence qui sont représentés. Les lignes noires correspondent à des isocontours de  $p_{RMS}$ , espacés de 2 dB. Les niveaux sont de 140 dB au bord du jet pour  $X/D_{eq} > 10$ , puis diminuent avec l'éloignement du jet pour atteindre 122 dB en  $X/D_{eq} = 20$ ,  $Z/D_{eq} = 20$  et  $Y/D_{eq} = 20$ . En particulier, les niveaux sont élevés près des zones où les taux de turbulence sont importants, entre  $X/D_{eq} = 18$  et  $X/D_{eq} = 30$ . Autrement dit, la turbulence dans le jet semble être en grande partie responsable du bruit généré. Par ailleurs, aucun bruit ne semble provenir de la sortie de buse.

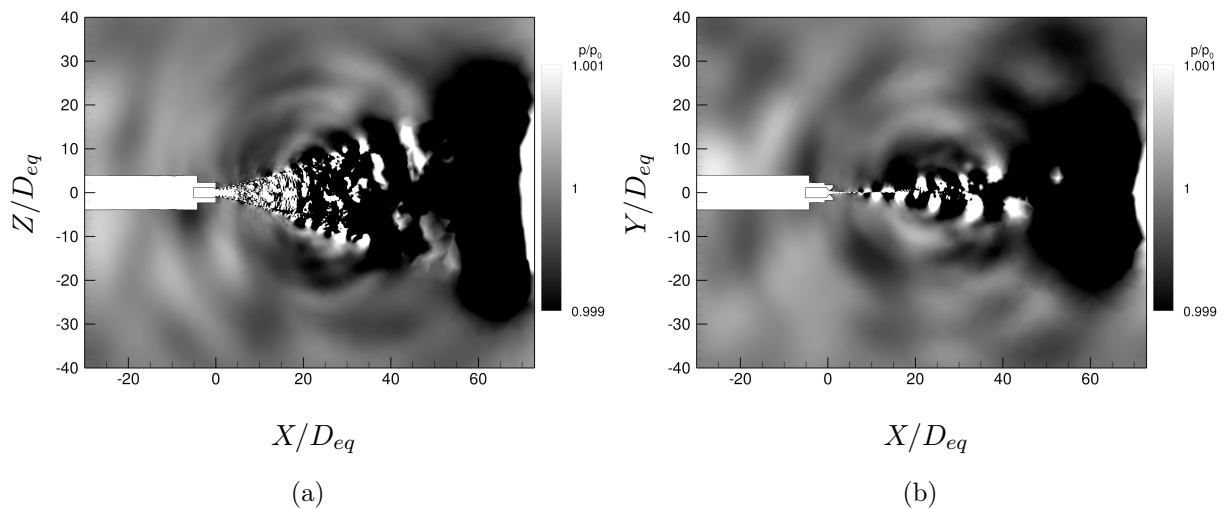


FIGURE 5.36 – Champs instantanés de la pression : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

Les profils du niveau de pression acoustique en  $X/D_{eq} = 20$ , pour  $Y = 0$  dans le plan d'évasement et pour  $Z = 0$  dans le plan latéral obtenus avec et sans atomisation du jet sont représentés sur la figure 5.40. Les profils sont similaires dans les deux cas. La présence de gouttes n'a donc pas d'influence significative sur les niveaux sonores en champ proche. Dans le plan d'évasement sur la figure 5.38(a), le niveau de pression acoustique est de 130 dB en  $Z/D_{eq} = 10$  puis diminue avec l'éloignement par rapport à l'axe, pour atteindre la valeur de 117 dB en  $Z/D_{eq} = 40$ . Dans le plan

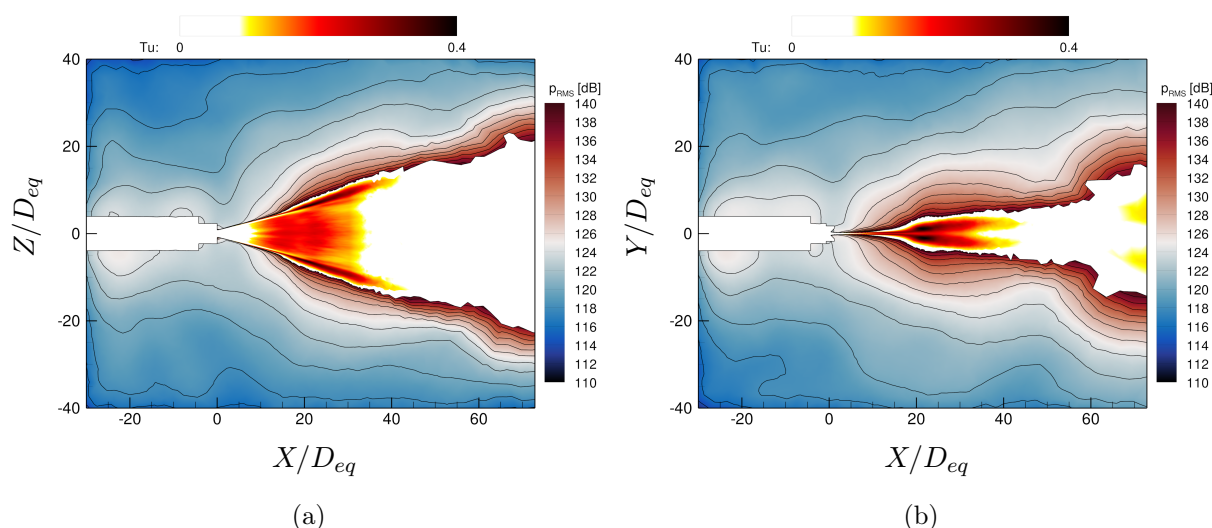


FIGURE 5.37 – Niveaux de pression acoustique dans les zones où  $p_{RMS} < 140$  dB et taux de turbulence ailleurs : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

latéral sur la figure 5.38(b), le niveau en  $Y/D_{eq} = 10$  est proche de celui obtenu en  $Z/D_{eq} = 10$  sur la figure 5.38(a). Il est égal à 128 dB. Pour  $Z/D_{eq} > 15$  et  $Y/D_{eq} > 15$ , toutes les courbes sont très proches dans les deux figures, dans les deux plans. Pour une distance par rapport à l'axe supérieure à  $15D_{eq}$ , le niveau de pression acoustique est similaire dans le plan d'évasement et le plan latéral, bien que le jet ne soit pas axisymétrique.

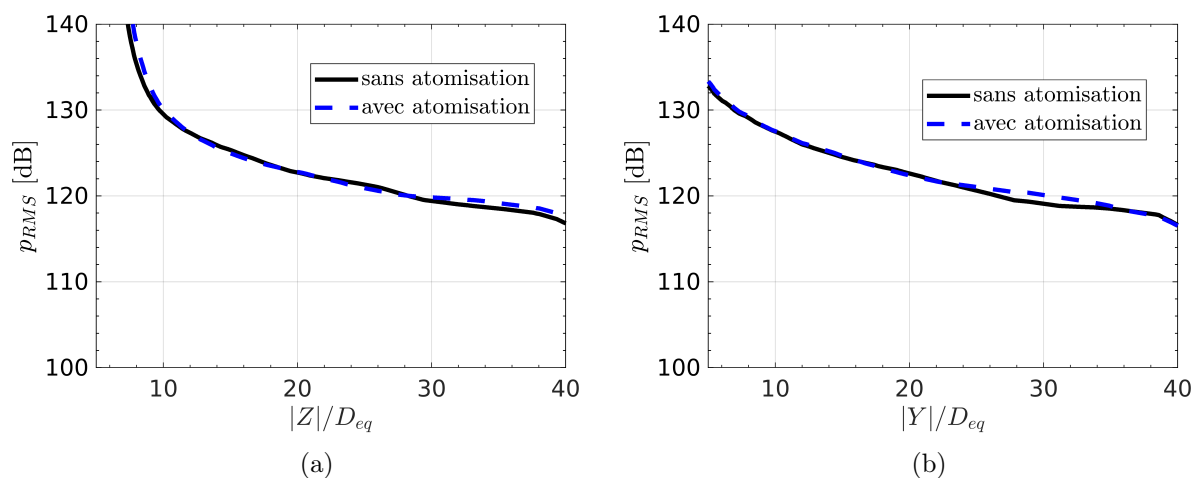


FIGURE 5.38 – Niveaux de pression acoustique en  $X/D_{eq} = 20$  : (a) pour  $Y = 0$  dans le plan d'évasement, (b) pour  $Z = 0$  dans le plan latéral.

Les densités spectrales de puissance des fluctuations de pression obtenues en  $X/D_{eq} = 20$  pour  $Z/D_{eq} = 20$  dans le plan d'évasement et pour  $Y/D_{eq} = 20$  dans le plan latéral sont tracées sur la figure 5.39. Les deux spectres sont large bande et sont très proches. Le niveau est maximal et égal à 126 dB pour  $St = 0.2$ . Cette fréquence est proche de celle de l'oscillation basse fréquence identifiée à  $St = 0.25$  en  $X/D_{eq} = 15$  à l'interface liquide-gaz en section 5.1.4. Les niveaux diminuent fortement pour  $St > 1$ . En effet, aux deux positions considérées, le maillage est beaucoup moins raffiné que dans la zone du jet et ne permet pas de résoudre les fluctuations de pression à des fréquences supérieures à  $St = 1$ .

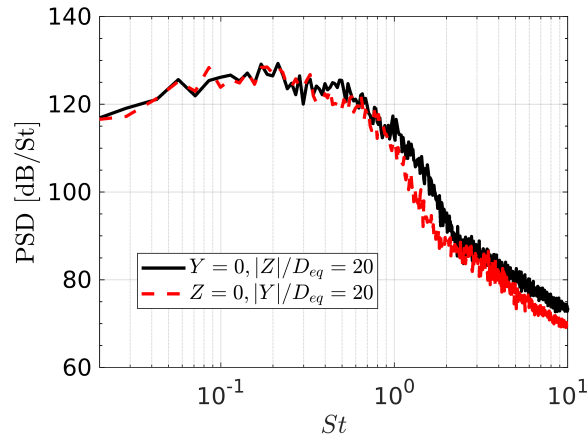


FIGURE 5.39 – PSD des fluctuations de pression obtenues en  $X/D_{eq} = 20$  : (a) pour  $Z/D_{eq} = 20$  dans le plan d'évasement, (b) pour  $Y/D_{eq} = 20$  dans le plan latéral.

Les niveaux sonores en champ proche d'une buse isolée sont donc de l'ordre de 120 dB. Ils sont, par conséquent, bien plus faibles que les niveaux sonores du jet principal, de l'ordre de 165 dB au niveau des buses d'injection. Ces dernières ont donc une faible contribution au bruit total de l'installation. Dans les simulations du jet principal du banc MARTEL menées par Langenais [14], Troyes et al. [12] et Troyes et al. [13], les maxima des niveaux sonores sont obtenus à des fréquences situées entre  $St = 0.03$  et  $St = 0.1$ , soit entre 1000 Hz et 3000 Hz pour le jet MARTEL, suivant l'angle d'observation par rapport au jet. Pour le jet de la buse d'injection, le maximum des spectres sur la figure 5.39 est atteint à 3800 Hz. La fréquence du maximum du niveau sonore de la buse d'injection, dans la direction perpendiculaire au jet, est donc légèrement plus élevée que celles du jet principal.

### 5.3.1 Influence du débit du jet sur les niveaux acoustiques

L'influence du débit d'eau liquide, donc de la vitesse d'éjection, sur les niveaux de pression acoustique est évaluée. Les niveaux de pression obtenus pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$  et  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$  en  $X/D_{eq} = 20$ , pour  $Z/D_{eq} = 20$  dans le plan d'évasement et pour  $Y/D_{eq} = 20$  dans le plan latéral sont représentés sur la figure 5.40. Pour  $Z/D_{eq} > 10$  et  $Y/D_{eq} > 10$  sur les deux figures 5.40(a) et 5.40(b), les niveaux sont plus faibles de 9 dB pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$  que ceux obtenus pour  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ . La vitesse d'éjection a donc une influence notable sur l'intensité du bruit généré par le jet de la buse. L'intensité sonore pour ce jet varie selon  $U_{ej}^5$ . Cette relation est assez éloignée de la loi de Lighthill [20] selon laquelle l'intensité sonore pour un jet subsonique varie selon  $U_{ej}^8$ . La loi en  $U_{ej}^5$  est toutefois discutable du fait qu'elle n'est établie qu'à partir de deux vitesses simulées. Des simulations avec d'autres vitesses pourraient permettre d'établir une relation plus précise entre l'intensité sonore et la vitesse d'éjection. Enfin, il est possible que la forte variation de densité entre le jet liquide, dans la zone où provient le bruit, et l'air extérieur soit à l'origine de l'écart obtenu avec la loi de Lighthill [20].

Les profils de l'énergie cinétique turbulente et du taux de turbulence en  $X/D_{eq} = 20$  dans le plan latéral sont tracés sur la figure 5.41. Pour les deux vitesses, les valeurs sont maximales en  $Y/D_{eq} = 0.9$  au niveau de la couche de mélange liquide-gaz. Sur la figure 5.41(b), la valeur du taux de turbulence maximal est de 34%, et est identique pour les deux vitesses d'éjection. En

absolu, sur la figure 5.41(a), l'énergie cinétique turbulente maximale est donc 2.25 fois plus faible pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$  que celle obtenue pour  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ , ce qui correspond au rapport du carré des deux vitesses d'éjection. La différence des niveaux de pression acoustique constatée entre les deux vitesses peut être attribuée en grande partie à la différence d'énergie cinétique turbulente contenue dans la couche de cisaillement liquide-gaz en  $X/D_{eq} = 20$ .

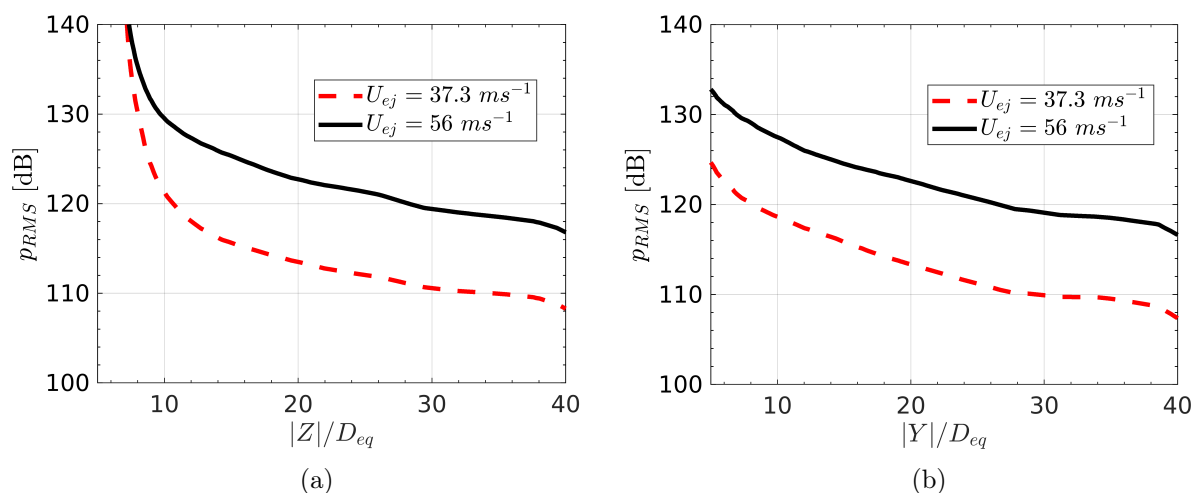


FIGURE 5.40 – Profils du niveau de pression acoustique en  $X/D_{eq} = 20$  pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$  et pour  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$  : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral.

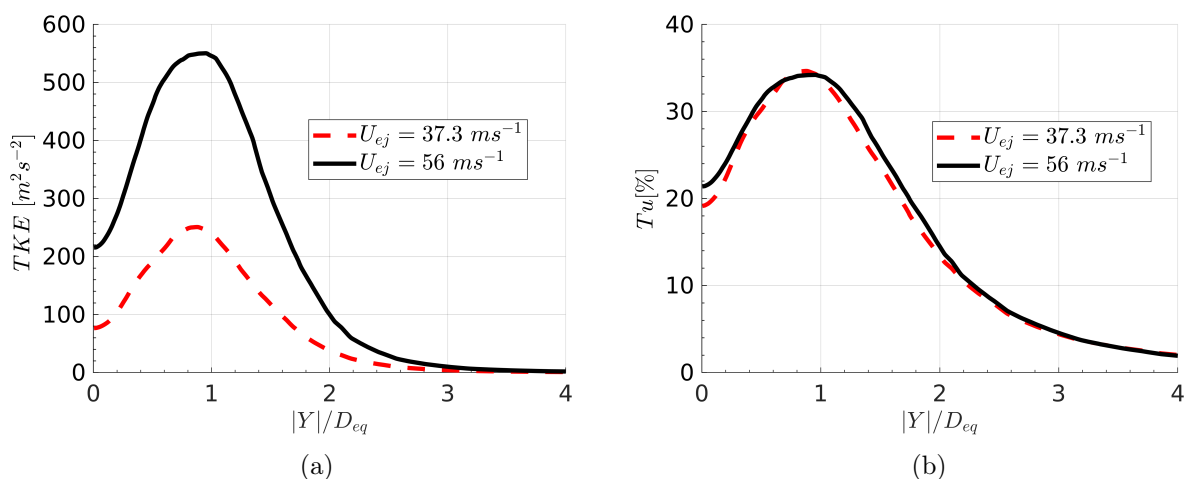


FIGURE 5.41 – Profils en  $X/D_{eq} = 20$  dans le plan latéral : (a) de l'énergie cinétique turbulente, (b) du taux de turbulence.

Les densités spectrales de puissance des fluctuations de pression en  $X/D_{eq} = 20$  dans le plan d'évasement en  $Z/D_{eq} = 20$  et dans le plan latéral en  $Y/D_{eq} = 20$  sont représentés sur les figures 5.42(a) et 5.42(b) pour les deux vitesses d'éjection. Sur les deux figures, les niveaux sont plus faibles d'environ 10 dB pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$  que ceux pour  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$  pour  $St < 1$ , pour l'ensemble des fréquences résolues par le maillage.



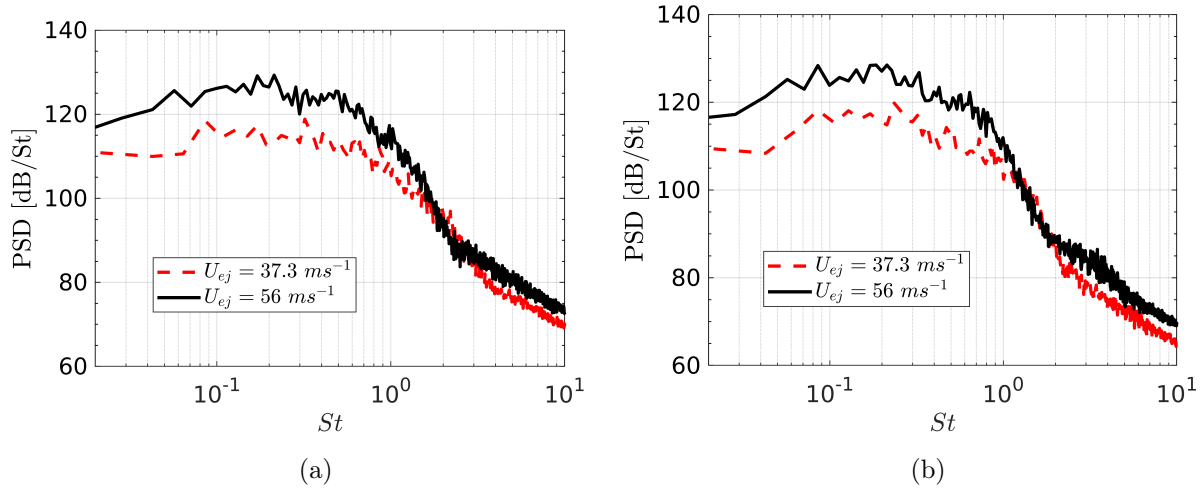


FIGURE 5.42 – PSD des fluctuations de pression obtenues pour  $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$  et pour  $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ , en  $X/D_{eq} = 20$  : (a) dans le plan d'évasement pour  $Z/D_{eq} = 20$ , (b) dans le plan latéral en  $Y/D_{eq} = 20$ .

## 5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode numérique utilisée pour le cas de la buse Stevenin [125, 158] étudiée dans le chapitre 3, et adaptée à la géométrie de la buse du banc MARTEL dans le chapitre 4, a été employée pour simuler le jet de la buse MARTEL jusqu'à une distance de  $30D_{eq}$  après la sortie de buse.

Dans un premier temps, seule la phase dense du jet a été calculée. La transition du jet a été mise en évidence et caractérisée. Des oscillations se développent à l'interface liquide-gaz et la transition du jet se produit entre  $X/D_{eq} = 15$  et  $20$ . Cette transition est marquée en particulier par une diminution de la vitesse moyenne du jet sur l'axe, une forte augmentation de l'épaisseur moyenne du jet dans le plan latéral, et une forte augmentation du taux de turbulence à l'interface liquide-gaz. Avant la transition du jet, la majeure partie de l'énergie cinétique turbulente est contenue dans la composante axiale des fluctuations de vitesse. Après la transition pour  $X/D_{eq} > 15$ , l'énergie cinétique turbulente est plus uniformément répartie entre les trois composantes des fluctuations de vitesse. Dans le plan d'évasement du jet, la dispersion du liquide obtenue par la simulation est peu dépendante du critère utilisé pour définir la largeur du jet, et est en très bon accord avec celle obtenue dans l'expérience. Dans le plan latéral, la largeur du jet est proche de celle de l'expérience. En analysant les spectres des fluctuations de la vitesse en différentes position dans le jet, deux bosses attribuées à des ondes d'instabilités à l'origine de la transition du jet ont été identifiées. La première onde d'instabilité se développe pour  $X/D_{eq} > 10$  à un nombre de Strouhal de 0.25. La seconde onde d'instabilité apparaît pour  $X/D_{eq} > 15$  à  $St = 2$ . De plus, les nombres de Strouhal et les nombres d'onde de ces instabilités sont peu dépendants de la vitesse d'éjection du jet. Ce comportement est cohérent avec les profils de vitesse obtenus en sortie de buse, qui sont très similaires pour les deux vitesses d'éjection.

Dans un second temps, le modèle d'atomisation a été activé. Le diamètre des gouttes utilisé dans le modèle est le diamètre moyen de Sauter obtenu dans l'expérience. Ce dernier, dans l'expérience, varie selon  $U_{ej}^{-2/3}$ , et est en accord avec la loi empirique de Dorman [86]. En revanche,



le diamètre estimé avec la relation analytique de Senecal et al. [93], fonction du nombre d'onde de l'instabilité du jet et de son épaisseur dans la simulation, est très éloigné du diamètre de l'expérience. Cet écart peut provenir de la mauvaise estimation de l'épaisseur avant rupture du jet dans le plan latéral dans la simulation, difficile à appréhender dans un modèle à interface diffuse. De plus, les profils de vitesse et de turbulence obtenus en sortie de buse peuvent être dépendants du maillage utilisé et des conditions en entrée de la buse. L'influence de ces deux derniers paramètres sur le nombre d'onde des instabilités et sur l'épaisseur du jet, et donc sur l'estimation du diamètre des gouttes atomisées, pourrait être évaluée par une simulation avec un maillage plus fin aux parois de la buse permettant de résoudre la couche limite.

Dans la simulation avec atomisation, les gouttes sont principalement générées dans les zones où le taux de turbulence est élevé, comme dans les simulations du chapitre 3. Les gouttes sont majoritairement présentes à l'interface liquide-gaz après la transition du jet pour  $X/D_{eq} > 20$ . Dans cette zone, elles sont surtout situées autour de la phase dense du jet liquide. L'analyse de la fraction volumique en  $X/D_{eq} = 30$ , donc au niveau de la zone d'impact entre le liquide et le jet principal, révèle que la quantité de gouttes produites est très faible devant la quantité de liquide sous forme dense. Ce résultat semble en accord avec l'ombroscopie expérimentale du jet de la buse MARTEL dans cette zone.

Dans un troisième temps, le bruit d'une buse isolée a été étudié. Des ondes acoustiques sont identifiées en champ proche et proviennent des zones où le taux de turbulence est élevé dans le jet, c'est-à-dire entre  $X/D_{eq} = 20$  et  $X/D_{eq} = 30$ . Les niveaux atteints dans la direction perpendiculaire à une distance de  $20D_{eq}$  du jet sont de l'ordre de 120 dB, donc bien plus faibles que les niveaux de l'ordre de 165 dB atteints par le jet principal sans injection d'eau au niveau des buses d'injection. Ces dernières ne semblent donc pas avoir une forte influence sur le bruit du jet du banc MARTEL en présence d'injection d'eau.



# Conclusion et perspectives

## Rappel des objectifs

Un certain nombre d'études expérimentales ont montré que le bruit des jets peut être réduit par l'injection d'eau sur le pas de tir. Elles ont permis, entre autres, d'évaluer l'influence de plusieurs paramètres de l'injection d'eau comme le débit, l'angle et la position d'injection sur le niveau de réduction acoustique. Cependant, ces études ne s'intéressent pas aux mécanismes physiques d'interactions entre les gouttes générées par l'injection d'eau et le jet principal. Des études numériques ont alors été menées pour évaluer ces interactions. Si, dans ces études, les niveaux de réduction acoustique sont en accord avec ceux de l'expérience, elles ne s'intéressent pas au mécanisme complet d'atomisation du jet des buses d'injection. L'objectif de cette thèse a donc été de mettre en place et de valider une méthode numérique permettant de simuler l'injection d'eau de la configuration du banc MARTEL en prenant en compte l'atomisation du jet. Il s'agissait, entre autres, de déterminer les propriétés de l'écoulement liquide au niveau de la zone d'impact de ce dernier avec le jet principal.

## Bilan de l'étude

Dans un premier temps, la méthode numérique retenue a été mise en place et validée sur un jet de la littérature [158, 125]. Ce dernier a été choisi car son régime d'atomisation est similaire à celui de la buse MARTEL, et car il dispose d'une importante base de données expérimentales. De plus, la géométrie interne de sa buse, proche de la sortie, est relativement peu complexe. L'introduction de fluctuations de la vitesse en entrée de la buse, par Synthetic-Eddy Method, s'est avérée nécessaire pour obtenir la transition du jet liquide vers un régime turbulent. En particulier, la position de la transition du jet et la fréquence de son onde d'instabilité sont en bon accord avec celles obtenues dans l'expérience. Le modèle d'atomisation établie par Le Touze [19] a ensuite été activé pour générer un brouillard de gouttes. Celles-ci sont principalement créées dans les zones où le taux de turbulence est élevé, légèrement en aval de la position de transition du jet. L'influence du terme de pseudo-coalescence des gouttes, c'est-à-dire du ré-impact des gouttes sur le jet, établi par Le Touze [19], a également été mise en évidence. Ce terme, lorsqu'il est activé, permet d'éviter une accumulation des gouttes dans les zones où est déjà présente la phase liquide dense.

L'objectif, dans un second temps, a été d'appliquer la méthode numérique pour simuler le jet de la buse du banc MARTEL. L'intérieur de cette buse est composé d'un convergent et sa sortie est de forme lenticulaire. Sa géométrie est donc très différente de celle de la buse du chapitre 3 dont la dernière section avant la sortie est cylindrique et dont la sortie est de forme circulaire.

La première étape a donc été de caractériser l'écoulement obtenu par la simulation dans la buse MARTEL. Conformément à ce qui est observé dans l'expérience, le jet de la buse MARTEL s'évase dans une direction et s'amincit dans l'autre. De plus, en raison de la présence du convergent, le taux de turbulence obtenu en sortie avec la buse MARTEL est bien plus faible que celui obtenu avec la buse du chapitre 3, avec les mêmes paramètres numériques. La transition du jet est par conséquent moins marquée. L'intensité de la Synthetic-Eddy Method a donc été augmentée pour retrouver des niveaux de fluctuations de vitesse similaires en sortie à ceux obtenus pour la buse du chapitre 3.

Dans un troisième temps, le jet de la buse MARTEL a été simulé, avec la méthode numérique établie précédemment. La largeur du jet dans le plan d'évasement et le plan latéral est en bon accord avec les données expérimentales. La transition du jet a également été mise en évidence. Elle est en particulier caractérisée par le développement successif d'une onde d'instabilité à basse fréquence puis d'une onde à haute fréquence à l'interface liquide-gaz. Le modèle d'atomisation utilisé dans le chapitre 3 a ensuite été activé. Les gouttes sont principalement générées en aval de la transition du jet et autour de la phase dense. La quantité de gouttes produites est cependant négligeable devant la quantité de liquide présent sous forme dense au niveau de la zone d'impact entre le liquide et le jet principal, c'est-à-dire à  $30 D_{eq}$  de la sortie de buse. Le bruit produit par une buse isolée a ensuite été étudié, afin d'évaluer sa contribution au bruit total en présence d'injection d'eau. Les niveaux sonores en champ proche de la buse, dans la direction perpendiculaire au jet, sont de l'ordre de 120 dB. Ils sont donc bien plus faibles que les niveaux sonores du jet principal de 165 dB obtenus au niveau des buses d'injection d'eau. Enfin, le bruit du jet des buses d'injection provient essentiellement des zones où le taux de turbulence est élevé, c'est-à-dire au niveau de l'interface liquide-gaz à une distance de 20 à  $30 D_{eq}$  de la sortie de buse.

## Perspectives

Plusieurs axes de perspectives à cette thèse pourraient être abordés. Tout d'abord, aussi bien dans le cas du jet de la buse MARTEL que celui du chapitre 3, il a été noté que la variation de la vitesse d'éjection du liquide n'a que très peu d'influence sur le nombre d'onde des instabilités du jet dans les simulations. En effet, les profils de vitesse en sortie de buse sont peu dépendants de la vitesse d'éjection dans les simulations réalisées. L'influence du profil de vitesse sur la valeur du nombre d'onde d'instabilité du jet pourrait être étudiée par des simulations avec un maillage plus fin près des parois intérieures de la buse afin de discrétiser la couche limite.

De plus, le modèle d'atomisation utilisé dans cette thèse a été calibré initialement pour le jet étudié par Le Touze [19], dont la vitesse du liquide est négligeable devant celle du gaz et dont le régime d'atomisation est celui de superpulsant. Une étude expérimentale plus approfondie du jet de la buse MARTEL et de la quantité de gouttes produites au niveau de la zone d'impact entre le liquide et le jet principal pourrait permettre de comparer les résultats de la simulation avec ceux de l'expérience, et ainsi d'ajuster si besoin les paramètres du modèle d'atomisation de Le Touze [19] au cas du jet de la buse MARTEL, voire même d'utiliser un autre modèle.

Le bruit d'une buse isolée a été étudié. Cela a permis en particulier d'estimer la contribution sonore d'une buse sur le niveau sonore de l'installation du banc MARTEL. Les niveaux acoustiques n'ont été calculés que pour les deux vitesses d'éjection de  $37.3 \text{ m s}^{-1}$  et  $56 \text{ m s}^{-1}$ . L'intensité sonore

---

varie avec la vitesse d'éjection selon  $U_{ej}^5$ , ce qui est assez éloigné de la relation de Lighthill [20] selon laquelle l'intensité sonore varie selon  $U_{ej}^8$  pour des jets subsoniques. Des simulations avec d'autres vitesses d'éjection pourraient permettre de relier avec plus de précision l'intensité sonore à la vitesse d'éjection, et de pouvoir confirmer ou infirmer la loi en  $U_{ej}^5$  obtenue dans cette étude. De plus, il serait intéressant de conduire une simulation avec plus de capteurs situés à différents angles d'observation, afin d'étudier la directivité du bruit du jet de la buse MARTEL.

Les simulations conduites lors de cette thèse sur le cas du jet de la buse MARTEL pourront être intégrées dans le calcul du bruit du jet principal du banc en présence d'injection d'eau, comme ceux menés par Langenais [14], Troyes et al. [12] et Troyes et al. [13]. Un certain nombre de paramètres numériques utilisés pour le calcul de l'injection d'eau, tels que les schémas d'interpolation aux faces et de discrétisations spatiale et temporelle étant différents de ceux employés pour le calcul aérodynamique du jet principal, il sera nécessaire de vérifier la compatibilité entre le calcul de l'injection d'eau et celui du jet principal. Par ailleurs, la vitesse d'éjection de ce dernier est de l'ordre de  $1600 \text{ ms}^{-1}$ . Le nombre de Weber au niveau de la zone d'impact entre le jet de la buse et le jet principal étant alors beaucoup plus important que celui dans la zone d'atomisation primaire du jet de la buse MARTEL, l'impact du liquide avec le jet principal peut provoquer une atomisation du jet d'eau en un nombre beaucoup plus important de gouttes de tailles plus petites que lors de l'atomisation primaire étudiée dans cette thèse. En particulier, dans cette zone d'impact, le diamètre moyen des gouttes sera probablement plus petit que celui déterminé dans le chapitre 5. Cela aura pour conséquence de modifier la surface totale d'échange entre le liquide et le gaz du jet principal, et donc les transferts de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre l'eau et le gaz. Dans le cas d'un jet principal à haute température, l'évaporation de la phase dense du liquide et celle des gouttes pourra être prise en compte. Les temps caractéristiques des mécanismes physiques au niveau de la zone d'impact entre le liquide et le gaz, parmi lesquels on peut citer l'atomisation de la phase dense du liquide, la fragmentation et la coalescence des gouttes, l'évaporation de la phase dense et de la phase dispersée, pourront être comparés entre eux pour évaluer leur prédominance relative. Enfin, après avoir établi et validé une méthode numérique pour le calcul du bruit de jet en présence d'injection d'eau, les paramètres de cette dernière pourront être optimisés afin d'obtenir la meilleure réduction acoustique.



# Bibliographie

- [1] T. D. Norum. Reductions in multi-component jet noise by water injection. *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA*, 2004. doi: [10.2514/6.2004-2976](https://doi.org/10.2514/6.2004-2976).
- [2] E. Zoppellari. Évaluation expérimentale de la méthode de réduction du bruit des jets supersoniques chauds par injection d'eau. Thèse de doctorat, Ecole centrale de Lyon, 1997.
- [3] E. Zoppellari et D. Juvé. Reduction of jet noise by water injection. *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 1997. doi: [10.2514/6.1997-1622](https://doi.org/10.2514/6.1997-1622).
- [4] J. Capecelatro et D. A. Buchta. Direct numerical simulation of noise suppression by water injection in high-speed flows. *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2017. doi: [10.2514/6.2017-1700](https://doi.org/10.2514/6.2017-1700).
- [5] K. Fukuda, S. Tsutsumi, T. Shimizu, R. Takaki, et K. Ui. Examination of sound suppression by water injection at lift-off of launch vehicles. *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2011. doi: [10.2514/6.2011-2814](https://doi.org/10.2514/6.2011-2814).
- [6] S. Salehian et R. R. Mankbadi. Simulations of rocket launch noise suppression with water injection from impingement pad. *International Journal of Aeroacoustics*, 19(3-5) :207–239, 2020. doi: [10.1177/1475472X20930653](https://doi.org/10.1177/1475472X20930653).
- [7] D. Gely, J.-C. Valière, H. Lambaré, et H. Foulon. Overview of aeroacoustic research activities in MARTEL facility applied to jet noise. *INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, pages 1282–1290, 2006.
- [8] D. Gély, G. Elias, F. Mascanzoni, et H. Foulon. Acoustic environment of the VEGA launch vehicle at Lift-off. *Forum Acousticum, Budapest*, 2005.
- [9] Y. Marchesse. Étude expérimentale de la contribution des sources d'origine thermique à l'émission acoustique des jets supersoniques. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2001.
- [10] Y. Marchesse, Y. Gervais, et H. Foulon. Water injection effects on hot supersonic jet noise. *Comptes Rendus Mécaniques, Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS*, 330 :1–8, 2002. doi: [10.1016/S1631-0721\(02\)01418-3](https://doi.org/10.1016/S1631-0721(02)01418-3).
- [11] A. Langenais, J. Troyes, C. Peyret, et G. Chaineray. Couplage CFD-CAA et propagation non linéaire. *CFA/VISHNO 2016*, 2016.
- [12] J. Troyes, F. Vuillot, H. Lambaré, et A. E. Ramos. Numerical study of free supersonic hot jet on unstructured grids with emphasis on aerodynamics and resulting radiated noise. *22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2016. doi: [10.2514/6.2016-2734](https://doi.org/10.2514/6.2016-2734).

- [13] J. Troyes, F. Vuillot, A. Langenais, et H. Lambaré. Coupled CFD-CAA simulation of the noise generated by a hot supersonic jet impinging on a flat plate with exhaust hole. *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2019. doi: [10.2514/6.2019-2752](https://doi.org/10.2514/6.2019-2752).
- [14] A. Langenais. Adaptation des méthodes et outils aéroacoustiques pour les jets en interaction dans le cadre des lanceurs spatiaux. Thèse de doctorat, Ecole centrale de Lyon, 2019.
- [15] A. Refloch, B. Courbet, A. Murrone, P. Villedieu, C. Laurent, P. Gilbank, J. Troyes, L. Tessé, G. Chaineray, J. B. Dargaud, E. Quémerais, et F. Vuillot. CEDRE Software. *AerospaceLab*, 2011.
- [16] N. Jarrin, S. Benhamadouche, D. Laurence, et R. Prosser. A Synthetic-Eddy-Method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(4) :585–593, 2006. doi: [10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.02.006](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.02.006).
- [17] N. Jarrin. Synthetic inflow boundary conditions for the numerical simulation of turbulence. Thèse de doctorat, University of Manchester, 2008.
- [18] N. Jarrin, R. Prosser, J.-C. Uribe, S. Benhamadouche, et D. Laurence. Reconstruction of turbulent fluctuations for hybrid RANS/LES simulations using a Synthetic-Eddy Method. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(3) :435–442, 2009. doi: [10.1016/j.ijheatfluidflow.2009.02.016](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2009.02.016).
- [19] C. Le Touze. Couplage entre modèles diphasiques à "phases séparées" et à "phase dispersée" pour la simulation de l'atomisation primaire en combustion cryotechnique. Thèse de doctorat, Université Nice Sophia Antipolis, 2015.
- [20] M. J. Lighthill. On sound generated aerodynamically - I. General theory. *Proceedings of the Royal Society A*, 211 :564–587, 1952.
- [21] J. M. Seiner. Advances in high speed jet aeroacoustics. *9th AIAA/NASA Aeroacoustics Conference*, 1984. doi: [10.2514/6.1984-2275](https://doi.org/10.2514/6.1984-2275).
- [22] C. K. W. Tam, M. Golebiowski, et J. M. Seiner. On the two components of turbulent mixing noise from supersonic jets. *2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 96-1716*, 1996. doi: [10.2514/6.1996-1716](https://doi.org/10.2514/6.1996-1716).
- [23] C. Bailly et C. Bogey. Propulsion system noise : jet. *Encyclopedia of Aerospace Engineering*, 2010. doi: [10.1002/9780470686652.eae335](https://doi.org/10.1002/9780470686652.eae335).
- [24] C. K. W. Tam. Broadband shock-associated noise of moderately imperfectly expanded supersonic jets. *Journal of Sound and Vibration*, 140(1) :55–71, 1990. doi: [10.1016/0022-460X\(90\)90906-G](https://doi.org/10.1016/0022-460X(90)90906-G).
- [25] C. K. W. Tam. Stochastic model theory of broadband shock associated noise from supersonic jets. *Journal of Sound and Vibration*, 116(2) :265–302, 1987. doi: [10.1016/S0022-460X\(87\)81303-2](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(87)81303-2).
- [26] J. M. Seiner et J. C. Yu. Acoustic near field properties associated with broadband shock noise. *AIAA Journal*, 22(9) :1207–1215, 1984. doi: [10.2514/3.8762](https://doi.org/10.2514/3.8762).
- [27] M. J. Fisher, P. A. Lush, et M. Harper Bourne. Jet noise. *Journal of Sound and Vibration*, 28(3) :563–585, 1973. doi: [10.1016/S0022-460X\(73\)80040-9](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(73)80040-9).



- 
- [28] C. K. W. Tam et H. K. Tanna. Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles. *Journal of Sound and Vibration*, 81(3) :337–358, 1982. doi: [10.1016/0022-460X\(82\)90244-9](https://doi.org/10.1016/0022-460X(82)90244-9).
- [29] J.M. Seiner et T.D. Norum. Experiments on shock associated noise of supersonic jets. *12th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, 1979. doi: [10.2514/6.1979-1526](https://doi.org/10.2514/6.1979-1526).
- [30] C. K. W. Tam. Supersonic jet noise. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 27(1) :17–43, 1995. doi: [10.1146/annurev.fl.27.010195.000313](https://doi.org/10.1146/annurev.fl.27.010195.000313).
- [31] J. Seiner et T. Norum. Aerodynamic aspects of shock containing jet plumes. *6th Aeroacoustics Conference*, 1980. doi: [10.2514/6.1980-965](https://doi.org/10.2514/6.1980-965).
- [32] A. Powell. On the mechanism of choked jet noise. *Proceedings of the Physical Society*, 66 : 1039–1057, 1953. doi: [10.1088/0370-1301/66/12/306](https://doi.org/10.1088/0370-1301/66/12/306).
- [33] G. Raman. Advances in understanding supersonic jet screech : review and perspective. *Progress in Aerospace Sciences*, 34(1,2) :45–106, 1998. doi: [10.1016/S0376-0421\(98\)00002-5](https://doi.org/10.1016/S0376-0421(98)00002-5).
- [34] H. K. Tanna, P. D. Dean, et M. J. Fisher. The influence of temperature on shock-free supersonic jet noise. *Journal of Sound and Vibration*, 39(4) :429–460, 1975. ISSN 0022-460X. doi: [10.1016/S0022-460X\(75\)80026-5](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(75)80026-5).
- [35] H. Shen et C. K. W. Tam. Effects of jet temperature and nozzle-lip thickness on screech tones. *AIAA Journal*, 38(5) :762–767, 2000. doi: [10.2514/2.1055](https://doi.org/10.2514/2.1055).
- [36] T. J. Rosfjord et H. L. Toms. Recent observations including temperature dependence of axisymmetric jet screech. *AIAA Journal*, 13(10) :1384–1386, 1975. doi: [10.2514/3.6993](https://doi.org/10.2514/3.6993).
- [37] C. Bogey, S. Barré, V. Fleury, C. Bailly, et D. Juvé. Experimental study of the spectral properties of near-field and far-field jet noise. *International Journal of Aeroacoustics*, 6(2) : 73–92, 2007. doi: [10.1260/147547207781041868](https://doi.org/10.1260/147547207781041868).
- [38] J. E. F. Williams. The noise from turbulence convected at high speed. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 255 :469–503, 1963. doi: [10.1098/rsta.1963.0010](https://doi.org/10.1098/rsta.1963.0010).
- [39] B. E. Mitchell. Direct computation of the sound generated by subsonic and supersonic axisymmetric jets. Stanford University, 1995.
- [40] B. E. Mitchell, S. K. Lele, et P. Moin. Direct computation of Mach wave radiation in an axisymmetric supersonic jet. *AIAA journal*, 35(10) :1574–1580, 1997. doi: [10.2514/2.15](https://doi.org/10.2514/2.15).
- [41] M. Kandula. Simulation of jet noise with overflow cfd code and kirchhoff surface integral. *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2002. doi: [10.2514/6.2002-2602](https://doi.org/10.2514/6.2002-2602).
- [42] J. Prieur et G. Rahier. Aeroacoustic integral methods, formulation and efficient numerical implementation. *Aerospace Science and Technology*, 5 :457–468, 2001. doi: [10.1016/S1270-9638\(01\)01123-3](https://doi.org/10.1016/S1270-9638(01)01123-3).
- [43] A. Uzun, S. A. Lyrantzis, et G. A. Blaisdell. Coupling of integral acoustics methods with LES for jet noise prediction. *International Journal of Aeroacoustics*, 3(4) :297–346, 2005. doi: [10.1260/1475472043499290](https://doi.org/10.1260/1475472043499290).
- [44] A. S. Lyrantzis et R. R. Mankbadi. Prediction of the far-field jet noise using Kirchhoff’s formulation. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 34(2) :413–416, 1996. doi: [10.2514/3.13079](https://doi.org/10.2514/3.13079).

- [45] R. R. Mankbadi, R. Hixon, S.-H. Shih, et L. A. Povinelli. Use of linearized euler equations for supersonic jet noise prediction. *AIAA Journal*, 36(2) :140–147, 1998. doi: [10.2514/2.7495](https://doi.org/10.2514/2.7495).
- [46] C. Bailly et D. Juvé. A stochastic approach to compute subsonic noise using linearized euler’s equations. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 1999. doi: [10.2514/6.1999-1872](https://doi.org/10.2514/6.1999-1872).
- [47] S. Redonnet et G. Cunha. Towards a robust and accurate CFD-CAA coupling procedure for hybrid methods in aeroacoustics. Part 2 - On the application of the CFD-CAA surface weak coupling methodology to realistic aircraft noise problems. *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2012. doi: [10.2514/6.2012-2191](https://doi.org/10.2514/6.2012-2191).
- [48] R. E. Harris, E. M. Collins, E. A. Luke, A. Sescu, L. L. Strutzenberg, et J. S. West. Hybrid discontinuous Galerkin and finite volume method for launch environment acoustics prediction. *AIAA Journal*, 53(11), 2015. doi: [10.2514/1.J053877](https://doi.org/10.2514/1.J053877).
- [49] R. Hartmann et P. Houston. Adaptive discontinuous Galerkin finite element methods for the compressible euler equations. *Journal of Computational Physics*, 183 :508–532, 2002. doi: [10.1006/jcph.2002.7206](https://doi.org/10.1006/jcph.2002.7206).
- [50] B. Cockburn. Discontinuous Galerkin methods. *ZAMM · Z. Angew. Math. Mech.*, 83(11) : 731–754, 2003. doi: [10.1002/zamm.200310088](https://doi.org/10.1002/zamm.200310088).
- [51] D. Munday, N. Heeb, E. Gutmark, J. Liu, et K. Kailasanath. Acoustic effect of chevrons on supersonic jets exiting conical convergent-divergent nozzles. *AIAA Journal*, 50(11) : 2336–2350, 2012. doi: [10.2514/1.J051337](https://doi.org/10.2514/1.J051337).
- [52] B. André, T. Castelain, et C. Bailly. Broadband shock-associated noise in screeching and non-screeching underexpanded supersonic jets. *AIAA Journal*, 51(3) :665–673, 2013. doi: [10.2514/1.J052058](https://doi.org/10.2514/1.J052058).
- [53] H. Ikaida, K. Terashima, S. Tsutsumi, T. Shimizu, et T. Kamita. Suppression of liftoff acoustic of h-iiia launch vehicle by water injection. 2015.
- [54] D. Gély, G. Elias, C. Bresson, H. Foulon, et S. Radulovic. Reduction of supersonic jet noise. Application to the Ariane 5 launch vehicle. *6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2000. doi: [10.2514/6.2000-2026](https://doi.org/10.2514/6.2000-2026).
- [55] J. K. Ignatus, S. Sankaran, R. A. Kumar, et T. N. V. Satyanarayana. Suppression of jet noise by staged water injection during launch vehicle lift-off. *International Journal of Aeroacoustics*, 7(3,4) :223–242, 2008. doi: [10.1260/1475-472X.7.3.223](https://doi.org/10.1260/1475-472X.7.3.223).
- [56] P. Kallina, C. Böhm, et G. Krühsel. Rocket engine noise reductions by water injection at DLR test bench p8. *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, 2013. doi: [10.2514/6.2013-4020](https://doi.org/10.2514/6.2013-4020).
- [57] R. I. Gombert et R. G. Wilmoth. Effects of entrained water and strong turbulence on afterburning within solid rocket motor plumes. Technical report, NASA Technical Paper, 1978.
- [58] J. Li, Y. Jiang, S. Yu, et F. Zhou. Cooling effect of water injection on a high-temperature supersonic jet. *Energies*, 8(11) :13194–13210, 2015. doi: [10.3390/en81112363](https://doi.org/10.3390/en81112363).

- 
- [59] A. Krothapalli, L. Venkatakrishnan, L. Lourenco, B. Greska, et R. Elavarasan. Turbulence and noise suppression of a high-speed jet by water injection. *Journal of Fluid Mechanics*, 491 :131–159, 2003. doi: [10.1017/S0022112003005226](https://doi.org/10.1017/S0022112003005226).
- [60] D. C. Allgood, G. P. Saunders, et L. A. Langford. Reduction of altitude diffuser jet noise using water injection. *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting.*, 2012. doi: [10.2514/6.2012-680](https://doi.org/10.2514/6.2012-680).
- [61] D. Washington et A. Krothapalli. The role of water injection of the mixing noise supersonic jet. *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 1998. doi: [10.2514/6.1998-2205](https://doi.org/10.2514/6.1998-2205).
- [62] A. M. Vorobyov, T. O. Abdurashidov, V. L. Bakulev, A. B. But, A. B. Kuznetsov, et A. T. Makaveev. Problem of intensity reduction of acoustic fields generated by gas-dynamic jets of motors of the rocket-launch vehicles at launch. *Acta Astronautica*, 109 :264–268, 2015. doi: [10.1016/j.actaastro.2014.10.028](https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2014.10.028).
- [63] S. Sankaran, J. K. Ignatus, R. Ramkumar, T. N. V. Satyanarayana, R. C. Satyanarayanan, et N. R. Panchapakesan. Suppression of high mach number rocket jet noise by water injection. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 46(6) :1164–1170, 2009. doi: [10.2514/1.43421](https://doi.org/10.2514/1.43421).
- [64] Y. Xu, X. Zhou, Z.-C. Zhang, Y. Chen, et L.-H. Liu. Reduction of rocket engine jet noise by water injection. *Journal of Aerospace Power*, 25(4), 2010.
- [65] B. T. Vu, N. Bachchan, O. Peroomian, et A. Vedat. Multiphase modeling of water injection on flame deflector. *21st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, 2013. doi: [10.2514/6.2013-2592](https://doi.org/10.2514/6.2013-2592).
- [66] H. Zou, Y. H. Xu, et Y. L. Li. Research on the reduction of rocket motor jet noise by water injection. *MATEC Web of Conferences*, 63, 2016. doi: [10.1051/mateconf/20166301023](https://doi.org/10.1051/mateconf/20166301023).
- [67] H. Liu, Y. Guo, et W. Lin. Numerical simulations of spray jet in supersonic crossflows using an Eulerian approach with an SMD model. *International Journal of Multiphase Flow*, 82 : 49–64, 2016. doi: [10.1016/j.ijmultiphaseflow.2016.03.003](https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2016.03.003).
- [68] Z. Zhou, C. Lu, C. Zhao, et G. Le. Numerical simulations of water spray on flame deflector during the four-engine rocket launching. *Advances in Space Research*, 65(4) :1296–1305, 2019. doi: [10.1016/j.asr.2019.11.008](https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.11.008).
- [69] David A. Buchta, Gregory Shallcross, et Jesse Capecelatro. Sound and turbulence modulation by particles in high-speed shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 875 :254–285, 2019. doi: [10.1017/jfm.2019.467](https://doi.org/10.1017/jfm.2019.467).
- [70] J. Sachdev, V. Ahuja, A. Hosangadi, et D. Allgood. Analysis of flame deflector spray nozzles in rocket engine test stands. *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2012. doi: [10.2514/6.2010-6972](https://doi.org/10.2514/6.2010-6972).
- [71] A. E. Jones, S. Bekki, et J. A. Pyle. On the atmospheric impact of launching the Ariane 5 rocket. *Journal of Geophysical Research*, 100(8) :16651–16660, 1995. doi: [10.1029/95JD01539](https://doi.org/10.1029/95JD01539).
- [72] S.-L. Kim, S.-H. Kim, et Y. Han. Numerical study on the co and no of rocket plume as the type of water injection in the flame guiding duct. *Journal of the Korean Society of Propulsion Engineers*, 19(3) :33–46, 2015. doi: [10.6108/KSPE.2015.19.3.039](https://doi.org/10.6108/KSPE.2015.19.3.039).

- [73] T.-S. Wang et P. McConnaughey. Computational pollutant environment assessment from propulsion-system testing. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 33(3) :386–392, 1996. doi: [10.2514/3.26772](https://doi.org/10.2514/3.26772).
- [74] F. Canabal et A. Frendi. Study of the ignition overpressure suppression technique by water addition. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 43(4) :853–865, 2006. doi: [10.2514/1.14861](https://doi.org/10.2514/1.14861).
- [75] J.-B. Dargaud. Simulation numérique de l’onde de souffle et du bruit de jet au décollage d’un lanceur. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2013.
- [76] J. Eggers et E. Villermaux. Physics of liquid jets. *Reports on Progress in Physics*, (71) : 036601, 2008. doi: [10.1088/0034-4885/71/3/036601](https://doi.org/10.1088/0034-4885/71/3/036601).
- [77] D. F. Rutland et G. J. Jameson. A non-linear effect in the capillary instability of liquid jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 46(2) :267–271, 1971. doi: [10.1017/S0022112071000521](https://doi.org/10.1017/S0022112071000521).
- [78] E. Villermaux et H. Rehab. Mixing in coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 425 : 161–185, 2000. doi: [10.1017/S002211200000210X](https://doi.org/10.1017/S002211200000210X).
- [79] E. Villermaux. Mixing and spray formation in coaxial jets. *Journal of Propulsion and Power*, 14(5) :807–817, 1998. doi: [10.2514/2.5344](https://doi.org/10.2514/2.5344).
- [80] P. Marmottant et E. Villermaux. On spray formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 498 : 73–11, 2004. doi: [10.1017/S0022112003006529](https://doi.org/10.1017/S0022112003006529).
- [81] P. E. Dimotakis. Two-dimensional shear-layer entrainment. *AIAA Journal*, 24(11) :1791–1796, 1986. doi: [10.2514/3.9525](https://doi.org/10.2514/3.9525).
- [82] L. P. Bernal et A. Roshko. Streamwise vortex structure in plane mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 170 :499–525, 1986. doi: [10.1017/S002211208600099X](https://doi.org/10.1017/S002211208600099X).
- [83] R. D. Reitz et R. Diwakar. Structure of high-pressure fuel sprays. *Society of Automotive Engineers*, 96(5) :492–509, 1987.
- [84] A. Kashani, H. Parizi, et K. H. Mertins. Multi-step spray modelling of a flat fan atomizer. *Computers and Electronics in Agriculture*, 144 :58–70, 2018. doi: [10.1016/j.compag.2017.11.005](https://doi.org/10.1016/j.compag.2017.11.005).
- [85] S. L. Post et A. J. Hewitt. Flat-fan spray atomization model. *American Society of Agricultural and Biological Engineers*, 61 :1249–1256, 2018. doi: [10.13031/trans.12572](https://doi.org/10.13031/trans.12572).
- [86] R. G. Dorman. The atomization of liquid in a flat spray. *British Journal of Applied Physics*, 3 :189–192, 1952. doi: [10.1088/0508-3443/3/6/305](https://doi.org/10.1088/0508-3443/3/6/305).
- [87] A. L. Altieri et S. A. Cryer. Break-up of sprayed emulsions from flat-fan nozzles using a hole kinematics model. *Biosystems Engineering*, 169 :104–114, 2018. ISSN 1537-5110. doi: [10.1016/j.biosystemseng.2018.02.006](https://doi.org/10.1016/j.biosystemseng.2018.02.006).
- [88] H. B. Squire. Investigation of the instability of a moving liquid film. *British Journal of Applied Physics*, 4(6) :167, 1953. doi: [10.1088/0508-3443/4/6/302](https://doi.org/10.1088/0508-3443/4/6/302).
- [89] R. P. Fraser, P. Eisenklam, N. Dombrowski, et D. Hasson. Drop formation from rapidly moving liquid sheets. *A.I.Ch.E. Journal*, 8(5) :672–680, 1962. doi: [10.1002/aic.690080522](https://doi.org/10.1002/aic.690080522).
- [90] N. Dombrowski et W. R. Johns. The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets. *Chemical Engineering Science*, 18(3) :203–214, 1963. ISSN 0009-2509. doi: [10.1016/0009-2509\(63\)85005-8](https://doi.org/10.1016/0009-2509(63)85005-8).

- 
- [91] X. Li et R. S. Tankin. On the temporal instability of a two-dimensional viscous liquid sheet. *Journal of Fluid Mechanics*, 226 :425—443, 1991. doi: [10.1017/S0022112091002458](https://doi.org/10.1017/S0022112091002458).
- [92] R. H. Rangel et W. A. Sirignano. The linear and nonlinear shear instability of a fluid sheet. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(10) :2392–2400, 1991. doi: [10.1063/1.858177](https://doi.org/10.1063/1.858177).
- [93] P. K. Senecal, D. P. Schmidt, I. Nouar, C. J. Rutland, R. D. Reitz, et M. L. Corradini. Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization. *International Journal of Multiphase Flow*, 25(6) :1073–1097, 1999. ISSN 0301-9322. doi: [10.1016/S0301-9322\(99\)00057-9](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(99)00057-9).
- [94] N. Dombrowski et P. C. Hooper. The effect of ambient density on drop formation in sprays. *Chemical Engineering Science*, 17(4) :291–305, 1962. ISSN 0009-2509. doi: [10.1016/0009-2509\(62\)85008-8](https://doi.org/10.1016/0009-2509(62)85008-8).
- [95] K. D. Squires et J. K. Eaton. Preferential concentration of particles by turbulence. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3 :1169–1178, 1991. doi: [10.1063/1.858045](https://doi.org/10.1063/1.858045).
- [96] R. D. Reitz. Atomization and other breakup regimes of a liquid jet. Thèse de doctorat, University Microfilms International, 1978.
- [97] R. Reitz et F. Bracco. Mechanisms of breakup of round liquid jets. *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, 3 :233–249, 1986, .
- [98] G. M. Faeth. Structure and atomization properties of dense turbulent sprays. *Symposium on Combustion*, 23(1) :1345–1352, 1990. doi: [10.1016/S0082-0784\(06\)80399-1](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(06)80399-1).
- [99] J. W. Hoyt et J. J. Taylor. Waves on water jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 83(1) :119–127, 1977. doi: [10.1017/S0022112077001074](https://doi.org/10.1017/S0022112077001074).
- [100] F. Xiao, Mehriar Dianat, et James Mcguirk. LES of turbulent liquid jet primary breakup in turbulent coaxial air flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 60 :103–118, 2013. doi: [10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.11.013](https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.11.013).
- [101] T. Saito, E. D. Hughes, et M. W. Carbon. Multi-fluid modeling of annular two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, 50 :225–271, 1978. doi: [10.1016/0029-5493\(78\)90041-9](https://doi.org/10.1016/0029-5493(78)90041-9).
- [102] J. C. Lasheras et E. J. Hopfinger. Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32(1) :275–308, 2000. doi: [10.1146/annurev.fluid.32.1.275](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.275).
- [103] C. M. Varga, J. C. Lasheras, et E. J. Hopfinger. Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 497 :405–434, 2003. doi: [10.1017/S0022112003006724](https://doi.org/10.1017/S0022112003006724).
- [104] A. H. Lefebvre et V. G. McDonell. Atomization and Sprays. CRC Press, 2017.
- [105] E. J. Hopfinger. Uriel Frisch, editor, *Advances in Turbulence VII*, pages 69–78. Springer Netherlands, 1998. doi: [10.1007/978-94-011-5118-4\\_17](https://doi.org/10.1007/978-94-011-5118-4_17).
- [106] J. W. Strutt et L. Rayleigh. On the instability of jets. *Proceedings of the London mathematical society*, 10 :4–13, 1878. doi: [10.1112/plms/s1-10.1.4](https://doi.org/10.1112/plms/s1-10.1.4).
- [107] E. Villermaux. Fragmentation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 39 :419–446, 2007. doi: [10.1146/annurev.fluid.39.050905.110214](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.39.050905.110214).
- [108] M. Pilch et C. A. Erdman. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop.

- International Journal of Multiphase Flow*, 13(6) :741–757, 1987. doi: [10.1016/0301-9322\(87\)90063-2](https://doi.org/10.1016/0301-9322(87)90063-2).
- [109] K. Pougatch, J. McMillan, et M. E. Salcudean. Average droplet diameter spatial distribution in a spray after gas-assisted premixed atomization. *Atomization and Sprays*, 21(8) :687–709, 2011. ISSN 1044-5110. doi: [10.1615/AtomizSpr.2012004379](https://doi.org/10.1615/AtomizSpr.2012004379).
- [110] K. L. Wert. A rationally-based correlation of mean fragment size for drop secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 21(6) :1063–1071, 1995. doi: [10.1016/0301-9322\(95\)00036-W](https://doi.org/10.1016/0301-9322(95)00036-W).
- [111] F. Doisneau, F. Laurent, A. Murrone, J. Dupays, et M. Massot. Eulerian multi-fluid models for the simulation of dynamics and coalescence of particles in solid propellant combustion. *Journal of Computational Physics*, 234 :230–262, 2013. ISSN 0021-9991. doi: [10.1016/j.jcp.2012.09.025](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2012.09.025).
- [112] I. Langmuir. The production of rain by a chain reaction in cumulus clouds at temperatures above freezing. *Journal of Atmospheric Sciences*, 5(5) :175–192, 1948. doi: [10.1175/1520-0469\(1948\)005<0175:TPORBA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1948)005<0175:TPORBA>2.0.CO;2).
- [113] K. V. Beard et S. N. Grover. Numerical collision efficiencies for small raindrops colliding with micron size particles. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(2) :543–550, 1974. doi: [10.1175/1520-0469\(1974\)031<0543:NCEFSR>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1974)031<0543:NCEFSR>2.0.CO;2).
- [114] P. R. Brazier-Smith, S. G. Jennings, J. Latham, et B. J. Mason. The interaction of falling water drops : coalescence. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 326(1566) :393–408, 1972. doi: [10.1098/rspa.1972.0016](https://doi.org/10.1098/rspa.1972.0016).
- [115] G. Blanchard. Modélisation et simulation multi-échelles de l’atomisation d’une nappe liquide cisailée. Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace (ISAE), 2014.
- [116] M. R. Baer et J. W. Nunziato. A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials. *International Journal of Multiphase Flow*, 12(6) :861–889, 1986. doi: [10.1016/0301-9322\(86\)90033-9](https://doi.org/10.1016/0301-9322(86)90033-9).
- [117] M. Labois. Modélisation des déséquilibres mécaniques dans les écoulements diphasiques : Approches par relaxation et par modèle réduit. Thèse de doctorat, Université de Provence, 2008.
- [118] N. Rutard, L.-H. Dorey, C. Le Touze, et S. Ducruix. Large-eddy simulation of an air-assisted liquid jet under a high-frequency transverse acoustic forcing. *International Journal of Multiphase Flow*, 122, 2019. doi: [10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.103144](https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.103144).
- [119] P. Gaillard, C. Le Touze, L. Matuszewski, et A. Murrone. Numerical simulation of cryogenic injection in rocket engine combustion chambers. *Journal Aerospace Lab*, (11) :1–11, 2016, .
- [120] J. Magnaudet, M. Rivero, et J. Fabre. Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble. Part 1. Steady straining flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 284 :97–135, 1995. doi: [10.1017/S0022112095000280](https://doi.org/10.1017/S0022112095000280).
- [121] G. Tryggvason, B. Bunner, A. Esmaeeli, D. Juric, N. Al-Rawahi, W. Tauber, J. Han, S. Nas, et Y.-J. Jan. A front-tracking method for the computations of multiphase flow. *Journal of Computational Physics*, 169(2) :708–759, 2001. doi: [10.1006/jcph.2001.6726](https://doi.org/10.1006/jcph.2001.6726).



- 
- [122] C. W. Hirt et B. D. Nichols. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39(1) :201–225, 1981. ISSN 0021-9991. doi: [10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5).
- [123] A. Vallet, A. A. Burluka, et R. Borghi. Development of a eulerian model for the "atomization" of a liquid jet. *Atomization and Sprays*, 11 :619–642, 2001. doi: [10.1615/AtomizSpr.v11.i6.20](https://doi.org/10.1615/AtomizSpr.v11.i6.20).
- [124] N. Beheshti, A. A. Burluka, et M. Fairweather. Assessment of  $\epsilon - Y_{liq}$  model predictions for air-assisted atomisation. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 21 :381–397, 2007. doi: [10.1007/s00162-007-0052-3](https://doi.org/10.1007/s00162-007-0052-3).
- [125] C. Stevenin, A. Vallet, S. Tomas, M. Amielh, et F. Anselmet. Eulerian atomization modeling of a pressure-atomized spray for sprinkler irrigation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 57 :142–149, 2015. doi: [10.1016/j.ijheatfluidflow.2015.11.010](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2015.11.010).
- [126] A. Toutant, E. Labourasse, O. Lebaigue, et O. Simonin. DNS of the interaction between a deformable buoyant bubble and a spatially decaying turbulence : A priori tests for LES two-phase flow modelling. *Computers and Fluids*, 37 :877–886, 2007. doi: [10.1016/j.compfluid.2007.03.019](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2007.03.019).
- [127] J. Chesnel. Simulation aux grandes échelles de l’atomisation, application à l’injection automobile. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2010.
- [128] J. Chesnel, J. Reveillon, T. Ménard, et F. X. Demoulin. Large eddy simulation of liquid jet atomization. *Atomization and Sprays*, 21(9) :711–736, 2011. doi: [10.1615/AtomizSpr.2012003740](https://doi.org/10.1615/AtomizSpr.2012003740).
- [129] D. L. Youngs. Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion. *Numerical methods for fluid dynamics*, 1982.
- [130] D. Gueyffier, J. Li, A. Nadim, R. Scardovelli, et S. Zaleski. Volume-of-fluid Interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows. *Journal of Computational Physics*, 152 :423–456, 1999. doi: [10.1006/jcph.1998.6168](https://doi.org/10.1006/jcph.1998.6168).
- [131] M. H. Yuan, Y. H. Yang, T. S. Li, et Z. H. Hu. Numerical simulation of film boiling on a sphere with a volume of fluid interface tracking method. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 :1646–1657, 2008.
- [132] D. Dai et A. Y. Tong. Analytical interface reconstruction algorithms in the PLIC-VOF method for 3D polyhedral unstructured meshes. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 91(5) :213–227, 2019.
- [133] S. Osher et J. A. Sethian. Fronts propagating with curvature-dependent speed : algorithms based on hamilton-jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 79 :12–49, 1988. doi: [10.1016/0021-9991\(88\)90002-2](https://doi.org/10.1016/0021-9991(88)90002-2).
- [134] D. Enright, R. Fedkiw, J. Ferziger, et I. Mitchell. A hybrid particle Level Set method for improved interface capturing. *Journal of Computational Physics*, 183(1) :83–116, 2002. doi: [10.1006/jcph.2002.7166](https://doi.org/10.1006/jcph.2002.7166).
- [135] P. Trontin. Développement d’une approche de type LES pour la simulation d’écoulements diphasiques avec interface. Application à l’atomisation primaire. Thèse de doctorat, Institut supérieur de l’aéronautique et de l’espace, 2009.

- [136] S. E. Hieber et P. Koumoutsakos. A Lagrangian particle level set method. *Journal of Computational Physics*, 210(1) :342–367, 2005. doi: [10.1016/j.jcp.2005.04.013](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2005.04.013).
- [137] Z. Li, F. A. Jaberi, et T. I.-P. Shih. A hybrid Lagrangian–Eulerian particle-level set method for numerical simulations of two-fluid turbulent flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 56(12) :2271–2300, 2008. doi: [10.1002/fld.1621](https://doi.org/10.1002/fld.1621).
- [138] V. Mihalef, M. Sussman, et D. Metaxas. The Marker Level Set method : a new approach to computing accurate interfacial dynamics. *Journal of Computational Physics*, 2007.
- [139] D. Zuzio. Direct numerical simulation of two phase flows with adaptive mesh refinement. Thèse de doctorat, École nationale supérieure de l’aéronautique et de l’espace, 2010.
- [140] N. Balcazar, O. Lehmkuhl, L. Jofre, J. Rigola, et A. Oliva. A coupled volume-of-fluid/level-set method for simulation of two-phase flows on unstructured meshes. *Computers and Fluids*, 124 :12–29, 2016. doi: [10.1016/j.compfluid.2015.10.005](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2015.10.005).
- [141] S. Jay, F. Lacas, et S. Candel. Combined surface density concepts for dense spray combustion. *Combustion and Flame*, 144 :558–577, 2005. doi: [10.1016/j.combustflame.2005.07.017](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2005.07.017).
- [142] R. Lebas. Modélisation eulérienne de l’atomisation hautepression - influences sur la vaporisation et la combustion induite. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2007.
- [143] R. D. Reitz. Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomisation and Spray Technology*, 3 :309–337, 1987.
- [144] M. Herrmann. A parallel Eulerian interface tracking/Lagrangian point particle multi-scale coupling procedure. *Journal of Computational Physics*, 229(3) :745–759, 2010. ISSN 0021-9991. doi: [10.1016/j.jcp.2009.10.009](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2009.10.009).
- [145] D. Zuzio, J.-L. Estivalezes, P. Villedieu, et G. Blanchard. Numerical simulation of primary and secondary atomization. *Comptes Rendus Mécanique*, 341 :15–25, 2013. doi: [10.1016/j.crme.2012.10.003](https://doi.org/10.1016/j.crme.2012.10.003).
- [146] F. A. Williams. Spray combustion and atomization. *The Physics of Fluids*, 1(6) :541–545, 1958. doi: [10.1063/1.1724379](https://doi.org/10.1063/1.1724379).
- [147] C. Le Touze, L.-H. Dorey, N. Rutard, et A. Murrone. A compressible two-phase flow framework for Large Eddy Simulations of liquid-propellant rocket engines. *Applied Mathematical Modelling*, 84 :265–286, 2020. ISSN 0307-904X. doi: [10.1016/j.apm.2020.03.028](https://doi.org/10.1016/j.apm.2020.03.028).
- [148] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment. *Monthly Weather Review*, 91(3) :99–164, 1963. doi: [10.1175/1520-0493\(1963\)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2).
- [149] L. Schiller et Z. Naumann. A drag coefficient correlation. *Zeit. Ver. Deutsch. Ing.*, pages 77–318, 1935.
- [150] E. F. Toro, M. Spruce, et W. Speares. Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver. *Shock Waves*, 4(1) :25–34, 1994. doi: [10.1007/BF01414629](https://doi.org/10.1007/BF01414629).
- [151] C. Le Touze, A. Murrone, et H. Guillard. Multislope MUSCL method for general unstructured meshes. *Journal of Computational Physics*, 284 :389–418, 2015. ISSN 0021-9991. doi: [10.1016/j.jcp.2014.12.032](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2014.12.032).



- 
- [152] F. Haider, B. Courbet, et J.-P. Croisille. A high-order interpolation for the finite volume method : The Coupled Least Squares reconstruction. *Computers and Fluids*, 176 :20–39, 2018. ISSN 0045-7930. doi: [10.1016/j.compfluid.2018.09.009](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2018.09.009).
- [153] Y. Saad et M. H. Schultz. GMRES : A Generalized Minimal Residual Algorithm for Solving Nonsymmetric Linear Systems. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, 7 (3) :856–869, 1986. doi: [10.1137/0907058](https://doi.org/10.1137/0907058).
- [154] R. Paysant, E. Laroche, J. Troyes, D. Donjat, P. Millan, et P. Buet. Scale resolving simulations of a high-temperature turbulent jet in a cold crossflow : Comparison of two approaches. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 92 :108862, 2021. ISSN 0142-727X. doi: [10.1016/j.ijheatfluidflow.2021.108862](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2021.108862).
- [155] G. I. Taylor. The spectrum of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences*, 164(919) :476–490, 1938. doi: [10.1098/rspa.1938.0032](https://doi.org/10.1098/rspa.1938.0032).
- [156] M. Stahl, M. Gnirb, N. Damaschke, et C. Tropea. Laser doppler measurements of nozzle flow and optical characterisation of the generated spray. *20th ILASS - Europe Meeting*, pages 337–342, 2005.
- [157] V. Morin, J. Troyes, F. Vuillot, et C. Bogey. Large-eddy simulation of a water jet exhausting into quiescent air. *AIAA Journal*, 0(0) :1–16, 2022. doi: [10.2514/1.J062067](https://doi.org/10.2514/1.J062067).
- [158] C. Stevenin. Étude de l’atomisation d’un jet d’eau haute vitesse. Application à l’irrigation par aspersion et à la pulvérisation. Thèse de doctorat, Ecole Centrale Marseille, 2012.
- [159] P.-K. Wu, R. F. Miranda, et G. M. Faeth. Effects of initial flow conditions on primary breakup of nonturbulent and turbulent liquid jets. *32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1994. doi: [10.1615/AtomizSpr.v5.i2.40](https://doi.org/10.1615/AtomizSpr.v5.i2.40).
- [160] Y. Tambour. A lagrangian sectional approach for simulating droplet size distribution of vaporizing fuel sprays in a turbulent jet. *Combustion and Flame*, 60(1) :15–28, 1985. ISSN 0010-2180. doi: [10.1016/0010-2180\(85\)90115-4](https://doi.org/10.1016/0010-2180(85)90115-4).
- [161] J. B. Greenberg, I. Silverman, et Y. Tambour. On the origins of spray sectional conservation equations. *Combustion and Flame*, 93(1) :90–96, 1993. ISSN 0010-2180. doi: [10.1016/0010-2180\(93\)90085-H](https://doi.org/10.1016/0010-2180(93)90085-H).



# Table des figures

1	Injection d'eau sur le pas de tir pour la réduction acoustique : (a) sur le complexe de lancement 39A du Kennedy Space Center ©NASA/Kim Shiflett, (b) pour le lancement d'Ariane 5 VA233 ©ESA/Stéphane Corvaja. . . . .	v
1.1	Régimes d'un jet supersonique. . . . .	3
1.2	Structure du jet supersonique sur-détendu. . . . .	4
1.3	Sources acoustiques d'un jet supersonique. . . . .	4
1.4	Exemple de spectre d'un jet supersonique non adapté, issu de Seiner [21], où est tracée la densité spectrale de puissance en fonction du nombre de Strouhal, pour $\theta = 150^\circ$ . . . . .	5
1.5	Représentation du système d'axe de la configuration. . . . .	5
1.6	Variations de l'amplitude des fluctuations de pression du bruit de choc large-bande à $\theta = 90^\circ$ avec la pression de sortie du jet [26]. $\square M_{ej} = 1$ , $\circ M_{ej} = 1.45$ , $\triangle M_{ej} = 1.99$ . . . . .	7
1.7	Niveau de pression acoustique [dB] en fonction de la fréquence dans la direction d'observation $\theta = 45^\circ$ , pour un jet froid sur-détendu : – sans injection d'eau, – avec injection d'eau [1]. . . . .	11
1.8	Intensité sonore totale de deux jets supersoniques en fonction de la direction d'observation $\theta$ , avec et sans injection d'eau [2]. . . . .	12
1.9	Représentation du système d'axe et des paramètres de la configuration. . . . .	12
1.10	Étude acoustique de jet sans injection d'eau, avec injection sans grille, et avec injection en présence de la grille : (a) intensité sonore totale en fonction de la direction d'observation, pour un jet de nombre de Mach $M_{ej} = 1.7$ , (b) niveau acoustique en fonction de la fréquence dans la direction $\theta = 90^\circ$ , pour un jet de nombre de Mach $M_{ej} = 1.6$ [2]. . . . .	16
1.11	Réduction acoustique totale d'un jet subsonique avec injection d'eau en fonction du rapport du débit d'eau sur le débit du jet, pour deux diamètres de buse d'injection notés DWJ dans la légende [60]. . . . .	16
1.12	Mécanisme d'atomisation d'un jet liquide. . . . .	18
1.13	Schéma simplifié du principe de la tension de surface, dans le cas d'une interface eau-air. $\rightarrow$ forces de Van der Waals, $\rightarrow$ forces résultantes à l'interface, – interface, $\bullet$ molécule d'eau. . . . .	19
1.14	Principe de l'effet de la tension de surface dans le cas d'une interface courbe : en haut surface plane, en bas surface courbée. . . . .	20

1.15	Représentation des rayons de courbure $R_1$ et $R_2$ à l'interface. — contour d'une surface $dS$ de l'interface, — deux lignes orthogonales à l'interface. . . . .	20
1.16	Instabilité capillaire [77]. . . . .	21
1.17	Instabilité de Kelvin-Helmholtz. . . . .	22
1.18	Développement d'une instabilité transverse de Rayleigh-Taylor [80]. . . . .	24
1.19	Modes d'instabilité d'un film liquide. . . . .	24
1.20	Structure du jet liquide en fonction des différents régimes d'atomisation [98]. . . . .	26
1.21	Classification des régimes d'atomisation en fonction des nombres d'Ohnesorge et Weber gazeux [98]. . . . .	26
1.22	Photographies des régimes de rupture dans le cas d'une <i>air-blast atomization</i> de Lasheras et Hopfinger [102]. De gauche à droite et de haut en bas : régime de <i>Rayleigh</i> , de <i>membrane</i> , de <i>fibres</i> et <i>superpulsant</i> . . . . .	27
1.23	Classification des régimes d' <i>air-blast atomization</i> établie par Hopfinger [105] en fonction du nombre de Reynolds liquide et du nombre de Weber gazeux $We_g = \rho_g U_g^2 D / \gamma$ . . . . .	28
1.24	Formation d'un ligament liquide à partir d'une instabilité de Rayleigh-Taylor [80]. . . . .	29
1.25	Principe de la désintégration d'un jet plat [90]. . . . .	30
1.26	Photographies de la fragmentation d'une goutte de 5 mm de diamètre dans un courant d'air ascendant [107]. . . . .	31
1.27	Régimes de fragmentation d'une goutte liquide selon Pilch et Erdman [108] en fonction du nombre de Weber de la goutte. . . . .	32
1.28	Champ de fraction volumique de liquide avec la méthode à interface diffuse utilisée par Blanchard [115]. . . . .	33
1.29	Fraction volumique de liquide dans un maillage cartésien avec la méthode VOF intégrant la reconstruction d'interface en rouge. . . . .	35
1.30	Mécanisme d'atomisation selon le modèle de Reitz [143]. . . . .	38
1.31	Répartition des gouttes avec le modèle de Reitz [143], pour (a) $We_g = 9$ , (b) $We_g = 36.2$ , (c) $We_g = 90$ et (d) $We_g = 452$ . • gouttes non fragmentées, o gouttes issues de la fragmentation. . . . .	39
1.32	Interface liquide-gaz et gouttes d'un jet simulé par Herrmann [144] par couplage ELSA. . . . .	40
1.33	Champ de fraction volumique de liquide ( <i>AlphaL</i> ) et rayon des gouttes ( <i>Radius</i> ) obtenus par le couplage entre un solveur à phase dense et un solveur à phase dispersée effectuée par Zuzio et al. [145]. . . . .	41
2.1	Principe de création et de convection des spots turbulents avec la SEM. . . . .	50
2.2	Buse utilisée au banc MARTEL. . . . .	53
2.3	Géométrie de la buse MARTEL en coupe : (a) dans le plan (X,Z), (b) dans le plan (X,Y). . . . .	53
2.4	Diagrammes d'atomisation de (a) Stahl et al. [156], (b) Reitz [96], • point de fonctionnement de la buse MARTEL au débit maximal $q_l = 0.376 \text{ kg s}^{-1}$ . . . . .	54
2.5	Ombroscopies expérimentales instantanées du jet des buses MARTEL pour le débit $q_l = 0.376 \text{ kg s}^{-1}$ : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	55

2.6	Ombroscopies expérimentales moyennes du jet des buses MARTEL pour le débit $q_l = 0.376 \text{ kg s}^{-1}$ : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	55
3.1	Experimental water nozzle [158]. . . . .	59
3.2	Shadowgraphics of the jet in Stevenin [125] at different distances to the nozzle exit. . . . .	59
3.3	Atomization regimes : (a) Stahl et al. [156], (b) Reitz [96]. ●— St : working point of the nozzle in Stevenin [158], ●— Ma : working point of the nozzle at MARTEL. . . . .	60
3.4	Mesh representation : (a) full mesh, (b) zoom. . . . .	60
3.5	Reduced meshes cuts : (a) $\delta_{grid} = 0.0229D$ , (b) $\delta_{grid} = 0.0183D$ . . . . .	62
3.6	Power spectral density of $u_x$ obtained at $r/D = 0.4$ using SEM with $N = 100$ and $\sigma_1 = 0.2D$ , $\sigma_2 = 0.1D$ and $\sigma_3 = 0.05D$ : (a) at the nozzle inlet, (b) at the nozzle exit. . . . .	62
3.7	Power spectral density of $u_x$ obtained at $r/D = 0.4$ using SEM with $\sigma = 0.1D$ and $N = 50$ , $N = 100$ and $N = 200$ : (a) at the nozzle inlet, (b) at the nozzle exit. . . . .	63
3.8	Field in (X,Y) plane of : (a) $Q_l$ criterion at $t = 111.5 D/U_{ej}$ , (b) turbulence intensity. . . . .	64
3.9	Variations of the turbulent intensity with the axial distance to the nozzle exit : (a) at $r/D = 0.4$ for the two meshes, (b) at $r = 0$ and $r/D = 0.4$ for $\delta_{grid}/D = 0.0183$ . . . . .	64
3.10	Power spectral density of $u_x$ obtained at $r/D = 0.4$ using SEM with $N = 100$ and $\sigma/D = 10$ : (a) at $X = 0$ for $\delta_{grid}/D = 0.0229$ and $\delta_{grid}/D = 0.0183$ , (b) for $\delta_{grid}/D = 0.0183$ . . . . .	65
3.11	Radial profiles at the nozzle exit of : (a) the axial velocity, (b) the turbulent intensity. . . . .	66
3.12	Radial profiles at $X/D = 1$ of : (a) the axial velocity, (b) the turbulent intensity. . . . .	67
3.13	Power spectral density of $u_x$ obtained at $r/D = 0.5$ and $X/D = 1$ using SEM. . . . .	67
3.14	Isosurface of volume fraction $\alpha_l = 0.15$ and streamlines at $t = 111.5 D/U_{ej}$ : (a) without SEM, (b) with SEM ( $N = 100$ , $\sigma/D = 10$ ). . . . .	68
3.15	Isosurface at $t = 111.5 D/U_{ej}$ of : (a) $Q = 10^8$ , (b) $Q_l = 10^5$ . . . . .	69
3.16	Mean turbulent intensity field in (X,Y) plane. . . . .	69
3.17	Power spectral density of $u_x$ at $r/D = 0.5$ for $\delta_{grid}/D = 0.0183$ with $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ and $I_c = 5\%$ . . . . .	71
3.18	Power spectral density of $u_x$ at $X/D = 10$ and $r/D = 0.5$ for $\delta_{grid}/D = 0.0229$ and $\delta_{grid}/D = 0.0183$ . . . . .	71
3.19	Power spectral densities of $u_x$ at $r/D = 0.5$ for $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ with the SEM intensity $I_c = 5\%$ and $I_c = 10\%$ at $X/D = 10$ , and for $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$ with the SEM intensity $I_c = 5\%$ at $X/D = 15$ . . . . .	72
3.20	Radial profiles of the axial velocity at $X/D = 1$ and $r/D = 0.5$ for $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ with the SEM intensity $I_c = 5\%$ and $I_c = 10\%$ , and for $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$ with the SEM intensity $I_c = 5\%$ . . . . .	72
3.21	Interface detection method. . . . .	73
3.22	Mean jet half-width in the LES and in the experiment [158]. . . . .	73
3.23	Numerical interface detection method from a slice of the isosurface $\alpha_l = 0.15$ . . . . .	74
3.24	Mean jet half-width in the LES using the criterion $\alpha_{l_{limit}} = 0.15$ and using the interface detection method, and in the experiment [158]. . . . .	74

3.25	Mean jet half-width in the LES using $\alpha_{l_{limit}} = 0.15$ : (a) using the two grids with $I_c = 5\%$ and using the finer grid with $I_c = 10\%$ , (b) for the two exit velocities $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ and $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$ with $I_c = 5\%$ using the finer grid. . . . .	75
3.26	PSD of the axial velocity at $X/D = 1$ and $r/D = 0.5$ for $U_{ej} = 24.37 \text{ m s}^{-1}$ with $I_c = 5\%$ and $I_c = 10\%$ , and for $U_{ej} = 27.62 \text{ m s}^{-1}$ with $I_c = 5\%$ , using the finer grid. . . . .	76
3.27	Radial profiles of liquid volume fraction for the LES at $X/D = 20, 30, 40$ and for the experiments [125] at $X/D = 210$ . . . . .	77
3.28	Mean value of the liquid volume fraction of droplets in the (X,Y) plane : (a) without impingement, (b) with impingement in the model of Le Touze et al. [147]. . . . .	78
3.29	Mean radial profiles of the liquid volume fraction of droplets at $X/D = 30$ . . . . .	79
3.30	Mean values of the atomization rate $S_a$ [ $\text{kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ] in the plane (X,Y), for the simulation without impingement. . . . .	79
3.31	Mean values of the atomization rate $S_a$ [ $\text{kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ] and streamlines of the droplets in the atomization region in the (X,Y) plane, simulation without impingement. . . . .	80
3.32	Mean radial profiles of the atomization rate $S_a$ , the impingement rate $-S_i$ , and the total mass transfer rate $S_a - S_i$ , in the simulation with atomization and impingement terms at $X/D = 30$ . . . . .	80
4.1	Maillage de la buse MARTEL : (a) coupe dans le plan d'évasement (b) zoom sur la zone raffinée dans le plan d'évasement, (c) zoom sur la zone raffinée dans le plan latéral. . . . .	85
4.2	Champs moyens de la fraction volumique de liquide : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	86
4.3	Champs moyens de la vitesse axiale et vecteurs vitesse : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	87
4.4	Champs moyens de la pression statique : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	87
4.5	Profils radiaux de la vitesse axiale moyenne entre $X/D_{eq} = -0.6$ et $X/D_{eq} = 0.6$ : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	88
4.6	Champs instantanés du critère $Q_l$ : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	89
4.7	Variations sur l'axe en fonction de la distance à la sortie de buse : (a) du taux de turbulence, (b) de la vitesse axiale moyenne. . . . .	90
4.8	Variations du taux de turbulence sur l'axe pour les intensités SEM $I_c = 5, 30$ et $60\%$ . . . . .	91
4.9	PSD de la vitesse axiale pour les intensités SEM $I_c = 5, 30$ et $60\%$ : (a) en $X = 0$ sur l'axe, (b) en $X = 0, Z = 0$ et $Y/D_{eq} = 0.2$ . . . . .	91
4.10	Isosurface instantanée de la fraction volumique de liquide $\alpha_l = 0.15$ dans le plan d'évasement pour les intensités SEM : (a) $I_c = 5\%$ , (b) $I_c = 30\%$ , (c) $I_c = 60\%$ . . . . .	92
4.11	Isosurface instantanée de la fraction volumique de liquide $\alpha_l = 0.15$ dans le plan latéral pour les intensités SEM : (a) $I_c = 5\%$ , (b) $I_c = 30\%$ , (c) $I_c = 60\%$ . . . . .	93
4.12	Profils radiaux du taux de turbulence pour $I_c = 60\%$ entre $X/D_{eq} = -0.6$ et $X/D_{eq} = 0.6$ : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	94

4.13	PSD de la vitesse axiale en $X/D_{eq} = -5.0849, 0$ et $1$ : (a) sur l'axe, (b) en $Z = 0$ et $Y/D_{eq} = 0.2$ . . . . .	94
5.1	Maillage avec une zone raffinée étendue jusqu'à $X/D_{eq} = 30$ : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	98
5.2	Variations du diamètre équivalent des mailles : (a) sur l'axe, (b) dans le plan latéral en $X/D_{eq} = 10, 20$ et $30$ . . . . .	99
5.3	Isosurface instantanée de la fraction volumique de liquide $\alpha_l = 0.15$ : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	101
5.4	Champ moyen de la fraction volumique de liquide : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	102
5.5	Champs instantanés de la fraction volumique de liquide dans les plans transverses au jet : (a) en $X/D_{eq} = 10$ , (b) en $X/D_{eq} = 15$ , (c) en $X/D_{eq} = 20$ , (d) en $X/D_{eq} = 25$ . . . . .	102
5.6	Champs moyens de la fraction volumique de liquide dans le plan d'évasement : (a) en $X/D_{eq} = 10$ , (b) en $X/D_{eq} = 15$ , (c) en $X/D_{eq} = 20$ , (d) en $X/D_{eq} = 25$ . . . . .	103
5.7	Variations sur l'axe : (a) de la vitesse axiale moyenne, (b) de la pression moyenne. . . . .	103
5.8	Isosurface de la fraction volumique de liquide $\alpha_l = 0.15$ obtenue par la simulation à gauche et l'ombroscopie obtenue dans l'expérience à droite : (a) à un instant donné, (b) en moyenne. . . . .	104
5.9	Demi-largeur du jet dans l'expérience et dans la simulation pour les isosurfaces de fraction volumique $\alpha_l = 0.5, 0.15$ et $0.1$ : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan (X,Y)'. . . . .	105
5.10	Écart relatif entre la demi-largeur du jet obtenue dans la simulation pour $\alpha_l = 0.1, 0.15$ et $0.5$ et celle de l'expérience : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan (X,Y)'. . . . .	105
5.11	Variations de la demi-épaisseur du jet dans la simulation dans le plan latéral. . . . .	106
5.12	Taux de turbulence : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	106
5.13	Taux de turbulence dans les plans transverses : (a) en $X/D_{eq} = 10$ , (b) en $X/D_{eq} = 15$ , (c) en $X/D_{eq} = 20$ , (d) en $X/D_{eq} = 25$ . . . . .	107
5.14	Variations du taux de turbulence sur l'axe et dans le plan latéral en $Y/D_{eq} = 0.2$ . . . . .	108
5.15	Champs moyens de la vitesse fluctuante RMS : (a) de la composante $x$ dans le plan d'évasement, (b) de la composante $x$ dans le plan latéral, (c) de la composante $y$ dans le plan d'évasement, (d) de la composante $y$ dans le plan latéral, (e) de la composante $z$ dans le plan d'évasement, (f) de la composante $z$ dans le plan latéral, $- u_{RMS}/U_{ej} = 0.25$ . . . . .	109
5.16	Variation des trois composantes de la vitesse fluctuante RMS sur l'axe. . . . .	110
5.17	PSD de la vitesse dans le plan latéral en $Y/D_{eq} = 0.2$ et $X/D_{eq} = 5, 10, 15$ et $20$ : (a) de la composante $u_x$ , (b) de la composante $u_y$ . . . . .	110
5.18	PSD de la vitesse en $Y/D_{eq} = 0.2$ , $X/D_{eq} = 15$ , et $Z/D_{eq} = 0, 2$ et $4$ : (a) de la composante axiale, (b) de la composante $y$ . . . . .	111
5.19	PSD de la vitesse $u_y$ en $X/D_{eq} = 15$ dans le plan latéral pour $Y/D_{eq} = 0, 0.2$ et $0.5$ . . . . .	111

5.20	PSD de la vitesse en $X/D_{eq} = 20$ et $Y/D_{eq} = 0.5$ pour $Z/D_{eq} = 0, 2, 4$ et $6$ : (a) de la composante axiale, (b) de la composante $y$ . . . . .	112
5.21	Champ instantané de la fraction volumique de liquide dans le plan latéral : (a) entre $X/D_{eq} = -6$ et $30$ , (b) zoom sur la région entre $X/D_{eq} = 8$ et $21$ . . . . .	113
5.22	Demi-épaisseur du jet dans la simulation pour les deux vitesses d'éjection. . . . .	113
5.23	PSD de la composante $y$ de la vitesse en $X/D_{eq} = 15$ et $Y/D_{eq} = 0.2$ pour $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$ et $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ : (a) en $Z = 0$ , (b) en $Z/D_{eq} = 2$ , (c) en $Z/D_{eq} = 4$ . . . . .	114
5.24	Profils de la vitesse axiale en $X/D_{eq} = 1$ : (a) en $Y = 0$ dans la direction $Z$ , (b) en $Z = 0$ dans la direction $Y$ . . . . .	115
5.25	Profils de la vitesse axiale en $X/D_{eq} = 15$ dans la direction $Y$ : (a) en $Z = 0$ , (b) en $Z/D_{eq} = 2$ . . . . .	115
5.26	Densité de probabilité du diamètre des gouttes du jet de la buse MARTEL entre $X/D_{eq} = 25$ et $X/D_{eq} = 58$ . . . . .	116
5.27	Variations du diamètre moyen de Sauter dans l'expérience pour $170 < X/D_{eq} < 197$ en fonction de $U_{ej}^{-2/3}$ . . . . .	118
5.28	Isosurfaces instantanées de la fraction volumique de liquide de la phase dense à $\alpha_l = 0.15$ en bleu foncé et de la phase dispersée à $\alpha_d = 0.002$ en bleu clair : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	119
5.29	Isosurface instantanée de la fraction volumique de liquide de la phase dispersée à $\alpha_d = 0.002$ : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	120
5.30	Champs moyens de la fraction volumique des gouttes : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	121
5.31	Champs moyens du débit d'atomisation $S_a$ [ $\text{kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ] : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	121
5.32	Champs moyens du débit de pseudo-coalescence $S_i$ [ $\text{kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ] : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	122
5.33	Champs instantanés de la fraction volumique de liquide de la phase dispersée dans les plans transverses du jet : (a) en $X/D_{eq} = 10$ , (b) en $X/D_{eq} = 15$ , (c) en $X/D_{eq} = 20$ , (d) en $X/D_{eq} = 25$ . . . . .	123
5.34	Champs moyens de la fraction volumique de liquide de la phase dispersée dans les plans transverses : (a) en $X/D_{eq} = 10$ , (b) en $X/D_{eq} = 15$ , (c) en $X/D_{eq} = 20$ , (d) en $X/D_{eq} = 25$ . . . . .	123
5.35	Profils de la fraction volumique de liquide avec et sans atomisation et de la fraction volumique de goutte avec atomisation dans le plan latéral en $X/D_{eq} = 30$ et en $Z = 0$ . . . . .	124
5.36	Champs instantanés de la pression : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	124
5.37	Niveaux de pression acoustique dans les zones où $p_{RMS} < 140$ dB et taux de turbulence ailleurs : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	125
5.38	Niveaux de pression acoustique en $X/D_{eq} = 20$ : (a) pour $Y = 0$ dans le plan d'évasement, (b) pour $Z = 0$ dans le plan latéral. . . . .	125
5.39	PSD des fluctuations de pression obtenues en $X/D_{eq} = 20$ : (a) pour $Z/D_{eq} = 20$ dans le plan d'évasement, (b) pour $Y/D_{eq} = 20$ dans le plan latéral. . . . .	126



---

5.40	Profils du niveau de pression acoustique en $X/D_{eq} = 20$ pour $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$ et pour $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ : (a) dans le plan d'évasement, (b) dans le plan latéral. . . . .	127
5.41	Profils en $X/D_{eq} = 20$ dans le plan latéral : (a) de l'énergie cinétique turbulente, (b) du taux de turbulence. . . . .	127
5.42	PSD des fluctuations de pression obtenues pour $U_{ej} = 37.3 \text{ m s}^{-1}$ et pour $U_{ej} = 56 \text{ m s}^{-1}$ , en $X/D_{eq} = 20$ : (a) dans le plan d'évasement pour $Z/D_{eq} = 20$ , (b) dans le plan latéral en $Y/D_{eq} = 20$ . . . . .	128



# Liste des tableaux

1.1	Paramètres des travaux expérimentaux sur la réduction de bruit de jet par injection d'eau. . . . .	13
2.1	Caractéristiques de la buse du banc MARTEL. Les nombres de Reynolds, de Weber et d'Ohnesorge sont donnés pour le débit maximal. . . . .	53
3.1	Injector's parameters. . . . .	58
3.2	Boundary conditions. . . . .	61
4.1	Valeurs imposées aux conditions limites. . . . .	84
5.1	Propriétés des instabilités du jet. . . . .	112



# Table (exhaustive) des matières

<b>Introduction</b>	<b>v</b>
<b>1 État de l'art</b>	<b>1</b>
1.1 Généralités sur le bruit de jet	2
1.1.1 Jets propulsifs	2
1.1.2 Aéroacoustique du jet	3
1.1.2.1 Bruit de mélange turbulent et rayonnement d'onde de Mach	6
1.1.2.2 Bruit de choc large-bande - <i>Broadband Shock-Associated Noise</i> (BBSAN)	6
1.1.2.3 Phénomène de <i>screech</i>	8
1.1.3 Analogie de Lighthill	8
1.1.4 Méthodes numériques pour l'aéroacoustique	9
1.2 Réduction du bruit de jet par injection d'eau	10
1.2.1 Études expérimentales	11
1.2.2 Influence du débit d'injection	14
1.2.3 Influence de l'angle d'injection	14
1.2.4 Influence de la position d'injection	14
1.2.5 Influence du type d'injecteur	15
1.2.6 Simulations de la réduction acoustique par injection d'eau	15
1.2.7 Autres effets de l'injection d'eau	17
1.3 Phénoménologie des écoulements diphasiques	18
1.3.1 Le régime à phase dense	18
1.3.1.1 La tension de surface	18
1.3.1.2 Instabilités à l'interface d'un écoulement diphasique cisailé	20
1.3.2 Description du mécanisme d'atomisation	25
1.3.2.1 Régimes d'atomisation	25
1.3.2.2 Diamètre des gouttes	27
1.3.2.3 Mécanisme de génération des gouttes	28
1.3.2.4 Mécanisme de fragmentation des gouttes	30
1.3.2.5 Coalescence et pseudo-coalescence	32
1.4 Simulation des jets liquides	33

1.4.1	Calcul de la phase dense . . . . .	33
1.4.1.1	Méthodes à interface diffuse . . . . .	33
1.4.1.2	Méthodes à reconstruction d'interface . . . . .	34
1.4.2	Revue des modèles d'atomisation . . . . .	36
1.4.2.1	Résolution implicite : calcul de la densité d'aire interfaciale . . . . .	36
1.4.2.2	Résolution explicite de l'atomisation : calcul des gouttes . . . . .	37
<b>2</b>	<b>Outils et méthodes numériques</b>	<b>43</b>
2.1	Méthodes numériques . . . . .	43
2.1.1	Résolution du régime à phase dense . . . . .	43
2.1.1.1	Système d'équations de conservation . . . . .	44
2.1.1.2	Fermeture des termes de sous-maille . . . . .	45
2.1.1.3	Fermeture thermodynamique . . . . .	46
2.1.2	Résolution du régime à phase dispersée . . . . .	47
2.1.2.1	Système d'équations de conservation de la phase dispersée . . . . .	47
2.1.2.2	Modélisation des termes sources de couplage avec la phase dense . . . . .	48
2.1.3	Méthodes numériques . . . . .	49
2.2	Génération des fluctuations de vitesse par Synthetic-Eddy Method (SEM) . . . . .	49
2.2.1	Création des structures turbulentes . . . . .	50
2.2.2	Formulation du signal turbulent . . . . .	50
2.3	Méthodes de post-traitement . . . . .	51
2.3.1	Stockage des données de simulation . . . . .	51
2.3.2	Obtention des spectres de fluctuations . . . . .	52
2.3.3	Calcul de la vitesse de phase des instabilités . . . . .	52
2.4	Présentation des buses d'injection du banc MARTEL . . . . .	52
2.4.1	Géométrie des buses . . . . .	52
2.4.2	Structure du jet . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Mise en place et validation d'une méthode de calcul pour l'injection d'eau</b>	<b>57</b>
3.1	Experimental setup . . . . .	58
3.2	Mesh and boundary conditions . . . . .	60
3.3	Preliminary SEM results . . . . .	61
3.3.1	SEM parametric study . . . . .	61
3.3.2	Velocity fluctuations inside the nozzle . . . . .	63
3.3.3	Nozzle outlet conditions . . . . .	65
3.4	Analysis of the dense phase instabilities . . . . .	68
3.4.1	Jet transition . . . . .	68
3.4.2	Unstable mode identification . . . . .	70
3.4.3	Liquid-gas interface position : comparison with experiments . . . . .	73
3.5	Atomization of the liquid jet . . . . .	76
3.5.1	Estimation of the droplet diameter . . . . .	77

3.5.2	Simulation results with atomization . . . . .	77
3.6	Conclusion . . . . .	81
<b>4</b>	<b>Adaptation de la méthode pour la simulation des buses d'injection du banc MARTEL</b>	<b>83</b>
4.1	Maillage et conditions limites . . . . .	83
4.2	Caractérisation de l'écoulement dans la buse . . . . .	84
4.2.1	Écoulement moyen . . . . .	84
4.2.2	Fluctuations de vitesse . . . . .	89
4.3	Adaptation de la Synthetic-Eddy Method . . . . .	90
4.4	Caractérisation des fluctuations dans la buse et en sortie . . . . .	92
4.5	Conclusion . . . . .	95
<b>5</b>	<b>Application pour le calcul du jet des buses du banc MARTEL avec atomisation</b>	<b>97</b>
5.1	Mise en évidence de la transition du jet de la buse MARTEL . . . . .	98
5.1.1	Maillage et conditions limites . . . . .	98
5.1.2	Propriétés du jet . . . . .	99
5.1.3	Largeur du jet et comparaison à l'expérience . . . . .	100
5.1.4	Instabilités du jet liquide . . . . .	106
5.1.5	Influence du débit d'eau sur la transition du jet . . . . .	113
5.2	Atomisation du jet des buses MARTEL . . . . .	116
5.2.1	Estimation du diamètre des gouttes . . . . .	116
5.2.2	Analyse de la répartition des gouttes dans le jet . . . . .	117
5.3	Acoustique en champ proche d'une buse isolée . . . . .	122
5.3.1	Influence du débit du jet sur les niveaux acoustiques . . . . .	126
5.4	Conclusion . . . . .	128
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>131</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>135</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>147</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>155</b>





## Résumé

Lors de la phase de décollage, le lanceur, sa charge utile ainsi que le pas de tir sont soumis à de fortes contraintes vibratoires, induites par le bruit des jets des propulseurs. Pour réduire ces contraintes sonores, une des méthodes, dans laquelle s'inscrit cette thèse, consiste à injecter de l'eau sur la table de lancement. De nombreuses études expérimentales ont permis de mettre en évidence et de caractériser la réduction acoustique par injection d'eau. Des études numériques ont également été menées, mais ne prennent pas en compte la totalité du mécanisme d'atomisation du jet liquide. L'objectif de cette thèse est de mettre en oeuvre et valider une méthode numérique permettant de simuler l'injection d'eau de la configuration à échelle réduite du banc d'essai MARTEL de l'institut Pprime, en prenant en compte l'atomisation primaire de la phase dense d'un jet liquide en une phase dispersée de gouttes. L'approche retenue pour le calcul de l'écoulement diphasique est une méthode à interface diffuse permettant la résolution des équations de Navier-Stokes en volumes finis sur maillages non structurés. Les gouttes sont simulées par un solveur dédié, couplé au solveur résolvant la phase dense du jet liquide. Dans un premier temps, la méthode numérique est mise en place et validée sur un jet de la littérature axisymétrique, dont le régime d'atomisation est similaire à celui de la buse du banc MARTEL. Des fluctuations de vitesse sont introduites en entrée de la buse par Synthetic-Eddy Method, et s'avèrent nécessaires pour obtenir une transition du jet liquide, dont les propriétés sont en bon accord avec celles de l'expérience. Le modèle d'atomisation retenu dans cette étude est ensuite activé pour générer un brouillard de gouttes. Dans un second temps, la méthode numérique est appliquée au calcul de l'écoulement dans la buse MARTEL et proche de sa sortie. Le jet simulé est plat et son angle d'évasement en sortie est conforme à ce qui est observé dans l'expérience. L'intensité de la Synthetic-Eddy Method est ensuite augmentée afin d'obtenir des niveaux de fluctuations de vitesse suffisants pour calculer la transition du jet. Dans un troisième temps, le jet de la buse MARTEL avec atomisation est simulé et étudié. La transition du jet est caractérisée par le développement de deux ondes d'instabilité successives à basse et à haute fréquence à l'interface liquide-gaz. La quantité de gouttes produites s'avère être négligeable devant la quantité de liquide présent sous forme dense au niveau de la zone d'impact entre le liquide et le jet principal de gaz du banc MARTEL. Le bruit produit par le jet d'une buse isolée est ensuite étudié. En particulier, ses niveaux sonores en champ proche sont bien plus faibles que les niveaux sonores du jet principal de gaz obtenus au niveau des buses d'injection d'eau. Les travaux réalisés dans cette thèse pourront par la suite être appliqués au calcul du bruit de jet de la configuration du banc MARTEL en présence d'injection d'eau.

**Mots-clés:** ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES, BRUIT DE JET, AÉROACOUSTIQUE, CFD, SIMULATION NUMÉRIQUE, SIMULATION AUX GRANDES ÉCHELLES, ATOMISATION, TURBULENCE, TRANSITION, INSTABILITÉS, INTERFACE DIFFUSE.

## Abstract

During a lift-off, the rocket, its payload and the launch pad are experiencing strong vibratory stresses induced by the noise of the motor jet plume. To reduce the sound levels, one of the methods, in which this thesis is included, consists in injecting water in the jet plume. Many experimental studies have highlighted and characterized the acoustic reduction by water injection. Numerical studies have also been performed, but did not take into account the entire mechanism of atomization of the liquid jet. The objective in this thesis is to use and validate a numerical method able to simulate the water injection of the reduced-scale configuration of the MARTEL test bench at the Pprime Institute, taking into account the primary atomization of the dense phase of the liquid jet into a dispersed phase containing droplets. To simulate the two-phase flow, the chosen approach uses a diffuse-interface method based on the resolution of the Navier-Stokes equations in finite volumes on unstructured meshes. The droplets are simulated by a separated solver, coupled to the main solver calculating the dense phase of the liquid jet. In a first step, the numerical method is set up and validated on an axisymmetric jet from the literature, whose atomization regime is similar to that of the nozzle of the MARTEL bench. Velocity fluctuations are introduced at the nozzle inlet by the Synthetic-Eddy Method, and is necessary to obtain a jet transition whose properties are in good agreement with those of the experiment. The atomization model used in this study is then activated to generate a spray. In a second step, the numerical method is applied to the calculation of the jet in the MARTEL nozzle and near its exit. The simulated jet is flat and its flare angle is consistent with that observed in the experiment. The intensity of the Synthetic-Eddy Method is then increased to obtain sufficient levels of velocity fluctuations to compute the jet transition. In a third step, the MARTEL nozzle jet is simulated with atomization and studied. The jet transition is characterized by the successive growth of a low and high frequency instability waves at the liquid-gas interface. It is found that the amount of droplets produced is negligible compared to the liquid quantity of the dense phase at the impact zone between the liquid and the main jet of the MARTEL bench. The noise produced by the jet of an isolated water nozzle is then studied. In particular, the sound levels in the near-field are much lower than the sound levels of the main gas jet obtained at the position of the water injection nozzles. The simulations conducted in this thesis can be applied in future works to the calculation of the main jet noise of the MARTEL bench configuration in the presence of water injection.

**Keywords:** TWO-PHASE FLOW, JET NOISE, AEROACOUSTICS, CFD, NUMERICAL SIMULATION, LARGE-EDDY-SIMULATION, ATOMIZATION, TURBULENCE, TRANSITION, INSTABILITY, DIFFUSE-INTERFACE.

