



HAL
open science

Simulation multi-échelle de l'atomisation d'un jet liquide sous l'effet d'un écoulement gazeux transverse en présence d'une perturbation acoustique

Swann Thuillet

► To cite this version:

Swann Thuillet. Simulation multi-échelle de l'atomisation d'un jet liquide sous l'effet d'un écoulement gazeux transverse en présence d'une perturbation acoustique. Milieux fluides et réactifs. UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2018. Français. NNT: . tel-02023561

HAL Id: tel-02023561

<https://hal.science/tel-02023561v1>

Submitted on 18 Feb 2019

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

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



Université
de Toulouse



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

Présentée et soutenue le 5 Décembre 2018 par :

SWANN THUILLET

Simulation multi-échelle de l'atomisation d'un jet liquide sous l'effet
d'un écoulement gazeux transverse en présence d'une perturbation
acoustique

JURY

THIERRY SCHULLER	Professeur	Président
ALAIN BERLEMONT	Directeur de recherche	Rapporteur
STÉPHANE VINCENT	Professeur	Rapporteur
EVA GUTHEIL	Professeur	Examinatrice
VINCENT PLANA	Ingénieur de Recherche	Examineur
PIERRE GAJAN	Ingénieur de Recherche	Directeur
DAVIDE ZUZIO	Ingénieur de Recherche	Co-directeur

École doctorale et spécialité :

MEGeP : Dynamique des fluides

Unité de Recherche :

EDyF – Équipe Énergétique et Dynamique des Fluides

Directeurs de Thèse :

Pierre GAJAN et Davide ZUZIO

Rapporteurs :

Alain BERLEMONT et Stéphane VINCENT

ONERA, site de Toulouse
2 Av. Édouard Belin
31055 Toulouse Cedex 4

Manuscrit de thèse

**Simulation multi-échelle de l'atomisation d'un
jet liquide sous l'effet d'un écoulement gazeux
transverse en présence d'une perturbation
acoustique**

**Directeur de thèse: Pierre Gajan (DMPE-MH)
Co-directeur de thèse: Davide Zuzio (DMPE-MH)**

Swann THUILLET

28 janvier 2019

ONERA

Remerciements

Je tiens à remercier, en premier lieu, mes encadrants qui m'ont permis de mener à bien cette thèse. Je remercie donc mon directeur de thèse Pierre Gajan pour ses conseils avisés, que ce soit sur le plan scientifique ou humain. Je remercie également Davide Zuzio, co-directeur de thèse, pour sa disponibilité et le partage de l'étendu de ses compétences numériques. Enfin, je remercie spécialement Olivier Rouzaud qui, même s'il n'apparaît pas "officiellement" sur la liste de mes encadrants, m'a aidé et assisté au quotidien pour l'ensemble des aspects techniques liés à ma thèse. Je remercie, de manière plus générale, mes trois encadrants pour leur patience et leur bienveillance à mon égard mais aussi pour m'avoir su me soutenu dans les moments plus compliqués.

Je remercie également la DGA d'avoir contribué au financement de cette thèse et en particulier Vincent Plana pour avoir suivi l'évolution de ma thèse avec intérêt. Je remercie sincèrement Alain Berlemont et Stéphane Vincent qui ont accepté de rapporter ce manuscrit, ainsi que les examinateurs présents lors de ma soutenance : Eva Gutheil et Thierry Schuller.

Afin d'exploiter les résultats issues des simulations numériques menées au cours de cette thèse, il a été indispensable de les comparer à une base de données expérimentale fiable. C'est pourquoi je remercie Virginel Bodoc et Franck Simon pour avoir contribué aux différentes campagnes et à leur disponibilité pour pouvoir expliquer à un numéricien ignorant les subtilités liées aux mesures expérimentales. Je remercie surtout Anthony Desclaux, mon double expérimental, pour les 2 – 3 ans qu'on a partagé à galérer sur les mêmes problématiques et à comprendre tous les secrets que renferme le jet en cross-flow. Val, je te souhaite le meilleur pour la fin de ta thèse.

Je veux également remercier l'ensemble du personnel de l'ONERA que j'ai croisé pendant ces 3 années. Il serait trop long de nommer l'intégralité des personnes avec qui j'ai passé des bons moments pendant ces années mais je tiens quand même à mentionner spécialement : le club des 3 branlos (oui oui, Gigi et Pierrot c'est bien de vous dont il s'agit), Jul qui a partagé mon bureau pendant ces trois ans toujours dans la bonne humeur (mention spéciale à ces talents de pâtissier), Thibault mon gars sûr pour le basket, la muscu, la musique, le style . . . Je n'oublie pas tous les doctorants que j'ai pu connaître pendant ces trois ans (en particulier ceux du deuxième étage bien sûr mais ceux du premier, on les aime bien quand même . . .), et les basketteurs du CNES, de SUPAERO et de l'ONERA, toujours au rendez-vous pour se donner sur le playground.

Il est aussi indispensable de remercier mes amis toulousains qui ont toujours été là pendant ma thèse : Maxime pour ces trois ans de cohabitation qui, avec le recul, étaient quand même méga cool (tu n'oublieras pas de me remercier pendant ton discours pour ton prix Nobel hein), Clément pour tous les verres après le boulot, les soirées, les cinés, les vacances (bref la vie quoi . . .), et Anne (félicitations pour la petite Sixtine, même si on sait tous les deux que c'est moins de boulot qu'une thèse). Je n'oublie pas ceux qui sont un peu plus éloignés géographiquement, en particulier Matthieu (j'oublie pas qu'on a commencé en binôme, ça part de là) et Arthur (même s'il n'aura jamais le courage de lire tout ça).

Enfin, je finis ces remerciements par ceux qui concernent ma famille. En premier lieu, je remercie mes parents pour leur soutien et leur présence au cours de cette thèse, je sais que c'est en très grande partie grâce à vous si j'en suis là aujourd'hui. Merci aussi à Flo, le prochain sur la liste à être docteur, et à Nastia, que j'ai pu voir grandir et s'épanouir pendant ces années. Merci aussi à Phiphi (allez le tfc!) et à mes grands-parents (aux 2 docteurs à qui ce manuscrit rappellera forcément des souvenirs mais aussi à Zizou, qui compense largement son absence de titre de docteur par des qualités humaines hors du commun). Une mention spéciale à mon filleul Rémi et à tous mes cousins. Je termine ce paragraphe en remerciant Tango, qui m'apporte beaucoup de joie depuis bientôt 17 ans.

"Longtemps, je me suis couché de bonne heure"

Table (réduite) des matières

Remerciements	iii
Introduction	vii
I. État de l'art, matériel et méthodes	1
1. État de l'art	3
1.1. Contexte général	4
1.2. Instabilités de combustion	9
1.3. Jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse (LJICF)	19
1.4. LJICF en présence d'une perturbation acoustique	36
1.5. Modélisation d'écoulements multi-phase	40
1.6. Simulation de l'atomisation de jet liquide	44
1.7. Conclusion et approche retenue	54
2. Présentation de la configuration expérimentale SIGMA	55
2.1. Caractéristiques du banc	55
2.2. Description de la maquette	57
2.3. Techniques expérimentales	59
2.4. Point de fonctionnement	61
2.5. Principaux résultats expérimentaux	62
3. Modèles numériques pour la simulation de l'atomisation de jet liquide	73
3.1. Modèles numériques	74
3.2. Description du code CEDRE	86
3.3. Couplage entre modèles	93
4. Méthodes de post-traitement de la simulation numérique	97
4.1. Analyse du corps du jet (multi-fluide)	97
4.2. Analyse du spray : plans de mesure pour la phase dispersée	101
II. Simulation multi-échelle du LJICF	103
5. Simulation numérique du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse	105
5.1. Mise en place de la simulation	105
5.2. Résultats et discussion	119
6. Simulation numérique de la perturbation acoustique au sein de la configuration SIGMA	133
6.1. Modèle théorique de propagation d'une onde acoustique en présence d'un écoulement porteur	134
6.2. Simulation numérique de la propagation d'une onde acoustique	140
6.3. Simulation numérique de la perturbation acoustique au sein de la configuration SIGMA	145
7. Simulation numérique du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse avec perturbation acoustique	149
7.1. Mise en place de la simulation du LJICF avec perturbation acoustique	149

7.2. Résultats de la simulation du LJICF avec perturbation acoustique	152
7.3. Caractérisation de la phase dispersée	158
7.4. Formation de films liquides en paroi	166
8. Conclusion générale et perspectives	171
Table (exhaustive) des matières	175
Table des figures	179
Bibliographie	185

Introduction

Contexte de l'étude

Les récentes normes environnementales (ACARE, 2011) imposent des réductions importantes des émissions polluantes (CO_2 , NO_x). Pour atteindre ces objectifs, des efforts importants de recherche et de développement sont actuellement engagés dans l'industrie aéronautique. Parmi les solutions de combustion envisagées, les chambres de combustion fonctionnant en régime pauvre permettent de diminuer efficacement la formation de NO_x issus de la combustion. Or, le fonctionnement en régime pauvre couplé à l'utilisation des parois multiperforées a pour effet d'accroître le risque d'apparitions d'instabilités de combustion. Ces instabilités sont issues d'un couplage entre le dégagement de chaleur q' et l'oscillation de la pression acoustique p' au sein de la chambre. Dans certaines configurations, ces fortes oscillations de pression et de dégagement de chaleur peuvent entraîner une extinction de la flamme ou une détérioration mécanique de la chambre.

Dans la conception des chambres de combustion de foyer aérobique de systèmes propulsifs de turbomachine ou de statoréacteurs, la prévision du développement et de l'influence de ces instabilités de combustion est un enjeu majeur et doit être envisagée pour limiter les essais. L'apparition de ces instabilités peut engendrer un fonctionnement dégradé et, dans les cas extrêmes, des dommages irréversibles de la structure du foyer. Dès la fin du 19^{ème} siècle, Lord Rayleigh montre qu'il est indispensable de prendre en considération la relation de phase entre q' et p' dans le processus de rétroaction. Ainsi, le couplage entre ces deux grandeurs peut être décrit comme une boucle d'interaction interdépendante (active-rétroactive) entre l'acoustique et la dynamique de la flamme, comme présenté sur le schéma 1.9.

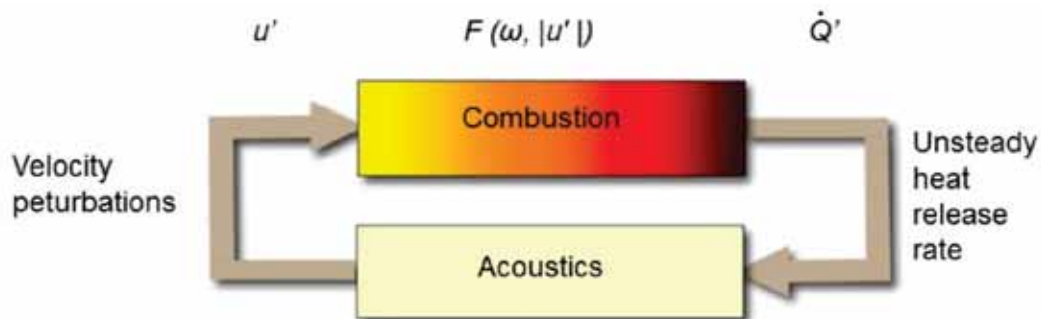


FIGURE 1. – Boucle de couplage à l'origine des instabilités thermoacoustiques, d'après Candel *et al.* (2012). La réponse de la flamme est représentée par la fonction $F(\omega, |u'|)$.

Dans le but de prévoir l'apparition de ces instabilités, de nombreux travaux de recherche ont été réalisés, en particulier depuis la seconde moitié du 20^{ème} siècle. Des modèles « bas ordre » basés sur des approches utilisées en acoustique linéaire, utilisant un modèle de couplage entre l'acoustique et le dégagement de chaleur instationnaire ont ainsi été proposés (Polifke *et al.*, 2001; Sattelmayer, 2003; Stow et Hadfield, 1981; Nicoud et Poinso, 2005; Lieuwen et Zinn, 1998a). Dans ce but, (Crocco et Cheng, 1956) ont développé un modèle de couplage basé sur les deux paramètres n et τ traduisant respectivement le degré de couplage et le retard entre la vitesse acoustique et la fluctuation du dégagement de chaleur. D'autres travaux ont repris cette approche mais dans le domaine fréquentiel, en utilisant la notion de Fonction de Transfert de Flamme (FTF). Cette fonction est étudiée dans la littérature d'un point de vue expérimental (Ducruix *et al.*, 2003; Durox *et al.*, 2009), théorique (Polifke *et al.*, 2001; Schuller, 2003) et numérique (Schuller *et al.*, 2002; Giauque *et al.*, 2005; Krebs *et al.*, 2013). Plus récemment, l'intégration de l'influence du

niveau d'excitation de la flamme dans la FTF a permis de prendre en compte la non-linéarité de la réponse) (Boudy *et al.*, 2012). On parle alors de Fonction Descriptive de Flamme (FDF).

Dans le cadre des chambres de combustion diphasique, le déphasage entre q' et p' fait intervenir plusieurs phénomènes liées à l'injection de carburant sous forme liquide (Coker *et al.*, 2006; Lee *et al.*, 2005; Wee *et al.*, 2006). À l'Onera, Giuliani *et al.* (2002) ont mis en évidence le comportement du brouillard de gouttes à l'aval de l'injecteur en présence d'oscillations de vitesse acoustique. Plus récemment, des essais réalisés en combustion à l'aval d'un injecteur multipoint ont confirmé le rôle prédominant du comportement de la phase liquide dans ce couplage. Après une caractérisation fine de l'acoustique du montage (conditions aux limites amont et aval), il a été mis en évidence que ce couplage fait intervenir en amont des phénomènes liés à l'atomisation de jets liquides au niveau de l'injecteur (Gajan *et al.*, 2016; Apeloig *et al.*, 2014).

L'étude présentée dans ce manuscrit s'inscrit dans le cadre du projet PRF SIGMA (Simulation des Instabilités de combustion Générées dans les Moteurs Aéronautiques et spatiaux). Ce projet mené par l'Onera a pour objectif principal de renforcer la compréhension actuelle des phénomènes de couplage à l'origine des instabilités de combustion dans des systèmes propulsifs fonctionnant avec un combustible liquide et de développer une méthodologie de calcul permettant d'évaluer les risques de l'apparition de ces instabilités. Pour cela, ce projet propose de s'appuyer sur un modèle bas-ordre, dont la FTF doit être caractérisée préalablement, notamment à l'aide de simulation numérique de type LES.

En effet, la simulation numérique aux grandes échelles (LES) s'est imposée comme un outil de référence permettant d'effectuer des simulations instationnaires d'écoulements dans les chambres de combustion. Avec ce type d'approche, le transport et l'évaporation du spray sont généralement bien décrits mais le processus d'atomisation n'est pas simulé. Or ce processus est déterminant quant à la détermination des temps caractéristiques liés aux instabilités de combustion. La difficulté de simuler l'atomisation dans un système de propulsion en présence d'instabilités de combustion provient principalement de la différence d'échelle entre les phénomènes physiques à prendre en compte. En effet, le phénomène d'atomisation met en jeu des échelles spatiales de l'ordre d'une dizaine de micromètres et des temps très réduits, alors que la taille caractéristique d'une chambre de combustion est de l'ordre d'une dizaine de centimètres et que la propagation d'une onde acoustique est caractérisée par une période de l'ordre de la milliseconde.

La grande majorité des travaux menés sur l'atomisation utilisent des approches de type DNS (Herrmann, 2010a; Ménard *et al.*, 2007; Zuzio *et al.*, 2016). Ces méthodes ont pour objectif de capturer la génération des plus petites gouttes issues de l'atomisation, et nécessitent pour cela des tailles de cellules extrêmement petites. Ces calculs ont montré leurs limites en termes de tailles de maillage ce qui les rend inaccessibles pour des configurations réalistes avec les puissances de calculs d'aujourd'hui. Ces méthodes ne sont pas en conséquence envisagées par la communauté industrielle dans un futur proche. Récemment, dans le cadre de la thèse de Blanchard, une nouvelle approche multi-échelle a été développée à l'ONERA. Cette approche s'appuie sur un couplage entre un traitement de type multi-fluide à interface diffuse pour les grandes instabilités du cœur liquide et une méthode à phase dispersée pour traiter les gouttes produites. Cette méthodologie a été validée, d'une part, par Blanchard (2014) sur la configuration d'une nappe liquide annulaire cisailée, et d'autre part, par Le Touze (2015) sur l'atomisation primaire d'un jet en combustion cryotechnique.

Objectif de l'étude

L'objectif de cette étude est de mettre en place la méthodologie multi-échelle pour reproduire les phénomènes de couplage entre les fluctuations de vitesse et de pression apparaissant lorsqu'une instabilité se développe, et l'atomisation du jet liquide en présence d'un écoulement gazeux transverse. Cette méthodologie, doit être capable, à terme, de déterminer les temps caractéristiques liés à l'injection multipoint qui jouent un rôle dans les instabilités de combustion.

Pour cela, la configuration étudiée dans cette thèse est le jet liquide cisailé par un écoulement gazeux transverse. Cette configuration est une représentation simplifiée d'un point d'injection au sein d'un injecteur multipoint tel que celui décrit dans [Apeloig *et al.* \(2014\)](#). Les résultats de la simulation multi-échelle de cette configuration seront alors comparés à la base de données expérimentales obtenue par les activités du PRF SIGMA ([Desclaux, 2017](#)). Ensuite, des fluctuations de vitesse et de pression simulant les instabilités thermoacoustiques seront imposées sous forme d'une perturbation cyclique de l'écoulement gazeux cisailant. Le comportement du jet sous l'influence de cette perturbation sera aussi comparé aux données expérimentales.

Plan du manuscrit

Ce document est organisé en deux parties scindées en sept chapitres.

La première partie regroupe l'état de l'art général et les descriptions des installations expérimentales, des méthodes numériques et des méthodes de post-traitement et mesure des grandeurs d'intérêt.

Le chapitre 1 présente un état de l'art général concernant les sujets suivants : les études phénoménologiques des instabilités thermoacoustiques, les caractéristiques de la configuration du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse (sans et avec une perturbation acoustique), les méthodes numériques existantes pour simuler le processus d'atomisation de jet.

Dans le chapitre 2, le dispositif expérimental réalisé dans le cadre du projet SIGMA est présenté. Les techniques de mesure utilisées sur ce banc ainsi que les principales observations seront données dans ce chapitre.

La méthodologie multi-échelle utilisée dans cette étude est détaillée dans le chapitre 3. Les modèles dédiés à la simulation de chaque échelle seront décrits. Les hypothèses et les méthodes numériques associées à chaque modèle seront présentées.

Le chapitre 4 présente brièvement les méthodes de post-traitement numériques qui sont utilisées dans le cadre des simulations numériques présentées dans cette thèse.

La seconde partie présente l'étude numérique effectuée sur le banc SIGMA au cours de cette thèse.

La mise en place de la simulation multi-échelle du jet liquide en présence d'un écoulement transverse et les résultats obtenus sont présentés dans le chapitre 5. On analysera notamment l'effet des paramètres caractéristiques sur le comportement du jet.

L'objectif du chapitre 6 est de reproduire, au sein de la simulation numérique, l'effet de la perturbation imposée par la sirène dans le montage expérimental SIGMA. Pour cela, on vérifiera la capacité de l'outil de simulation numérique vis-à-vis de la propagation d'une onde acoustique plane imposée dans une conduite à section variable. Une attention particulière sera portée à la

caractérisation acoustiques des conditions limites du domaine.

Le dernier chapitre (7) est consacré à l'influence d'une perturbation acoustique sur le jet liquide avec écoulement transverse. On analysera la réponse du corps liquide et du spray à la perturbation acoustique, et les résultats de cette simulation seront confrontés aux résultats expérimentaux de Desclaux (2017).

Première partie

État de l'art, matériel et méthodes

1. État de l'art

Dans ce chapitre on présente le contexte général dans lequel s'inscrit cette thèse. Dans une première partie, on rappelle les problématiques actuelles que les motoristes peuvent rencontrer dans le secteur de l'aéronautique. Dans un second temps, une description générale des phénomènes d'instabilités de combustion pouvant apparaître dans les systèmes de propulsion sera présentée. On détaillera particulièrement l'ensemble des mécanismes qui entrent en jeu dans le couplage thermoacoustique. L'étude de ce couplage passe en particulier par la caractérisation de l'atomisation liquide en présence d'instabilités de combustion. Dans ce cadre, la configuration d'injection simplifiée de type "Liquid Jet In CrossFlow" (LJICF), objet d'étude de cette thèse, sera décrite, et un état de l'art sur les investigations expérimentales sera établi. Enfin, un état de l'art sur les différentes approches de simulation numérique et les résultats de la littérature seront présentés.

Sommaire

1.1. Contexte général	4
1.1.1. Description des systèmes de propulsion/turbomachines	4
1.1.2. Cycle thermodynamique d'une turbomachine	4
1.1.3. Comment réduire conjointement les émissions de NOx et de CO ?	5
1.1.4. Conception des chambres de combustion	6
1.1.5. Injection liquide de carburant dans les turbomachines	7
1.2. Instabilités de combustion	9
1.2.1. Définition des instabilités	9
1.2.2. Description des principaux mécanismes intervenant dans le couplage $p' - q'$	11
1.2.3. Influence de la phase liquide	13
1.3. Jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse (LJICF)	19
1.3.1. Paramètres et nombres adimensionnels	19
1.3.2. Régimes d'atomisation du jet	20
1.3.3. Trajectoire du jet liquide	24
1.3.4. Point de rupture	27
1.3.5. Caractéristiques du brouillard de gouttes	28
1.3.6. Interactions goutte/paroi	33
1.3.7. Développement d'un film	34
1.4. LJICF en présence d'une perturbation acoustique	36
1.5. Modélisation d'écoulements multi-phase	40
1.5.1. Écoulements multi-phase : modélisation physique	40
1.5.2. Écoulements multi-phase : modélisation numérique	40
1.5.3. Méthodes à phases séparées	41
1.5.4. Méthodes statistiques	43
1.6. Simulation de l'atomisation de jet liquide	44
1.6.1. Simulation numérique directe	44
1.6.2. Approches phénoménologiques	48
1.6.3. Simulation numérique de l'atomisation à l'ONERA	52

1.1. Contexte général

Au cours de l'année 2017, 4.1 milliards de passagers ont choisi l'avion comme mode de transport. Ce chiffre, en augmentation depuis plusieurs années, devrait continuer à évoluer au cours des prochaines années. L'Association Internationale du Transport Aérien (IATA) publie chaque année ses prévisions de trafic de passagers pour les vingt prochaines années (IATA, 2018). Elle prévoit une croissance de 3 à 5% pour le transport de personnes et 9 à 10% pour le fret en moyenne annuelle sur la période jusqu'en 2034. Cela signifie que le trafic aérien dans le monde doit doubler en vingt ans et ainsi le nombre annuel de passagers dépasser 7 milliards d'ici 2034. Si ce mode de transport s'est révélé comme le plus sûr à l'heure actuelle (0.07 accident mortel par milliard de passagers, en 2017 aucun décès dans un accident aérien impliquant un avion de ligne à réaction n'est à déplorer (L'Aérien, 2018)), cette augmentation conséquente du trafic engendre des contraintes environnementales. Ces contraintes concernent particulièrement : les émissions de polluants, la consommation de carburant et la réduction de bruit. Concernant les émissions polluantes, les préoccupations se focalisent principalement autour des gaz impactant le climat par effet de serre et/ou pouvant avoir des effets néfastes sur la santé. Afin d'en limiter les conséquences, le consortium ACARE (Advisory Council for Aviation Research an Innovation in Europe) a fixé en 2000 les objectifs suivants pour l'horizon 2050 : réduction de 75% des rejets de dioxyde de carbone (CO_2), de 90% des émissions d'oxyde d'azote (NO_x), ainsi qu'une réduction du bruit perçu de 65% (ACARE, 2011).

Pour atteindre ces objectifs, des efforts importants de recherche et de développement sont actuellement engagés dans l'industrie aéronautique. Ces efforts portent principalement sur les trois facteurs suivants : une réduction du poids des structures et des systèmes, l'aérodynamisme des avions ainsi que la conception des systèmes de propulsion.

1.1.1. Description des systèmes de propulsion/turbomachines

De manière générale, on peut dénombrer deux types de systèmes de propulsion : les moteurs à réaction (turboréacteurs) et les moteurs à hélice (turbopropulseurs, turbomoteurs). Dans le domaine de l'aviation civile, les systèmes de propulsion les plus couramment utilisés sont les turboréacteurs double corps (deux corps compresseurs-turbines avec des vitesses de rotation différentes)/ double flux (une partie du débit d'air admis contourne le générateur de gaz) (Figure 1.1). Ce type de turboréacteur aussi appelé "turbofan" se compose de 5 éléments (Figure 1.1) :

1. une **soufflante** assurant l'admission des gaz frais au sein du moteur et produisant la majeure partie de la poussée,
2. une succession d'**étages compresseurs** permettant d'augmenter la pression de l'air en vue de la combustion,
3. une **chambre de combustion**, où la température de l'air est élevée du fait de la combustion,
4. une succession d'**étages turbines**, qui a pour but la détente des gaz brûlés et de récupérer l'énergie mécanique permettant d'entraîner les compresseurs et la soufflante,
5. une **tuyère** où s'achève la détente des gaz en sortie et qui fournit une poussée résiduelle par la propulsion d'un jet à haute vitesse.

1.1.2. Cycle thermodynamique d'une turbomachine

Le fonctionnement d'une turbine à gaz peut être résumé par le cycle thermodynamique de Joule-Brayton. Le cycle idéal comporte trois étapes : compression isentropique, combustion isobare et

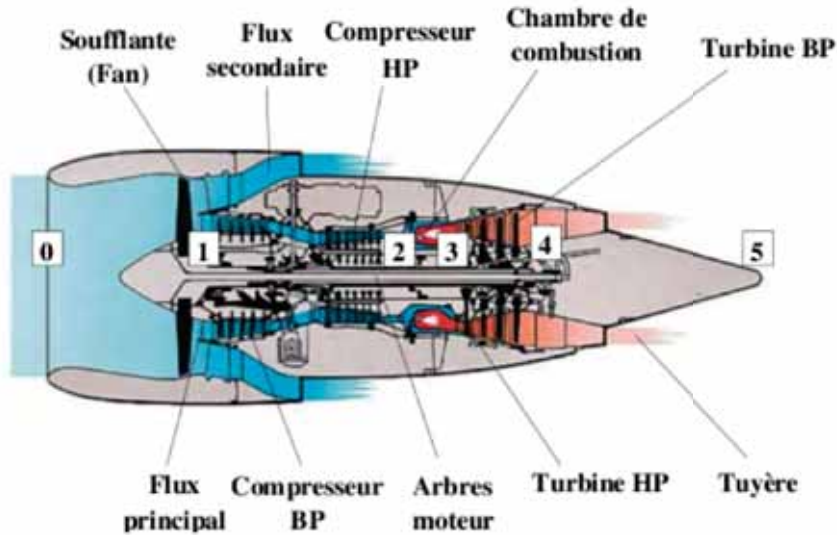


FIGURE 1.1. – Schéma d'un turboréacteur double corps/double flux, d'après Vicentini (2016).

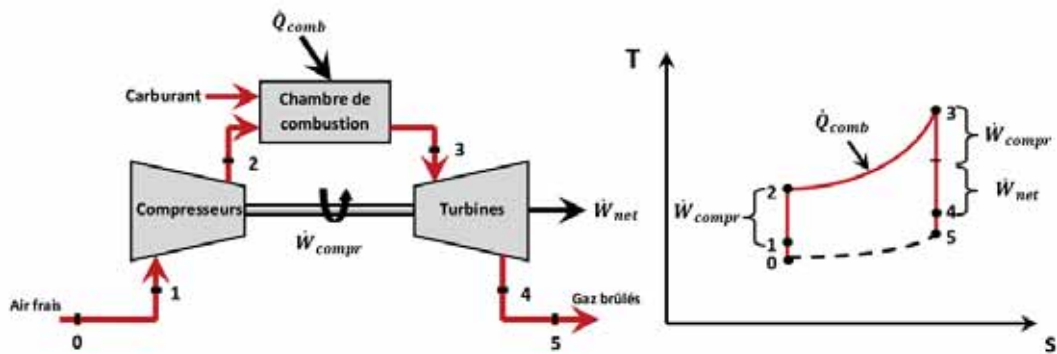


FIGURE 1.2. – Cycle thermodynamique d'une turbine à gaz - Cycle idéal de Joule-Brayton, d'après Vicentini (2016).

détente isentropique (Figure 1.2). On peut alors montrer que l'efficacité de ce cycle dépend de plusieurs paramètres tels que le rapport des pressions P_2/P_1 et le rapport des températures T_3/T_2 . De manière générale, l'optimisation de la combustion joue un rôle fondamental pour améliorer le rendement des turbomachines, d'une part, et réduire les émissions de polluants d'autre part.

1.1.3. Comment réduire conjointement les émissions de NOx et de CO ?

Les niveaux de production d'oxydes d'azotes (NOx) et de monoxyde de carbone (CO) sont principalement liés à la température atteinte dans la chambre de combustion. Pour concevoir des turboréacteurs plus performants, plus économes et plus propres, les motoristes misent à la fois sur l'optimisation des technologies existantes et sur le développement de nouvelles géométries de chambre de combustion. L'un des moyens simples permettant de réduire l'émission de NOx est de réaliser une combustion avec un mélange air/carburant ayant une richesse différente de l'unité, soit en mélange pauvre (richesse de l'ordre de 0.5 à 0.6), soit en mélange riche (richesse de l'ordre de 1.5 à 1.6)(Figure 1.3).

La Figure 1.4 présente les émissions de polluants et la température adiabatique de flamme en fonction de la richesse de la combustion. On observe que la production de monoxyde de carbone et celle d'oxydes d'azote évoluent de manière différente selon la richesse du mélange. Il apparaît difficile de réduire conjointement les émissions de ces deux polluants, la zone de richesse de la

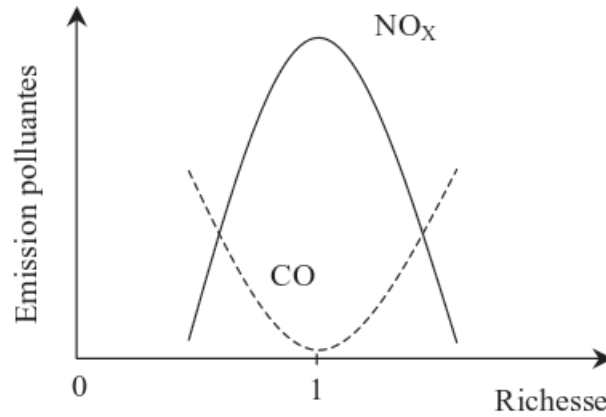


FIGURE 1.3. – Évolution des émissions de polluants en fonction de la richesse de combustion.

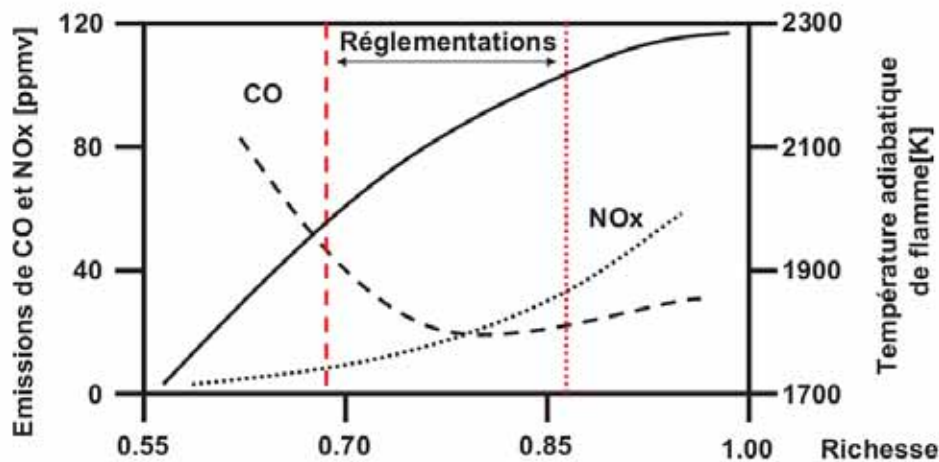


FIGURE 1.4. – Émissions de CO (tirets), NOx (pointillés), et température adiabatique de flamme (plein), d'après Apeloig (2013).

combustion permettant d'avoir des émissions de polluants réglementaires se situe entre 0.68 et 0.86. Cette zone correspond à des températures de flamme comprises entre 2000 K et 2200 K. Cette condition de fonctionnement est une contrainte importante pour la conception des chambres de combustion, car la présence de zones où la température serait plus élevée peut augmenter considérablement la production de NOx au-delà des réglementations.

1.1.4. Conception des chambres de combustion

La conception des chambres de combustion est une étape cruciale lors du développement d'un nouveau moteur. En effet, le design de la chambre de combustion doit satisfaire plusieurs conditions qui peuvent être antagonistes :

- réduction du poids et de l'encombrement du foyer,
- tenue mécanique/thermique et sa durée de vie,
- plage de fonctionnement correspondant aux besoins de propulsion lors d'un vol,
- sécurité liée au ré-allumage du moteur en altitude,
- diminution de la production d'espèces polluantes sur l'ensemble du cycle du vol.

Pour atteindre ces objectifs, les motoristes développent des chambres plus compactes ; fonctionnant à plus haute pression en régime pauvre ou riche. A l'heure actuelle, deux types d'architecture sont développées : RQL et LPP.

- **Système Rich-burn/Quick-mix/Lean-burn** : dans cette configuration, la combustion

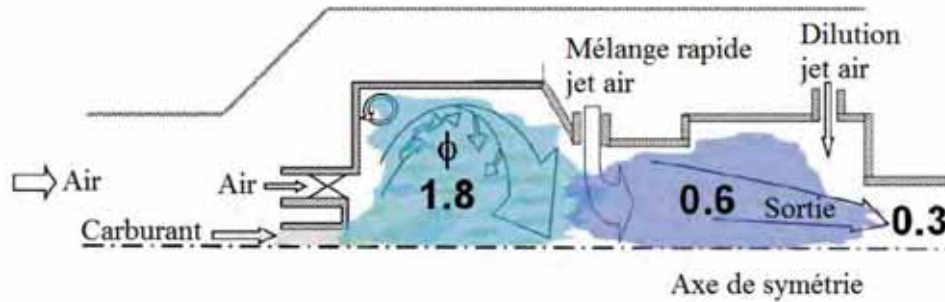


FIGURE 1.5. – Configuration Rich-burn/Quick-mix/Lean-burn.

dans la zone primaire a lieu en régime riche puis l'injection d'air supplémentaire permet de poursuivre la combustion en régime pauvre. Cette configuration a pour avantage d'éviter la zone de richesse intermédiaire correspondant à la production de NOx maximale (Figure 1.5). De plus, la combustion riche permet d'assurer un haut degré de stabilité de combustion et donc une large plage de fonctionnement pour le moteur. Cependant, il peut être difficile de maîtriser la qualité du mélange. Or si ce mélange n'est pas optimal, la production d'espèces polluantes telles que le monoxyde de carbone et de suies n'est pas toujours contrôlée.

- **Système Lean Premixed Prevaporized** : dans la première zone, le carburant liquide est atomisé puis évaporé et mélangé à l'air en amont de la zone primaire (Figure 1.6). La combustion s'effectue ensuite en régime pauvre, ce qui permet de réduire la production de NOx. Pour un débit de carburant équivalent, cette solution nécessite un débit d'air plus important, limitant ainsi les capacités de refroidissement des parois. Pour palier ce problème, un refroidissement mettant en œuvre une injection d'air "froid" via des zones multi-perforées est utilisé.

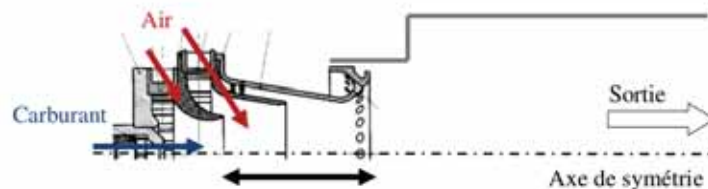


FIGURE 1.6. – Configuration Lean Premixed Prevaporized.

1.1.5. Injection liquide de carburant dans les turbomachines

L'utilisation de la technologie LPP au sein des systèmes de propulsion aéronautiques présente des avantages indéniables pour la réduction d'émissions d'espèces polluantes. Une des clés du développement de ce système est la préparation du mélange air-carburant. En effet, le système d'injection doit permettre une atomisation efficace du carburant liquide afin d'optimiser son évaporation et ainsi la réaction de combustion.

L'atomisation est le processus permettant la désintégration d'une masse liquide sous forme d'un spray de fines gouttelettes. Plus les gouttes issues de l'atomisation seront fines, plus la surface d'échange entre la phase liquide et la phase gazeuse environnante sera maximale et donc, plus le mélange air/carburant sera optimal pour la combustion. D'un point de vue énergétique, il faut donc fournir assez d'énergie au liquide pour surpasser les forces capillaires et les effets dissipatifs dus à la viscosité du liquide. Ce transfert d'énergie au liquide peut être réalisé à l'aide de nombreuses techniques que l'on peut classer en deux catégories : celles basées sur l'énergie cinétique des fluides et celles utilisant l'énergie mécanique (vibration, rotation ...) de la structure.

Il faut toutefois noter que dans la majeure partie des cas, les systèmes d'atomisation combinent ces deux modes. Parmi les atomiseurs basés sur l'énergie cinétique les plus couramment utilisés (Lefebvre (1983) et Ashgriz (2011)), on peut citer :

- Injecteur à pression : basés sur l'injection de carburants sous pression dans un milieu gazeux au repos. Classiquement, un tourbillonneur (swirl) permet d'imposer un moment angulaire au carburant avant la pulvérisation. Ce type d'injecteur est simple à mettre en œuvre et peu onéreux. Ces injecteurs permettent une atomisation fine lorsque l'orifice est suffisamment petit. Cependant, leur évolution est aujourd'hui limitée car il est difficile de concevoir des orifices plus étroits avec une pression d'injection pour obtenir un débit suffisamment élevé pour une chambre aéronautique.
- Injecteur aéro-mécanique : de type "air-blast", le carburant est injecté à faible vitesse sous forme d'un jet ou d'une nappe cisaillée par des écoulements gazeux. On parle alors d'atomisation assistée. Ce type de technologie offre une atomisation de bonne qualité nécessitant un fort débit d'air. La contrainte principale pour ce type d'injecteurs est la difficulté de leur conception et la difficulté de prévoir la qualité de l'atomisation et les phénomènes imprévus, tels que la formation de film liquides en paroi. En effet, il n'existe pas de comportement universel à tous les injecteurs "air-blast" et, même pour une configuration d'injecteur donnée, son comportement peut dépendre fortement des conditions de fonctionnement.

Les injecteurs aéronautiques de type TAPS (Twin Annular Premixed Swirler) sont représentatifs de ce que l'on peut rencontrer dans les chambres de combustion aéronautiques de dernière génération. Ils utilisent un double circuit de carburant combinant un injecteur à pression, dit injecteur pilote, au centre permettant d'accrocher la flamme, et un injecteur multipoint permettant d'alimenter la flamme lors des phases de décollage ou de croisière (Figure 1.7). Des travaux récents ont mis en évidence le rôle du comportement des jets liquides de la zone d'injection multipoints, cisaillés par l'écoulement d'air transverse issu de vrilles de l'injecteur. C'est sur ce type d'injection multipoint que va se concentrer notre étude.

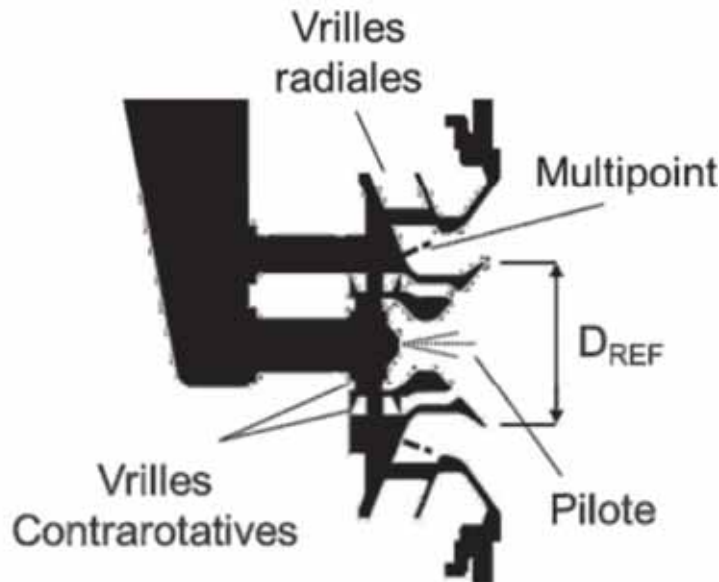


FIGURE 1.7. – Système d'injection type TLC.

1.2. Instabilités de combustion

Cette section est consacrée à la compréhension phénoménologique des instabilités de combustion. Comme indiqué dans la partie précédente, les systèmes de propulsion fonctionnant en régime pauvre permettent de réduire considérablement les émissions de polluants. Cependant, ce fonctionnement en régime pauvre a pour effet d'accroître les phénomènes d'instabilités de combustion.

En effet, ce type de solution implique des chambres de combustion plus courtes, fonctionnant en régime pauvre à plus haute pression. Ces choix ont d'une part augmenté la réceptivité de la flamme aux oscillations de richesse venant de l'injecteur, et d'autre part diminué la quantité d'air disponible pour refroidir les parois de la chambre. C'est pourquoi de nouvelles technologies de refroidissement ont été développées, basées sur l'utilisation de zones multiperforées. L'utilisation de parois multiperforées modifie la réflexion des ondes de pression dans la chambre et limite la dissipation de l'énergie acoustique. De plus, une oscillation de richesse amont engendre une plus grande oscillation de la température en régime pauvre qu'à la stœchiométrie (Figure 1.8).

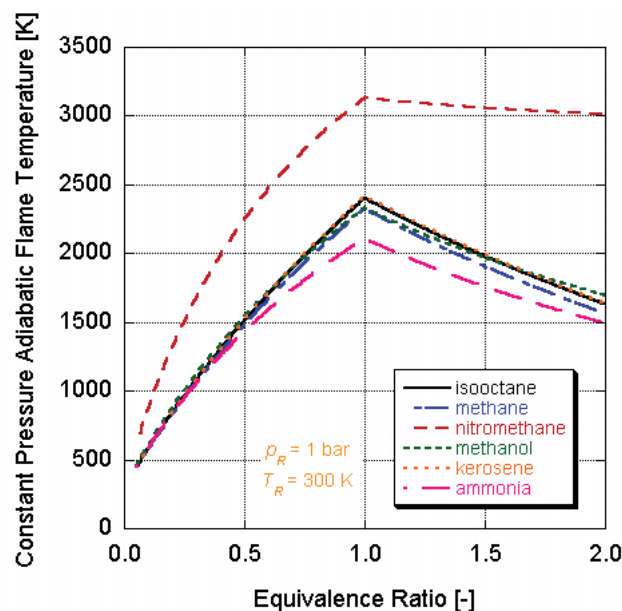


FIGURE 1.8. – Évolution de la température adiabatique de flamme en fonction de la richesse (Commons, 2006).

Ainsi, le fonctionnement en régime pauvre couplé à l'utilisation des parois multiperforées a pour effet d'accroître le risque de couplage entre la flamme et l'acoustique.

Les instabilités de combustion peuvent entraîner de fortes variations de pression et de température, et, dans le pire des scénarii, conduire à la destruction de la chambre de combustion ou à l'extinction de la flamme. C'est pourquoi il est indispensable de bien comprendre ces instabilités et les mécanismes fondamentaux menant à leur apparition.

1.2.1. Définition des instabilités

Les instabilités de combustion sont des phénomènes complexes observables dans de nombreux systèmes propulsifs. Elles peuvent être classées en deux catégories :

- Les instabilités intrinsèques : dues à l'instabilité de la réaction de combustion.
- Les instabilités thermoacoustiques : liées à une combustion stable, leur taux de croissance dépend de la densité d'énergie, de la géométrie du système et des réflexions acoustiques. Ces instabilités sont issues des couplages existant entre l'acoustique du foyer et la dynamique de combustion.

C'est cette deuxième catégorie qui nous intéresse dans le cadre de cette thèse. Bien qu'à l'origine ce phénomène n'était pas encore désigné comme tel, la première étude expérimentale relative aux instabilités thermoacoustiques a été réalisée par [Higgins \(1802\)](#). Ce dernier a réussi à exciter une onde acoustique caractéristique en plaçant une flamme de diffusion d'hydrogène dans un tube et a pu ainsi observer des "flammas chantantes". Par la suite, [Rijke \(1859\)](#) a découvert une manière de générer un son à partir d'une source de chaleur placée dans un tube ouvert à ses extrémités. Cette expérience, communément appelée "tube de Rijke", a permis de mettre en évidence l'interaction entre le dégagement de chaleur instationnaire d'une flamme et la génération d'ondes acoustiques dans un conduit. C'est seulement en 1878 que la génération de ces instabilités a été théorisée par [Lord Rayleigh \(1878\)](#). Il spécifie une condition nécessaire à l'apparition des instabilités en décrivant un mécanisme où le dégagement de chaleur excite les oscillations de pression. Dans ses travaux sur la théorie du son, pour lesquels il reçut le prix Nobel de physique en 1904, [Rayleigh \(1878\)](#) décrit ce critère de la manière suivante :

« Si de la chaleur est apportée ou extraite de manière périodique à une masse d'air présente dans un cylindre, cette dernière étant tour à tour comprimée et détendue par un piston, l'effet produit dépendra de la différence de phase entre la fluctuation de chaleur communiquée à l'air et l'état du piston. Si de la chaleur est apportée à l'air à l'instant de sa plus grande compression, ou bien si de la chaleur en est extraite au moment de sa plus grande détente, alors le mouvement du piston est encouragé. D'un autre côté, si de la chaleur est apportée à l'air à l'instant de plus grande détente, ou bien si de la chaleur en est extraite au moment de plus grande compression, alors le mouvement du piston est amorti. »

Lord Rayleigh met ainsi en évidence qu'il est indispensable de prendre en considération la relation de phase entre le dégagement de chaleur q' et l'oscillation de la pression acoustique p' dans le processus de rétroaction. Ainsi, le couplage entre ces deux grandeurs peut être décrit comme une boucle d'interaction interdépendante (active-rétroactive) entre l'acoustique et la dynamique de la flamme, comme présenté sur le schéma 1.9. Une définition mathématique de ce critère mis

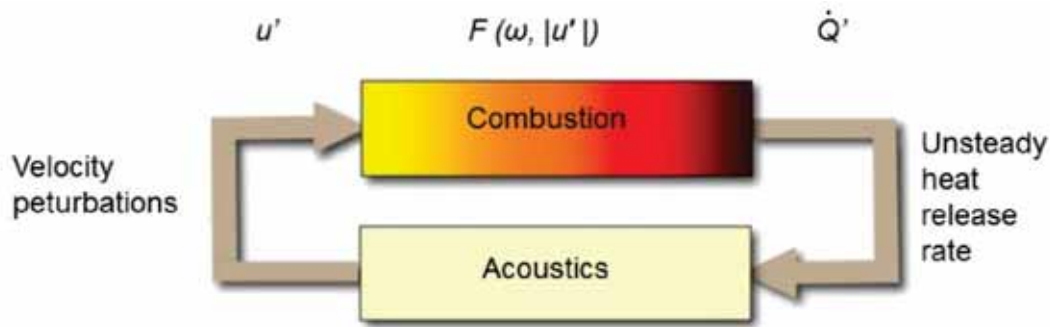


FIGURE 1.9. – Boucle de couplage à l'origine des instabilités thermoacoustiques, d'après [Candel et al. \(2012\)](#). La réponse de la flamme est représentée par la fonction $F(\omega, |u'|)$.

en évidence par Lord Rayleigh est donnée par [Putnam et Dennis \(1956\)](#) :

$$Ra(x) = \frac{1}{T} \int_T p'(x, t) q'(x, t) dt \quad (1.1)$$

Le paramètre $Ra(x)$ appelé critère de Rayleigh est un indice de stabilité, T est la période de l'instabilité, $p'(x, t)$ la fluctuation de pression acoustique et $q'(x, t)$ la fluctuation du dégagement de chaleur en un point donné x et à un instant t . D'après le critère de Rayleigh, une amplification des instabilités de combustion correspond à une valeur positive du paramètre $Ra(x)$ alors qu'un amortissement des instabilités à une valeur négative. Ainsi, le paramètre primordial intervenant dans les instabilités de combustion est le déphasage qui existe entre la pression acoustique et le dégagement de chaleur. Une forme plus générale de ce critère faisant intervenir les pertes

acoustiques a été introduite par Nicoud et Poinso (2005) :

$$\frac{1}{T} \int_T \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma \bar{p}} \int \int \int_{\Omega} p' q' dV - \int \int_{\Sigma} p' u' dA \right) dt > 0 \quad (1.2)$$

où γ est le coefficient adiabatique du gaz, u' la vitesse acoustique, Ω le volume de contrôle considéré et Σ les surfaces du domaine. Ce critère indique que, si le terme source d'énergie acoustique dû à la combustion est plus grand que les pertes acoustiques en entrée et en sortie du domaine de combustion, alors le système deviendra instable. Cependant, les flux acoustiques aux limites du domaine sont généralement difficiles à évaluer et sont souvent négligés dans la littérature.

1.2.2. Description des principaux mécanismes intervenant dans le couplage $p' - q'$

Les études sur la réponse de la flamme cherchent à identifier les phénomènes responsables de l'apparition et de l'amplification de ces instabilités de combustion. Si le caractère instationnaire du dégagement de chaleur est inévitablement présent dans le processus de combustion d'une flamme, les fluctuations de vitesse et de pression acoustiques, les perturbations de la concentration en carburant et/ou les perturbations dans le processus de mélange des gaz peuvent causer des perturbations du dégagement de chaleur. Malgré la connaissance du mécanisme global des instabilités thermoacoustiques, il est difficile d'isoler le mécanisme initial responsable de celles-ci. Ducruix *et al.* (2003) se sont intéressés aux mécanismes de couplage des instabilités, qui peuvent être divisés en deux classes :

- les phénomènes physiques au niveau de la flamme qui sont responsables des fluctuations de pression,
- les oscillations de pression ou de vitesse à l'origine des fluctuations du dégagement de chaleur.

Fluctuations de pression induites par la flamme

Comme le montre la Figure 1.9, le dégagement de chaleur instationnaire au niveau de la flamme est responsable de fluctuations de pression et de vitesse. Dans leurs travaux, Strahle (1971) et Lieuwen et Zinn (1998b) ont montré que le mécanisme primaire intervenant dans la création de perturbations acoustiques est l'expansion des gaz instationnaires induite par les fluctuations de dégagement de chaleur. De même, il a été constaté par Marble et Candel (1977), Polifke *et al.* (2001), ainsi que Huet et Giauque (2013), que la flamme instationnaire ou l'écoulement gazeux incident peuvent générer des ondes d'entropie ou de vorticité. En interagissant avec une modification abrupte de changement de section de passage de l'écoulement (en sortie de la chambre de combustion par exemple), ces ondes génèrent en retour des fluctuations de pression. Le nombre de Mach étant généralement faible dans les systèmes de combustion, la convection des ondes d'entropie ou de vorticité induisent un grand déphasage entre le dégagement de chaleur instationnaire q' et les fluctuations de pression p' . Ce déphasage est considérable en comparaison des échelles de temps caractéristiques associées à la perturbation acoustique directement produite par la flamme. Le rôle de ces ondes d'entropie dans la production des fluctuations de pression dépend grandement de leur taux de dispersion entre la zone réactive et la sortie de la chambre de combustion. En particulier, Sattelmayer (2003) a montré que les temps relatifs de convection limitent l'effet de ces ondes dans de nombreux cas.

Les fluctuations de pression et de vitesse se propagent dans le domaine et interagissent avec les parois menant à une dissipation ou à une réflexion de l'énergie acoustique. Ces phénomènes dépendent de la fréquence, des modes de propagation de ces fluctuations ainsi que des conditions d'écoulement locales (nombre de Mach, caractéristiques des parois, etc . . .). Ainsi, en fonction des caractéristiques de l'écoulement et des conditions aux limites, les ondes réfléchies sont caractérisées par leur longueur d'onde, leurs distributions spatiale et leur amplitude dans le domaine. Ces

ondes peuvent être déduites à partir d'une analyse acoustique basée, par exemple sur l'équation d'Helmholtz (présentée dans la section 6).

Origine des fluctuations de dégagement de chaleur

Sur la partie supérieure de la boucle illustrée sur la Figure 1.9, la production des fluctuations de dégagement de chaleur à partir des fluctuations de pression p' ou de vitesse u' dépend des caractéristiques de la chambre de combustion. Dans le cas de flamme pré-mélangées, des modifications locales de la flamme induites soit par des structures turbulentes, tourbillonnaires, ou par l'interaction avec les parois, contrôlent le mélange entre les gaz frais et brûlés, et en conséquence, modifient le taux de réaction de la flamme. Gutmark et Gutmark (1997) font un bilan des principaux mécanismes liant les fluctuations du dégagement de chaleur à la présence de structures tourbillonnaires. Ils observent que ces structures ont tendance à emprisonner les gaz frais ou le carburant dans leur zone centrale, alors que la flamme se localise à la périphérie de la structure. Lorsque deux structures adjacentes interagissent ou qu'une de ces structures rencontre une paroi, un mélange rapide se produit, créant une zone de dégagement de chaleur. Enfin, une autre source à l'origine du dégagement de chaleur instationnaire provient de l'interaction entre les régions de richesse non-homogènes et la flamme. Les travaux menés par Lieuwen et Zinn (1998a) montrent que, dans le cas d'une flamme pré-mélangée, les oscillations de pression proches de l'injection interagissent avec le carburant et induisent une oscillation du débit de carburant, créant une modification locale de richesse, qui se propage vers la zone de combustion. Un phénomène semblable est observable lorsque l'injection de carburant reste constante mais que la vitesse d'air oscille. Ceci implique un déphasage lié à la vitesse des gaz frais et à la distance entre le point d'injection et la flamme.

De plus, plusieurs études montrent que des perturbations acoustiques présentes en amont ou en aval vont créer des oscillations de vitesse au niveau de l'injecteur, ce qui génère des détachements tourbillonnaires. Les tourbillons ainsi créés viennent modifier la structure de l'écoulement, et la surface de flamme. Ainsi, les travaux expérimentaux de Poinsot *et al.* (1987) réalisés en pré-mélangé sur une chambre de combustion munie d'un brûleur multi-flammes mettent en évidence le rôle de la formation tourbillonnaire sur l'instabilité thermoacoustique et le rôle des fluctuations de vitesse sur cette formation. Des résultats similaires ont été obtenus par Yu *et al.* (1991) qui observent que les fortes fluctuations de vitesse à l'amont de la flamme provoquent le détachement d'un tourbillon torique qui vient impacter le col de sortie puis se désintègre en petites structures encourageant le mélange entre les gaz frais et les gaz brûlés, et provoquant une augmentation du dégagement de chaleur (Figure 1.10).

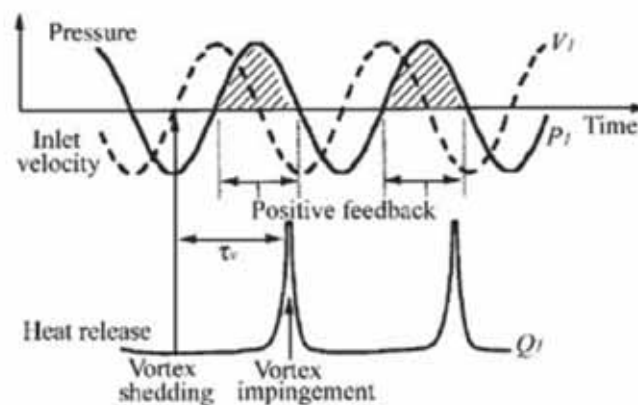


FIGURE 1.10. – Évolution du champ acoustique et du dégagement de chaleur en fonction du temps, et de détachements tourbillonnaires, d'après Yu *et al.* (1991).

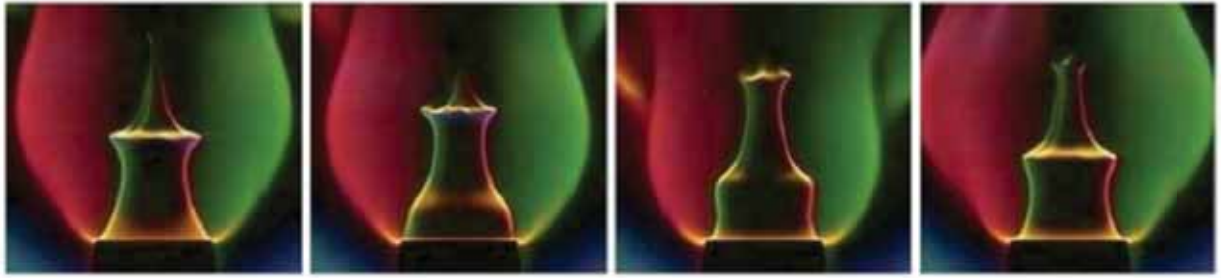


FIGURE 1.11. – Images Schlieren montrant l'évolution de la surface de la flamme pour une excitation à 75.5 Hz au cours d'un cycle, d'après Schuller (2003).

Ces auteurs mettent en évidence le rôle du temps lié à la convection des tourbillons vers le col, dans le couplage thermoacoustique. Puis, quand l'intensité acoustique augmente, un fort couplage apparaît entre les composantes acoustiques et le dégagement de chaleur instationnaire. Dans leur configuration, Noiry *et al.* (2008) observent que cette variation est induite par des oscillations de vitesse de l'écoulement gazeux incident.

Dans les travaux de Ducruix *et al.* (2003), des mesures et des visualisations de Schlieren ont été obtenues pour une flamme laminaire air-méthane pré-mélangée, à une richesse de 0.95. Ces auteurs mettent en évidence que l'excitation acoustique provoque une oscillation périodique du front de flamme engendrant une fluctuation de la surface de combustion (Figure 1.11).

1.2.3. Influence de la phase liquide

Dans le cas de la combustion de carburant liquide, le couplage entre les fluctuations acoustiques et le dégagement de chaleur instationnaire peuvent potentiellement interagir avec des phénomènes supplémentaires, tels que l'atomisation, le transport, l'évaporation, la combustion ainsi que leurs interactions avec la turbulence, la vorticité, la chimie et l'acoustique. Ces différents phénomènes sont à prendre en compte dans l'apparition des instabilités thermoacoustiques, car ils modifient le temps caractéristique entre l'injection du carburant et sa combustion. La compréhension du comportement de ces phénomènes vis-à-vis du cycle d'instabilité est actuellement au centre des recherches scientifiques ou industrielles, en vue du développement de moyens de prédiction ou encore de méthodes de contrôle actif de ces instabilités. Le but de ces recherches est alors de déterminer les couplages existants, ou non, entre ces phénomènes et l'acoustique de la chambre. Ainsi, Annaswamy et Ghoniem (2002) présentent un large ensemble des phénomènes impliqués dans les instabilités de combustion (Figure 1.12).

Cette représentation du cycle d'instabilité prend en compte plusieurs phénomènes hydrodynamiques, tels que la turbulence, l'atomisation et le transport, et des phénomènes liés à la dynamique de combustion tels que l'évaporation, le mélange et la dynamique de la flamme. De plus, ce cycle montre les temps de convection liés à chaque phénomène (notamment τ_c le temps caractéristique de convection et τ_v le temps lié à la vaporisation), ce qui permet de déterminer si le dégagement de chaleur est en phase ou non avec l'oscillation de pression acoustique, et donc le développement d'instabilités.

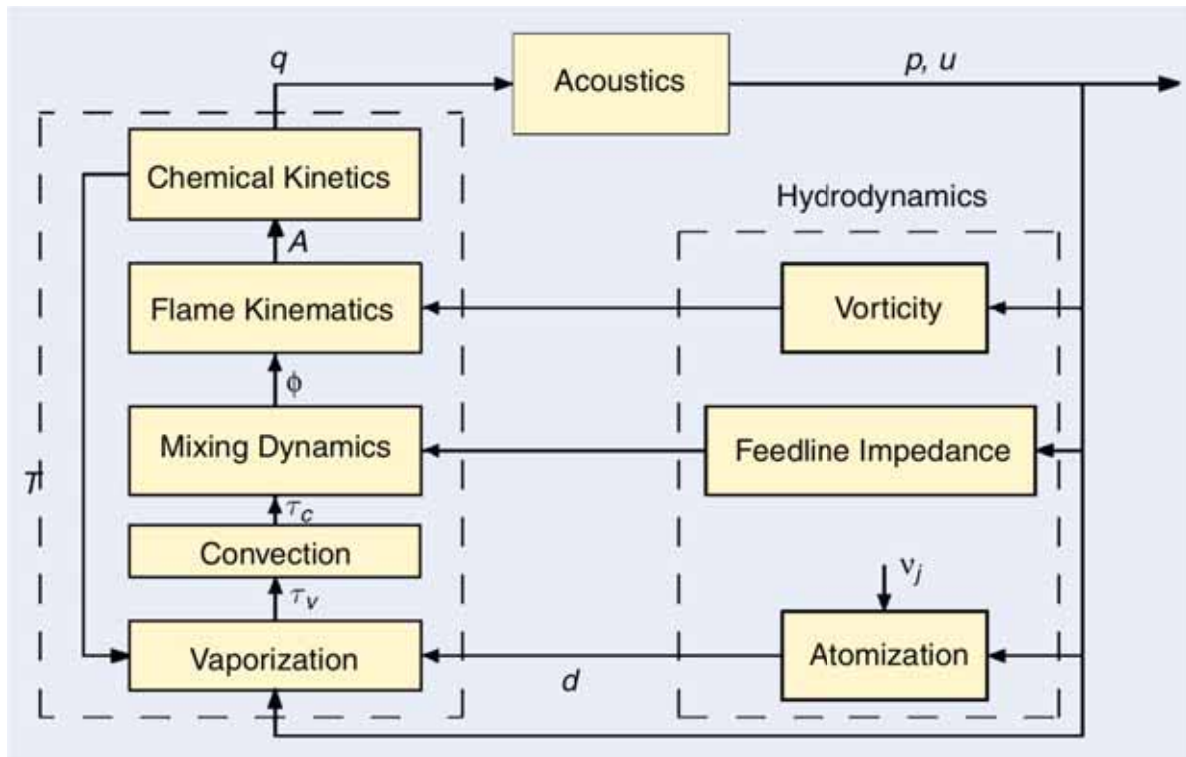


FIGURE 1.12. – Définition d'un cycle d'instabilité thermoacoustique, prenant en compte les différents couplages possibles, afin de réaliser du contrôle actif, d'après Annaswamy et Ghoniem (2002).

L'atomisation

Les études réalisées par Eckstein *et al.* (2006), se sont intéressées à un système d'injection combinant un injecteur pilote, ayant pour fonction d'accrocher la flamme, et un injecteur de type multipoint, qui injecte les forts débits de carburant. L'injection est soumise à des fluctuations de vitesse d'air, l'objectif est d'analyser le brouillard engendré par l'atomisation du carburant liquide. Eckstein *et al.* (2006) observent que la taille des gouttes dans le brouillard varie périodiquement à la même fréquence que celle de l'excitation de l'écoulement d'air. De plus, ils remarquent que, pour une condition d'injection liquide donnée, une vitesse d'air élevée produit un grand nombre de petites gouttes, alors qu'une vitesse d'air faible génère une petite quantité de gouttes de grande taille. Ainsi, lorsque des instabilités de combustion sont présentes, les fluctuations périodiques de vitesse au sein du système d'atomisation induisent une variation temporelle de la distribution en taille des gouttes. Cette distribution de gouttes est ensuite transportée vers la flamme comme une onde de densité de gouttes.

En parallèle de ces études, Giuliani *et al.* (2002) et Gajan *et al.* (2007) ont étudié le comportement de brouillards, à partir d'un système d'atomisation simplifié et d'un système d'atomisation industriel "Dextre-type" pour des conditions non réactives. Dans le premier cas, le brouillard de gouttes est formé à partir de l'atomisation d'une nappe liquide axisymétrique, cisailé sur ses deux faces par un écoulement d'air swirlé co-rotatif. Dans le deuxième cas, une zone de pré-filming a été formée avant l'atomisation du carburant liquide. Dans cette expérience, les fluctuations de vitesse sont générées par une sirène placée en amont ou en aval du système d'atomisation. À partir d'une méthode de post-traitement en moyenne de phase, les auteurs représentent l'évolution du nombre et de la taille des gouttes en un point donné dans le brouillard au cours d'un cycle de pulsation acoustique.

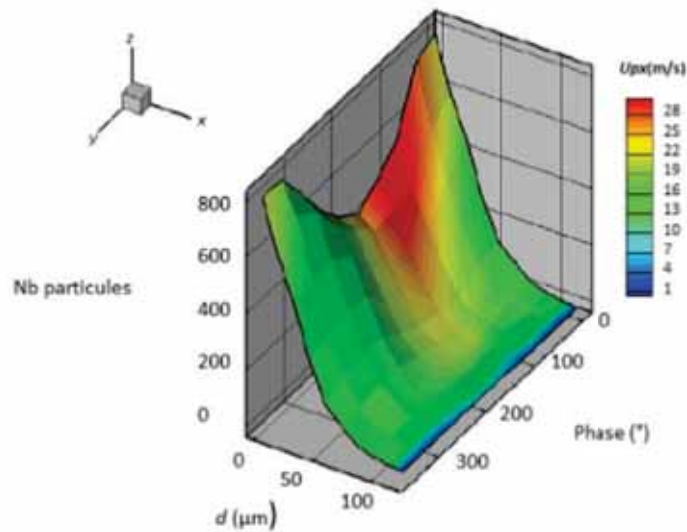


FIGURE 1.13. – Histogramme de l'évolution de la taille des gouttes au cours d'un cycle de l'excitation acoustique, les niveaux de couleur correspondent à la vitesse longitudinale des gouttes ; $f = 700\text{Hz}$, $x/d = 0 : 45, y/d = 0 : 45, z/d = 0$, d'après Gajan *et al.* (2007).

La Figure 1.13 montre que l'excitation acoustique impose une modulation significative du nombre de gouttes durant un cycle, principalement en ce qui concerne les gouttes de petite taille. Plus récemment, Apeloig (2013) a réalisé des mesures d'intensité liquide par PLIF en moyenne de phase, sur les gouttes issues de l'atomisation d'un injecteur multipoint. Ces mesures ont été effectuées en présence ou non des instabilités de combustion et sont illustrées sur la Figure 1.14.

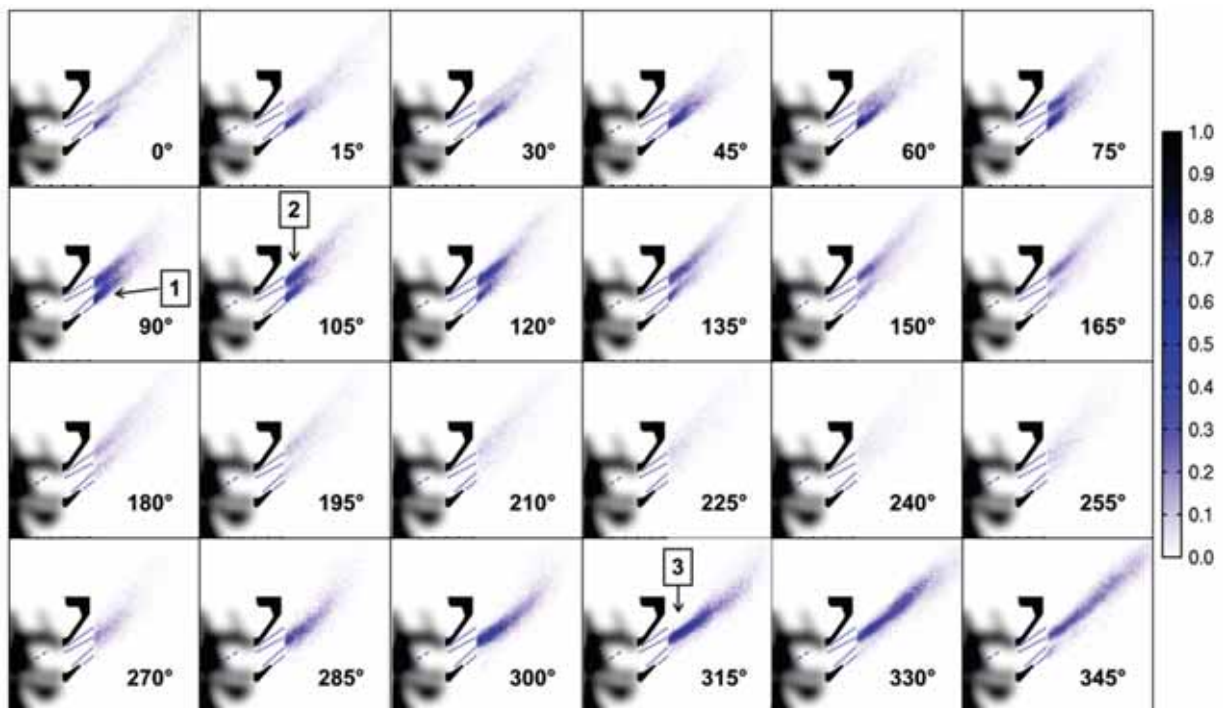


FIGURE 1.14. – Évolution temporelle de la distribution spatiale de kérosène au cours d'un cycle d'instabilités de combustion, d'après Apeloig *et al.* (2014).

Il observe que la présence d'instabilités joue un rôle sur la répartition de la densité du brouillard liquide. De plus, ces instabilités engendrent des oscillations de richesse locale importantes en sortie de l'injecteur. Il en déduit que l'interaction entre la phase liquide et les instabilités thermoacoustiques est significative. Par ailleurs, à partir de ces résultats, il caractérise les principales caractéristiques de la dynamique du brouillard et suggère que le comportement de celui-ci est lié aux fluctuations de l'écoulement d'air incident au système d'injection, qui modifie la trajectoire individuelle de chacun des jets composants l'injecteur multipoint.

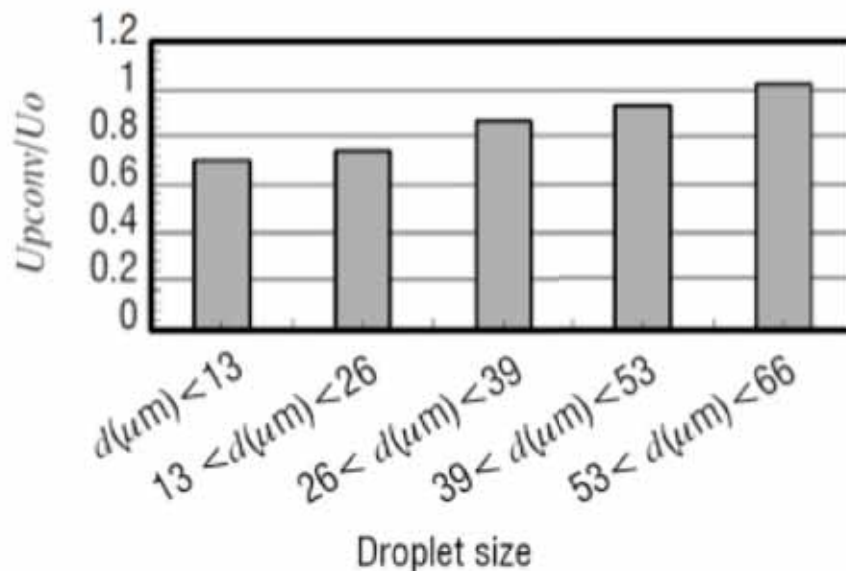


FIGURE 1.15. – Vitesse moyenne de propagation des ondes de densité de gouttes en fonction de la taille des gouttes, d'après Gajan *et al.* (2007)

Le transport

Après l'atomisation, le transport des gouttes par l'écoulement joue une part dans les instabilités thermoacoustiques. Lors de leurs travaux, Giuliani (2002) et Gajan *et al.* (2007) ont observé des ondes de densité de gouttes convectées à l'aval du système d'injection. Giuliani (2002) observe une forte interaction entre les fronts de concentration de gouttes et la convection d'anneaux tourbillonnaires, formés dans l'écoulement swirlé au niveau de la couche de cisaillement du jet. En effet, il constate la création d'une succession d'anneaux tourbillonnaires suivis par un front de gouttes denses, se développant sur la surface de l'enveloppe du brouillard. Il précise que ces anneaux tourbillonnaires contiennent une faible densité de gouttes, et que la vitesse de convection des gouttes est à peu près égale à la moitié de la vitesse de l'écoulement d'air en sortie du système d'injection.

Les résultats obtenus par Gajan *et al.* (2007) ont permis d'analyser le comportement du transport pour différentes tailles de gouttes. Ils révèlent que la vitesse de propagation des ondes de densité de gouttes dépend de la taille des gouttes et que l'amplitude de l'onde augmente au cours du phénomène de transport. Enfin, l'utilisation d'un modèle à une dimension basé sur l'équation de transport de Basset–Boussinesq–Oseen (BBO), a permis d'observer la mise en vitesse de gouttes placées à une vitesse initiale nulle dans un écoulement d'air pulsé.

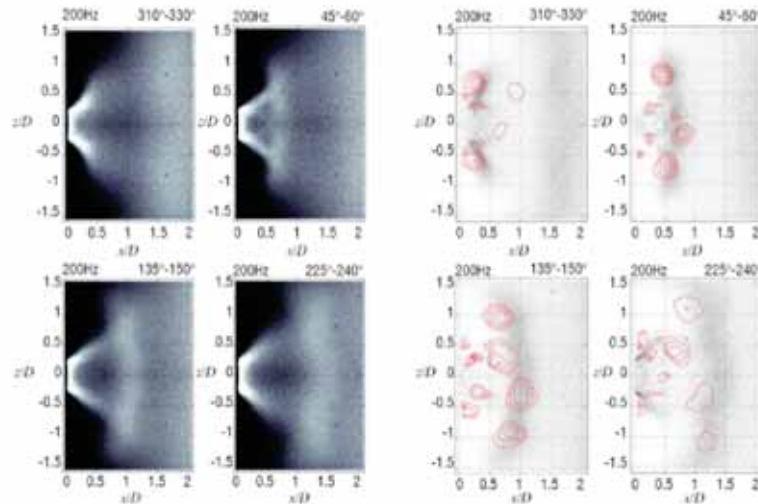


FIGURE 1.16. – Images en moyenne de phase obtenues à partir d'un brouillard soumis à un écoulement d'air pulsé : Gauche : Images en moyenne de phase, Droite : Interaction entre le brouillard et le détachement tourbillonnaire, d'après Giuliani (2002).

Les petites gouttes se regroupent et se dispersent de manière cyclique, tel un accordéon. Le mouvement de ces gouttes de façon coordonnée laisse apparaître un front de goutte. Ils concluent ainsi, que ce phénomène est du à l'influence du champ de vitesse de l'air oscillant.

L'évaporation

Enfin l'évaporation est une étape importante dans l'influence de la phase liquide dans les instabilités de combustion. En effet, l'évaporation du kérosène dépend de plusieurs paramètres tels que la taille des gouttes, les propriétés physiques des fluides ou encore la concentration de la vapeur environnante. Ces paramètres sont contrôlés par le mode d'atomisation, la température de l'air, la richesse locale, mais aussi par le débit d'air. De plus, pendant la phase de transport, les zones de petites gouttes produisent une quantité de vapeur plus importante que les zones de grosses gouttes. Ainsi, le phénomène d'évaporation est susceptible d'engendrer l'apparition de certains modes acoustiques, qui n'apparaîtraient pas lors d'une combustion purement gazeuse.

En conclusion, les travaux analysés montrent que, dans le cas de la combustion avec un carburant liquide, des phénomènes supplémentaires entre l'injection et la combustion sont à prendre en compte. Ces phénomènes présentés précédemment sont l'atomisation, le transport et l'évaporation du carburant liquide. Ils induisent une modification du temps caractéristique entre l'injection du carburant et sa combustion, et sont donc à considérer dans l'apparition des instabilités thermoacoustiques (Figure 1.17).

Dans le cas d'un injecteur multipoint pour lequel le carburant est injecté transversalement à l'écoulement d'air, Apeloig *et al.* (2014) ont montré, au sein d'un injecteur multipoint, que l'interaction entre la phase liquide et les instabilités thermoacoustiques modifie le comportement individuel de chacun des jets. Pour pouvoir prendre en compte ces phénomènes dans les simulations et ainsi pouvoir prévoir la relation de phase entre l'excitation acoustique et le dégagement de chaleur, il est nécessaire de s'assurer que la méthode numérique utilisée est capable de reproduire correctement l'ensemble des phénomènes entre l'injection du carburant et la zone de combustion. Ceci est l'objet de cette thèse qui se focalisera sur la simulation du comportement de ces jets en présence d'une perturbation acoustique. Dans la suite de ce chapitre nous allons tout d'abord faire un état de l'art sur les travaux expérimentaux ou numériques réalisés sur cette configuration d'écoulement.

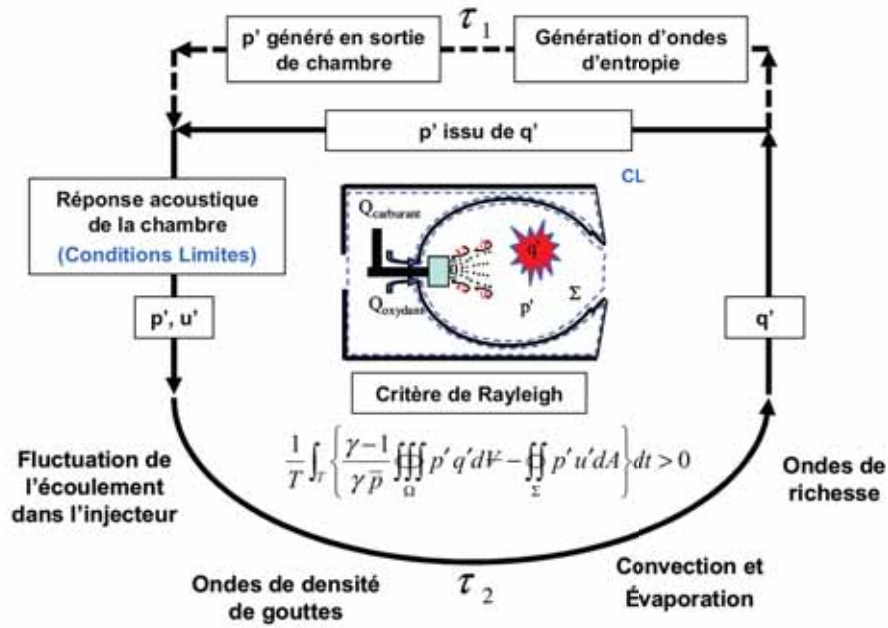


FIGURE 1.17. – Boucle de couplage à l'origine des instabilités thermoacoustiques, dans le cas d'une injection de carburant liquide, adapté de Gajan *et al.* (2007).

1.3. Jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse (LJICF)

Dans cette section, un état de l'art concernant les phénomènes physiques et la caractérisation de l'atomisation d'un jet liquide en présence d'un écoulement transverse est présentée. Cette configuration, où l'injection est perpendiculaire à l'écoulement gazeux, est une représentation simplifiée d'un point d'injection que l'on rencontre dans un injecteur de type multipoint. Dans cette thèse, la configuration "Jet Liquide en présence d'un Écoulement Transverse" sera fréquemment contractée par l'acronyme LJICF de sa traduction anglaise "Liquid Jet In CrossFlow".

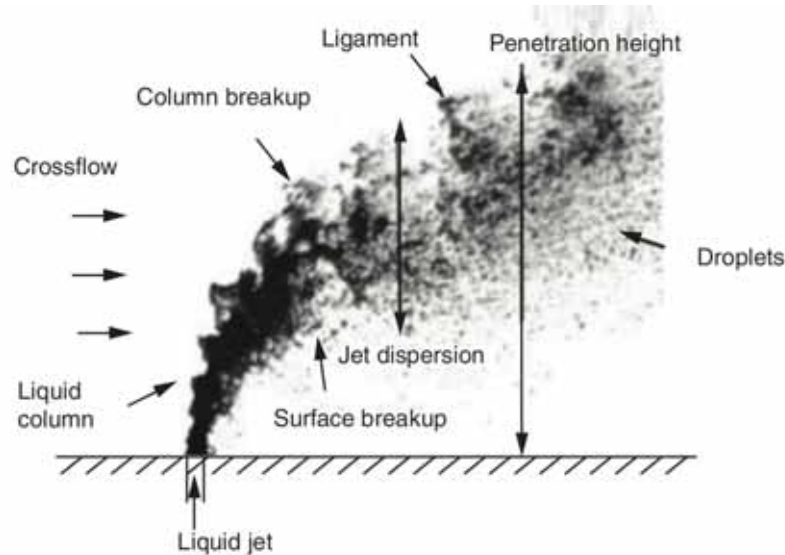


FIGURE 1.18. – Caractéristiques du jet liquide avec écoulement d'air transverse, d'après No (2015)

La Figure 1.18 présente succinctement les différents phénomènes que l'on peut observer sur l'atomisation d'un LJICF : injection ; déformation de la colonne, rupture de la colonne liquide et formation de spray. Les différentes caractéristiques de cette configuration seront détaillées dans les parties suivantes.

1.3.1. Paramètres et nombres adimensionnels

Lors des premières études expérimentales menées par Wu *et al.* (1997) sur le jet liquide en présence d'un écoulement gazeux transverse, les paramètres caractéristiques du comportement du jet ont été identifiés. Dans l'ensemble de ce document, l'indice l fait référence aux propriétés du liquide et l'indice g aux propriétés du gaz. Les principaux paramètres caractéristique peuvent être classés en deux catégories :

- des caractéristiques physiques des fluides : leur masse volumique ρ_g et ρ_l , leur viscosité dynamique μ_g et μ_l et la tension de surface σ ;
- des caractéristiques de l'écoulement : les vitesses d'injection u_g et u_l , le diamètre d'injection liquide d_j , les dimensions du domaine et les niveaux de turbulence de l'écoulement.

Pai *et al.* (2009) font l'inventaire des grandeurs adimensionnelles permettant de décrire la dynamique et l'atomisation du jet. Le théorème de Vaschy-Buckingham indique que 5 paramètres adimensionnels sont nécessaires pour décrire cette configuration. Les paramètres adimensionnels les plus pertinents pour la caractérisation du LJICF sont définis ici.

Le rapport de flux de quantité de mouvement entre le liquide et le gaz q permet de caractériser la forme et la pénétration du jet, comme il sera montré plus tard. Il s'écrit :

$$q = \frac{\rho_l u_l^2}{\rho_g u_g^2} \quad (1.3)$$

Le nombre de Weber relatif à l'écoulement gazeux We_g , appelé aussi nombre de Weber aérodynamique, caractérise les différents régimes d'atomisation du jet (taille et forme des gouttes, présence de ligaments ...). Ce nombre est défini comme le rapport entre les forces déstabilisatrices (forces aérodynamiques) et les forces de cohésion liées aux phénomènes de capillarité :

$$We_g = \frac{\rho_g u_g^2 d_j}{\sigma} \quad (1.4)$$

Le nombre de Reynolds du jet permet de caractériser la turbulence de l'écoulement liquide qui jouera un rôle dans la désintégration du jet liquide. Il est défini comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re_l = \frac{\rho_l u_l d_j}{\mu_l} \quad (1.5)$$

Le nombre d'Ohnesorge s'écrit comme le rapport des forces visqueuses dans le liquide sur les effets liés à la tension superficielle et aux forces d'inertie :

$$Oh_l = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma d_j}} \quad (1.6)$$

Enfin, le rapport des masses volumiques liquide/air est le dernier nombre adimensionnel qui permet de compléter la caractérisation du LJICF :

$$\Phi = \frac{\rho_l}{\rho_g} \quad (1.7)$$

Cependant, ces nombres adimensionnels ne permettent pas de décrire intégralement le comportement du LJICF et d'autres paramètres (telle que la condition d'injection liquide par exemple) seront présentés dans la suite de ce chapitre (No, 2015; Broumand et Birouk, 2016a). Les principaux aspects du LJICF seront détaillés dans les sections suivantes : régimes généraux d'atomisation du jet, trajectoire et déformation du jet, rupture du jet et caractérisation du brouillard.

1.3.2. Régimes d'atomisation du jet

L'atomisation d'un jet liquide consiste à désagréger celui-ci en un brouillard de fines gouttelettes. L'étude et la compréhension de ce phénomène sont motivées par les nombreuses applications dans lesquelles il intervient, comme les moteurs diesel, les systèmes de propulsion ou encore les sprays agricoles. Dans les applications aéronautiques visées, le jet liquide débouche perpendiculairement dans une veine dans laquelle circule de l'air.

Les premières études sur ce sujet sont consacrées à l'observation expérimentale de ce phénomène. Il a ainsi été constaté que les gouttes générées lors de l'atomisation d'un jet liquide par un écoulement d'air transverse peuvent apparaître de deux façons. Elles peuvent être générées directement à partir de la colonne de liquide ou aux extrémités des ligaments. Sous l'action de l'écoulement d'air, la surface du jet liquide se déstabilise, ce qui entraîne la formation et l'arrachage de ligaments et de gouttes depuis la surface de la colonne liquide, ou directement à partir de la rupture de la colonne du jet. Les ligaments ainsi formés sont soumis à des instabilités de Rayleigh-Taylor et se désagrègent sous forme de gouttes. Il a été montré que l'évolution des ligaments comporte deux régimes (Sallam *et al.*, 2004). Dans un premier temps, l'épaisseur du ligament croît au cours du temps. Puis le ligament atteint une épaisseur constante qui est une fraction du diamètre du jet liquide. Le ligament est alors arraché du jet liquide par les forces de cisaillement. Les études ont ainsi permis d'obtenir l'évolution des ligaments le long du jet ainsi que le temps nécessaire à leur formation (Sallam *et al.*, 2004). Le diamètre des gouttes formées dépend alors seulement du diamètre des ligaments. Les deux composantes de la vitesse, transverse et longitudinale, des gouttes sont indépendantes du diamètre de celles-ci. La vitesse transverse des

gouttes est de l'ordre de la vitesse d'injection du jet liquide, tandis que la vitesse longitudinale est d'abord faible puis tend vers la vitesse de l'écoulement d'air (qu'elles atteignent après un temps caractéristique de relaxation).

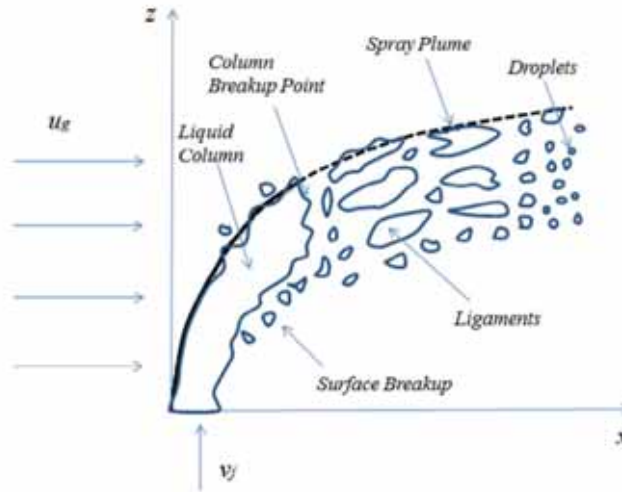


FIGURE 1.19. – Schéma de la pénétration d'un jet liquide en présence d'un écoulement gazeux transverse, d'après Broumand et Birouk (2016a).

Avant de présenter les différents régimes de rupture du LJICF, on peut différencier le cas d'une injection liquide turbulente ou laminaire. Pour définir les conditions d'injection qui mènent à la présence de turbulence dans le jet, Wu *et al.* (1994) s'intéressent dans un premier temps à l'atomisation primaire de jets liquides injectés dans un gaz au repos. Ils en concluent que les conditions de sortie du jet liquide, en particulier la présence de vorticités et de variations instationnaires de vitesse, jouent un rôle important sur l'atomisation du jet liquide. Trois régimes peuvent ainsi être définis : les jets laminaires, sinusoïdaux et turbulents. La transition entre ces régimes dépend principalement de deux paramètres : le rapport L/d caractérisant l'injecteur liquide (longueur de l'injecteur après contraction sur le diamètre de l'injecteur) et le nombre de Reynolds d'injection. La Figure 1.20 indique que le jet liquide possède une surface lisse (injection laminaire) dès que le rapport L/d diminue en dessous de 4 – 6, et ce même pour un nombre de Reynolds important. D'autres auteurs cependant, comme Grant et Middleman (1966) et Shimizu *et al.* (1984), observent des transitions laminaire-turbulent à faible nombre de Reynolds et grand rapport L/d ou pour $L/d = 4$ et un très grand nombre de Reynolds.

Cet état de l'art se limite à décrire la phénoménologie des jets laminaires ou faiblement turbulents. Cependant, l'influence de la turbulence au sein du jet sur la trajectoire et la rupture du jet est également présentée.

Dans le but d'étendre les travaux réalisés par Wu *et al.* (1997) dans le cadre d'un jet faiblement turbulent, les différents régimes d'atomisation ont fait l'objet de nombreuses recherches. Parmi celles-ci, on peut mentionner celle de Mazallon *et al.* (1999) ainsi que Sallam *et al.* (2004). Elles ont notamment permis de mettre en évidence le rôle des paramètres caractéristiques We_g , q , et Oh dans la caractérisation des différents régimes d'atomisation.

Dans le cadre de leurs expériences sur les jets laminaires, et afin de montrer précisément le rôle de We_g sur le processus d'atomisation du jet liquide, Sallam *et al.* (2004) font varier la vitesse d'écoulement d'air (donc We_g) en conservant la même vitesse du jet liquide et se placent dans le cas où les effets de viscosité liés au fluide sont faibles ($Oh < 0.3$).

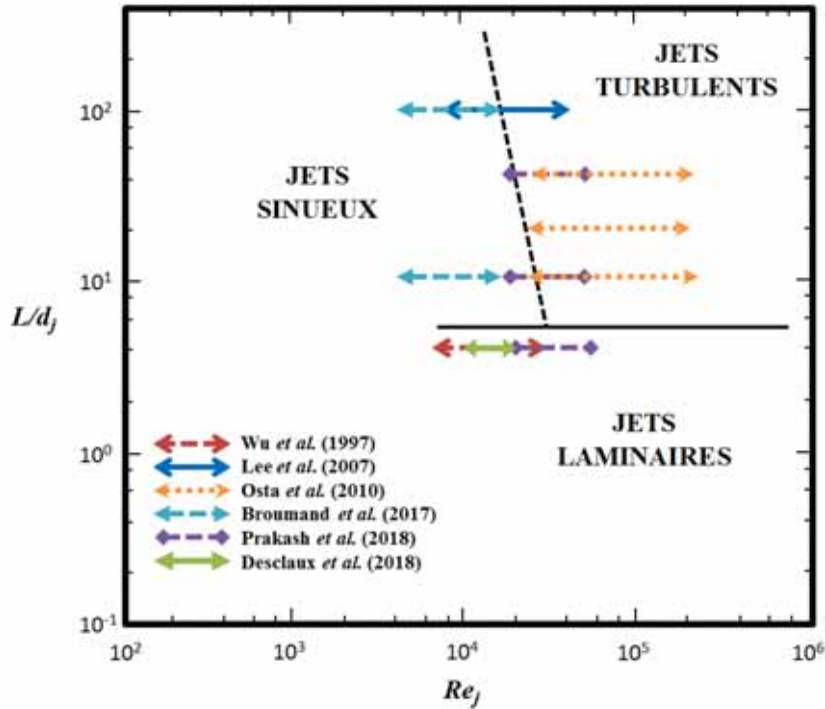


FIGURE 1.20. – Régimes d'atomisation primaire de jet liquide dans un milieu au repos, adapté de Wu *et al.* (1994).

Régimes de rupture

Plusieurs modalités de rupture du jet liquide avec crossflow ont été répertoriées par Mazallon *et al.* (1999) et Sallam *et al.* (2004). Ces différents régimes peuvent être classés en fonction du nombre de Weber aérodynamique We_g , du rapport des flux de quantité de mouvement q et du nombre d'Ohnesorge. Dans le cas où les effets de viscosité liés au fluide sont faibles ($Oh \leq 0.3$), quatre régimes d'atomisation primaire du jet ont été observés. Sallam *et al.* (2004) font varier la vitesse d'écoulement d'air (et donc We_g) en conservant la même vitesse du jet liquide.

Column breakup ($We_g < 4$)

Dans ce régime, des instabilités hydrodynamiques se développent et perturbent le corps du jet, en forme de nœuds périodiques. Ces nœuds présents sur la surface du jet sont d'autant plus rapprochés que le nombre de Weber augmente. La longueur d'onde de ces instabilités est grande par rapport au diamètre du jet. Le corps du jet se déforme, sa section devient ellipsoïdale. La forme aplatie du jet fait augmenter la force de traînée, ce qui augmente la déflexion du jet. Les instabilités qui se forment sur le corps du jet, de type Rayleigh-Taylor, peuvent générer des structures ligamentaires qui produiront des gouttes.

Bag breakup ($4 < We_g < (30..60)$)

Lorsque l'on augmente la vitesse de gaz, on observe que l'espacement entre les nœuds visibles dans le régime précédent est proche du diamètre du jet. Ce régime apparaît lorsque la pression d'arrêt du gaz est suffisante pour vaincre les forces de tension de surface du jet déformé. Le corps du jet s'aplatit à proximité du point de rupture (défini dans la partie 1.3.4) et des structures de type "sac" apparaissent, ces structures étant similaires à celles observées dans l'atomisation assistée de nappes liquides. La rupture de ces structures génère des ligaments fins ainsi qu'un spray de gouttes fines. Les ligaments entre les "sacs" subissent une rupture de type Rayleigh-Plateau et génèrent des gouttes de diamètre plus important. Au niveau des nœuds, des gouttes encore plus

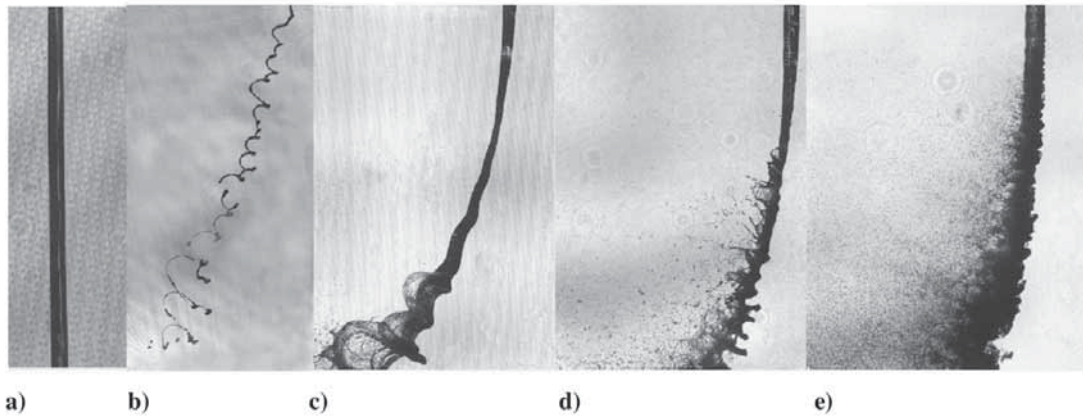


FIGURE 1.21. – Visualisation des régimes d'atomisation du LJICF en fonction du nombre de Weber We_g , d'après Sallam *et al.* (2004).

a) $We_g = 0$, *no breakup*; b) $We_g = 3$, *column breakup*; c) $We_g = 8$, *bag breakup*; d) $We_g = 30$, *multi-modal breakup*; e) $We_g = 220$, *shear breakup*

importantes peuvent être générées. Le nuage de goutte est en conséquence de caractère fortement polydisperse.

Multimode breakup ou Bag/Shear breakup ($(30..60) < We_g < 110$)

Ce régime est intermédiaire entre le *bag breakup* et le *shear breakup*. Les mécanismes de désintégration se superposent, la longueur d'onde λ_s des instabilités de surface peut varier entre 0.1 et 1 fois le diamètre du jet.

Shear ou Surface breakup ($110 < We_g$)

Dans ce régime, le jet est peu déformé par l'écoulement gazeux. Le fort cisaillement du gaz provoque la formation d'ondes ($\lambda_s \approx 0.1 d_j$) sur la surface exposée du jet. Ces instabilités se développent en ligaments et en petites gouttes, qui sont ensuite arrachés du corps du jet : les instabilités dominantes sont de type Rayleigh-Taylor et Kelvin-Helmoltz. La taille de ces ligaments et gouttes croît avec la distance de l'orifice. La masse liquide arrachée au corps du jet est très importante, pouvant atteindre jusqu'à 80 – 90% de la masse liquide totale.

Ce régime est celui qui est habituellement rencontré dans les injecteurs des turbomachines. La Figure 1.22, tirée de Chen *et al.* (2017) présente une classification des modes d'atomisation d'une colonne liquide, qui est similaire à ceux d'une goutte liquide, décrites par Hsiang et Faeth (1995). Il a été observé des similarités entre les régimes d'atomisation primaire du LJICF et ceux d'atomisation secondaire de gouttes soumises à des onde de choc. Ces différents régimes peuvent donc être classés selon les nombres de Weber et d'Ohnesorge. Sur la Figure 1.23, on observe en symboles pleins les régimes observés par Sallam *et al.* (2004), en symboles vides ceux observés par Mazallon *et al.* (1999) pour l'atomisation primaire d'un jet liquide en crossflow et en traits pointillés les régimes d'atomisation secondaire pour une goutte liquide observés par Hsiang et Faeth (1995). Les études expérimentales de Sallam *et al.* (2004) et de Mazallon *et al.* (1999) ont été effectuées pour $Oh_l < 0.3$. Les effets visqueux ne sont donc pas très importants, et les transitions entre les régimes d'atomisation ont donc lieu à un Weber constant. Les effets du nombre q sur ces transitions sont négligeables pour Sallam *et al.* (2004). Cependant, Wu *et al.* (1997) cartographient ces différents régimes de rupture (Figure 1.24) en fonction du nombre de Weber et du nombre q . Sallam *et al.* (2004) observent que, de manière générale lorsque le nombre d'Ohnesorge est faible ($Oh_l \ll 1$), le processus d'atomisation du jet liquide dépend principalement du nombre de Weber. Si on voit que l'importance du nombre q est négligeable pour la transition entre les régimes à faible Weber, on observe que le régime de *surface breakup* apparaît pour un Weber plus

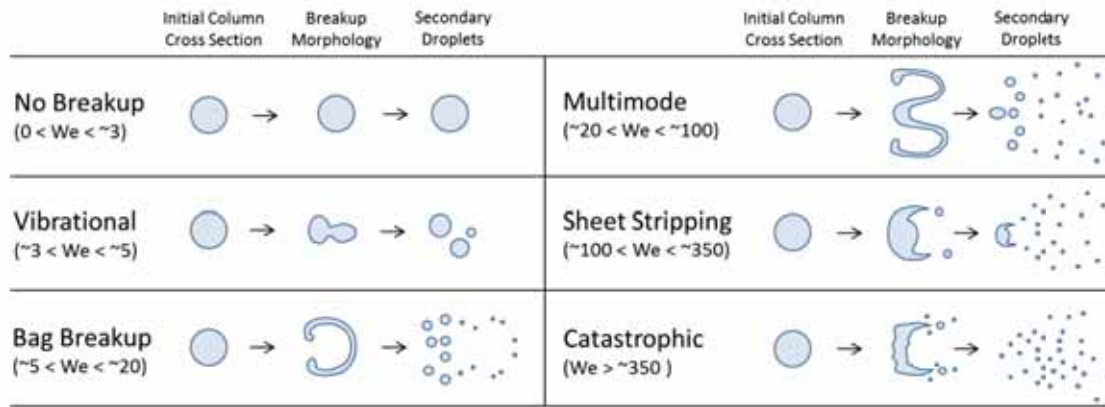


FIGURE 1.22. – Mode d'atomisation et formation de gouttes secondaire d'une colonne liquide en fonction du Weber aérodynamique, d'après Chen *et al.* (2017).

faible lorsque q augmente. Lorsque q est petit (< 10), on ne peut pas observer de *surface breakup*.

Enfin, Sallam *et al.* (2006) étudient expérimentalement les différences entre les phénomènes d'atomisation subits par des jets laminaires et turbulents en présence d'un écoulement transverse. Ils en concluent que les jets turbulents respectent les différents régimes d'atomisation primaire définis précédemment (*column*, *bag*, *multimode* et *shear breakups*) si le nombre de Faeth est inférieur à 17000. Le nombre de Faeth s'exprime en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement q et du nombre de Weber liquide We_l : $Fa = q^{1/3}We_l$.

1.3.3. Trajectoire du jet liquide

La caractérisation de la trajectoire du jet liquide a fait l'objet de nombreuses recherches et publications. Dans le cadre de notre étude nous nous limiterons à celles effectuées pour le cas d'un jet liquide laminaire, débouchant transversalement dans un écoulement d'air subsonique uniforme. La section 1.4 présentera des études sur le comportement du jet en présence d'excitations acoustiques dans l'écoulement gazeux.

Avant toute chose, il est opportun de définir les termes employés en littérature. Le terme "trajectoire du jet liquide" définit la trajectoire du jet dans une zone se situant avant le point de rupture de la colonne liquide. Le terme "trajectoire du brouillard de goutte" définit la courbe représentant la position spatiale du jet, le plus souvent décrivant le profil exposé à l'écoulement gazeux, partant de l'orifice jusqu'au point de rupture. Ainsi selon les auteurs, on trouve dans la littérature une ou plusieurs corrélations par zone d'étude considérée. Les trajectoires sont très souvent exprimées en distances adimensionnalisées par le diamètre du jet d_j . No (2015) présente un inventaire de nombreuses corrélations empiriques issues de la littérature. Ces études sont classées en fonction des paramètres caractéristiques, utilisés par les différents auteurs dans le but de déterminer des corrélations universelles dépendant des nombres adimensionnels, à la fois pour le jet liquide et le brouillard de goutte. Certaines de ces études considèrent que la trajectoire du jet et du brouillard engendré, sont principalement fonction du paramètre q , mais que l'influence des autres nombres adimensionnels est négligeable. C'est le cas des études réalisées par Wu *et al.* (1997), Inamura (2000), Wotel *et al.* (1991) ou encore Becker et Hassa (2002). Song *et al.* (2013), Elshamy *et al.* (2007), Ragucci *et al.* (2007), quant à eux, incluent dans leur modèle l'influence du paramètre We_g . Ils constatent que la prise en compte de We_g , donc de la tension de surface du liquide σ , est en meilleur accord avec les données expérimentales qu'ils obtiennent, et améliore la pertinence de ces modèles. Mashayek *et al.* (2008), quant à eux, montrent que We_g a une influence importante sur la trajectoire du jet liquide. Ils justifient cela par le fait que la variation du nombre de Weber aérodynamique implique la variation du coefficient de traînée lié à la présence du jet et donc la variation des forces aérodynamiques exercées sur le jet. Cependant, ils observent

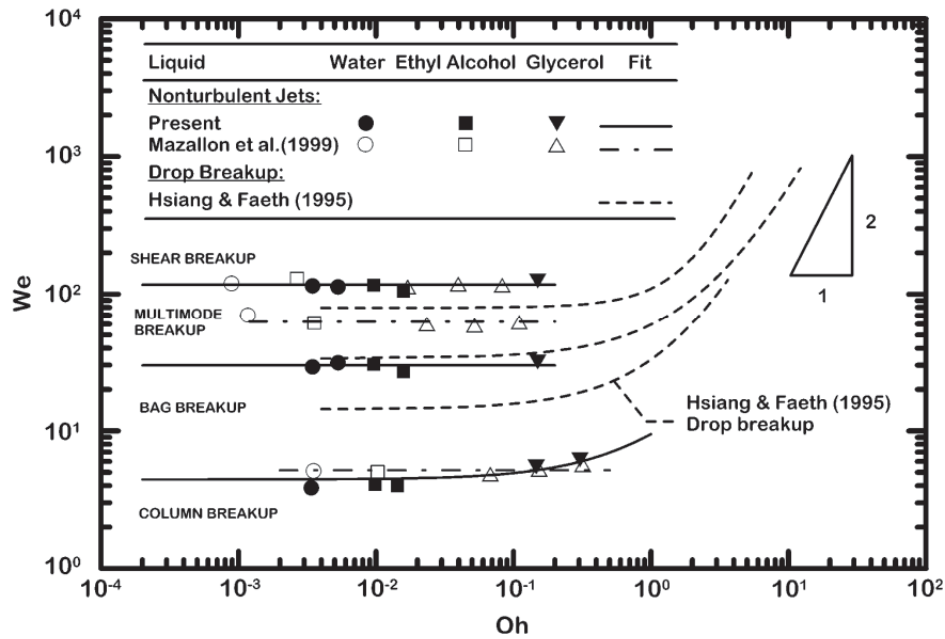


FIGURE 1.23. – Régimes d'atomisation du LJICF en fonction du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge, selon Sallam *et al.* (2004).

alors que l'influence du nombre de Weber We_g sur la trajectoire du jet est significative pour des valeurs comprises entre 1 et 100, et cette influence devient négligeable pour de plus grands ordres de grandeur ($We_g > 100$). On constate surtout que la détermination de la trajectoire varie d'une étude à l'autre, pour des conditions expérimentales équivalentes et des corrélations considérant les mêmes paramètres caractéristiques. Enfin, quelques études sont consacrées à la détermination de la trajectoire en prenant en compte les effets de viscosité du liquide, notamment en faisant varier la température ou en testant d'autres liquides. C'est le cas pour les études menées par Stenzler *et al.* (2006) ou Masuda (2006) par exemple.

Song *et al.* (2013) et No (2015) attribuent cette différence aux moyens expérimentaux utilisés lors des études réalisées. La plupart des auteurs tels que Wu *et al.* (1997), Ragucci *et al.* (2007), Lin *et al.* (2002), Bellofiore *et al.* (2007), emploient l'ombroscopie afin de déterminer la trajectoire du jet, et des mesures PDPA (Phase Doppler Particule Analyser) pour caractériser la trajectoire du brouillard. Lin *et al.* (2002) comparent les deux méthodes et en concluent que la méthode de mesure par PDPA est la plus adaptée pour obtenir la trajectoire du brouillard. D'autres auteurs, comme Song *et al.* (2013), Chen *et al.* (1993), Stenzler *et al.* (2006) procèdent par diffusion de Mie. Enfin, Bellofiore *et al.* (2007) et No (2015) montrent que les méthodes de post-traitement des données expérimentales jouent un rôle important dans les différences entre les corrélations. La plupart des études réalisées s'emploient à déterminer le contour extérieur du jet afin de caractériser la trajectoire de celui-ci, ce qui peut être fortement dépendant du seuillage qui est appliqué lors du traitement des images.

En résumé, on peut classer l'ensemble des différentes corrélations empiriques en les regroupant par leurs formes générales lois en puissance, logarithme et exponentielle :

$$z/d_j = Aq^\alpha (x/d_j)^\beta \prod_k Z_k^{\gamma_k}$$

$$z/d_j = Aq^\alpha [B \ln(x/d_j) + C] We_g^\beta$$

$$z/d_j = Aq^\alpha [1 - \exp(\beta x/d_j) [1 + B \exp(\gamma x/d_j)] [1 + C \exp(\delta x/d_j)]]$$

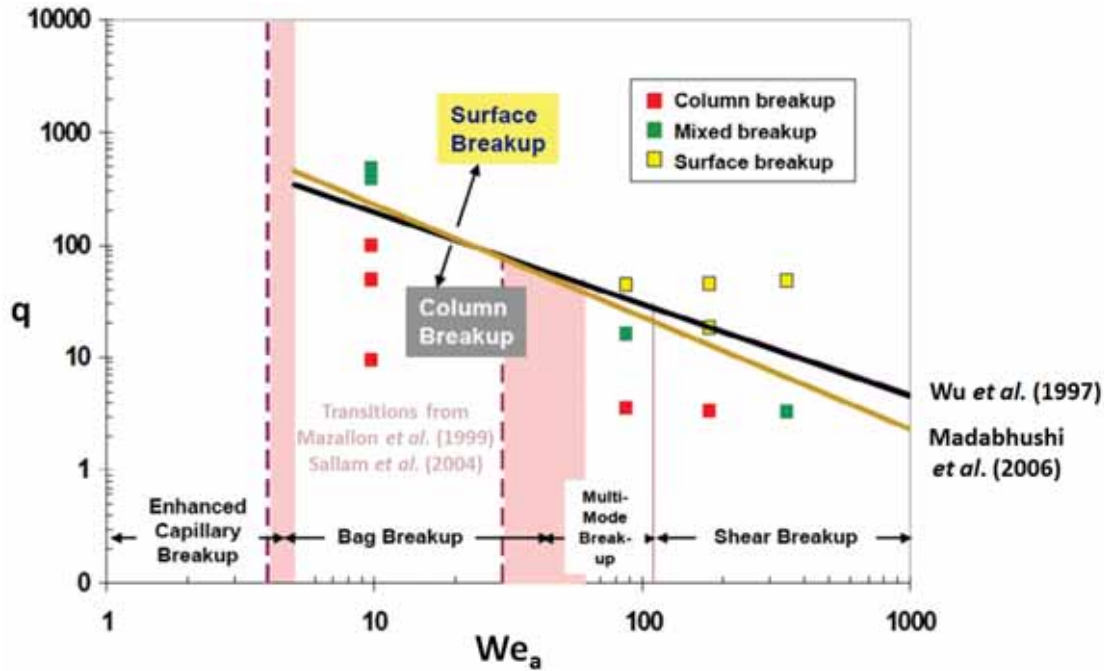


FIGURE 1.24. – Régimes d'atomisation du LJICF en fonction du nombre de Weber We_g et du rapport des flux de quantité de mouvement q , selon Wu *et al.* (1997); Mazallon *et al.* (1999); Sallam *et al.* (2004); Madabhushi *et al.* (2006).

où A , B , C , α , β et γ sont des coefficients qui diffèrent suivant les études, et Z_k des paramètres caractéristiques adimensionnels (Weber, Reynolds ...).

En plus de ces études expérimentales, on peut aussi citer les auteurs (Nguyen et Karagozian (1992), Mashayek *et al.* (2008), Mashayek et Ashgriz (2009), Najafi Marzbali et Dolatabadi (2011), Wang *et al.* (2014), Broumand et Birouk (2016b)) qui s'appuient sur des analyses théoriques pour prédire la trajectoire du jet. Ces études s'appuient principalement sur des modèles de stabilité linéaire, ou des bilans globaux des forces qui s'exercent sur le jet. Une des principales difficultés rencontrées dans ces études est d'estimer le coefficient de traînée du à la présence du jet.

Lee *et al.* (2007) affirment que la présence de turbulence dans le jet liquide a un effet négligeable sur sa trajectoire tandis que les effets aérodynamiques sont dominants. Au contraire, Broumand *et al.* (2017) observent expérimentalement un effet important de la présence ou l'absence de turbulence au niveau de l'injection liquide sur la trajectoire du jet. Ainsi, la trajectoire du jet et la hauteur du point de rupture sont moins élevés lorsque le rapport L/d de l'injecteur augmente. Ils en déduisent donc que la présence de turbulence en sortie de l'injecteur a tendance à "pencher" le jet. Les études expérimentales menées par Prakash *et al.* (2018) montrent une tendance similaire.

En conclusion, il existe un consensus général sur le fait que q est le paramètre le plus influent sur la trajectoire du jet. Néanmoins, il subsiste des différences quant à la forme des équations de trajectoire et aux paramètres considérés. Chaque corrélation est donc à considérer uniquement dans son domaine de validité défini par l'injecteur utilisée, la zone de validité de la corrélation (pour x/d_j inclus dans un intervalle) et les régimes considérés (caractérisées par une gamme de q).

La Figure 1.25 présente plusieurs exemples de trajectoire du jet liquide d'après plusieurs des études citées précédemment. Ces courbes, obtenues pour $q = 7.8$ et $We_g = 140$, les paramètres caractéristiques de notre étude, montrent bien les différences qui peuvent exister entre les différentes expériences. C'est une des raisons pour laquelle les trajectoires issues des simulations numériques présentées dans cette thèse seront comparées systématiquement aux observations expérimentales

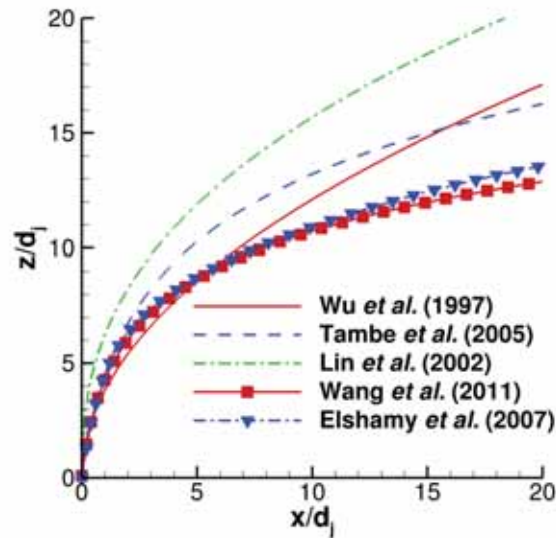


FIGURE 1.25. – Trajectoires du jet liquide pour $q = 7.8$ et $We_g = 140$, issues de plusieurs études.

obtenues sur le banc SIGMA présenté dans la section 2. En général, le paramètre We_g n'a pas une grande influence directe sur la trajectoire du jet, cependant suivant sa gamme de valeurs, il définit le régime d'atomisation primaire du jet. Or dans chaque régime d'atomisation différent, la déformation du jet n'est pas la même, ce qui a une influence sur sa trajectoire.

1.3.4. Point de rupture

La définition du point de rupture de la colonne du jet liquide, donnée par Wu *et al.* (1997), est liée au phénomène de *column breakup*. En effet, le corps du jet liquide forme une colonne continue du point d'injection jusqu'à ce point de rupture. Ce point de rupture, illustré sur la Figure 1.26, correspond donc à l'endroit où les forces déstabilisatrices pour le jet (effets aérodynamiques) surpassent les forces de cohésion du jet (effets capillaires). On parlera de longueur et de hauteur de rupture en se référant respectivement à x_b et z_b .

A l'instar de la trajectoire du jet liquide, de nombreuses études expérimentales ont été présentées

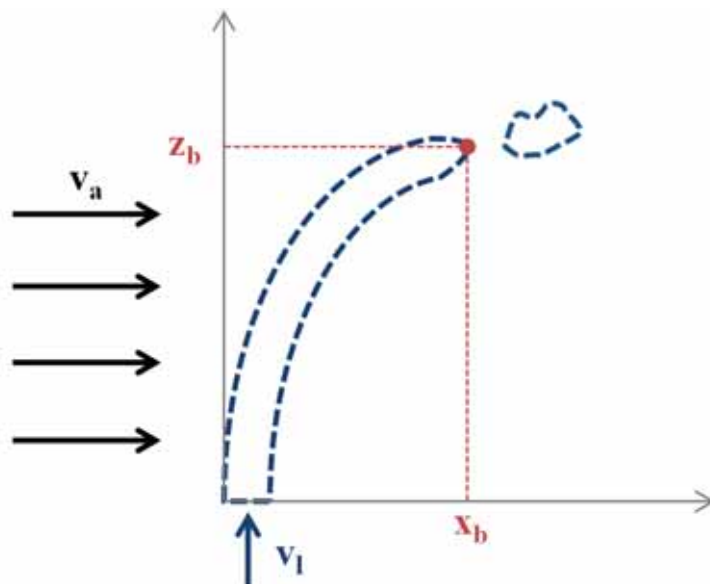


FIGURE 1.26. – Coordonnées du point de rupture (x_b, z_b) .

afin d'isoler les paramètres caractéristiques jouant dans la localisation de la rupture. Il n'est pas toujours évident de déterminer les coordonnées de ce point car cette zone de rupture est souvent polluée par la présence d'un dense brouillard de gouttes. Les auteurs précisent que dans le cas de liquide à faible viscosité, ce point est facile à localiser, alors que dans le cas de liquide à forte viscosité et faible tension de surface, cette localisation devient plus difficile (Wu *et al.* (1997) y attribuent une erreur autour de 16 – 30%).

Lee *et al.* (2007) ont montré que la présence de turbulence a un impact sur la longueur de rupture du jet : $x_b/d_j = 8.64$ et $x_b/d_j = 5.20$ pour des jets non-turbulent et turbulent respectivement. Lee *et al.* (2007) et Osta et Sallam (2010) ont montré que la présence de turbulence accélère le processus de rupture de la colonne liquide et donc diminue le temps caractéristique de l'atomisation primaire. En faisant varier le rapport L/d_j de l'injecteur, Broumand *et al.* (2017) observent que la longueur de rupture x_b du jet demeure entre $5.69 d_j$ et $7.01 d_j$. Ces valeurs sont incluses dans la gamme des longueurs de rupture obtenues par Osta et Sallam (2010) pour différents injecteurs : $x_b/d_j = 5.20 - 8$.

L'ensemble de la littérature présente ici aussi une importante disparité quant à la localisation du point de rupture. Ces disparités peuvent s'expliquer une fois de plus par la différence des configurations étudiées (notamment au niveau de l'injecteur) ainsi que des techniques expérimentales utilisées. Néanmoins, un consensus général semble se dégager :

- la longueur de rupture adimensionnalisée x_b/d_j reste constante suivant les différents régimes. Ainsi, Wu *et al.* (1997) ont montré que lorsque les forces aérodynamiques augmentent, le liquide voit son accélération augmenter mais le temps nécessaire à l'atomisation diminue conjointement. Ces deux effets se compensent, ce qui conduit à une valeur de x_b/d_j constante. Pour Wu *et al.* (1997), l'abscisse constante du point de rupture correspond à $x_b/d_j = 8.06 \pm 1.46$. Ce résultat est compatible avec un grand nombre d'autres études effectuées a posteriori, notamment celles de Sallam *et al.* (2004), ou Song *et al.* (2013). Si d'autres auteurs (Birouk *et al.*, 2003; Bellofiore *et al.*, 2007) font intervenir d'autres paramètres caractéristiques (q , We_g , ...) dans leurs corrélations, la longueur de rupture est, de manière globale, comprise entre $8 d_j$ et $12 d_j$.
- la hauteur de rupture adimensionnalisée z_b/d_j est corrélée au paramètre q . Par exemple, Wu *et al.* (1997) établissent la corrélation expérimentalement suivante : $z_b/d_j = 3.07q^{0.53}$. En résumé des différentes études, la hauteur de rupture peut s'écrire $z_b/d_j = Cq^n$ avec les coefficients $c = 2.5 - 4.4$ et $n = 0.4 - 0.53$.

1.3.5. Caractéristiques du brouillard de gouttes

L'atomisation primaire du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse est un phénomène complexe, où des structures liquides de tailles et de formes très différentes sont produites dans un temps très rapide. Ces corps (gouttes, ligaments ...), d'abord créés à proximité de la colonne liquide sont ensuite transportés par l'écoulement gazeux et peuvent ainsi subir des phénomènes d'atomisation secondaire. C'est pourquoi il est important de faire la distinction entre les caractéristiques de ces corps liquides dans la zone à proximité du jet et dans les zones situées en aval du jet.

Diamètres caractéristiques d'un brouillard de gouttes

La granulométrie d'un brouillard de gouttes est une donnée prépondérante pour les problématiques liées à l'atomisation et la combustion. Cette grandeur est caractérisée par des rapports de différents moments de distributions des diamètres de gouttes. Un moment d_{mn} est défini de manière discrète par :

$$d_{mn} = \left(\frac{\sum_{i=1}^N d_{p,i}^m}{\sum_{i=1}^N d_{p,i}^n} \right)^{\frac{1}{m-n}} \quad (1.8)$$

Parmi ces différents moments, un des plus couramment utilisés est le diamètre moyen arithmétique d_{10} du spray :

$$d_{10} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_{p,i} \quad (1.9)$$

Le diamètre moyen de Sauter (appelé aussi SMD ou d_{32}) est aussi largement utilisé, notamment pour l'étude de l'évaporation du brouillard. En effet, il est indicateur du diamètre autour duquel la plus grande quantité de surface se concentre. Il exprime le rapport entre le volume et la surface des gouttes :

$$d_{32} = \frac{\sum_{i=1}^N d_{p,i}^3}{\sum_{i=1}^N d_{p,i}^2} \quad (1.10)$$

A proximité du jet

Dans cette partie, nous allons notamment décrire les mécanismes de formations de gouttes issues de l'atomisation du jet. D'après Behzad *et al.* (2015), deux principaux mécanismes peuvent conduire à la création de gouttes à proximité de la zone d'injection : les instabilités hydrodynamiques et les phénomènes d'arrachement de couche limite ou Boundary Layer Stripping (BLS). Ces deux mécanismes sont schématisés sur la Figure 1.27. Les instabilités hydrodynamiques sont ici des instabilités azimutales, qu'il ne faut pas confondre avec les instabilités axiales se développant le long de la surface du jet exposée à l'écoulement et qui sont responsables du processus de *column breakup*. Ces instabilités azimutales sont responsables de déformations importantes de l'interface qui vont générer des gouttes. La théorie de Boundary Layer Stripping, quant à elle, suppose la présence d'une couche limite visqueuse due aux forces de cisaillement gazeux. Dans ce cas, les gouttes générées auront des tailles comparables à l'épaisseur de la couche limite. C'est le phénomène de BLS qui est le plus largement supposé dans la littérature (Sallam et Faeth (2003), Sallam *et al.* (2004)) pour expliquer la formations de ligaments et de gouttes le long de la surface du jet liquide. Dans le cas du *shear breakup*, Sallam *et al.* (2004) estiment que c'est la

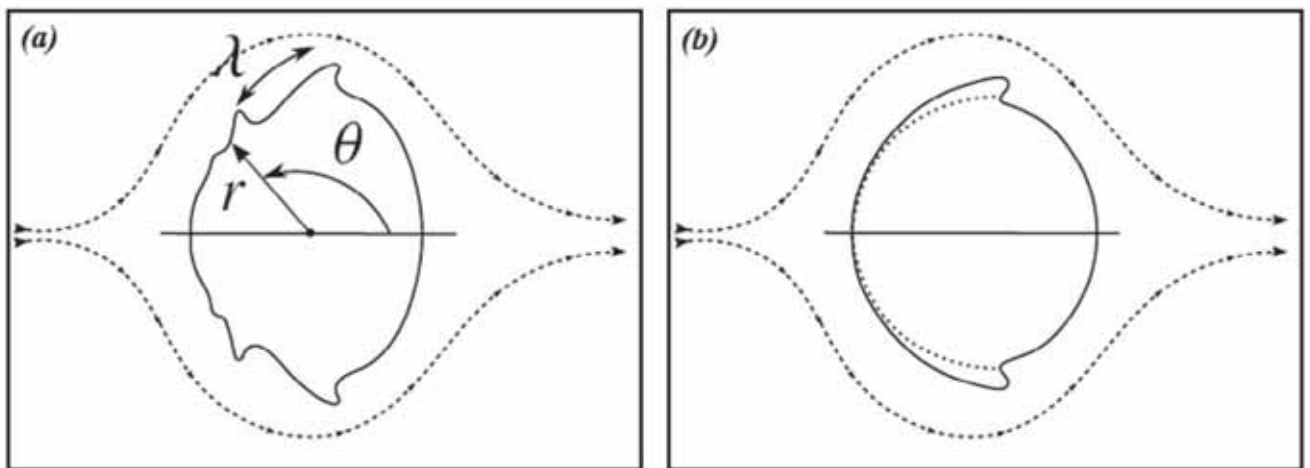


FIGURE 1.27. – Section transverse du jet liquide : (a) mécanisme d'instabilités hydrodynamiques et (b) mécanisme boundary layer stripping, d'après Behzad *et al.* (2015) et Broumand et Birouk (2016a)

formation de ligaments sur les côtés du jet qui vont produire les gouttes. Afin d'estimer les diamètres de gouttes ainsi produites, Sallam *et al.* (2004) considèrent que les ligaments suivent une atomisation de type Rayleigh. En faisant l'analogie entre le cas du jet en présence d'écoulement transverse et l'atomisation d'un jet liquide dans un milieu au repos (Sallam et Faeth, 2003), ils proposent les corrélations suivantes qui permettent d'estimer le diamètre caractéristique d_{li} d'un

ligament :

$$\frac{d_{li}}{d_j} = 0.07 \left(\frac{\mu_l/\mu_g}{We_g} \right)^{0.5} \quad \text{pour } \frac{\mu_l/\mu_g}{We_g} < 2.0 \quad (1.11)$$

$$\frac{d_{li}}{d_j} = 0.095 \quad \text{pour } \frac{\mu_l/\mu_g}{We_g} > 2.0 \quad (1.12)$$

Ces corrélations semi-empiriques ont été établies pour les ligaments les plus proches de l'injection où les instabilités de surfaces commencent à apparaître. De plus, Sallam *et al.* (2004) suggèrent que le diamètre d'une goutte d_{pi} est directement proportionnel au diamètre du ligament dont elle est issue :

$$\frac{d_{pi}}{d_{li}} = 1.2 \quad (1.13)$$

Sallam *et al.* (2004) ajoutent une corrélation pour déterminer la taille des ligaments le long de la surface du jet. La taille des ligaments d_l va varier en fonction de la direction du jet z :

$$\frac{d_l}{d_j} = 3.6 \left(\frac{(\mu_l/\rho_l)z}{v_l d_j^2} \right)^{0.5} \quad \text{pour } \frac{(\mu_l/\rho_l)z}{v_l d_j^2} < 0.001 \quad (1.14)$$

$$\frac{d_l}{d_j} = 0.11 \quad \text{pour } \frac{(\mu_l/\rho_l)z}{v_l d_j^2} > 0.001 \quad (1.15)$$

Ici aussi, on peut faire l'hypothèse de la relation entre diamètre de goutte et de ligament liquide :

$$\frac{d_p}{d_l} = 1.2 \quad (1.16)$$

La vitesse des gouttes dans la zone proche de l'atomisation (zone dense) a été obtenue expérimentalement par Sallam *et al.* (2004), menant aux corrélations suivantes sur les composantes (u, v) de la vitesse :

$$\frac{u_p(\rho_l/\rho_g)^{0.5}}{u_g} = 6.7 \quad (1.17)$$

$$\frac{v_p}{v_l} = 0.7 \quad (1.18)$$

On peut observer que la vitesse d'une goutte proche de la zone d'atomisation dépend très peu de son diamètre. Néanmoins, la vitesse de ces gouttes va néanmoins évoluer par la traînée induite par l'écoulement gazeux. Dans cette zone proche de l'atomisation, très peu d'études sur la granulométrie du brouillard sont disponibles. Ceci peut s'expliquer par le fait que cette zone est très dense en liquide, ce qui rend difficile les visualisations expérimentales : on montrera dans la description des modèles numériques que cela constitue une inconnue majeure dans tout effort de modélisation de l'atomisation primaire.

En s'inspirant de l'atomisation de jets dans un milieu au repos, Sallam *et al.* (2004) définissent le facteur d'efficacité du processus de *surface breakup* ε :

$$\varepsilon = \frac{\dot{m}_l''}{\rho_l u_p} \quad (1.19)$$

L'expression de ce facteur fait intervenir \dot{m}_l'' le taux de formation de gouttes liquide, flux massique liquide moyen sur une zone projetée de la colonne liquide. Ainsi, ce facteur sera très faible à proximité de l'injection et demeure toujours inférieur à 1, valeur qui représente le cas d'un ligament liquide continu s'éloignant du jet à la vitesse u_p . D'après leurs mesures expérimentales en aval du

jet, Sallam *et al.* (2004) donnent la corrélation suivante :

$$\varepsilon = 6.89 \times 10^{-4} \exp\left(\frac{5.43z}{z_b}\right) \quad (1.20)$$

Cette corrélation valable entre le point où les premières gouttes sont créées et le point de rupture du jet montre bien que le facteur d'efficacité ε augmente lorsque l'on s'éloigne du point d'injection.

Une autre approche proposée par Mashayek *et al.* (2008), permet d'estimer la masse liquide arrachée à la colonne liquide. En s'inspirant de Nicholls et Ranger (1969) qui ont développé un modèle pour l'arrachement de couche limite autour d'une goutte liquide, l'évolution de la masse liquide arrachée d'un élément de la colonne liquide suit l'équation :

$$\frac{d\dot{m}_l^{strip}}{dt} = \frac{3}{4} \rho_l (\pi d_{eq})^{3/2} A a_l u_g R_M \quad (1.21)$$

avec les constantes a_l et A :

$$a_l = \sqrt{\frac{8\mu_l}{3A u_g \rho_l}} \quad (1.22)$$

$$A = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1/3} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{1/3} \quad (1.23)$$

Le terme R_M représente le rapport entre le volume de la sphère de diamètre d_{eq} et celui de l'élément de colonne considéré. Cet élément de colonne est défini comme un cylindre de hauteur h et de diamètre d_{eq} . Le terme R_M s'écrit alors :

$$R_M = \frac{\rho_l h \pi r_{eq}^2}{\rho_l 4/3 \pi r_{eq}^3} = \frac{3h}{4r_{eq}} \quad (1.24)$$

Cette méthode permet donc de d'estimer localement la masse liquide atomisée d'une partie de la colonne liquide mais n'est pas applicable pour en déduire la masse liquide arrachée à l'ensemble du jet.

En aval du jet

Les gouttes liquides obtenues en aval du jet sont issues de l'atomisation secondaire. Les caractéristiques de ce brouillard de gouttes ont une importance cruciale dans le cadre de l'injection du carburant. C'est pourquoi plusieurs études expérimentales se sont intéressées notamment à la granulométrie de ce brouillard en aval du jet.

Wu *et al.* (1998) ont mesuré expérimentalement les vitesses et SMD des gouttes ainsi que le flux volumique liquide au niveau de différentes sections transverses en aval du jet. Ils observent, qu'à une grande distance de l'injection ($x/d_j = 300$), les diamètres de gouttes ainsi que le flux volumique liquide sont plus importants dans la zone située dans l'axe du jet. A cette distance, la vitesse moyenne des particules s'uniformise sur le domaine, ce qui est conforme aux observations de Bellofiore *et al.* (2008a). La Figure 1.28, d'après Tambe *et al.* (2005), présente les contours SMD, vitesses de gouttes et flux volumiques liquide adimensionnalisés à une distance $x/d = 30$ du jet. Ce types de visualisations ont été faites pour différentes configurations qui varient en changeant les paramètres caractéristiques (We_g , q , d_j ...).

On peut observer sur la Figure 1.28 que le flux volumique est maximum au centre du brouillard. Inamura et Nagai (1997) et Tambe *et al.* (2005) ont montré que la vitesse gazeuse en amont joue un rôle crucial dans l'atomisation du jet. Ainsi, pour des faibles vitesses d'air, les diamètres de

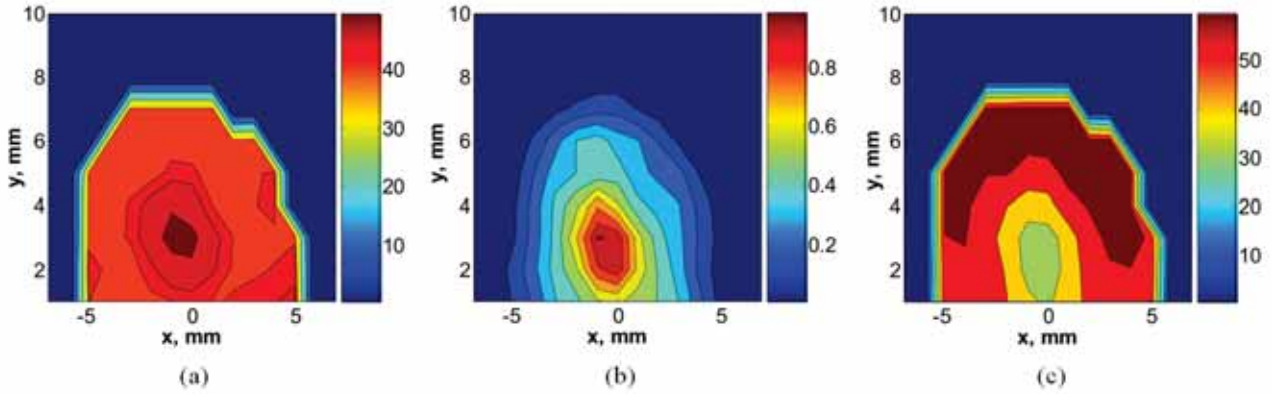


FIGURE 1.28. – Contours de (a) SMD (μm), (b) flux volumique normalisé et (c) vitesse axiale moyenne (m.s^{-1}) dans un plan transverse pour $We_g = 96.2$, $q = 5.2$ et $u_g = 123.1 \text{ m.s}^{-1}$, d'après Tambe *et al.* (2005).

gouttes sont dans la périphérie du spray alors que pour des pics de vitesses plus importants, les gouttes les plus grandes sont situées au centre du sillage du jet. Inamura et Nagai (1997) ont aussi observé que la taille maximale des gouttes diminue, leur vitesse moyenne augmente et les distributions de taille s'uniformisent au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'injection. Plusieurs corrélations permettant de caractériser les diamètres moyens des gouttes en aval du jet sont présentées dans le tableau 1.1. Dans le tableau 1.1, la corrélation issue de (Ingebo, 1985)

$d_{30} = 3.9d_j(We_g/Re_g)^{0.25}$	Ingebo et Foster (1957)
$d_j/d_{32} = 1.4(We_gRe_g)^{0.4}(gl/\bar{c}^2)^{0.15}$ pour $We_gRe_g > 10^6$	Ingebo (1985)
$d_{32}/d_j = 1.015 \times 10^{19} Re_g^{-3.5998} Re_l^{-1.8094} We_g^{2.2474} (x/d_j)^{-0.6867} (z/d_j)^{1.9718}$	Kihm <i>et al.</i> (1995)
$d_j/d_{32} = 0.267We_g^{0.44} q^{0.08} (\rho_l/\rho_g)^{0.3} (\mu_l/\mu_g)^{-0.16}$	Song <i>et al.</i> (2015)

TABLE 1.1. – Corrélation des diamètres caractéristiques de gouttes issues de la littérature.

fait intervenir l le libre parcours moyen moléculaire et \bar{c} la valeur RMS de la vitesse moléculaire. On peut observer que les différents auteurs font intervenir une grande variété de paramètres dans leur corrélation. Certaines des études présentées dans ce tableau sont réalisées avec une grande vitesse gazeuse afin d'augmenter la production de gouttes par le phénomène de *surface breakup*. De manière générale, les différentes études présentées précédemment ont montré que les paramètres We_g et q , sont déterminants pour prédire les tailles caractéristiques de gouttes en aval du jet. En effet ces paramètres permettent de qualifier le régime d'atomisation primaire du jet, et donc l'ensemble de la région situé dans et après le sillage du jet.

Bilan : Caractéristiques du brouillard de gouttes

Afin de conclure sur cette partie, on peut donc généraliser que les caractéristiques des gouttes générées par l'atomisation primaire du jet dépendent peu de la vitesse de l'écoulement transverse v_g . De plus, la vitesse des gouttes générées dans cette zone semblent indépendante de leur taille. A l'inverse, les caractéristiques des gouttes issues de l'atomisation secondaire sont fortement dépendantes de la vitesse v_g et leur vitesse est corrélée avec leur diamètre.

1.3.6. Interactions goutte/paroi

L'interaction entre un brouillard de gouttes et une paroi représente un sujet d'intérêt majeur pour la recherche en aéronautique. Dans cette partie, on s'intéresse à l'impact des gouttes issues de l'atomisation du jet sur les parois du domaine. Au sein de l'ONERA, Garcia Rosa *et al.* (2008) ont mené une étude expérimentale afin de caractériser l'interaction goutte/paroi. Cette étude s'est intéressée à l'impact de gouttes liquides dont le diamètre est de l'ordre d'une dizaine à une centaine de micromètres sur des parois lisses chauffées ou à température ambiante. En faisant varier les caractéristiques de la paroi et des gouttes impactantes, trois régimes d'interactions ont été identifiés : le dépôt, le splashing et le rebond. Ces régimes illustrés sur la Figure 1.29 dépendent des deux paramètres adimensionnels K et T^* . Le paramètre K est aussi appelé nombre de Mundo.

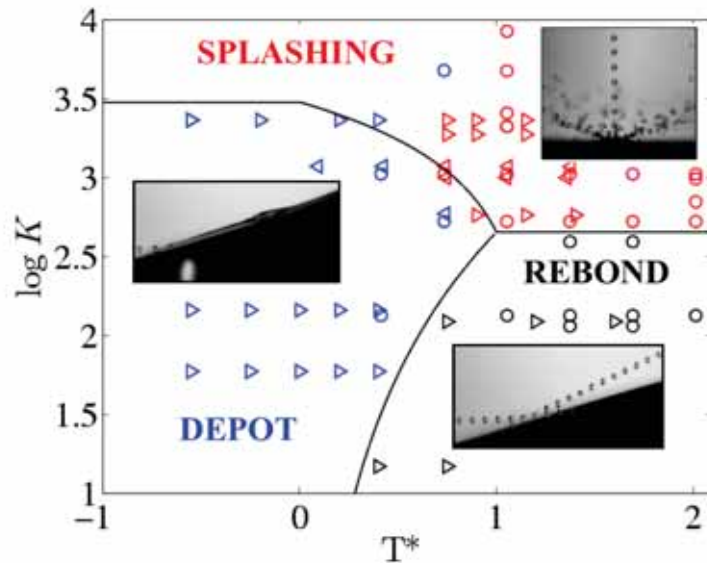


FIGURE 1.29. – Cartographie des différents régimes d'interaction goutte paroi, d'après Garcia Rosa *et al.* (2008).

Il est défini à partir du nombre de Weber We_{gi} et de Reynolds Re_{gi} de la goutte impactante :

$$K = We_{gi} \left(\frac{\sqrt{We_{gi}}}{Re_{gi}} \right)^{-0.4} \quad (1.25)$$

T^* permet de prendre en compte la température de la paroi T_W , les températures d'ébullition T_B et de Leidenfrost T_L du liquide, ce paramètre s'écrit :

$$T^* = \frac{T_W - T_B}{T_L - T_B} \quad (1.26)$$

Pour de faibles températures de paroi ($T_W < T_B$), seuls les régimes de dépôt et de splashing ont été identifiés. Pour de faibles vitesses d'impact, le phénomène observé est celui du dépôt, c'est à dire que la goutte se répand et s'étale sur la paroi. Lorsque la vitesse d'impact de la goutte dépasse une valeur seuil, le régime de splashing apparaît. La tension de surface de la goutte ne permet plus de maintenir la cohésion de celle-ci. La goutte se désintègre au contact de la paroi en gouttelettes. Certaines de ces gouttelettes sont éjectées de la paroi. Lorsque la vitesse d'impact de la goutte augmente, la quantité de liquide éjectée de la paroi augmente. Le phénomène de rebond apparaît lorsque $T^* > 0$, c'est-à-dire lorsque la température de la paroi est supérieure à la température d'ébullition du liquide. Pour une paroi froide, la limite entre le régime de dépôt et celui de splashing varie sensiblement suivant les différentes campagnes expérimentales. Par exemple, Mundo *et al.* (1997) définissent, un nombre de Mundo critique $K_C = 663$ obtenu dans

des conditions d'impact sur un film liquide. Marengo et Tropea (1999), ainsi que Stow et Hadfield (1981) obtiennent différentes valeurs critique comprises entre 1300 et 2100, dans des conditions de paroi sèche.

Cossali *et al.* (2005) ont résumé dans le tableau les critères de transition entre les régimes de dépôt et de splashing pour l'impact d'une goutte isolée sur paroi froide.

Modèle	Critère dépôt/splashing (dépôt si $Ca <$)	Paroi
Bai et Gosman (1996)	$36.66 La^{-0.59}$	Sèche
Park et Watkins (1996)	$8.94 La^{-0.5}$	Sèche
Mundo <i>et al.</i> (1997)	$25.63 La^{-0.6}$	Sèche
Bai et Gosman (1996)	$36.33 La^{-0.59}$	Mouillée
Marengo et Tropea (1999)	$[2074 + 870 \delta_F^{0.23} \max(0.4, 1 - 0.6 \delta_F)]^{0.5} La^{-0.6}$	Mouillé

TABLE 1.2. – Résumé des critères de transition "dépôt/splashing"

avec le nombre capillaire :

$$Ca = \frac{u_{goutte,r} \mu}{\sigma} \quad (1.27)$$

et le nombre de Laplace de la goutte impactante :

$$La = \frac{\rho \sigma d_{goutte}}{\mu^2} \quad (1.28)$$

où δ_F est l'épaisseur du film liquide.

1.3.7. Développement d'un film

Shedd *et al.* (2009) ont étudié expérimentalement la formation d'un film liquide par l'impact d'un jet liquide en présence d'un écoulement transverse. Les différents phénomènes impliqués dans le processus d'atomisation sont illustrés sur la Figure 1.30. Trois phénomènes d'atomisation

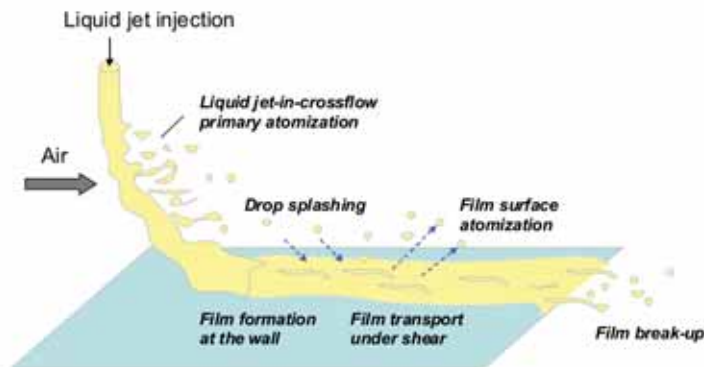


FIGURE 1.30. – Impact d'un jet sur paroi en présence d'écoulement transverse, d'après Shedd *et al.* (2009).

différents sont illustrés sur cette figure : le premier est l'atomisation primaire du jet liquide, le second est l'atomisation de la surface du film liquide et le troisième est la rupture du film en sortie du canal. En effet, lorsque le film liquide atteint l'extrémité de la paroi, il se désintègre

sous forme de gouttes qui seront entraînées par la phase gazeuse. Ce phénomène est d'ailleurs observé au sein des foyers de turbomachines lorsque le film liquide atteint l'extrémité de la paroi de l'injecteur. Les visualisations ont montrées que l'épaisseur du film liquide augmente le long de la direction longitudinale. Cette épaisseur augmente avec le rapport des flux de quantité de mouvement q . Pour $q \sim 10$ et $We \sim 150$, des épaisseurs de film de l'ordre de $100 \mu m$ ont été observées lorsque la paroi est placée à $10 mm$ de la sortie de l'injecteur.

1.4. LJICF en présence d'une perturbation acoustique

La suite de cette section sera consacrée à l'influence de la présence d'une perturbation acoustique sur le comportement du jet liquide, en présence ou non d'un écoulement d'air transverse. Carpentier *et al.* (2009) se sont intéressés à l'étude du comportement d'un jet liquide dans un milieu au repos soumis à des ondes acoustiques. Une onde acoustique stationnaire transverse à l'injection a été générée à partir d'un haut-parleur situé à l'extrémité d'un tube de Kundt. A l'autre extrémité, un microphone a permis de mesurer les fluctuations de pression induite. L'injection du jet liquide s'est faite en différentes positions au sein du tube. La première position est au niveau d'un nœud de vitesse acoustique (ou d'un ventre de pression acoustique), c'est-à-dire à un minimum de vitesse (ou maximum de pression), puis entre un nœud de pression et de vitesse, et enfin à un nœud de pression acoustique. Dans le premier cas, aucune perturbation du jet n'est visible. Lorsque l'injecteur est positionné entre le nœud de vitesse et de pression, le jet liquide est dévié (Figure 1.31). Cette déviation a la particularité de toujours s'orienter vers la position du nœud de pression acoustique le plus proche. De plus, elle s'accroît lorsque l'amplitude des fluctuations acoustiques augmente. Lorsque l'injecteur est au voisinage d'un ventre de vitesse, le jet est perturbé et il apparaît une succession de lobes (Figure 1.31). Lorsque l'intensité des fluctuations acoustiques augmentent, le jet est atomisé. Afin d'expliquer théoriquement ces phénomènes, Carpentier *et al.* (2009) ont établi l'expression d'une force de radiation qui s'exerce sur le jet liquide. En plus de la perturbation acoustique, certaines études se sont déroulées en présence

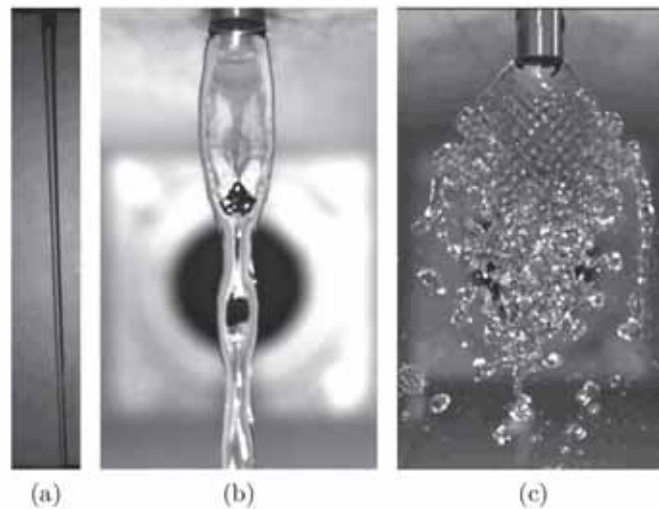


FIGURE 1.31. – Influence de la position de l'injection du liquide par rapport aux nœuds de pression, sur le comportement du jet liquide, d'après Carpentier *et al.* (2009).

d'un écoulement d'air cisillant le jet liquide transversalement. C'est le cas des travaux menés par Song *et al.* (2013). Un jet liquide est injecté au sein d'un écoulement d'air transversal excité acoustiquement. Le but de ces travaux est d'étudier la réponse du comportement de celui-ci ainsi que son atomisation en présence de perturbations acoustiques, et de comparer ces résultats au cas en absence de perturbation. Dans le but de rendre compte de la modulation acoustique de l'écoulement, un paramètre important est introduit. Il s'agit du taux de modulation, défini de la manière suivante :

$$\tau = \frac{u'}{u_g} \quad (1.29)$$

où u' est la vitesse acoustique (valeur RMS de la fluctuation de vitesse) et u_g la vitesse débitante de l'air. Dans le cas des études réalisées par Song *et al.* (2013) les taux de modulation obtenus sont aux alentours de 20%. Pour cette gamme de taux de modulation, la trajectoire moyenne du jet liquide ne semble pas modifiée. Or ce résultat est assez inattendu, car la modulation de la vitesse de l'air devrait impliquer une variation du paramètre q , engendrant par là même une

variation de la trajectoire du jet. Néanmoins ils observent une modification périodique de la distribution en taille des gouttes. Ainsi ils concluent que la modulation acoustique imposée sur la vitesse de l'air agit principalement sur le processus d'atomisation. Ils notent également que pour des conditions données d'amplitude et fréquence, la réponse du jet liquide est caractérisée par un gain, qui dépend principalement du paramètre q , et faiblement du nombre de Weber We_g .

Bunce *et al.* (2006) ont également observé expérimentalement que la pénétration moyenne du

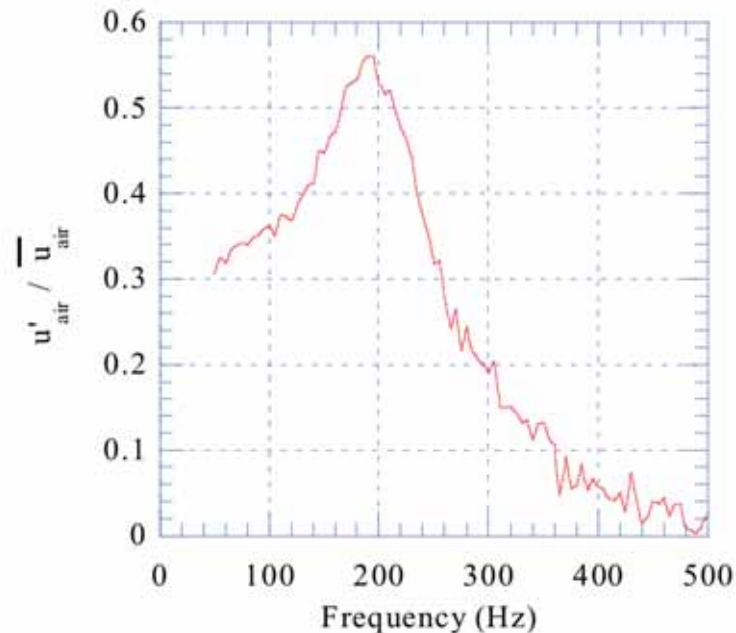


FIGURE 1.32. – Taux de modulation obtenus par Anderson *et al.* (2001).

spray n'est pas modifiée par la présence d'une perturbation. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'ils ont réalisé leur expérience à une fréquence donnée, qui n'est pas celle permettant d'avoir le taux de modulation le plus important au niveau du jet.

D'autres études menées par Anderson *et al.* (2001), sont également consacrées à caractériser l'influence du taux de modulation sur le comportement et les propriétés du jet. La spécificité de ces études est que l'écoulement d'air et l'injection liquide sont excités conjointement. En effet, l'injection est régulée via une valve pneumatique, ce qui permet d'alimenter le système en eau de manière cyclique. Cette excitation supplémentaire du liquide augmente considérablement le taux de modulation apparent pour le jet, celui-ci pouvant ainsi atteindre des valeurs de plus de 50%, pour une fréquence de résonance donnée (Figure 1.32). Contrairement aux travaux réalisés par Song *et al.* (2013), Anderson *et al.* (2001) observent une oscillation cyclique de la pénétration du jet dans l'écoulement d'air. Il semble donc que ce phénomène ne peut être observé que pour des valeurs de τ importantes (Figure 1.33). Les travaux réalisés par Song et Lee (2015) s'intéressent à caractériser la distribution en taille des gouttes, et leur taille moyenne, dans le cas d'un écoulement oscillant. Les auteurs étudient tout d'abord la réponse du brouillard de gouttes aux modulations acoustiques. Song et Lee (2015) constatent ainsi que la partie inférieure du brouillard fluctue principalement à la fréquence fondamentale, alors que les parties supérieure et centrale fluctuent toutes deux à la fois à la fréquence fondamentale de la perturbation mais aussi à la fréquence de ses premières harmoniques. Sharma et Lee (2018) observent que la fluctuation du brouillard de gouttes est liée à la fréquence de la perturbation. Ils comparent alors le temps de rupture du jet défini par Wu *et al.* (1997) à la période de l'excitation. Ils assurent également que la réponse du brouillard de gouttes situé respectivement près de l'injection et loin en aval du jet ont une réponse différente en fonction de la fréquence de l'oscillation de l'écoulement transverse.

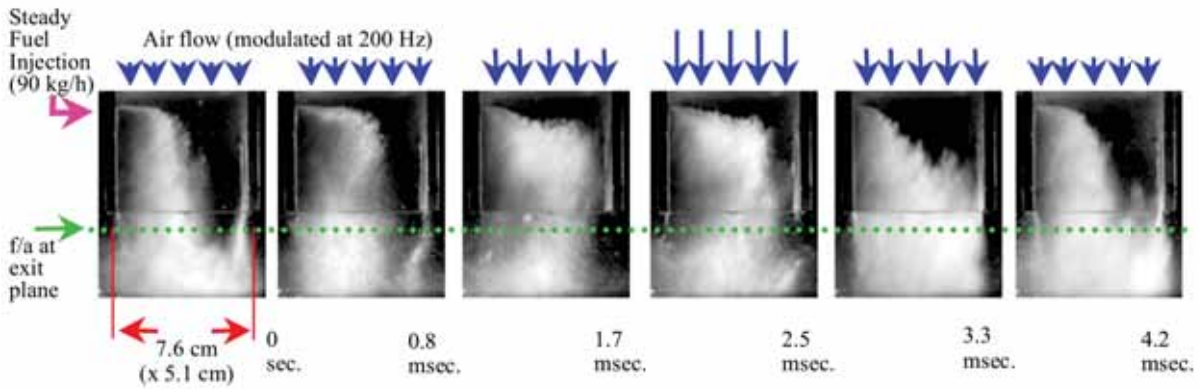


FIGURE 1.33. – Phénomène de battement des gouttes observé par Anderson *et al.* (2001).

Enfin les auteurs s'intéressent à étudier le comportement des gouttes en fonction de la phase de la perturbation acoustique. Ils ont ainsi pu déterminer la taille moyenne des gouttes en fonction de la phase de la perturbation acoustique. La Figure 1.34 montre les fluctuations des diamètres caractéristiques de gouttes pendant deux périodes de la perturbation acoustique. On observe bien que les diamètres d_{10} et le d_{32} varient en fonction de la phase de la perturbation, mais aussi que leur valeur moyenne diminue par rapport au cas sans perturbation. Ce qui leur a permis de conclure que le phénomène d'atomisation est amélioré par la présence d'une perturbation acoustique, produisant ainsi un plus grand nombre de gouttes plus petites. Cependant, Song *et al.* (2013) estiment que des études supplémentaires sont nécessaires, afin de prédire avec plus d'exactitude le rôle des paramètres caractéristiques sur le phénomène d'atomisation dans le cas d'un écoulement d'air modulé.

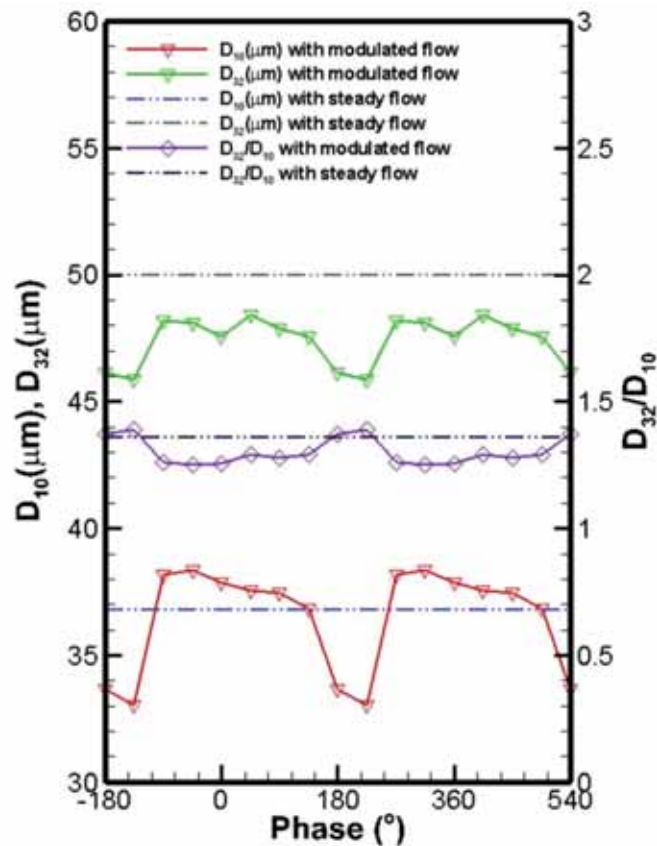


FIGURE 1.34. – Fluctuation de la taille moyenne des gouttes d_{10} , d_{32} et de leur rapport en fonction de la modulation de l'écoulement, d'après Song *et al.* (2013).

En conclusion, les travaux analysés montrent que les paramètres influençant l'atomisation et le comportement d'un jet liquide cisailé transversalement par un écoulement d'air sont le rapport de flux de quantité de mouvement q , et le nombre de Weber We_g . En présence d'une perturbation acoustique, le taux de modulation en vitesse et la fréquence d'excitation semblent être les paramètres prédominant dans l'atomisation. En résumé, pour de fortes fréquences et/ou un faible taux de modulation seule l'atomisation du jet semble impactée alors que pour des fréquences plus faibles et/ou un taux plus élevé la trajectoire du jet est modifiée par la présence de la perturbation acoustique.

1.5. Modélisation d'écoulements multi-phase

1.5.1. Écoulements multi-phase : modélisation physique

L'étude des écoulements diphasiques ou multiphasiques est à l'heure actuelle un sujet de recherche très ouvert en mécanique des fluides et de fait en CFD. La simulation numérique d'un écoulement multiphasique présente en particulier plusieurs difficultés.

Tout d'abord, si dans un écoulement multi-espèce les molécules se mélangent naturellement, dans un écoulement multi-phase, les phases restent séparées et distinctes. Physiquement, une couche de mélange se produit à une échelle moléculaire ; du point de vue de la modélisation macroscopique des milieux continus, une interface d'épaisseur infinitésimale apparaît. Du point de vue numérique, l'interface est donc assimilable à une discontinuité, ce qui engendre une difficulté majeure dans la résolution d'équations différentielles.

Ensuite, une notion d'échelle est implicitement incluse. En effet, le taux de présence et la topologie d'une phase peuvent varier fortement d'une configuration à l'autre. Le taux de présence est mesuré par la fraction volumique, qui est définie par le volume occupé par la phase i sur le volume total ($\alpha_i = V_i/V$). D'un autre côté, une phase peut se présenter sous forme d'un amas, d'une fine dispersion ou bien d'une fine couche sur une paroi ou sur une interface. Dans le cas pratique de l'atomisation (en conditions sub-critiques), on peut supposer la présence d'un liquide atomisant dans une phase gazeuse environnante. On peut donc établir une première classification des écoulements diphasiques :

- Écoulements à phases séparées : les deux phases sont clairement séparées dans l'espace, l'interface est facilement repérable, la modélisation est donc la même pour les deux phases (équations de Navier-Stokes). C'est le cas du liquide en proximité de l'injecteur, où il se présente sous une forme cohérente dépendant de la géométrie de l'injecteur. La fraction volumique assume des valeurs incluses entre zéro et un avec une variation discontinue sur l'interface.
- Écoulement à phase dispersée : une phase se présente en fine dispersion dans l'autre, dans certains cas avec une fraction volumique faible, comme un spray, ou forte, comme pour les lits fluidisés. Il s'agit d'écoulements à bulles ou gouttes/particules, où l'on fait souvent l'hypothèse d'une forme fixe pour la phase dispersée, par exemple de gouttes sphériques. Une modélisation particulière est donc opportune pour chaque phase.
- Écoulements surfaciques : il s'agit d'écoulements de type film pariétaux, où le liquide forme une couche fine sur une paroi pouvant s'étaler dans les deux autres dimensions. Une modélisation 2D de ce type d'écoulement s'avère pertinente, une fois certaines hypothèses établies. Ce type d'écoulement se trouve souvent dans les applications d'injection mais aussi par exemple dans la modélisation de l'atmosphère ou des océans, ou des phénomènes de ruissellement.

1.5.2. Écoulements multi-phase : modélisation numérique

La simulation numérique d'écoulements multiphasiques présente un certain nombre de défis, liés aux caractéristiques décrites dans le paragraphe suivant. En particulier, la discrétisation autour de la discontinuité de l'interface, ainsi que la séparation des échelles, présentent de nombreuses difficultés. En particulier, la simulation du processus d'atomisation d'un jet présente donc plusieurs problématiques numériques :

- l'interface entre les fluides dont la topologie peut être très complexe et variable, et au niveau de laquelle les propriétés physiques des fluides sont discontinues ;
- de forts rapports de masse volumique et de viscosités entre les deux fluides (air/carburant par exemple) ;
- la présence de la tension de surface, une force localisée sur l'interface ;

— la présence d'une large gamme d'échelles temporelles et spatiales.

En conséquence, plusieurs points de vue de modélisation existent, selon l'échelle/topologie à laquelle on observe l'écoulement.

1.5.3. Méthodes à phases séparées

Méthodes de suivi/capture d'interface

Ces méthodes reposent sur une définition explicite de l'interface, un objet de dimensions $n - 1$ où n représente les dimensions du calcul. L'interface, connue en fonction de l'espace et du temps $\phi(x, t)$, permet de développer un jeu d'équations de NS à deux phases (l'extension à un nombre supérieur à deux phases est possible par des développements plus avancés et complexes) : c'est l'approche à un fluide. La description de l'interface peut être effectuée par deux catégories de méthodes différentes :

- les méthodes de suivi d'interface : l'interface est représentée explicitement par un ensemble de points, suivis de manière lagrangienne (Unverdi et Tryggvason, 1992). Ces marqueurs, connectés entre eux, se déplacent en accord avec l'écoulement. Les méthodes de suivi d'interface gèrent difficilement les changements complexes de topologie de l'interface, en particulier en 3D, et sont donc peu adaptées à la simulation de l'atomisation ;
- les méthodes de capture d'interface : l'interface entre les deux fluides est représentée par un champ scalaire transporté de façon eulérienne dans le domaine, permettant une reconstruction de l'interface. Les deux méthodes les plus couramment utilisées sont la méthode Volume-Of-Fluid (VOF) (Hirt et Nichols, 1981) et la méthode Level-Set (LS) (Osher et Sethian, 1988). La méthode VOF consiste à transporter de manière conservative la fraction volumique de chaque fluide dans le domaine, puis à reconstruire l'interface par un plan coupant le cellule en fonction de celle-ci (approches SLIC, Hirt, PLIC, Youngs). L'approche Level-Set consiste à transporter la distance signée à l'interface dans le domaine de sorte à ce que l'interface soit identifiée par une iso-surface du champ scalaire. La méthode Level-Set fournit une bonne description de la position de l'interface mais n'est pas conservative, ce qui peut conduire à des pertes de masse au niveau de l'interface et à la déstabilisation du schéma numérique. Afin de combiner les avantages des méthodes VOF et Level-Set, la méthode Coupled Level Set/Volume-of-Fluid (CLSVOF) a été introduite par Sussman et Puckett (2000) et améliorée par Ménard *et al.* (2007). Cette approche est conservative par l'utilisation du VOF et permet de représenter une interface complexe grâce à sa représentation par une fonction Level-Set. D'autres méthodes telles que la Conservative Level-Set (Desjardins *et al.*, 2008), permettent de minimiser les pertes de masse en gardant une bonne précision.

Le principe de ces approches est de résoudre avec précision l'ensemble des échelles de l'écoulement, elles sont donc rapidement limitées lorsqu'elles sont directement appliquées à la simulation de l'atomisation primaire. En effet, dans ce phénomène, une échelle supplémentaire apparaît : la taille des plus petites structures liquides formées lors de la désintégration de la masse liquide. En général, la taille des plus petites gouttes du spray impose la dimension des cellules de maillage nécessaire à la capture de celles-ci. A titre d'exemple, Gorokhovski et Herrmann (2008) préconisent de disposer de deux à cinq cellules par gouttes. Ceci entraîne l'utilisation de maillages très raffinés afin de capturer toutes les échelles présentes dans le processus d'atomisation. L'utilisation de ces méthodes est donc plus adaptée à la compréhension des phénomènes qu'au calcul industriel.

Méthodes multi-fluide

Les modèles dits multi-fluide reposent sur l'hypothèse que les deux fluides sont supposés simultanément présents en tout point de l'espace, et possèdent leur vitesse, leur température et leur pression propre. Un nombre arbitraire de jeux d'équations de Navier-Stokes décrivent chacun des fluides. Une fonction de repérage $\chi(x, t)$ permet de définir le taux de présence de chacun des

fluides en chaque point de l'espace à un instant donné, $0 < \chi(x, t) < 1$. En raison de l'absence d'une interface quelconque entre les fluides, ces méthodes sont caractérisées par une « interface diffuse », c'est-à-dire une zone de transition raide mais continue des propriétés des fluides. Dans une vision mésoscopique des écoulements denses, il est généralement impossible de résoudre toutes les échelles du problème, on effectue donc une homogénéisation sur les volumes de contrôle en espérant que les fluctuations locales des variables n'influencent pas la globalité de l'écoulement (Ishii et Hibiki, 2011; Drew et Lahey Jr, 1979). En pratique, une fois le volume de contrôle (maillage) défini, il n'est pas possible de reconstruire la forme de la fonction $\chi(x, t)$ à l'intérieur de ce volume. On adopte en conséquence un formalisme d'homogénéisation dans lequel on résout les valeurs intégrales des quantités à l'intérieur de chaque volume de contrôle. La procédure de moyenne fait apparaître des termes de fermeture interfaciaux. A titre d'exemple, une des formulations les plus connues est le modèle à 7 équations de Baer et Nunziato (1986) : les trois équations de masse, quantité de mouvement et énergie sont résolues pour chaque phase, plus une équation décrivant l'évolution de l'interface. Or la modélisation des termes de couplage, qui décrivent un possible déséquilibre mécanique, thermique et un glissement entre phases, est un sujet délicat car cela dépend de la configuration des deux fluides dans le volume de contrôle. Celle-ci peut varier d'une interface plane séparant nettement les deux phases à un écoulement à phase dispersée, où de très petites inclusions sont disséminées dans la phase porteuse. Une hypothèse simplificatrice suppose la relaxation infiniment rapide de ces déséquilibres, ce qui réduit la taille du problème (on diminue le nombre d'équations en supposant une quantité unique pour chaque variable dans chaque cellule) et ne nécessite plus de termes de fermeture (Abgrall et Saurel, 2003; Chantepredrix, 2004; Grenier *et al.*, 2013) : on retrouve donc les modèles homogènes à l'équilibre, où une équation unique décrit la quantité de mouvement et une équation l'énergie du mélange, tandis que deux équations décrivent l'évolution des fractions volumiques (ou massiques) des phases ; une fermeture imposant l'égalité des pressions permet d'ailleurs d'éliminer l'équation de transport de l'interface. Ce modèle est donc appelé "à 4 équations".

Traitement des conditions de saut

Selon le traitement choisi pour la représentation de l'interface dans une approche à phases séparées, différents approches sont disponibles pour traiter les sauts des quantités ainsi que la tension de surface localisés sur l'interface :

- la méthode CSF (Continuum Surface Force) de Brackbill *et al.* (1992) consiste à étaler artificiellement les discontinuités par l'utilisation d'une force volumique, active dans les cellules mixtes, qui simule les effets localisés de la capillarité. Elle peut, en conséquence, être intégrée à l'équation de conservation de la quantité de mouvement sous la forme d'un terme source, ce qui facilite la discrétisation numérique. Cette méthode est robuste et facilement adaptable à une interface nette ou diffuse et à des maillages non structurés. Elle est en conséquence très souvent utilisée dans la littérature. Cependant, cette méthode ne permet pas d'exploiter la précision d'une interface nette.
- la méthode Ghost Fluid. Introduite par Fedkiw *et al.* (1999) afin d'éviter l'épaississement de l'interface résultant de l'approche volumique CSF, cette approche permet de prolonger artificiellement et de manière continue dans des cellules fantômes ("Ghost Cells") les variables discontinues à l'interface (densité, pression, viscosité ...). Des termes de saut sont introduits sous forme de termes sources afin de prendre en compte les sauts des variables (par exemple le saut de pression capillaire induit par la loi de Laplace). Cette méthode est bien plus performante que la CSF (Couderc, 2007) mais elle est plus difficile à implémenter, et est souvent utilisée sur des maillages cartésiens. On peut cependant noter certaines exceptions, dont Moureau et Lartigue (2015).

1.5.4. Méthodes statistiques

Les méthodes statistiques ou cinétiques peuvent être vues comme des méthodes multi-fluide, mais dédiées spécifiquement à la description de la phase dispersée. La topologie de la phase dispersée est par définition supposée composée d'inclusions qui sont généralement considérées sphériques et ponctuelles, et dont le taux de présence moyen dans le volume de contrôle est faible. Cette observation permet d'adopter une approche statistique pour décrire la phase dispersée, en abandonnant ainsi la vision de la mécanique des milieux continus et les équations de Navier-Stokes. Cette description repose sur une équation cinétique de type Williams-Boltzmann (Williams, 1958). La discrétisation de l'équation cinétique peut être réalisée de façon lagrangienne ou eulérienne. La phase porteuse gazeuse reste décrite par les équations de Navier-Stokes. Le couplage entre phase porteuse et phase dispersée se fait alors généralement uniquement via les termes sources, le volume occupé par la phase dispersée étant supposé négligeable. Lorsque sa fraction massique est très faible, son influence sur la phase gazeuse peut être aussi négligée, on parle alors de couplage « one-way ». En revanche, pour des fractions massiques plus élevées, l'influence de la phase dispersée sur la phase porteuse doit être prise en compte par le couplage « two-way », dès le moment et l'énergie du gaz sont influencés par le liquide. Des hypothèses sur la forme des particules permettent la fermeture des termes de couplage (Maxey et Riley, 1983; Maxey *et al.*, 1997).

Méthodes multi-échelle

Cette famille inclut tous les approches qui, en quelque sorte, couplent certains des approches précédentes, afin d'optimiser le calcul. On peut citer les approches hybrides, tels que le suivi d'interface-suivi de particules (Herrmann, 2010b; Moureau et Lartigue, 2015; Zuzio *et al.*, 2016; Li et Soteriou, 2014; Tomar *et al.*, 2010), et les approches phénoménologiques, qui utilisent des modèles dédiés pour les petites échelles diphasiques et les phénomènes associés¹.

Méthodes surfaciques

Cette famille inclut notamment l'approche « Shallow Water ». Les équations d'« eau peu profonde » (également appelées équations de Saint-Venant, 1871) sont le modèle habituel pour décrire les écoulements où la hauteur est faible devant l'extension (circulation océanique ou atmosphérique, parois mouillées par de l'eau, de l'huile ou du kérosène dans le domaine de l'ingénierie par exemple). L'hypothèse principale du modèle en eaux peu profondes est que l'échelle de longueur horizontale est beaucoup plus importante que l'échelle de profondeur. Ainsi, on peut s'affranchir de la dimension verticale en calculant la moyenne des équations de conservation de masse et de quantité de mouvement sur la profondeur. Un avantage décisif de cette approche est son caractère 2D : le coût du calcul devient rapidement négligeable par rapport à un calcul 3D Navier-Stokes, car il s'avère nécessaire dans ce dernier cas de discrétiser suffisamment la dimension verticale, très petite par rapport à la taille caractéristique de la paroi.

L'objectif de ce document n'étant pas de faire une description exhaustive de toutes les approches possibles pour la modélisation des écoulements diphasiques, nous nous contenterons d'évoquer ici les idées principales qui servent de support à ces méthodes, afin de mieux expliquer la stratégie mise en place dans ce travail.

1. en théorie, les approches statistiques répondent à cette définition, mais nous avons préféré les traiter comme une famille à part

1.6. Simulation de l'atomisation de jet liquide

1.6.1. Simulation numérique directe

Plusieurs travaux ont été réalisés afin de simuler l'atomisation primaire d'un jet. Ménard *et al.* (2007) ont repris et amélioré la méthode CLSVOF de Sussman et Puckett (2000) LS/VOF/Ghost-Fluid pour simuler l'atomisation d'un jet diesel. Leurs résultats montrent qu'il est possible de reproduire, au moins qualitativement, la désintégration d'un jet de type "jet diesel" non cisaillé. En effet, grâce à une résolution spatiale relativement fine et une méthode de capture d'interface très précise, leurs simulations permettent de reproduire numériquement les mécanismes déstabilisant qui conduisent à la formation de structures ligamentaires et de gouttes. Toutefois, malgré une résolution spatiale importante, la taille des plus petites structures capturées reste dépendante du maillage, comme l'ont souligné Gorokhovski et Herrmann (2008). L'étude d'une configuration similaire a aussi été abordée par Desjardins *et al.* (2008) grâce au développement d'une méthode Level-Set conservative et précise (ACLS). La simulation détaillée de l'atomisation primaire d'un jet liquide injecté dans un milieu au repos a aussi été effectuée par Shinjo et Umemura (2010) en utilisant une méthode de couplage VOF/LS et une résolution spatiale extrêmement fine (jusqu'à $\Delta x = 0.6 \mu m$ pour 6 milliard de points de calcul). En plus de démontrer la performance des outils numériques développés, ces calculs ont permis notamment de mieux comprendre les mécanismes d'instabilités de surface qui conduisent à la formation de ligaments depuis le cœur liquide et depuis la tête du jet en "forme de champignon" (Figure 1.35). L'utilisation d'une résolution spatiale aussi fine a aussi permis d'analyser l'atomisation secondaire de certaines structures liquides détachées du cœur liquide.

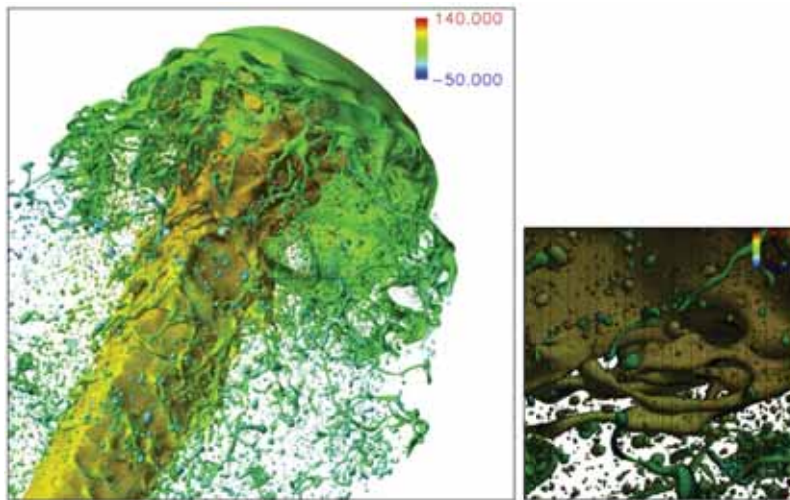


FIGURE 1.35. – Simulation DNS de l'atomisation primaire d'un jet liquide à l'aide d'une méthode de couplage VOF/LS, d'après Shinjo et Umemura (2010).

Les simulations de type DNS ont aussi été utilisées pour l'atomisation d'un jet liquide en présence d'un écoulement transverse. Par exemple, Herrmann (2010a) étudie l'atomisation d'un jet liquide turbulent. L'atomisation du jet est simulée grâce à la méthode RLSG (Refined Level Set Grid) qui prévoit deux maillages, le premier pour le calcul LES de l'écoulement gazeux, le deuxième pour la résolution DNS de la Level-Set. Plusieurs maillages ont été essayés, le nombre de mailles maximum est respectivement de 110 millions pour le calcul LES et 66 millions pour la résolution de Level-Set. La turbulence du jet liquide est modélisée par un modèle de Smagorinsky dynamique. Les petites structures identifiées comme des gouttes sphériques sont injectées dans un solveur lagrangien qui permet de modéliser l'atomisation secondaire.

Sur la Figure 1.36, on peut observer la formation de ligaments et le régime d'atomisation de *shear breakup*. Le maillage utilisé permet de capter des gouttes de la taille d'un centième du

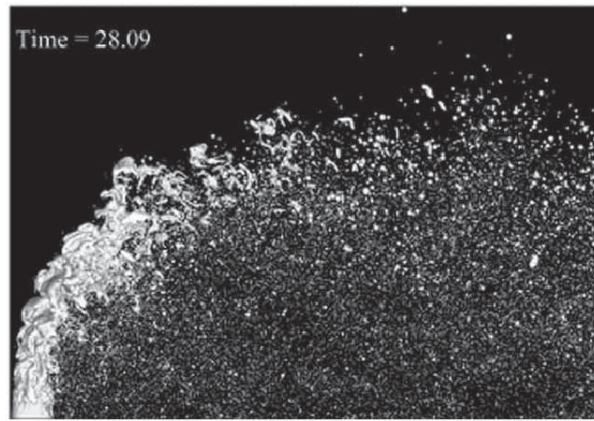


FIGURE 1.36. – Vue latérale de l'atomisation du jet, d'après Herrmann (2010a).

diamètre de l'injecteur (de l'ordre de $10 \mu\text{m}$). On observe également des instabilités de surface générées par le cisaillement de l'écoulement gazeux, conformément à ce qui a été observé expérimentalement (Sallam *et al.*, 2004). Herrmann (2010a) fait varier le rapport de masse volumique dans ses simulations en conservant les mêmes nombres adimensionnels. Il en déduit que ce rapport a un effet sur la pénétration du jet et son atomisation (taille des gouttes, point de rupture, vitesses des gouttes).

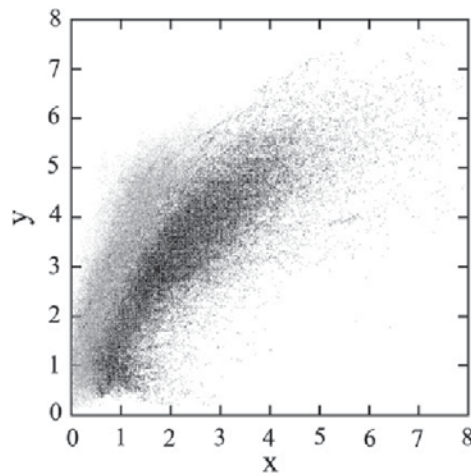


FIGURE 1.37. – Carte de création de gouttes pour $\rho_l/\rho_g = 10$ (cercles, noir) et $\rho_l/\rho_g = 100$ (carrés, gris), d'après Herrmann (2010a).

La Figure 1.37 montre la localisation de la création des gouttes pour deux rapports de masse volumique différents. Lorsque ce rapport augmente, l'atomisation est plus proche de l'injecteur et génère un brouillard de gouttes plus dense.

Pai *et al.* (2009) simulent l'atomisation primaire du jet liquide avec écoulement d'air transverse par DNS. Pour le suivi d'interface, la méthode utilisée est la "Spectrally Refined Interface" (SRI) qui peut être décrite comme une méthode où une fonction Level-Set est reconstruite en sous-maille par analyse spectrale. Les auteurs font varier plusieurs paramètres caractéristiques de l'écoulement (rapport des flux de quantité de mouvement, les nombre de Weber liquide et gazeux) pour évaluer l'impact de chacun d'eux sur la trajectoire du jet et sur les instabilités qui se développent sur sa surface. Selon les différentes configurations, les maillages vont de 36 à 110 millions de cellules. Sur la Figure 1.38, on voit une image instantanée du calcul avec le maillage le plus important. Ces images ont été comparées qualitativement à des observations expérimentales dans les mêmes conditions menées par Lee *et al.* (2007). En particulier, Pai *et al.* (2009) a mesuré l'influence des

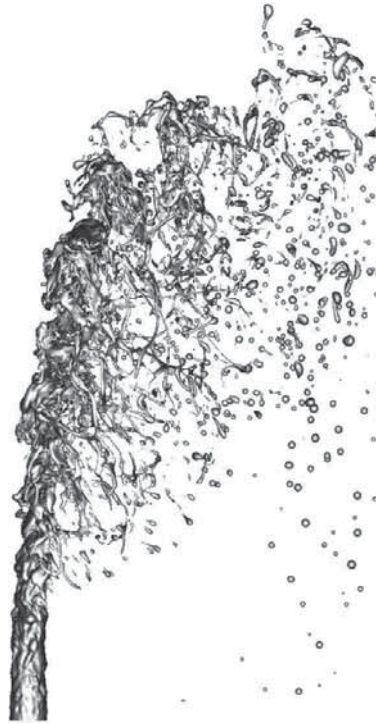


FIGURE 1.38. – Désintégration du jet liquide pour $q = 100$, $We_g = 30$ et $We_l = 3000$, d'après Pai *et al.* (2009).

nombre de Weber liquide et gazeux sur la longueur d'onde des instabilités se développant sur la surface du jet. Les simulations numériques où le nombre de Weber gazeux varie alors que le nombre de Weber liquide demeure constant ne permettent pas de retrouver la corrélation basée sur les travaux expérimentaux de Sallam *et al.* (2004) $\frac{\lambda}{d_j} = C_1 We_g^{-0.45}$. En effet, la longueur d'onde λ des instabilités ne varie pas significativement avec le nombre de Weber gazeux. Pour Pai *et al.* (2009), l'importance du nombre de Weber liquide est supérieure à celle du nombre de Weber gazeux. Dans un premier temps, ces résultats obtenus par la simulation numérique semblent être en contradiction avec les observations de Sallam *et al.* (2004). Cependant, en regardant la campagne de simulation menée par Sallam *et al.* (2004), on s'aperçoit que le nombre de Weber liquide ne demeure pas constant lorsque l'influence du nombre de Weber gazeux est étudié. Finalement, la tendance que l'on peut dégager de ces observations est que la longueur d'onde diminue lorsque le nombre de Weber liquide augmente, ce qui est cohérent avec les simulations numériques.

Li et Soteriou (2012) et Li et Soteriou (2014) mettent en œuvre une méthode de suivi d'interface est de type CLSVOF, une méthode AMR (Adaptative Mesh Refinement) permet de raffiner le maillage au niveau de l'interface. Li et Soteriou (2014) proposent une technique permettant de transférer les petites structures liquides issues de l'atomisation du solveur Eulérien vers un solveur Lagrangien. Ce solveur Lagrangien permet de calculer l'évolution des gouttes issues de l'atomisation et leur interaction avec l'écoulement gazeux. Ainsi, le maillage n'a pas besoin d'être très raffiné dans les zones où ces petites structures sont advectées. Pour identifier les structures liquides susceptibles d'être injectées dans le solveur Lagrangien, un algorithme de recherche de ces structures a été développé. Cet algorithme est associé à un critère numérique, basé sur un critère physique, sur le volume des structures et leur sphéricité. Sur la Figure 1.39, on observe en rouge la phase liquide traitée par le solveur Eulérien et en bleu les gouttes issues de l'atomisation traitées par le solveur Lagrangien.

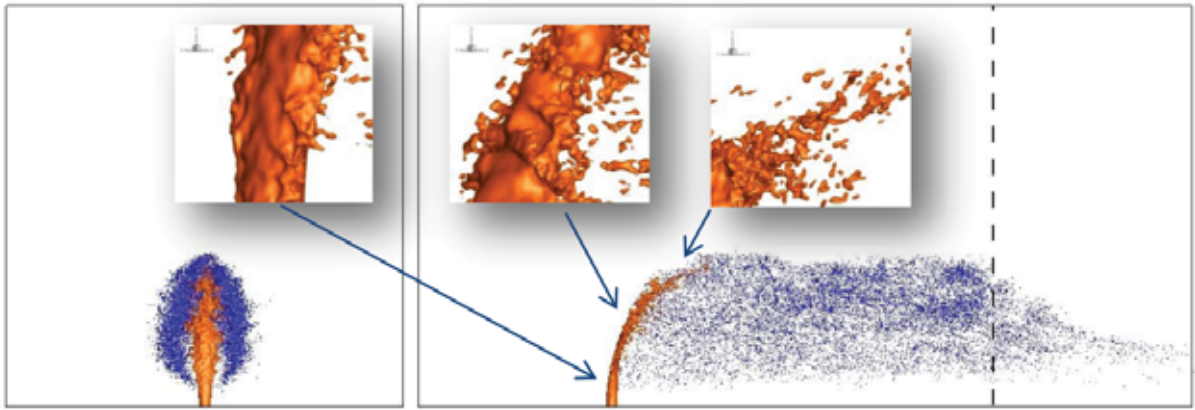


FIGURE 1.39. – Vues instantanées de face et latérale du jet à $t = 1.686$, d'après Li et Soteriou (2014).

Xiao *et al.* (2013) ont réalisé une simulation de type DNS/LES sur une configuration identique à celle étudiée par Elshamy (2007). La méthode CLSVOF utilisée résulte du couplage entre une méthode de type Level-Set et une méthode Volume Of Fluid. Dans les zones monophasiques de l'écoulement un modèle LES est utilisé. En particulier, un calcul LES gazeux de la conduite permet la construction de conditions aux limites d'injection avec des profils de vitesse et de fluctuation réalistes. La première campagne de simulation est réalisée avec un jet liquide lami-

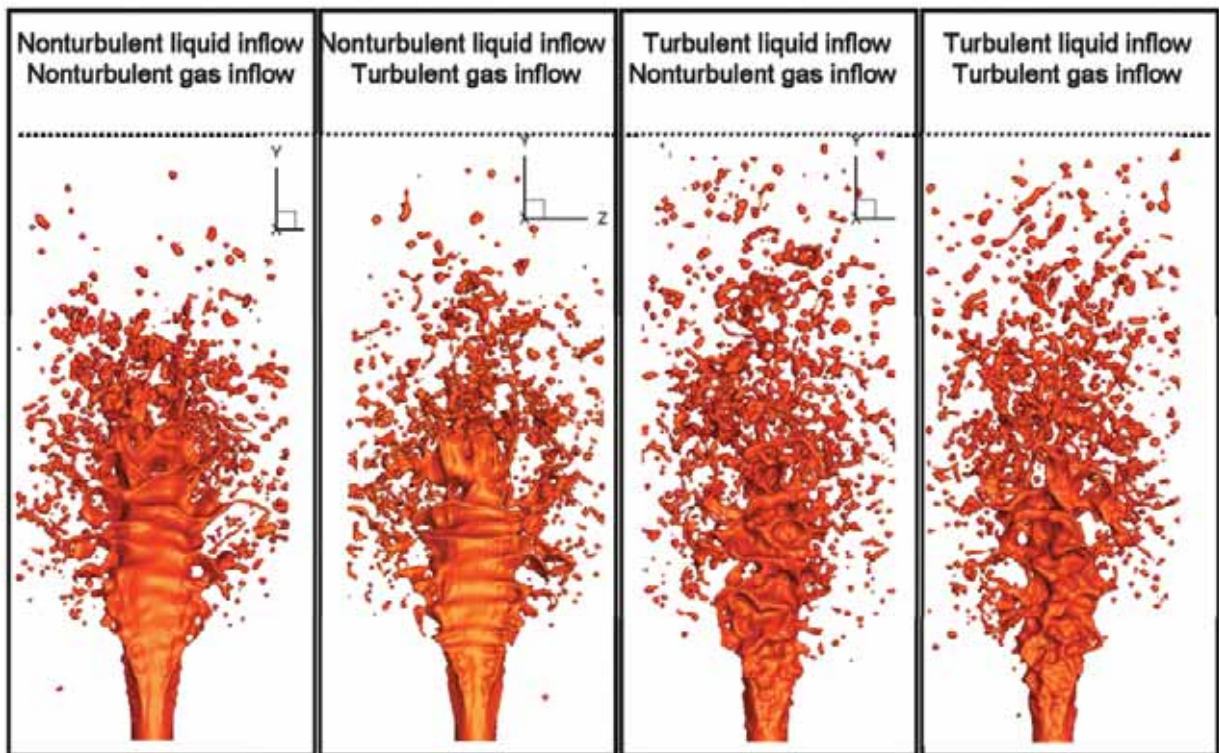


FIGURE 1.40. – Simulation du jet liquide avec écoulement transverse pour plusieurs configurations de turbulence, d'après Xiao *et al.* (2013).

naire et un écoulement d'air dont on va faire varier le nombre de Weber. La mesure des longueurs d'onde des instabilités sur la surface du jet a été comparée aux observations expérimentales de Sallam *et al.* (2004). Cette comparaison montre un bon accord entre les résultats de la simulation numérique et de la corrélation donnée par Sallam. Sur la Figure 1.40, on observe la désintégration du jet liquide pour différentes conditions de turbulence pour les écoulements gazeux et liquide. Xiao *et al.* (2013) concluent que la turbulence injectée dans le jet liquide a plus d'influence que celle de l'écoulement gazeux transverse dans l'apparition des instabilités de surface et la manière

dont la colonne liquide se désintègre (plus ou moins chaotique). Les auteurs ont aussi comparé la pénétration du spray issue de ses simulations aux observations de [Elshamy \(2007\)](#). [Xiao et al. \(2013\)](#) observent ainsi que la trajectoire du jet dans la configuration turbulente est plus proche de celle observé dans les expériences que celle laminaire, et donc de manière plus générale, que la condition limite d'injection liquide peut avoir un effet significatif sur la trajectoire du jet.

On peut aussi citer [Farvardin et Dolatabadi \(2012\)](#), qui compare la pénétration et l'atomisation primaire des jets liquides de diesel et de biodiesel. Pour cela, ils utilisent une méthode de type VOF couplée à un modèle de turbulence de type LES. [Ng et al. \(2005\)](#) ont effectué un calcul de type VOF où ils ont observé les différences d'atomisation d'un jet laminaire pour des régimes différents (*column*, *bag* et *shear breakup*). Ces simulations ont été comparées aux observations expérimentales de [Sallam et al. \(2004\)](#). [Prakash et al. \(2017\)](#) ont utilisé le code GERRIS ([Popinet, 2003](#)), basé sur une méthode VOF et un raffinement adaptatif de maillage, pour étudier l'influence du paramètre q et d'un écoulement gazeux swirlé sur l'atomisation du jet.

1.6.2. Approches phénoménologiques

Les approches phénoménologiques permettent de s'affranchir d'un maillage aussi raffiné que les calculs de type DNS et ils sont donc plus prometteurs pour des simulations de configurations industrielles. Dans cette partie, on effectue une revue de deux approches particulièrement intéressants pour les jets liquides : les approches stochastiques et l'approche multi-échelle de type ELSA.

Approches stochastiques

Les approches stochastiques ont d'abord été utilisées pour simuler le processus d'atomisation secondaire ([Apte et al., 2003](#); [Gorokhovski et Saveliev, 2003](#)). Ces approches ont été étendues à l'atomisation primaire en s'appuyant sur l'hypothèse de la symétrie d'échelles décrite dans [Gorokhovski et Saveliev \(2003\)](#). Cette hypothèse est justifiée par le fait que le nombre de Weber, le nombre de Reynolds basé sur l'écoulement gazeux et la fréquence de fragmentation sont très grands pour les applications visées. Le processus d'atomisation peut dans ce cas être considéré comme une succession de fragmentations et ces modélisations permettent d'étudier le développement du spray, de l'atomisation primaire à la zone diluée. L'atomisation primaire est considérée comme un condition d'injection et les gouttes issues de l'atomisation sont suivies de manière Lagrangienne.

Dans la littérature, plusieurs de ces modèles sont dédiés à l'atomisation primaire. Concernant la zone dense, on peut notamment citer le modèle WAVE. Initialement proposé par [Reitz et Bracco \(1982\)](#), ce modèle se base sur la naissance des instabilités de type Kelvin-Helmoltz dans une configuration d'un injecteur à jet rond cylindrique. Numériquement, on injecte un "blob" de liquide qui se fragmente en fonction de la longueur d'onde et du taux d'accroissement des instabilités. Ces deux quantités sont liées principalement au nombre de Weber et d'Ohnesorge par une corrélation.

Le modèle Taylor Analogy Breakup (TAB), initialement développé par [O'Rourke et Amsden \(1987\)](#), est une méthode classiquement utilisée pour modéliser l'atomisation d'une goutte, et peut être adaptée au cas du jet liquide ([Bellofiore et al., 2008b](#)). Cette méthode s'appuie sur l'analogie entre les phénomènes subis par une goutte (capillarité, forces de trainée, viscosité) et un système masse-ressort. ([Bellofiore et al., 2008b](#)) ont ainsi obtenu des trajectoires de jet proches de leurs observations expérimentales dans des conditions de haute température et de haute pression.

Un autre modèle, développé par [Gorokhovski et Saveliev \(2003\)](#), utilise un formalisme stochastique pour représenter le cœur liquide et les structures liquides. Dans cette approche, qui se

rapproche de celle utilisée par Kolmogorov (1941) pour la turbulence, on suppose une fréquence de fragmentation du cœur liquide très élevée pour considérer que le jet obéit à un phénomène de "rupture en cascade". Des parcelles stochastiques sont alors introduites dans le domaine gazeux et suivies par une approche Lagrangienne.

Ces modèles permettant de représenter les structures liquides issues de l'atomisation sont fréquemment couplés à un calcul de l'écoulement gazeux type RANS ou LES. Le principal inconvénient de ces méthodes est qu'il est souvent nécessaire d'ajuster des constantes empiriques en fonction de la configuration étudiée. De plus, ces modèles ne représentent pas la phénoménologie complète de l'atomisation complète, comme la formation de ligaments par exemple.

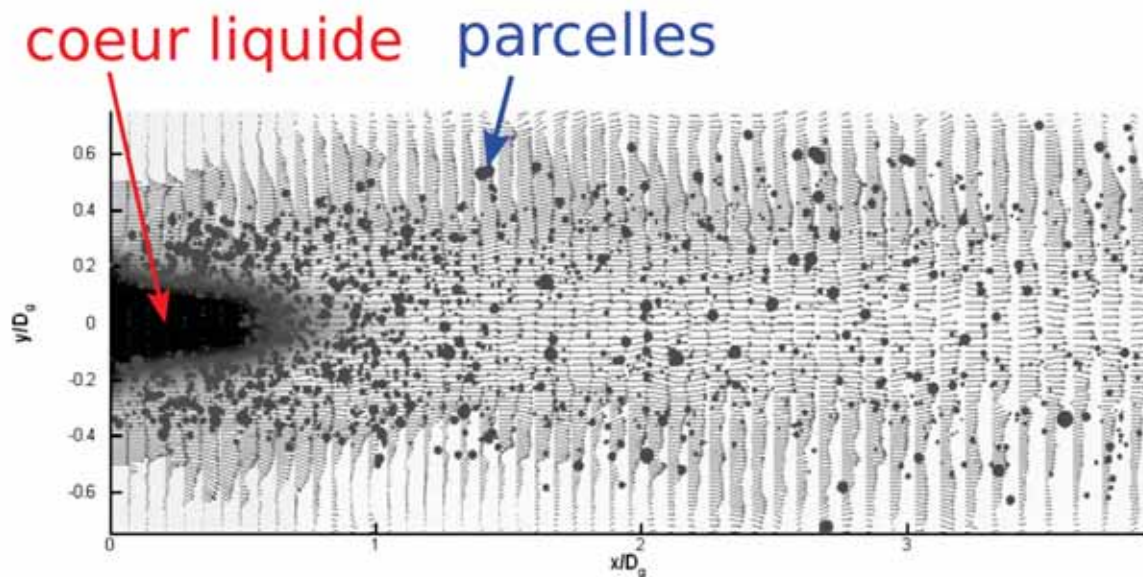


FIGURE 1.41. – Simulation stochastique de l'atomisation d'un jet liquide cisailé par courant gazeux : visualisation de la probabilité de présence du cœur liquide et de la transport des parcelles (population de gouttes) dans le champ de gaz résolu avec une LES, d'après Jouanguy (2007).

Jouanguy (2007) a simulé l'atomisation d'un jet liquide cisailé par courant gazeux (Figure 1.41) à l'aide d'une approche stochastique. À partir de l'estimation statistique de la probabilité de présence du cœur liquide à proximité de l'injecteur, des gouttes sont produites en périphérie du cœur liquide en se basant sur une distribution présumée de celles-ci et en assurant la conservation du débit. Les gouttes produites sont ensuite soumises à l'atomisation secondaire (rupture et coalescence) qui est également simulée par un processus stochastique. Les effets aérodynamiques sont pris en compte par couplage entre les gouttes et la phase gazeuse résolue par LES.

Senoner (2010) a mis en place une LES d'un jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse turbulent. Le principe de cette simulation est de modéliser par l'approche FIMUR (Fuel Injection Method by Upstream Reconstruction) l'injection de particules liquides d'un atomiseur pressurisé. Ces gouttes sont injectées directement au niveau de l'orifice de l'injecteur avec une estimation des caractéristiques des gouttes en termes de taille et vitesse. Cette méthode a pour inconvénient de négliger les effets de l'atomisation sur la dynamique du spray, c'est pourquoi un modèle d'atomisation secondaire FAST (Fast Atomization Stochastic Treatment) y est associé dans cette étude.

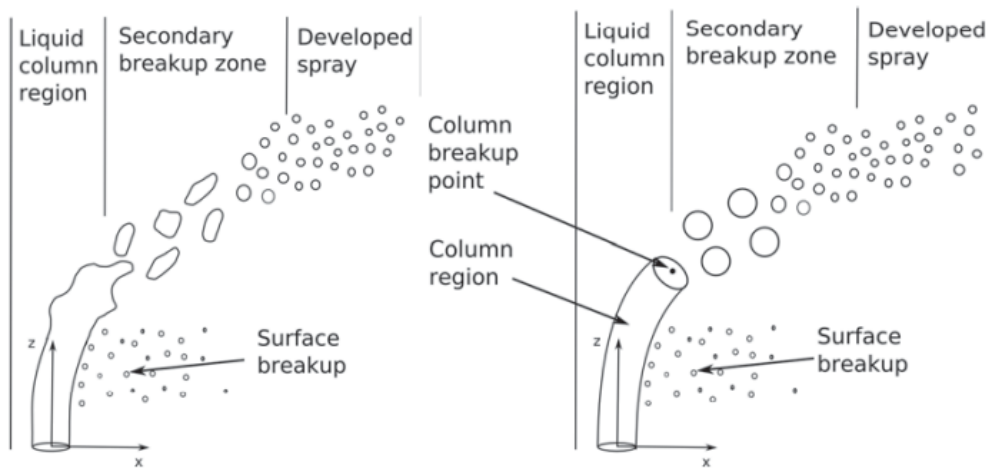


FIGURE 1.42. – Différents régions de l'atomisation liquide (à gauche). Schéma représentant les modèles utilisés (à droite), d'après Senoner (2010).

La Figure 1.42 illustre les phénomènes impliqués dans la désintégration du jet liquide et les modèles utilisés dans cette étude permettant de les reproduire. Le modèle de colonne liquide a été développé par Jaegle (2009). Il permet de prendre en compte la présence de la colonne liquide sur les forces de traînée s'exerçant sur les particules. Les simulations numériques reproduisent l'expérience de Becker et Hassa (2002) en faisant varier la valeur du rapport des flux de quantité de mouvement q . Sur la Figure 1.43, on observe différentes simulations pour les régimes $q = 2$, $q = 6$ et $q = 18$. La pénétration du spray augmente avec le nombre q , on voit aussi que la densité des gouttes issues du *surface breakup* varie suivant le régime. Senoner (2010) compare les flux volumiques du liquide dans un plan transverse ($x = 80mm$) avec les résultats de Becker et Hassa (2002). Un bon accord montre l'intérêt de ce modèle d'atomisation secondaire qui permet de mieux modéliser les mécanismes de désintégration de la colonne liquide. Il faut cependant noter que le modèle FAST requiert la calibration de certaines constantes propres à chaque configuration.

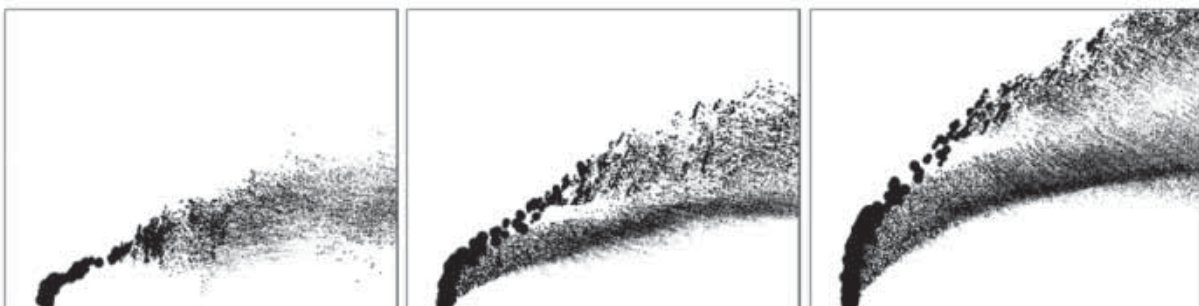


FIGURE 1.43. – Profils du jet et de son atomisation, d'après (Senoner (2010)). De gauche à droite : $q = 2$, $q = 6$ et $q = 18$.

De nombreuses autres méthodes sont basées sur des approches Lagrangiennes où l'on modélise l'atomisation de gouttes (à la place du jet liquide) injectées dans un crossflow (Rachner *et al.*, 2002; Behzad *et al.*, 2010; Mashayek *et al.*, 2011; Broumand *et al.*, 2016). De manière générale, ces simulations numériques sont complémentaires aux études expérimentales. En effet, une validation des résultats est nécessaire pour prouver le réalisme de ces simulations. Cette validation confronte les résultats expérimentaux (ou théoriques) aux résultats des simulations effectuées et permet d'ajuster le modèle en conséquence.

Modèle ELSA

Le modèle ELSA (Eulerian Lagrangian Spray Atomization) a initialement été développé par Vallet et Borghi (1999), puis repris par Blokkeel *et al.* (2003), pour modéliser l'atomisation d'un spray. Le principe de ce modèle consiste à décrire les zones denses (proche de l'injecteur) avec une approche eulérienne qui est plus adaptée à la description des interactions fortes entre l'écoulement gazeux et le cœur liquide. Lorsque le spray devient suffisamment dilué (en aval de l'injecteur), le suivi du spray se fait grâce à une approche lagrangienne. La formulation eulérienne des zones denses est effectuée en considérant le milieu diphasique comme un seul fluide à masse volumique fortement variable. Ainsi, la dispersion de la phase liquide est décrite par une équation du transport sur la fraction massique moyenne du liquide avec une formulation de type RANS. Dans ce modèle, on suppose que la turbulence est le principal moteur de l'atomisation du jet. Cette approche peut donc être mise en opposition avec d'autres modèles présentés précédemment, comme le modèle WAVE qui considère que ce sont les instabilités qui jouent un rôle prépondérant dans l'atomisation.

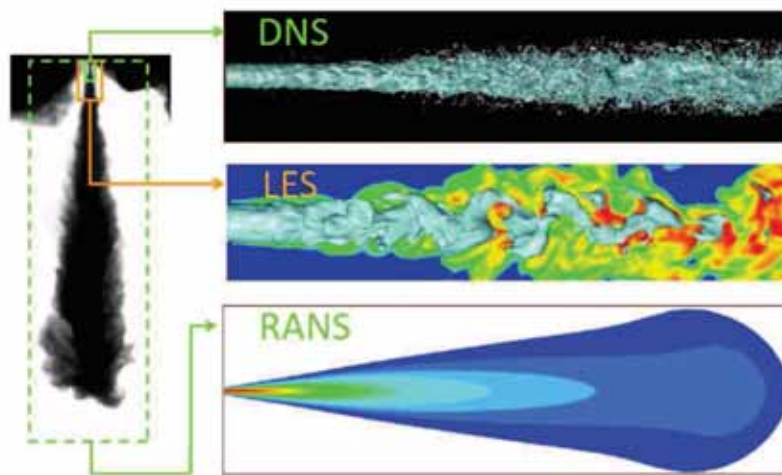


FIGURE 1.44. – Récapitulatif des différents formalismes utilisés pour la simulation et la modélisation de l'atomisation primaire. Représentation des échelles résolues par chaque formalisme (comparé à un jet expérimental). De haut en bas : DNS (Ménard *et al.*, 2007), LES (Chesnel *et al.*, 2011), RANS (Lebas *et al.*, 2009), d'après Duret (2013).

L'aspect clé du modèle ELSA réside dans la description de l'évolution de la densité d'interface en utilisant une équation supplémentaire. Cette quantité représente localement le rapport entre la surface de l'interface liquide-gaz et le volume de la cellule considérée. Le transport de cette quantité et de la fraction massique moyenne permet de connaître localement la taille des gouttes produites par atomisation. Toutefois, l'une des principales difficultés concerne la fermeture de cette équation qui nécessite notamment de modéliser des termes de production (étirement) et de destruction (coalescence) de l'interface qui dépendent de mécanismes complexes. A l'heure actuelle, il n'existe pas de consensus général quant à l'expression de ces termes. Ces modèles nécessitent souvent une calibration pour pouvoir représenter correctement une configuration donnée (Chesnel *et al.*, 2011; Devassy *et al.*, 2015).

Si la majorité des études utilisant le modèle ELSA se focalisent sur la désintégration d'un jet dans un milieu au repos, certains auteurs l'ont appliqué au cas du jet liquide en présence d'un écoulement transverse. C'est le cas de Andreini *et al.* (2016) qui utilise un solveur Eulérien dans lequel est implémenté le modèle ELSA qui permet de modéliser la région dense du spray. Ce solveur eulérien décrit l'écoulement gaz-liquide comme une seule phase et ne permet donc pas de prendre en compte les gradients de vitesse entre le gaz et le liquide. C'est pourquoi

Andreini *et al.* (2016) ont développé un solveur Quasi-Multiphase Eulerian (QME) qui permet de décrire la phase du cœur liquide jusqu'aux zones diluées. Les simulations ainsi effectuées pour des rapports de densité 10 et 1000 ont été comparés avec succès aux expériences de Brown et McDonell (2006) et aux simulations de Herrmann (2010a). La Figure 1.44, d'après Duret (2013) montre un récapitulatif des différents formalismes utilisés pour résoudre l'atomisation primaire (DNS, LES, RANS), avec les échelles correspondant à chaque type simulation. Le modèle ELSA est utilisé pour les formalismes LES et RANS.

1.6.3. Simulation numérique de l'atomisation à l'ONERA

La simulation de l'atomisation primaire est une des problématiques étudiées à l'ONERA. Deux approches principales ont été développées. Parmi ces approches, deux codes de simulations numériques ont été développés pour la simulation directe de l'atomisation de nappes liquides cisailées.

Le premier code, DYJEAT, a été initialement développé pour la simulation directe de l'atomisation de nappes liquides cisailées par Couderc (2007). DYJEAT couple une méthode Level-Set pour la description de l'interface avec un solveur Navier-Stokes incompressible sur des maillages cartésiens structurés.

Le second code, nommé DIGIMESH et développé par Zuzio (2010), couple une méthode CLSVOF pour la description de l'interface avec un solveur Navier-Stokes incompressible. Le code DIGIMESH utilise également une méthode de raffinement adaptatif de maillage (Zuzio et Estivalettes, 2011). L'autre approche se base sur un solveur compressible à interface diffuse pour maillage

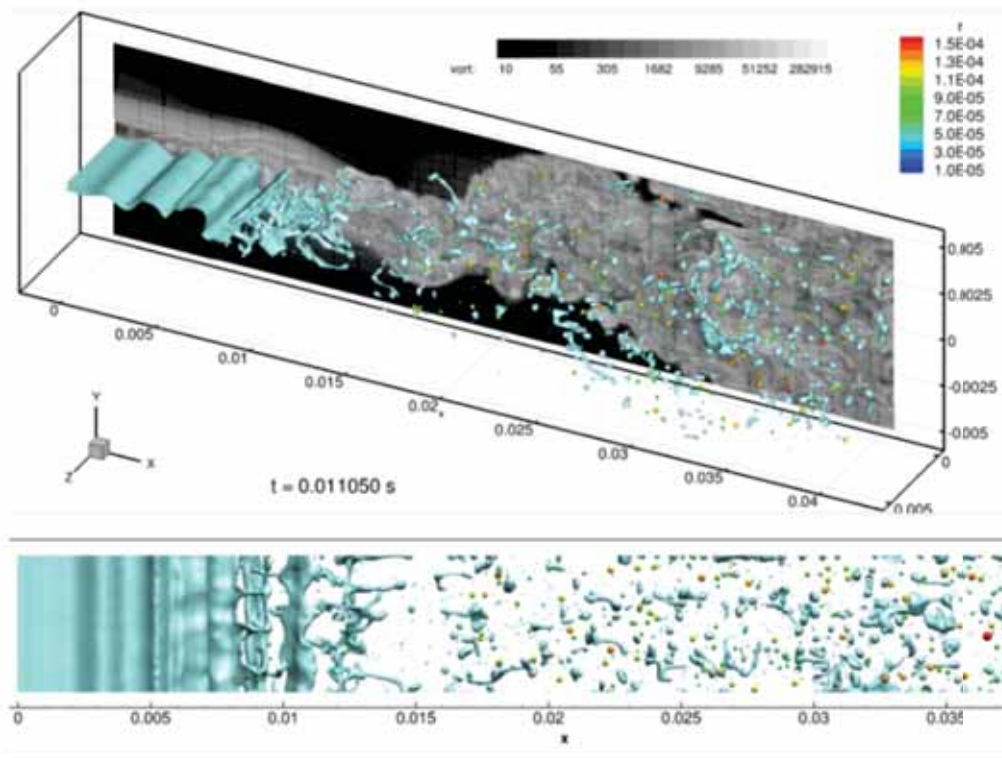


FIGURE 1.45. – Atomisation assistée d'une nappe liquide simulée avec DYJEAT, d'après Zuzio (2010)

non-structuré. Cette approche, initialement développé dans le solveur SLOSH (Shied *et al.*, 2009) a été dédiée dans un premier temps aux phénomènes de ballottement dans des réservoirs. L'approche proposée par Blanchard (2014) est une approche hybride : près de la zone d'injection l'écoulement est décrit par un formalisme Eulerien multi-fluide et dans le reste du domaine, où

la phase liquide est diluée, on considère un écoulement à phase dispersée en Eulérien ou en Lagrangien. Cette approche a depuis été implémentée dans le solveur multi-physique CEDRE (2012).

Ces deux approches présentées précédemment ont été comparées dans le cadre de l'atomisation d'une nappe liquide cisailée (Figures 1.45 et 1.46). Zuzio *et al.* (2013b) présentent les différences obtenues entre les codes DYJEAT et SLOSH, et ont ainsi montré que la méthodologie utilisée par SLOSH est la plus adaptée pour un calcul à géométrie complexe de type industriel. Le code DYJEAT peut être considéré comme un outil permettant de produire des solutions de référence permettant de calibrer les simulations multi-échelles d'atomisation.

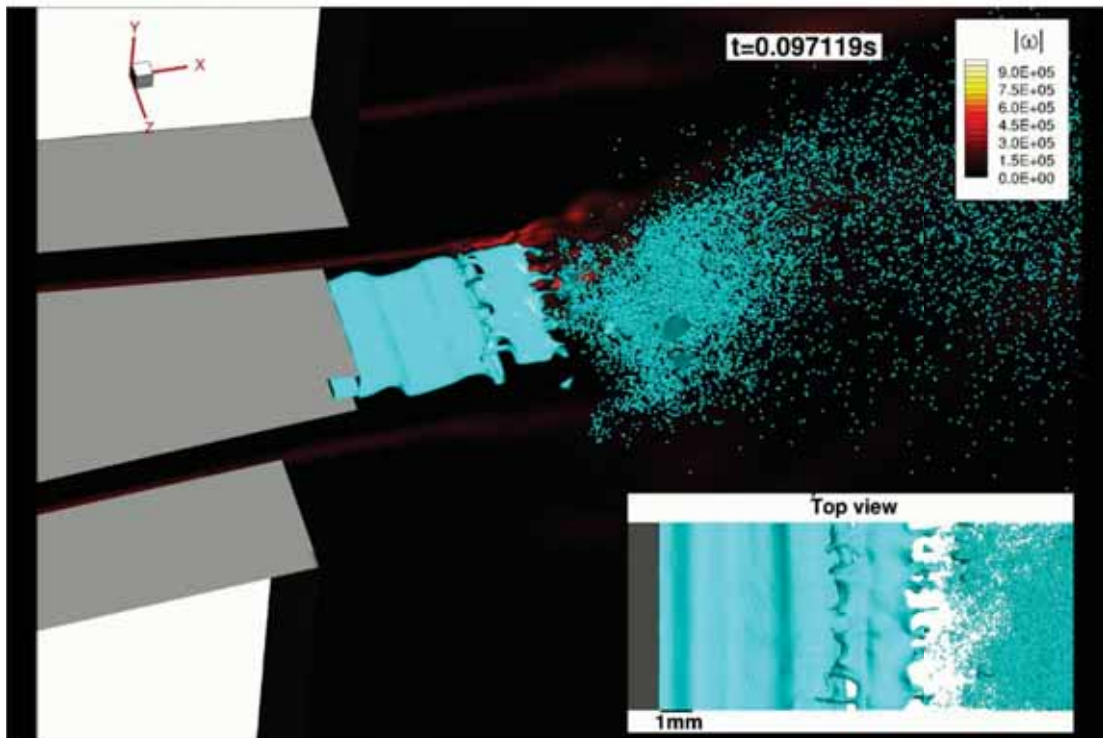


FIGURE 1.46. – Atomisation assistée d'une nappe liquide simulée avec SLOSH, d'après Blanchard (2014)

1.7. Conclusion et approche retenue

L'objectif de cette thèse est de proposer une méthodologie numérique pouvant s'intégrer dans un code capable de simuler l'ensemble des processus physiques présents dans une chambre de combustion. A l'heure actuelle, les approches de type DNS ne sont pas encore assez avancées et la puissance des supercalculateurs suffisante pour que cette solution soit applicable à court terme. Au vu des phénomènes caractéristiques du LJICF, nous avons décidé d'opter pour une approche de type multi-échelle, basée sur le couplage d'un modèle multi-fluide adapté à la simulation des grandes échelles caractérisant la dynamique du cœur liquide et d'un modèle de spray adapté à la description de la phase liquide diluée dans l'écoulement. Cette approche est celle utilisée et validée par [Blanchard \(2014\)](#) dans le cadre de l'atomisation assistée d'une nappe liquide.

Pour cela, on utilise la plateforme ONERA CEDRE, qui sera présenté dans la section 3.2. CEDRE est un code compressible multi-composant et multi-physique, qui a pour ambition, à terme, de reproduire l'ensemble des phénomènes présents dans un foyer de combustion. Le modèle multi-fluide choisi pour décrire les phases liquides et gazeuses s'appuie sur un modèle à interface diffuse sans reconstruction implicite de l'interface. L'interface est donc traitée comme une zone de transition entre les zones où le taux de présence du liquide est très proche de l'unité et les zones où le taux de présence du gaz est très proche de l'unité. Pour que ce modèle permette de repérer avec précision l'interface, l'épaisseur de la transition ne doit généralement pas dépasser quelques mailles. Cependant, il sera montré que, dans l'approche multi-échelle proposé, on s'attend à une zone à forte diffusion de l'interface, localisée où l'atomisation primaire génère des petites échelles non captées par le maillage. C'est le critère principal de déclenchement du modèle d'atomisation.

2. Présentation de la configuration expérimentale SIGMA

L'objectif de ce chapitre est de présenter la configuration expérimentale SIGMA réalisée dans le cadre de la thèse de [Desclaux \(2017\)](#). Les techniques de mesure expérimentales utilisées ainsi que les principales observations expérimentales sont décrites.

Sommaire

2.1. Caractéristiques du banc	55
2.2. Description de la maquette	57
2.3. Techniques expérimentales	59
2.3.1. Caractérisations aérodynamique et acoustique	59
2.3.2. Visualisation de la phase liquide	59
2.3.3. Caractérisation du brouillard	60
2.3.4. Mesure de l'épaisseur du film liquide s'écoulant sur la paroi supérieure de la maquette	60
2.4. Point de fonctionnement	61
2.5. Principaux résultats expérimentaux	62
2.5.1. Caractérisation aéro-acoustique du banc expérimental	62
2.5.2. Visualisations du jet liquide en absence de perturbation acoustique	63
2.5.3. Visualisations du jet liquide en présence de perturbation acoustique	66

Dans le cadre du projet de recherche fondamental SIGMA mené par l'Onera, un montage expérimental a été réalisé afin de mieux comprendre les phénomènes physiques et leur interaction à la base de l'atomisation d'un jet liquide avec écoulement d'air transverse en présence de perturbation acoustique. Dans le but de valider l'approche multi-échelle du code CEDRE pour la simulation de l'atomisation assistée, une simulation numérique CEDRE de la configuration SIGMA est mise en place dans cette thèse. Une comparaison systématique avec les observations et les mesures effectuées sur le banc SIGMA a été ainsi possible. La simulation de la configuration SIGMA sera présentée dans le chapitre 5.

Dans cette section, nous allons décrire le banc expérimental mis en place ainsi que les méthodes expérimentales choisies. De plus, les principales observations expérimentales ([Bodoc *et al.*, 2018a](#)) seront présentées dans ce chapitre. Une plus grande partie des résultats expérimentaux sera présentée dans les chapitres 5 et 7 où nous les comparerons aux résultats issus des simulations numériques.

2.1. Caractéristiques du banc

Le montage SIGMA décrit sur la Figure 2.1, a pour objectif d'analyser le comportement du jet liquide et du brouillard issu de son atomisation, avec et sans l'influence d'une perturbation acoustique. Sa longueur totale et la position de point d'injection liquide ont été définies à partir d'un calcul $1D$ basé sur les équations d'Helmholtz. Ainsi ses modes propres longitudinaux sont situés dans une gamme de fréquence observée sur le montage LOTAR et pour le mode acoustique

excité (177 Hz), l'injection liquide est située sur un ventre de vitesse acoustique.

L'écoulement d'air est obtenu à l'aide d'un circuit d'air comprimé fonctionnant à 10 bar et fournissant un débit d'air inférieur à 120 g/s . En entrée du montage, est installée une sirène électropneumatique fonctionnant en régime critique précédée par un plenum équipé de capteurs de pression et de température. Cet ensemble a préalablement été étalonné afin de mesurer le débit d'air injecté avec une incertitude inférieure à 1% . La maquette d'essais où est injecté le liquide, est connectée à la sirène par l'intermédiaire d'un conduit rectiligne de section carrée ($50 \times 50\text{ mm}^2$) de 2 m de long. En sortie du montage, le mélange air/liquide débouche dans la cellule d'essais à pression atmosphérique. Du point de vue acoustique, cet élargissement de section induit une condition proche de la réflexion totale pour une onde plane en absence d'écoulement convectif.

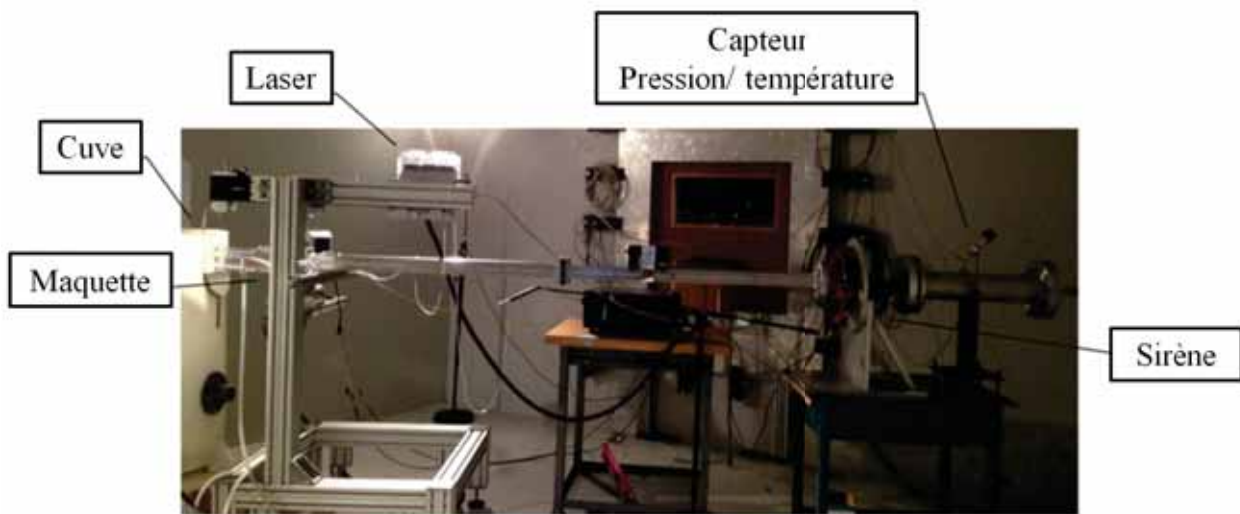


FIGURE 2.1. – Description du dispositif expérimental SIGMA.

2.2. Description de la maquette

La maquette est présentée sur la Figure 2.2. Elle a été dimensionnée pour observer les différents phénomènes caractéristiques du jet. Elle est constituée de trois zones. Une zone d'entrée de même section de passage que le conduit amont précède un convergent. En réduisant la hauteur de la veine, ce convergent permet d'accélérer l'écoulement d'air tout en homogénéisant le profil de vitesse axiale et réduisant le niveau de turbulence global. La zone finale, où se situe l'injection liquide, a une section rectangulaire constante de 20 mm de hauteur, et 50 mm de largeur. Cette hauteur de canal permet, d'une part, d'atteindre une vitesse d'air de l'ordre de 100 m/s représentative de celle rencontrée dans un injecteur aéronautique et d'autre part, de générer des phénomènes d'impact liquide sur la paroi supérieure du canal similaire à ceux observés par Apeloig (2013) sur un injecteur multipoint.

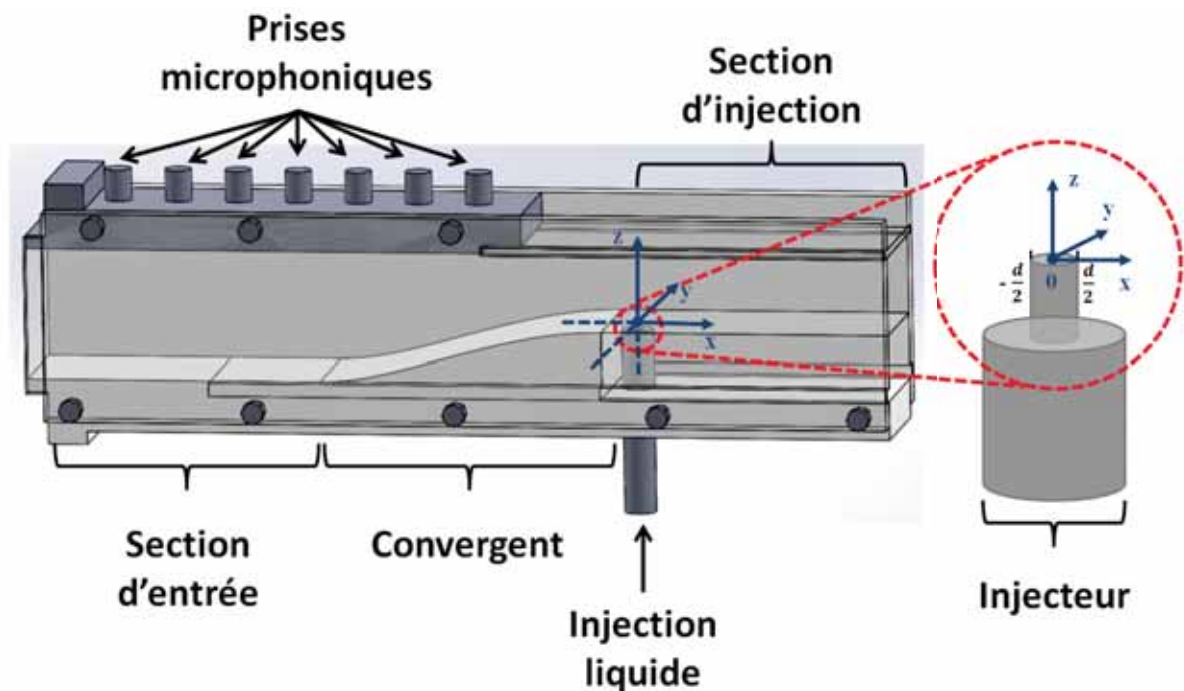


FIGURE 2.2. – Maquette réalisée dans le cadre du stage de (Doublet, 2015) intégrée au banc SIGMA.

L'injection liquide est réalisée au centre de la paroi inférieure, à 10 mm de la fin du convergent et à 100 mm de la sortie de la maquette. Le conduit d'injection du liquide débouche affleurant à la paroi. Sa géométrie est similaire à celle utilisée par Wu *et al.* (1998), illustrée sur la Figure 2.3. Elle garantit une injection liquide faiblement turbulente et évite tous phénomènes de cavitation. Le diamètre final d_j de cet injecteur est égal à 2 mm et le rapport longueur d'injection/diamètre L/d_j est de 4.

Afin de visualiser le comportement du liquide et de caractériser le brouillard issu de l'atomisation à l'aide de diagnostics optiques, les parois verticales de cette maquette ont été réalisées en plexiglass. Un hublot en verre a également été placé au-dessus du canal de 20 mm de haut afin de pouvoir mesurer l'épaisseur du film liquide se formant dans cette zone à l'aide d'une méthode basée sur la fluorescence induite. En amont de ce hublot, 7 prises microphoniques ont été placées afin de pouvoir caractériser la distribution longitudinale des modes acoustiques de l'installation.

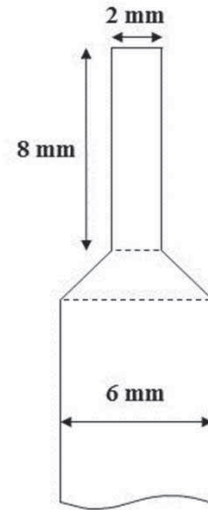


FIGURE 2.3. – Géométrie de l'injecteur intégré à la maquette.

La Figure 2.2 présente également les axes qui seront utilisés au cours de cette étude. La direction x correspond donc à la direction longitudinale, la direction y la direction transverse et la direction z la hauteur de la conduite. L'origine du repère $(0, 0, 0)$ est placée au centre de l'injection du jet liquide dans la conduite.

2.3. Techniques expérimentales

Différentes campagnes expérimentales ont été menées au cours de la thèse de Desclaux, ces campagnes s'articulent en trois axes principaux : caractérisation aérodynamique, caractérisation acoustique et visualisation de la phase liquide.

2.3.1. Caractérisations aérodynamique et acoustique

Cette caractérisation nécessite de pouvoir mesurer les grandeurs moyennes et fluctuantes de la vitesse en différents points de la maquette couplées à des mesures de pression acoustiques. Les mesures de vitesse ont été réalisées à l'aide d'un anémomètre à effet Doppler (LDA) 2D. Pour ce faire, l'écoulement d'air est préalablementensemencé à l'aide de gouttelettes de DEHS. Les mesures de pression acoustiques sont réalisées à l'aide d'un microphone placé à différentes positions longitudinales indiquées sur la Figure 2.2. L'acquisition de ces différentes mesures est synchronisée à l'aide du signal d'excitation de la sirène électropneumatique.

Une analyse en moyenne de phase des signaux de vitesse permet la séparation de la vitesses moyenne convective, des perturbations acoustique et de fluctuation turbulente. Le signal de vitesse instantanée $\mathbf{u}(x, t)$ mesurée expérimentalement est alors décomposé :

$$\mathbf{u}(x, t) = \bar{\mathbf{U}}(\mathbf{x}) + \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \phi(t)) + \mathbf{u}''(\mathbf{x}, t) \quad (2.1)$$

où $\bar{\mathbf{U}}$ est la vitesse moyenne temporelle, $\tilde{\mathbf{u}}$ la composante périodique de la vitesse de phase ϕ et \mathbf{u}'' la partie des fluctuations stochastiques de la vitesse, représentant la turbulence de l'écoulement. L'opérateur de moyenne de phase $\langle \cdot \rangle_\phi$ permet de moyennner les signaux de vitesse appartenant à la même phase ϕ . Cet opérateur permet de filtrer la composante turbulente de la vitesse :

$$\langle \mathbf{u} \rangle_\phi(\mathbf{x}, \phi(t)) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) + \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \phi(t)) \quad (2.2)$$

Grâce à ces opérations, il est donc possible de calculer la valeur efficace ou RMS des composantes périodiques et turbulentes du signal de vitesse :

$$\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x})_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum [\langle \mathbf{u} \rangle_\phi(\mathbf{x}, \phi(t)) - \bar{\mathbf{U}}(\mathbf{x})]^2}{n_\phi}} \quad (2.3)$$

$$\mathbf{u}''_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum [\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) - \bar{\mathbf{U}}(\mathbf{x}) - \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \phi(t))]^2}{n_t}} \quad (2.4)$$

De plus, la présence de microphones installés le long de la conduite permet de caractériser l'évolution de la pression le long de la conduite. Ces mesures microphoniques ont également permis de caractériser les conditions limites acoustique du montage expérimental.

2.3.2. Visualisation de la phase liquide

Deux techniques de visualisation ont été mises en œuvre pour étudier le comportement du jet liquide. Une première méthode basée sur l'ombroscopie, consiste à placer le fluide à étudier entre une source lumineuse continue ou stroboscopique et une caméra réceptionnant la lumière mettant ainsi en évidence les oscillations de l'interface liquide-air. La seconde méthode est basée sur la tomographie. Pour ce faire, le jet liquide est éclairé à l'aide d'une nappe laser formée à l'aide d'une lentille cylindrique. Pour les essais, cette nappe est dirigée de bas en haut, parallèlement aux parois verticales de la maquette. Le plan formé passe par l'axe du jet liquide. Dans les deux

cas, les images sont enregistrées à l'aide d'une caméra vidéo rapide. Une acquisition simultanée du signal de synchronisation de la caméra et du signal d'excitation de la sirène permet de déterminer la phase de chaque image vis-à-vis du cycle d'excitation.

2.3.3. Caractérisation du brouillard

Le brouillard issu de l'atomisation du jet a été caractérisé grâce à un granulomètre phase Doppler permettant de mesurer, en différentes positions, la taille et la vitesse des gouttes traversant le volume de mesure. Le système de mesure utilisé permet de dater le passage des gouttes mesurées par rapport à une référence de phase déterminée par un signal TTL externe. Dans le cas présent ce signal est fourni par le générateur utilisé pour piloter la sirène. Ainsi, en connaissant le décalage temporel entre l'arrivée d'une goutte et le front montant précédent du signal TTL et la période d'excitation de l'écoulement, il est possible de déterminer la phase d'arrivée de cette goutte dans le volume de mesure. Sur un échantillon complet, un post-traitement permet ensuite de définir l'évolution de la taille, de la vitesse et du nombre de gouttes traversant le volume de mesure en fonction du cycle d'excitation.

2.3.4. Mesure de l'épaisseur du film liquide s'écoulant sur la paroi supérieure de la maquette

Une technique basée sur le principe de la fluorescence induite a été utilisée pour caractériser l'écoulement d'un film liquide se formant sur la paroi supérieure de la maquette. Pour ce faire, un fluorophore est ajouté à l'eau. Le film liquide est alors éclairé dans l'UV à l'aide d'une diode. Après absorption, le fluorophore réémet un signal lumineux dans le bleu dont l'intensité peut être reliée, après étalonnage, à l'épaisseur locale du film présent sur la paroi. La lumière réémise est enregistrée à l'aide d'une caméra rapide muni d'un filtre optique centré sur la fréquence de réémission. Comme précédemment, une acquisition simultanée du signal de synchronisation de la caméra et du signal d'excitation de la sirène permet de déterminer la phase de chaque image vis-à-vis du cycle d'excitation.

2.4. Point de fonctionnement

Deux campagnes de mesure différentes ont été réalisées : une première sans perturbation acoustique afin de caractériser l'injection liquide en condition stationnaire ; une deuxième avec un écoulement modulé acoustiquement à l'aide de la sirène. Les conditions expérimentales de ces campagnes sont résumées dans le tableau 2.1.

Les conditions expérimentales présentées ici ont été choisies pour se rapprocher du point nominal de fonctionnement d'un injecteur multipoint, même si ici le liquide considéré est de l'eau et que les campagnes sont menées en conditions standard de température et pression. Les campagnes expérimentales seront donc réalisées à grand nombre de Weber, ce qui caractérise le régime de "shear breakup" du jet, permettant la génération d'un spray de très fines gouttelettes à partir d'un débit liquide important. Dans ce régime, le jet est peu déformé par l'écoulement gazeux alors que la masse liquide arrachée au corps du jet par le cisaillement gazeux est très importante.

Paramètres	Gamme de valeurs	
	Sans perturbation acoustique	Avec perturbation acoustique
v_g (m/s)	50 – 100	58 – 78
v_l (m/s)	5 – 11	5.3 – 6.3
ρ_g (kg/m ³)	1.2	
ρ_l (kg/m ³)	998	
σ (N/m)	0.07	
μ_g (kg/m/s)	$1.8 \cdot 10^{-5}$	
μ_l (kg/m/s)	$8.9 \cdot 10^{-4}$	
q	5.5 – 15.5	5.5
We_g	144 – 208	
Re_l	12 334 – 23 772	

TABLE 2.1. – Paramètres caractéristiques des campagnes expérimentales.

Dans le cadre de la deuxième campagne de mesures avec l'écoulement gazeux modulé acoustiquement, la fréquence de la perturbation acoustique imposée à l'aide de la sirène est fixée à 177 Hz, ce qui permet d'obtenir un taux de modulation acoustique le plus important possible au niveau de l'injection liquide.

2.5. Principaux résultats expérimentaux

Cette section présente dans un premier temps la caractérisation aéro-acoustique du banc expérimental SIGMA, puis le comportement de l'atomisation jet liquide au cours des deux différentes campagnes expérimentales (avec/sans perturbation acoustique).

2.5.1. Caractérisation aéro-acoustique du banc expérimental

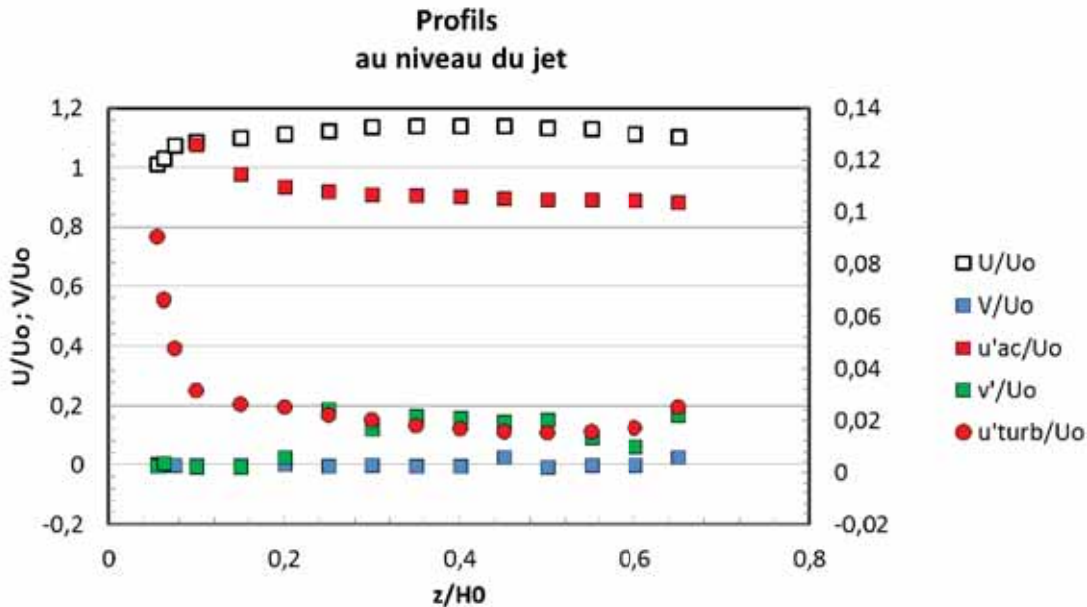
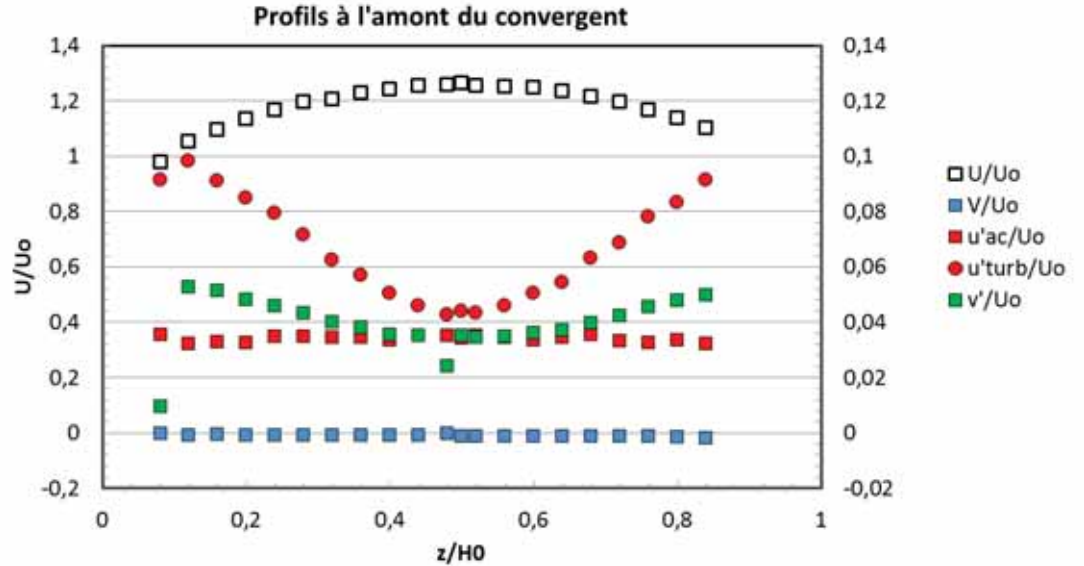


FIGURE 2.4. – Profils expérimentaux des différentes composantes de vitesse, d'après Bodoc *et al.* (2018a).

Les mesures de type LDA, ont permis l'obtention des profils des composantes de vitesse dans quatre plans transverses situés respectivement à 298, 125, 115 et 100 *mm* de la sortie de conduite, ainsi qu'une traversée horizontale située à mi-hauteur et mi-largeur de la conduite. Sur les Figures 2.4a et 2.4b, les profils des composantes de la vitesse normalisées par la vitesse débitante locale U_0 sont tracés aux points $x = -198$ *mm* placé en amont du convergent et au point $x = 0$ *mm* qui

correspond à la localisation de l'injecteur. La vitesse débitante U_0 est calculée pour chaque plan de mesure à partir des valeurs du débit massique, de la pression et de la température de l'air en amont. Le profil de la composante longitudinale de la vitesse (U/U_0) montre une symétrie par rapport à l'axe central de la section en amont du convergent ($X/d = -99$).

Le profil de vitesse moyenne à l'amont du convergent correspond à celui obtenu en écoulement établi. Il peut être décrit par une loi en puissance. A l'aval du convergent, la distribution de vitesse s'est uniformisée et l'épaisseur de couche limite en paroi s'est réduite. Les profils de turbulence indiquent des intensités de turbulence de l'ordre de 5 – 10% de la vitesse débitante en amont du convergent, puis des valeurs plus faibles de l'ordre de 2% de la vitesse débitante à proximité du point d'injection. Le convergent réduit de façon importante l'intensité de turbulence dans l'écoulement gazeux et uniformise le profil de vitesse moyenne.

La Figure 2.5 présente l'évolution de la pression et de la vitesse acoustique le long du domaine. Ces mesures ont été prises à une hauteur $z/d = 10$ fixe, ce qui correspond à la mi-hauteur de la section réduite, et au milieu de la largeur de la conduite $y/d = 0$. Ces résultats montrent un bon accord avec un modèle acoustique de propagation 1D. La sortie de conduite est caractérisée par un coefficient de réflexion $R = 1.3$. Au niveau de l'injection, c'est-à-dire en $x/d = 0$., la valeur RMS de la composante acoustique nous permet d'estimer le taux de modulation en cette position :

$$\tau = \frac{\tilde{u}_{RMS}}{\bar{U}} \approx 9.5\% \quad (2.5)$$

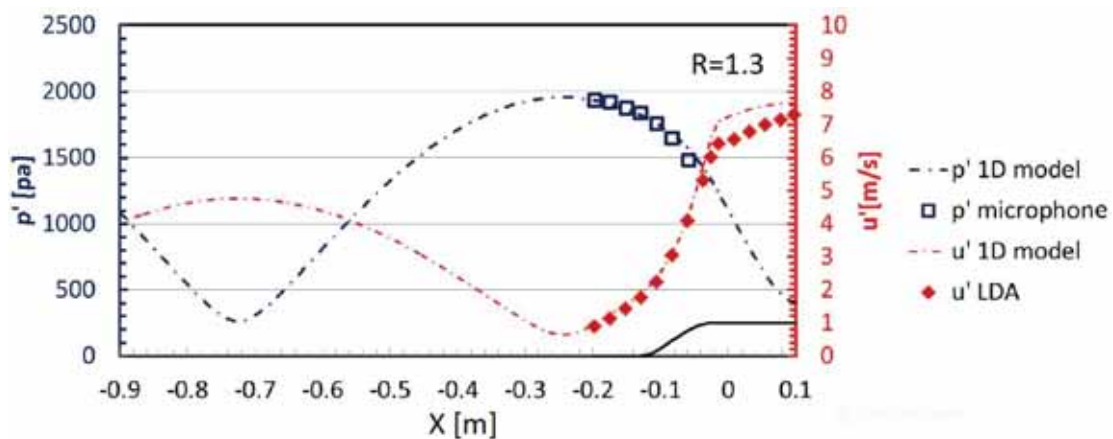


FIGURE 2.5. – Évolution longitudinale de la pression et de la vitesse acoustique au sein du montage SIGMA, d'après Bodoc *et al.* (2018a).

2.5.2. Visualisations du jet liquide en absence de perturbation acoustique

La Figure 2.6 illustre les caractéristiques principales du jet observées en absence de perturbation acoustique. Le jet est injecté dans la conduite puis se penche sous l'effet de l'écoulement gazeux. Une partie du corps liquide impacte la paroi supérieure de la conduite, ce qui mène à la formation d'un film liquide. Ce film liquide s'écoule le long de la paroi avant de s'atomiser en sortie de la conduite.

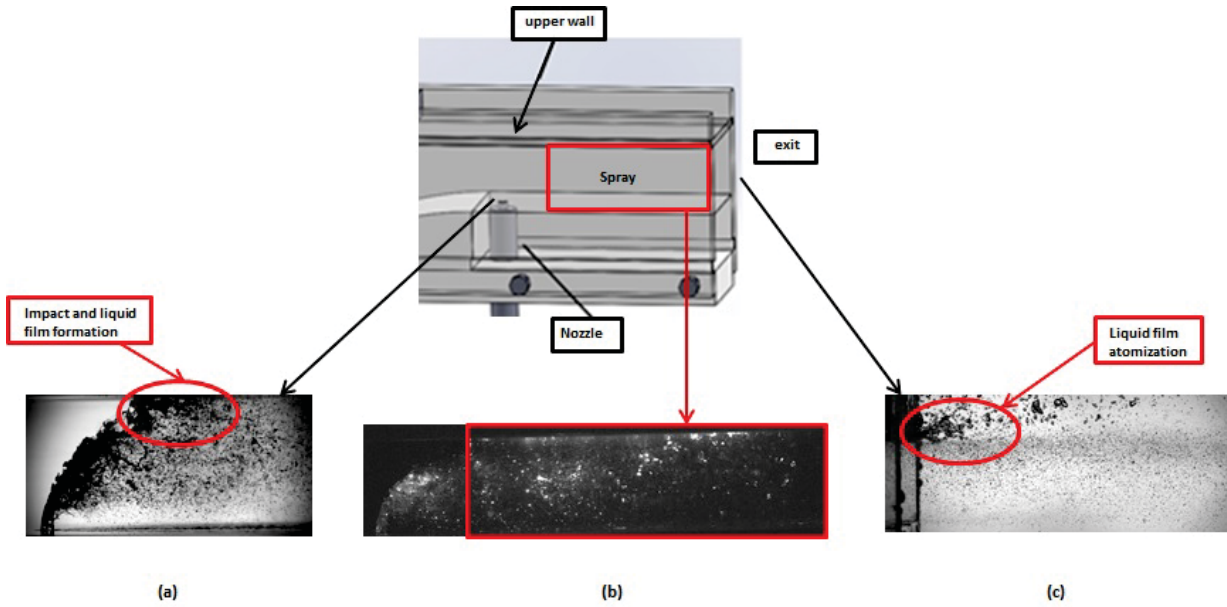


FIGURE 2.6. – Caractéristiques du jet observées expérimentalement : (a) injection du jet liquide et impact sur paroi, (b) brouillard de gouttes générées par l’atomisation du jet, (c) atomisation du film en sortie de conduite

Les séquences d’images moyennées servent à déterminer la trajectoire du jet sans excitation acoustique (Figure 2.7). Ainsi, le traitement des images instantanées permet d’obtenir les trajectoires présentées sur la Figure 2.8.

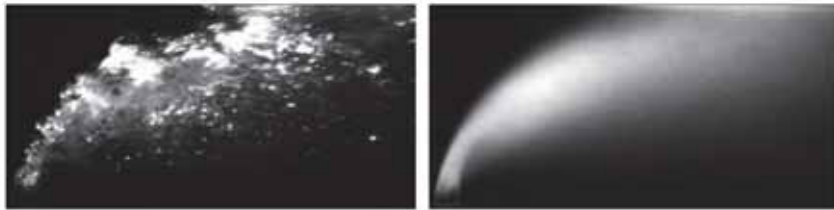


FIGURE 2.7. – Procédé de traitement d’image tomographie par nappe laser. A gauche : Image d’origine. A droite : Séquence d’image moyennée.

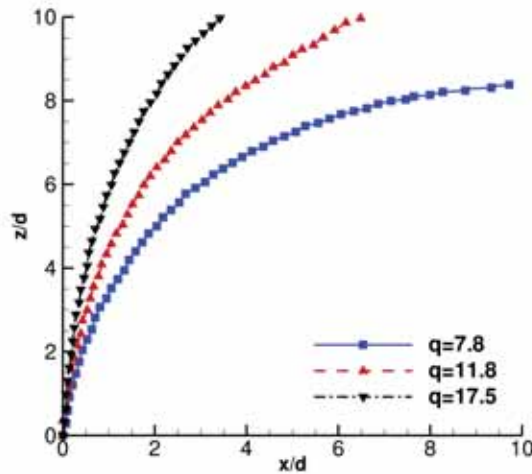


FIGURE 2.8. – Visualisation expérimentale de la trajectoire du jet en fonction du paramètre q .

2.5. Principaux résultats expérimentaux

La Figure 2.9 présente des visualisations instantanées du jet obtenues par ombroscopie pour trois valeurs différentes du rapport des flux de quantité de mouvement q . On observe aisément la différence de la trajectoire du jet entre les différents régimes, le jet apparaît le plus "défléchi" lorsque le paramètre q est le plus petit. On constate aussi que la distribution spatiale du brouillard de gouttes issu de l'atomisation varie aussi en fonction de q .

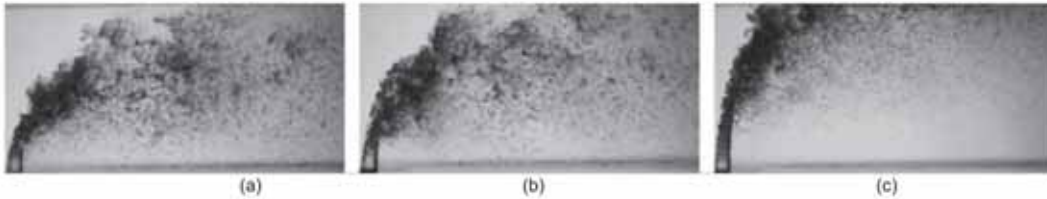


FIGURE 2.9. – Visualisation instantanée de l'atomisation du jet pour trois valeurs différentes de q : (a) $q = 5.5$, (b) $q = 7.5$, (c) $q = 15.2$.

La Figure 2.10 montre l'influence du paramètre q sur la longueur de rupture du jet. Les résultats expérimentaux sont ajoutés en rouge sur les observations expérimentales de Wu *et al.* (1998). La longueur de rupture du jet ne varie pas significativement lorsque q change. Ceci a aussi été largement observé dans la littérature et peut s'expliquer par la compétition de deux effets antagonistes lorsque q augmente : la pénétration du jet augmente mais le temps caractéristique d'atomisation de la colonne diminue.

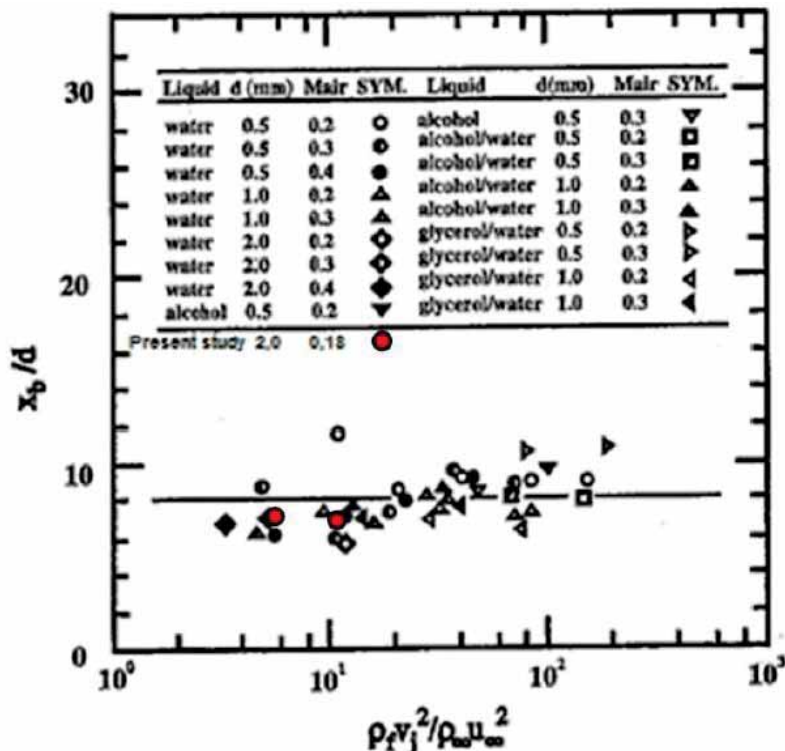


FIGURE 2.10. – Longueur de rupture x_b/d_j du jet en fonction du paramètre q , d'après Wu *et al.* (1998) et Bodoc *et al.* (2018a).

2.5.3. Visualisations du jet liquide en présence de perturbation acoustique

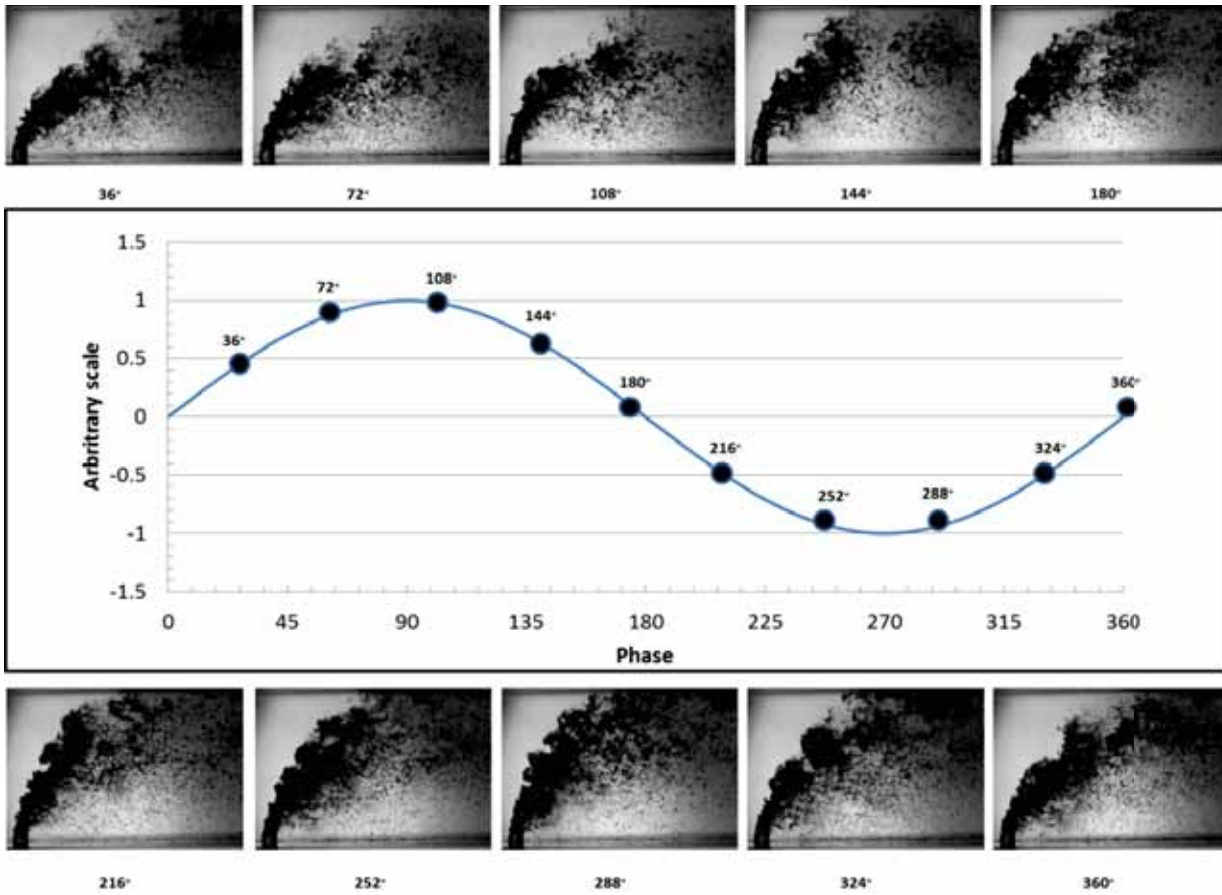


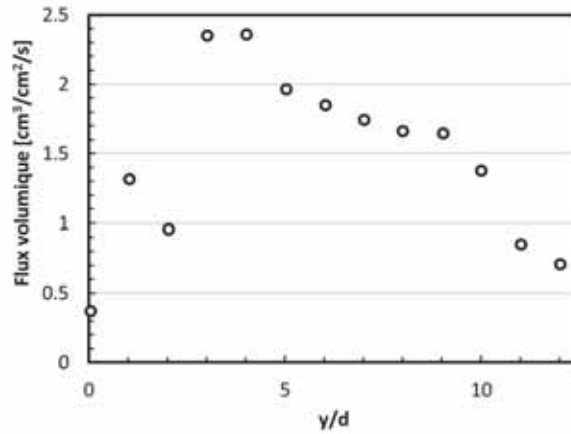
FIGURE 2.11. – Mise en évidence du comportement instationnaire du jet liquide.

Une méthode de conditionnement des images permet de réaliser un traitement en moyenne de phase pour le cas du jet en présence d'une perturbation acoustique. La Figure 2.11 présente les images instantanées du jet en présence d'une perturbation acoustique. Les zones apparaissant les plus sombres correspondent à la plus grande concentration de liquide. On observe que la trajectoire du jet varie en fonction de la phase de la perturbation, ainsi le corps liquide du jet oscille autour d'une position moyenne. A l'aval de l'injection, on observe que la répartition des zones les plus sombres changent en fonction de la phase. Ces images permettent donc de montrer le caractère instationnaire de l'atomisation du jet liquide soumis à une perturbation acoustique.

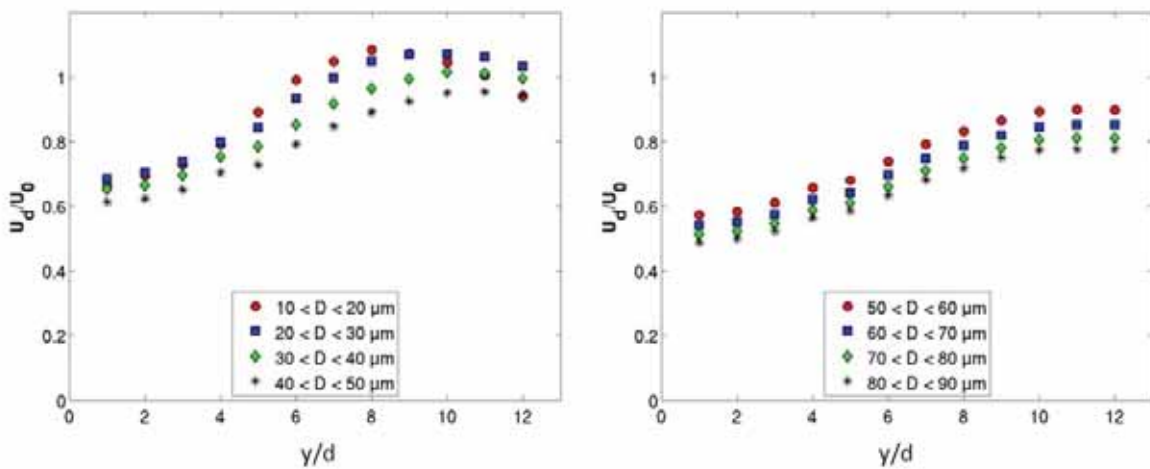
Caractérisation du brouillard de gouttes

Des campagnes de mesure PDA ont permis d'obtenir les caractéristiques du brouillard en aval du jet en présence de la perturbation acoustique. Comme précédemment, un traitement en moyenne de phase a été réalisé pour suivre les évolutions en fonction de la phase d'excitation. De plus, cette analyse a été menée en prenant en compte la taille des gouttes. Pour ce faire, la distribution en taille a été divisée en classes i centrées sur un diamètre d_{p_i} de largeur $2\Delta d_p$. Pour chaque classe, le post-traitement permet de calculer l'évolution de la vitesse $u_d(x, d_{p_i}, \phi)$ et du nombre de gouttes $N(x, d_{p_i}, \phi)$ en fonction de la phase. Ce dernier dépendant de la taille de l'échantillon, il est normalisé par le nombre total de gouttes mesurées dans l'échantillon. On définit alors le paramètre :

$$\chi(x, d_{p_i}, \phi) = \frac{N(x, d_{p_i}, \phi)}{N_T(x)} \quad (2.6)$$



(a)

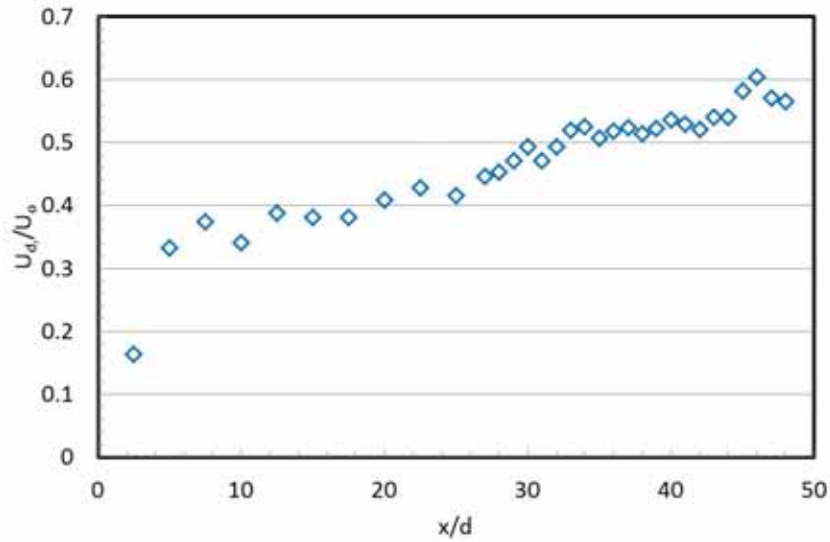


(b)

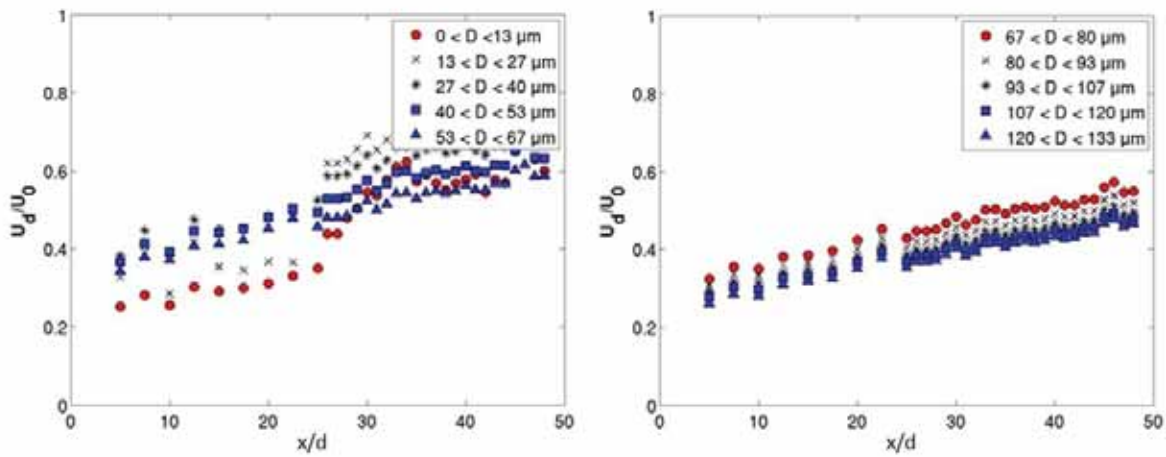
FIGURE 2.12. – Profils horizontaux de flux volumique global et de vitesse de goutte par classe ($x/d = 40$, $z/d = 7.5$), d’après Bodoc *et al.* (2018a)

La distribution du liquide suivant un axe perpendiculaire au plan longitudinal médian, peut être déduite du profil de flux volumique de gouttes passant dans le volume de mesure (Figure 2.12). On note un effet de sillage avec un débit de goutte plus faible sur la partie centrale de l’écoulement. La majeure partie du flux s’écoule à cette position entre $3 < y/d < 9$. Ce phénomène est également observé sur le profil de vitesse avec toutefois un décalage spatial du maximum de vitesse vers l’extérieur. On note également que le profil de vitesse dépend de la taille des gouttes.

La Figure 2.13 présente l’évolution longitudinale de la vitesse des gouttes à l’intérieur de la maquette calculée sur l’ensemble des classes (haut) ou par classe (bas). La vitesse des gouttes est adimensionnée par la vitesse débitante gazeuse U_0 au niveau du jet liquide. Les gouttes accélèrent le long de la conduite. En raison des forces de traînée induite par l’écoulement d’air, on remarque que les gouttes n’atteignent pas la vitesse de gaz avant la sortie de la conduite et que ce phénomène est d’autant plus important que leur taille est forte. Ceci indique que le temps de relaxation des gouttes est plus important que leur temps de trajet dans la conduite.



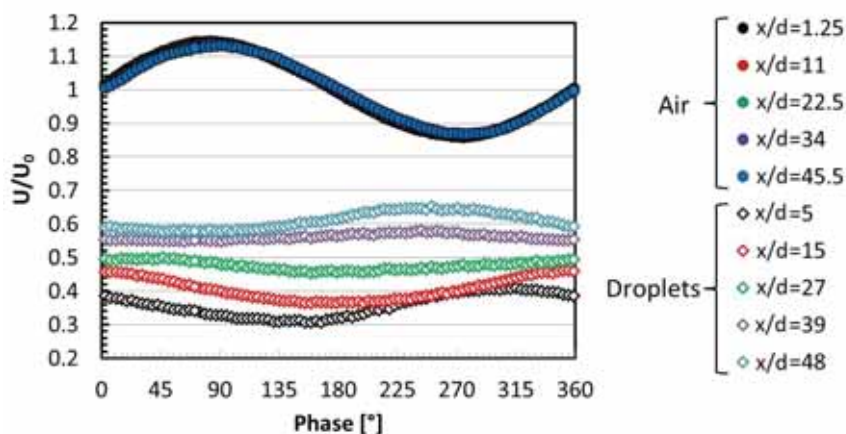
(a)



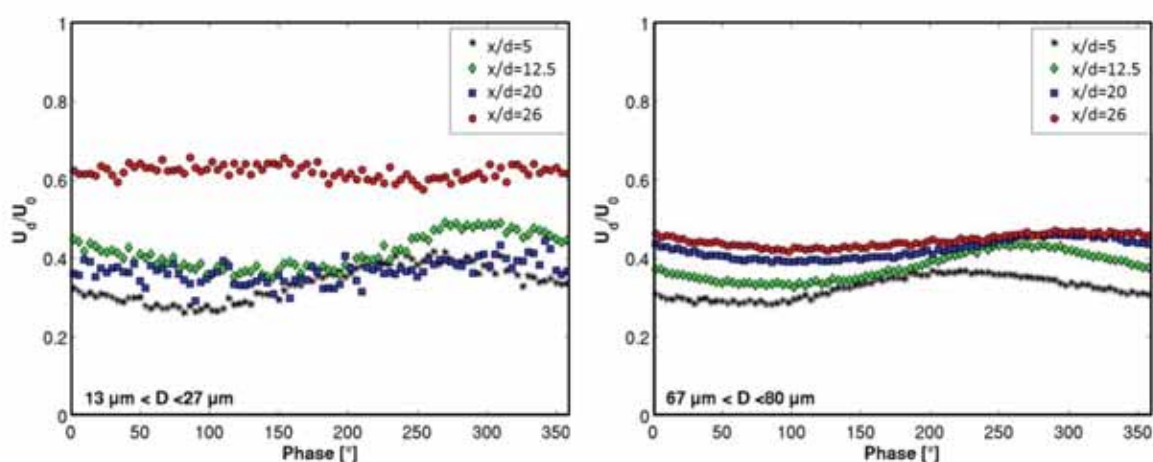
(b)

FIGURE 2.13. – Évolution de la vitesse axiale moyenne de gouttes dans le plan de symétrie de la maquette pour $z/d = 7.5$: (a) calcul sur l'ensemble des gouttes ; (b) par classe de gouttes, d'après Bodoc *et al.* (2018a)

La vitesse du spray a aussi été traitée en fonction de la phase la perturbation. En comparant les signaux de vitesse des gouttes calculés sur l'ensemble des gouttes au signal de référence de l'écoulement gazeux (Figure 2.14a), on observe un décalage de phases important entre les différents signaux de vitesse. On estime que ce phénomène est induit par l'inertie des gouttes. Le tracé obtenu pour deux classes de goutte (Figure 2.14b) fait apparaître que le déphasage dépend de la taille des particules.



(a)



(b)

FIGURE 2.14. – Évolution de la vitesse de l'air et du spray calculée sur l'ensemble des gouttes (a) ou pour 2 classes de goutte (b) en fonction de la phase de la perturbation acoustique, d'après Bodoc *et al.* (2018a).

Un résultat équivalent est obtenu si l'on s'intéresse au nombre de gouttes (Figure 2.15). Un déphasage dépendant de la taille des gouttes, est ainsi obtenu entre les signaux.

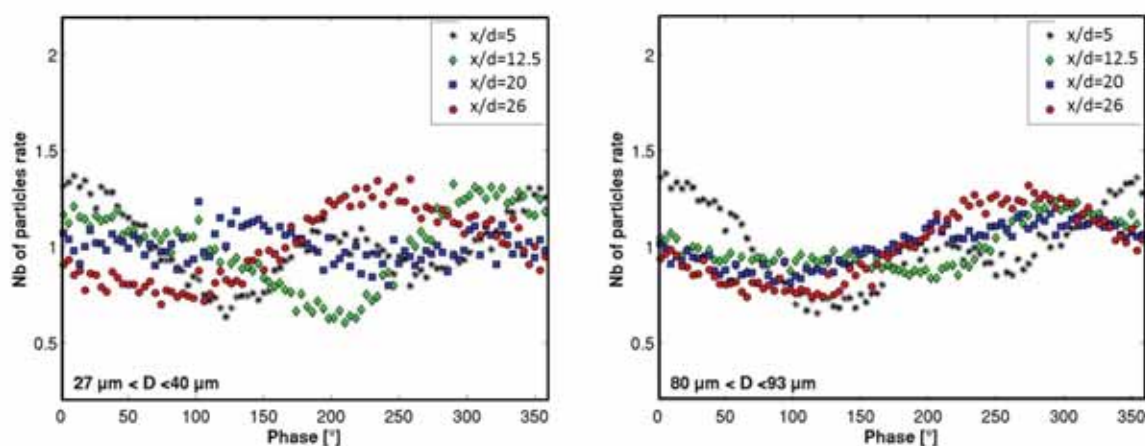


FIGURE 2.15. – Évolution du nombre de gouttes calculée pour 2 classes de goutte en fonction de la phase de la perturbation acoustique, d'après Bodoc *et al.* (2018a).

Il est possible de mettre en évidence plus clairement l'effet de la taille des gouttes en traçant l'amplitude et la phase des oscillations de vitesse et de nombre de gouttes en fonction de la position longitudinale (Figures 2.16 et 2.17). Les résultats présentés sur la Figure 2.16 montrent nettement que l'amplitude du nombre de gouttes décroît entre $0 < x/d < 25$, puis croît jusqu'à $x/d = 27$ pour rester ensuite constante au-delà. La taille des gouttes, hormis pour la plus petite classe, ne semble pas influencer ce résultat. Les évolutions obtenues sur la phase montrent que celle-ci croît dans un premier temps puis décroît ensuite. Sur la Figure 2.17, on observe également une décroissance quasi linéaire de l'amplitude et de la phase de fluctuation de vitesse à proximité du jet. Le minimum d'amplitude est atteint entre 25 et 40 diamètres de jet. Cette position correspond à un phénomène de saut de phase. Sur les signaux ce phénomène correspond à une destruction du phénomène harmonique à la fréquence d'excitation. La position de ce minimum dépend de la taille des gouttes. Au-delà, l'amplitude et la phase croissent linéairement. Actuellement, aucune explication satisfaisante et étayée n'a pu être apportée pour expliquer ces résultats. Toutefois, il pourrait être dû à la superposition de 2 ondes de densité de gouttes issues de 2 phénomènes ayant une phase initiale différente.

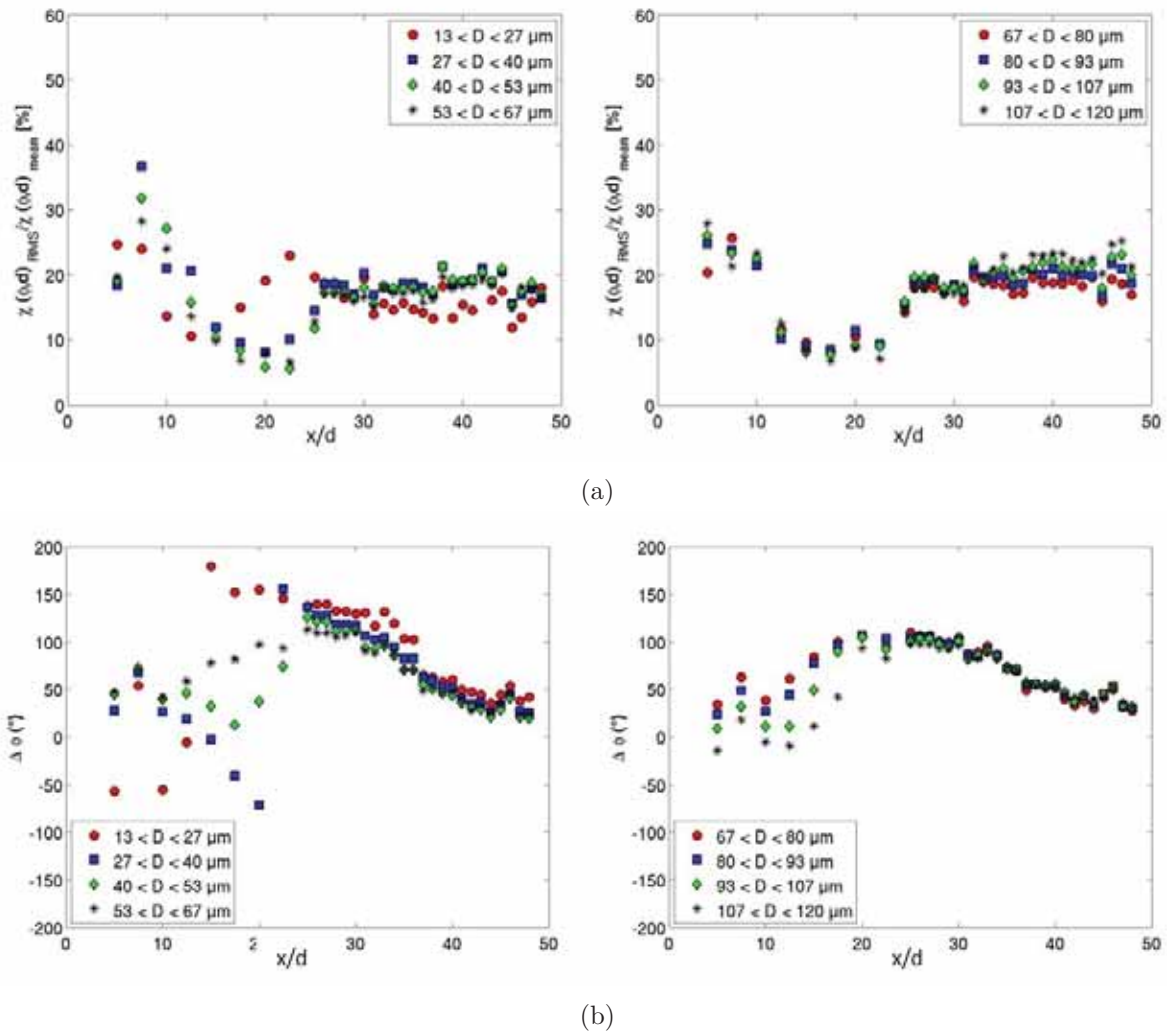


FIGURE 2.16. – Évolutions de l'amplitude et de la phase des signaux de nombre de gouttes calculées pour différentes classes de goutte en fonction de la position longitudinale ($y/d = 0$, $z/d = 7.5$), d'après Bodoc *et al.* (2018a).

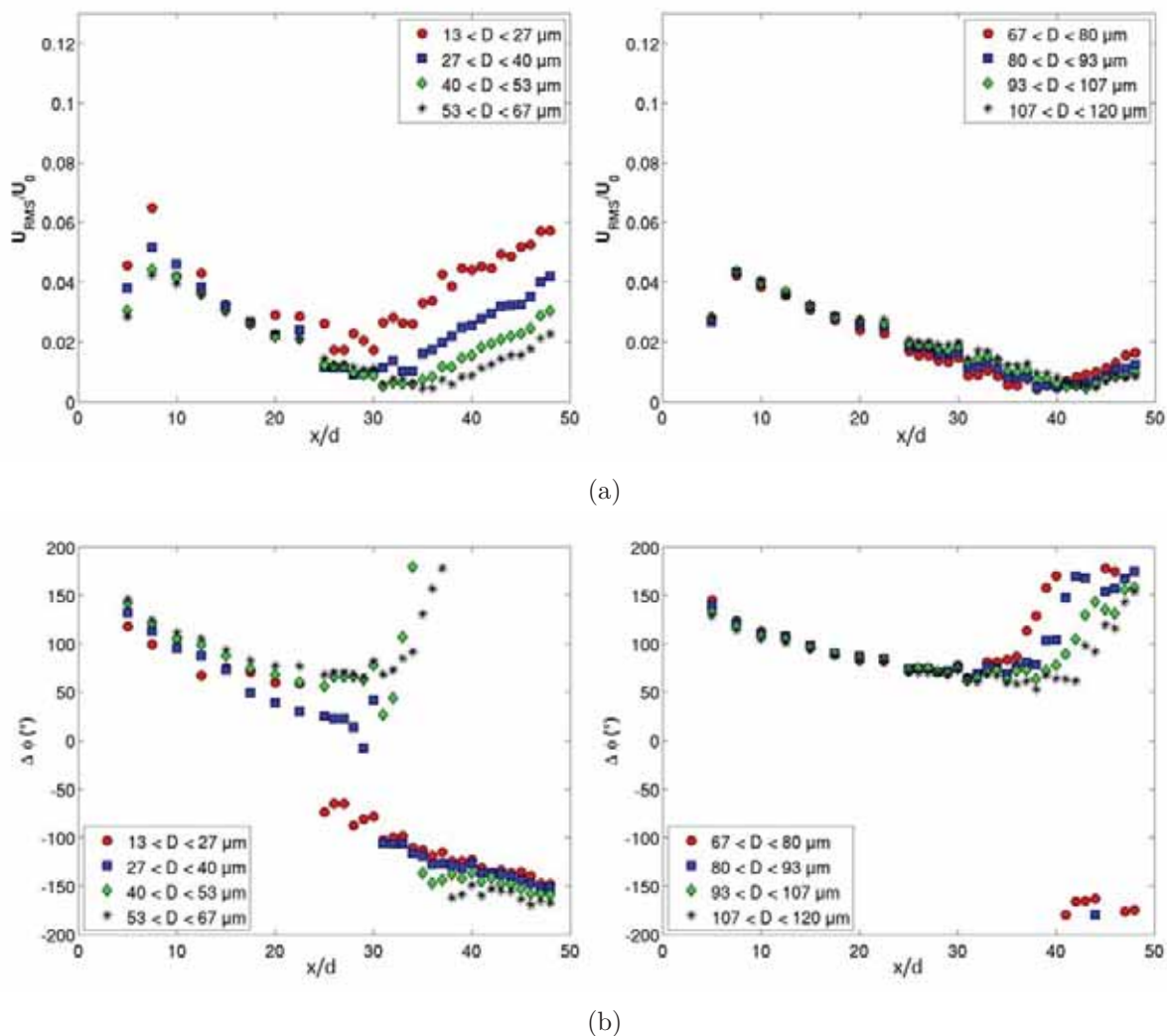


FIGURE 2.17. – Évolutions de l'amplitude et de la phase des signaux de vitesse calculées pour différentes classes de goutte en fonction de la position longitudinale ($y/d = 0$, $z/d = 7.5$), d'après Bodoc *et al.* (2018a).

Caractérisation du film

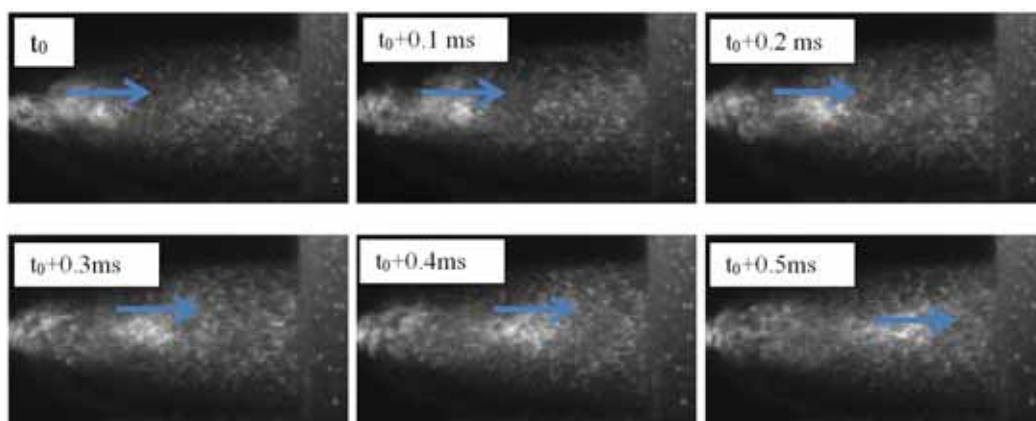


FIGURE 2.18. – Exemples d'images de fluorescence obtenues en présence d'une excitation acoustique, d'après Bodoc *et al.* (2018b).

Lors de l'étude expérimentale, une caractérisation du film se formant sur la paroi supérieure de la maquette a été réalisée par fluorescence (Bodoc *et al.*, 2018b). Les images présentées sur la Figure 2.18 mettent évidence la forme en V de la distribution d'épaisseur. Ainsi le film a une épaisseur plus élevée au centre de la paroi et son étalement dans la direction transverse augment au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'impact. Ce phénomène est clairement visualisé sur la Figure 2.19. La partie centrale a une épaisseur de l'ordre de $300 \mu\text{m}$ et l'étalement atteint $\pm 20 \text{ mm}$ de part et d'autre de l'axe.

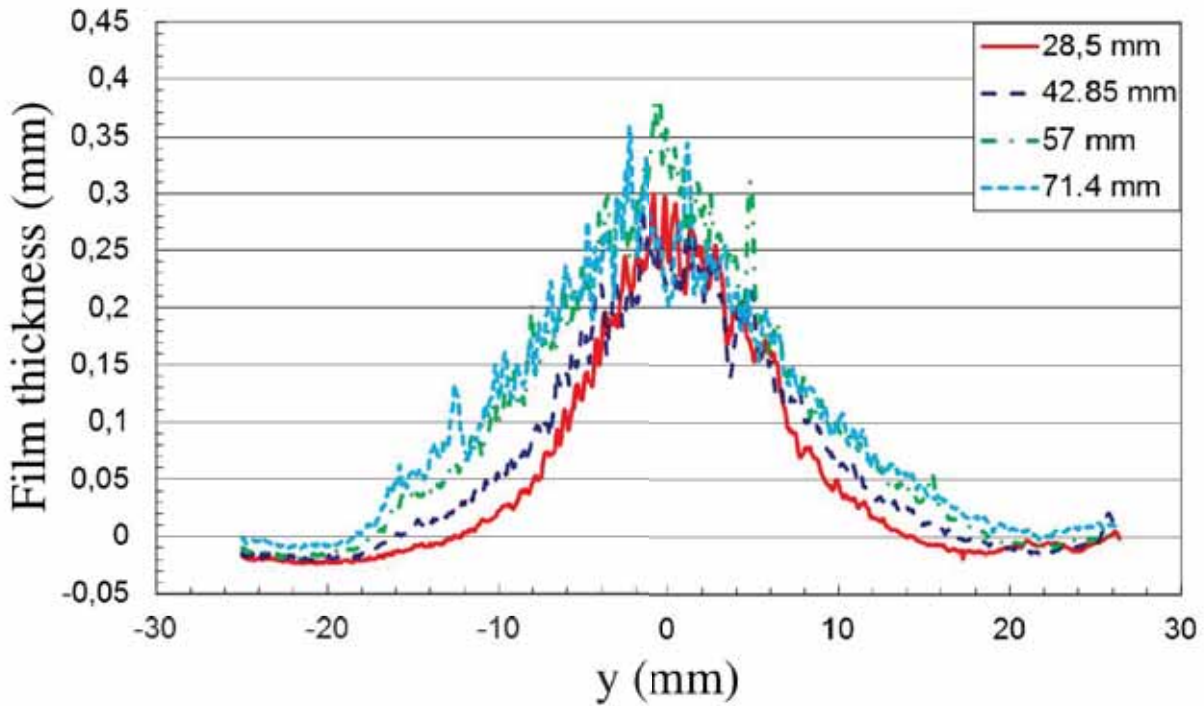


FIGURE 2.19. – Profils d'épaisseur de film mesuré en présence d'une excitation acoustique, d'après Bodoc *et al.* (2018b).

3. Modèles numériques pour la simulation de l'atomisation de jet liquide

Ce chapitre est dédié aux modèles numériques utilisés pour la simulation du LJICF. La méthodologie multi-échelle du code CEDRE, reposant sur l'interaction de plusieurs solveurs, est utilisée. Les trois solveurs intervenant dans le calcul sont décrits : le solveur CHARME multi-fluide pour les phases gazeuse et liquide dense ; le solveur SPARTE à phase dispersée pour le suivi du spray générée par l'atomisation du jet ; et enfin le solveur FILM, basé sur une approche surfacique, pour le liquide ruisselant sur les parois.

Dans ce chapitre les modèles physiques à la base des trois solveurs seront illustrés, ainsi que leur implémentation et discrétisation dans le code CEDRE. Une attention particulière est dédiée aux modèles de couplage entre les solveurs.

Sommaire

3.1. Modèles numériques	74
3.1.1. Modèle multi-fluide à interface diffuse	74
3.1.2. Modèle cinétique pour la phase dispersée	81
3.1.3. Modèle à approche surfacique pour l'écoulement de films liquides pariétaux	83
3.2. Description du code CEDRE	86
3.2.1. Présentation générale du code CEDRE	86
3.2.2. Stratégie de simulation du LJICF	86
3.2.3. Solveur CHARME	87
3.2.4. Solveur SPARTE	91
3.2.5. Solveur FILM	92
3.3. Couplage entre modèles	93
3.3.1. CHARME et SPARTE	93
3.3.2. CHARME vers FILM	93
3.3.3. CHARME vers SPARTE	93
3.3.4. Terme Source dans CHARME	95
3.3.5. SPARTE vers FILM	95
3.3.6. Résumé des couplages	96

3.1. Modèles numériques

L'approche retenue pour la simulation de l'atomisation du LJICF a été présentée dans le chapitre 1.5. On rappelle que la méthodologie multi-échelle est basée sur le couplage de trois modèles différents :

- le modèle multi-fluide pour la simulation des phases continues liquide dense et gazeuse,
- le modèle stochastique à phase dispersée qui assure le transport de la phase dispersée,
- le modèle basé sur une approche intégrale de type "Shallow water" pour le développement du film liquide sur les parois.

3.1.1. Modèle multi-fluide à interface diffuse

Le modèle présenté dans cette partie est appelé modèle à 4 équations ou aussi LHF (Locally Homogeneous Flow). Il est obtenu en faisant plusieurs hypothèses sur la topologie des écoulements simulés et les phénomènes physiques rencontrés, permettant de réduire le modèle général bi-fluide à 7 équations (voir chapitre 1.5). En particulier, on fera l'hypothèse d'équilibre thermomécanique local, c'est-à-dire que les fluides au sein de la même cellule ont la même vitesse, pression et température.

Le modèle LHF est basé sur les équations de Navier-Stokes pour un écoulement multi-phase ou multi-espèce à l'équilibre thermo-mécanique : les équations assurent la conservation de la masse pour chaque espèce, conservation de la quantité de mouvement et conservation de l'énergie totale pour le mélange¹. Dans cette partie, nous allons définir ces équations ainsi que les hypothèses effectuées pour les simplifier. La formulation du modèle multi-fluide est générique : elle permet de simuler un nombre arbitraire de fluides, composés d'un nombre arbitraire d'espèces chimiques. Cependant, dans les simulations numériques présentées dans ce manuscrit, on considère deux phases mono-espèces, de l'eau liquide et de l'air. Au sein du modèle multi-fluide, la présence de chaque espèce i au sein d'un volume Ω est caractérisée par sa fraction massique Y_i . Cette fraction massique est défini par :

$$Y_i = \frac{m_i}{m} \quad (3.1)$$

où m_i et m sont les masses de l'espèce i et du mélange au sein du volume Ω .

La fraction volumique α_i est aussi calculée par CEDRE et utilisée pour le modèle de tension de surface. Elle est d'ailleurs utilisée pour les visualisations car elle permet une visualisation plus réaliste de l'écoulement liquide. Dans le cadre du formalisme LHF, la fraction volumique n'est pas une variable indépendante du système fluide. La fraction volumique α_i de l'espèce i est liée à la masse volumique ρ du mélange, à la masse volumique $\rho_i(P, T)$ aux pression et température du fluide, et à la fraction massique Y_i par la relation :

$$\alpha_i = \frac{\rho Y_i}{\rho_i(P, T)} \quad (3.2)$$

Une autre hypothèse générale est que cette étude est restreinte aux écoulement non-réactifs. De plus, on ne considère aucun changement de phase au sein du fluide considéré.

1. Bien que les phases liquide et gazeuse soient non-miscibles, on parlera de mélange au sens numérique : dans chaque cellule on suppose que les deux phases sont toujours présentes, bien que le taux de présence tende vers zéro dans les zones de corps pur.

Équation de conservation de la masse

Le principe de conservation de la masse est applicable pour chaque espèce du mélange. Chaque espèce suit la loi de conservation massique suivante :

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_i \mathbf{u}) = -\nabla \cdot \mathbf{J}_i + \dot{\omega}_i + S_M^i \quad (3.3)$$

avec ρ la masse volumique du mélange, Y_i la fraction massique de l'espèce i , \mathbf{u} le vecteur vitesse du mélange, \mathbf{J}_i le flux de diffusion de l'espèce i , $\dot{\omega}_i$ le terme source lié à la réaction chimique et S_M^i le terme lié au couplage avec le modèle à phase dispersée.

L'ensemble des simulations présentées dans cette étude ont été réalisées en non-réactif, on ne prend pas en compte dans l'équation (3.3) le terme $\dot{\omega}_i$. D'autre part, la diffusion moléculaire est un phénomène qui se produit entre les différentes espèces d'une même phase, mais ne doit pas intervenir entre les espèces de phase différente. Les phases considérées étant mono-espèce, le terme de diffusion \mathbf{J}_i n'intervient pas dans nos calculs.

Ainsi, l'équation de conservation (3.3) pour chaque espèce est simplifiée en :

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y_i \mathbf{u}) = S_M^i \quad (3.4)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement

En distinguant les contributions des forces volumiques (gravité, électromagnétisme) et des forces surfaciques (pression, frottements) qui s'exercent au sein du mélange, l'équation de conservation de quantité de mouvement s'écrit en forme générale :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f} + \mathbf{S}_U \quad (3.5)$$

avec $\boldsymbol{\sigma}$ le tenseur des contraintes de Cauchy liées aux actions de surface, \mathbf{f} les forces volumiques et \mathbf{S}_U le terme source de transfert de quantité de mouvement par couplage avec la phase dispersée. En décomposant le tenseur des contraintes de Cauchy dans ses contributions de la pression et des contraintes visqueuses, l'équation (6.1b) devient :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + P\mathcal{I}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f} + \mathbf{S}_U \quad (3.6)$$

avec P la pression du mélange et $\boldsymbol{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses du mélange.

Modélisation des effets capillaires

Nous allons détailler dans cette partie la prise en compte des effets capillaires dans la conservation de quantité de mouvement. Les effets capillaires apparaissent à l'interface entre deux fluides non-miscibles, et se traduisent par l'existence d'une force de rappel s'opposant à la déformation d'une interface plane. Dans le processus d'atomisation, la tension de surface agit comme une force stabilisatrice, s'opposant à la rupture des structures liquides jusqu'à ce qu'un équilibre soit atteint entre les forces aérodynamiques et les forces de capillarité.

Les forces capillaires agissent comme une force localisée sur l'interface, en direction normale à celle-ci et agit en s'opposant à une courbure. Dans le cas où l'interface est connue et où seraient donc connues en tout point, sa courbure κ et sa normale \mathbf{n}_I , cette densité volumique de force \mathbf{f}_c s'écrirait :

$$\mathbf{f}_c = \sigma \kappa \delta_I \mathbf{n}_I \quad (3.7)$$

avec σ le coefficient de tension de surface dépendant de la nature des espèces et de la température, et δ_I une fonction de dirac centrée sur l'interface.

Étant donné que le solveur CHARME est basé sur une approche à interface diffuse sur des maillages quelconques, il est naturel d'utiliser une formulation volumique pour les forces capillaires, ce qui permet d'ailleurs d'en dériver un modèle à n-phases (Zuzio *et al.*, 2013a). On peut approximer la formule (3.7) par une force volumique agissant de façon intégrale sur le volume de la maille. Le modèle CSF (Continuum Surface Force) de Brackbill *et al.* (1992) décrit la force capillaire par :

$$\mathbf{f}_c = \sigma \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha}{\|\nabla \alpha\|} \right) \nabla \alpha \quad (3.8)$$

avec α la fraction volumique de l'une des deux phases. Le terme $\frac{\nabla \alpha}{\|\nabla \alpha\|}$ discrétise la normale à l'interface par le biais du gradient moyen de fraction volumique ; en prenant la divergence on calcule le taux de variation locale de la normale, donc une courbure κ . Le terme $\nabla \alpha$ oriente cette force en direction orthogonale à l'interface.

Une formulation équivalente de ce modèle appelée CSS (Continuum Surface Stress) (Gueyffier *et al.*, 1999) réécrit (3.8) en forme de divergence d'un tenseur de contraintes capillaires :

$$\mathbf{f}_c = -\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_c = \nabla \cdot \left(\sigma \|\nabla \alpha\| \left[\mathcal{I} - \frac{\nabla \alpha \otimes \nabla \alpha}{\|\nabla \alpha\|^2} \right] \right) \quad (3.9)$$

Cette formulation est bien adaptée à une formulation conservative de type volumes finis telle que celle utilisée dans CEDRE. D'ailleurs, elle permet aisément l'intégration d'un coefficient σ variable, comme par exemple dans l'effet Marangoni.

Définition des contraintes visqueuses

Le tenseur des contraintes visqueuses du mélange $\boldsymbol{\tau}$ est défini en fonction des différentes espèces :

$$\boldsymbol{\tau} = \sum \alpha_i \boldsymbol{\tau}_i \quad (3.10)$$

On considère que l'ensemble des espèces (air et eau liquide dans notre cas) se comporte comme un fluide newtonien, l'hypothèse de Stokes permet de définir le tenseur $\boldsymbol{\tau}_i$:

$$\boldsymbol{\tau}_i = 2\mu_i \mathbf{d}_i - \frac{2}{3}\mu_i (\nabla \cdot \mathbf{u}_i) \mathcal{I} \quad (3.11)$$

où \mathbf{d}_i est le tenseur des taux de déformation :

$$\mathbf{d}_i = \frac{1}{2} \left(\nabla \mathbf{u}_i + {}^t \nabla \mathbf{u}_i \right) \quad (3.12)$$

Étant donné notre hypothèse d'équilibre local des vitesses, le tenseur des contraintes visqueuses du mélange s'écrit en fonction de la vitesse du mélange \mathbf{u} :

$$\boldsymbol{\tau} = 2\mu \left[\mathbf{d} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathcal{I} \right] \quad (3.13)$$

avec μ la viscosité dynamique du mélange définie par ² :

$$\mu = \sum_{i=1}^{N_t} Y_i \mu_i \quad (3.14)$$

2. une variante pondérant les viscosités par la fraction volumique est en cours d'être implémentée et testée

Forces volumiques s'exerçant sur le mélange

Dans notre application, la seule force extérieure à prendre en compte est la gravité, on a donc :

$$\mathbf{f} = \rho \mathbf{g} \quad (3.15)$$

avec \mathbf{g} l'accélération de la pesanteur.

Formulation finale de l'équation de quantité de mouvement

À partir des considérations précédentes, l'équation de conservation de quantité de mouvement du mélange (3.6) est finalement exprimée :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + P \mathcal{I}) = \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau}_C) + \rho \mathbf{g} + \mathbf{S}_U \quad (3.16)$$

Équation de conservation de l'énergie

L'énergie totale du mélange est la somme de son énergie interne e et de son énergie cinétique :

$$e_t = e + \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \quad (3.17)$$

L'équation de conservation de l'énergie totale e_t du mélange s'écrit de manière générale :

$$\frac{\partial \rho e_t}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho e_t + P) \mathbf{u}] = \nabla \cdot [(\boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau}_c) \cdot \mathbf{u}] - \nabla \cdot \mathbf{J}_{e_t} + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + S_E \quad (3.18)$$

avec \mathbf{J}_{e_t} le flux d'énergie totale : $\mathbf{J}_{e_t} = \mathbf{q} + \sum_{i=1}^2 h_i \mathbf{J}_i$. \mathbf{q} représente ici le flux de diffusion de la chaleur et $h_i(P, T)$ l'enthalpie de l'espèce i . Enfin, le terme S_E est le terme source d'énergie lié aux échanges avec la phase dispersée. La puissance des forces capillaires est cependant négligée dans CEDRE, $\boldsymbol{\tau}_c$ dans cette équation.

Formulation vectorielle des équations de conservation

Pour un système de 2 phases, les variables naturelles $\mathbf{U}(\mathbf{Q})$ et conservatives $\mathbf{Q}(\mathbf{U})$ sont définies comme :

$$\mathbf{U}(\mathbf{Q}) = \begin{Bmatrix} P \\ T \\ \mathbf{u} \\ Y_1 \\ Y_2 \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{Q}(\mathbf{U}) = \begin{Bmatrix} \rho Y_1 \\ \rho Y_2 \\ \rho \mathbf{u} \\ \rho e_{tot} \end{Bmatrix} \quad (3.19)$$

Il est possible d'exprimer un jeu de variables à partir de l'autre par un changement de variable bijectif basé sur les lois d'état thermodynamique. Ce changement de variable n'est pas détaillé ici mais est disponible notamment dans [Le Touze \(2015\)](#).

À partir de ces notations, on peut obtenir une formulation vectorielle générique du modèle à 4 équations exprimée à partir des variables conservatives :

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}_C = \nabla \cdot \mathbf{F}_D + \mathbf{S} \quad (3.20)$$

avec \mathbf{F}_C le vecteur des flux convectifs :

$$\mathbf{F}_C = \left\{ \begin{array}{c} \rho Y_1 \mathbf{u} \\ \rho Y_2 \mathbf{u} \\ \rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + P \mathcal{I} \\ (\rho e_t + P) \mathbf{u} \end{array} \right\} = \mathbf{Q} \otimes \mathbf{u} + P \left\{ \begin{array}{c} 0 \\ 0 \\ \mathcal{I} \\ \mathbf{u} \end{array} \right\} \quad (3.21)$$

\mathbf{F}_D le vecteur des flux diffusifs :

$$\mathbf{F}_D = \left\{ \begin{array}{c} 0 \\ 0 \\ \boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau}_C \\ \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u} - \mathbf{J}_{e_t} \end{array} \right\} \quad (3.22)$$

\mathbf{S} le vecteur des termes sources :

$$\mathbf{S} = \left\{ \begin{array}{c} S_M^1 \\ S_M^2 \\ S_U + \rho \mathbf{g} \\ S_E + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} \end{array} \right\} \quad (3.23)$$

Modélisation thermodynamique

La modélisation thermodynamique est indispensable pour la fermeture du système (3.20) dans la forme d'une loi d'état liant pression, température et densité pour chacune des phases et pour le mélange. Dans un premier temps, on propose un bref rappel de thermodynamique.

Rappel de thermodynamique

Dans cette partie, nous rappelons l'expression de différents coefficients et grandeurs qui permettent de caractériser un fluide. Parmi ces coefficients, les coefficients thermoélastiques caractérisent les variations des variables d'état (P, V, T) les unes en fonction des autres. On définit le coefficient de dilatation isobare α et les coefficients de compressibilité isotherme β_T et isentropique β_S :

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \quad (3.24)$$

$$\beta_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \quad (3.25)$$

$$\beta_S = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_S = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_S \quad (3.26)$$

On définit aussi la capacité thermique massique à pression constante c_p et la capacité thermique massique à volume constant c_v :

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_P, \quad c_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_\rho \quad (3.27)$$

La seconde loi de la thermodynamique permet d'exprimer les relations suivantes :

$$c_p - c_v = \frac{T\alpha^2}{\rho\beta_T}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\beta_T}{\beta_S} \quad (3.28)$$

avec γ le rapport des capacités thermiques appelé aussi coefficient adiabatique.

La vitesse du son dans le fluide caractérise la vitesse à laquelle se propagent les ondes de compression-dilatation des molécules du fluide, elle est définie par la dérivée partielle de la pression par rapport à la masse volumique à entropie constant :

$$c^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S = \frac{1}{\rho\beta_S} \quad (3.29)$$

Loi d'état de la phase gazeuse

La loi d'état des gaz parfaits est utilisée ici pour modéliser le comportement de la phase gazeuse du fluide. Sa validité se limite aux pressions modérées, pour lesquelles on peut négliger les interactions moléculaires de type van der Waals. La loi d'état des gaz parfaits permet de relier la pression, la température et la masse volumique selon la relation (3.30) faisant apparaître la constante des gaz parfaits $R = 8.314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et de la masse molaire M du gaz.

$$MP = \rho RT \quad (3.30)$$

Afin de calculer la vitesse du son au sein du gaz, on utilise la loi de Laplace :

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{cste} \quad (3.31)$$

On peut donc exprimer la vitesse du son à partir de l'équation (3.29) :

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S} = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}} \quad (3.32)$$

Loi d'état de la phase liquide

La bibliothèque de thermodynamique de CEDRE dispose d'une loi d'état pour traiter les espèces liquides compressibles. Elle relie la masse volumique à la pression et à la température de la manière suivante :

$$\rho(P, T) = \rho_0 \frac{1 + \beta_0(P - P_0)}{1 + \alpha_0(T - T_0)} \quad (3.33)$$

avec $\alpha_0|T - T_0| \ll 1$ et $\beta_0|P - P_0| \ll 1$. Dans cette relation, (ρ_0, P_0, T_0) désigne un état de référence, α_0 et β_0 représentent respectivement les coefficients thermoélastiques de dilatation isobare et de compressibilité isotherme, évalués à l'état de référence. Cette loi d'état, étant linéarisée, n'est valable que pour de faibles variations autour de l'état de référence.

Avec la relation (3.33), on peut exprimer la relation entre les chaleurs massiques :

$$c_p - c_v = \frac{\alpha_0^2}{\beta_0\rho_0} \frac{T}{1 + \alpha_0(T - T_0)} \quad (3.34)$$

Le calcul de la vitesse du son donne :

$$c = \frac{1 + \alpha_0(T - T_0)}{\sqrt{\beta_0 \rho_0 [1 + \alpha_0(T - T_0)] - \alpha_0^2 T / c_p}} \quad (3.35)$$

Lois de mélange

L'hypothèse de mélange idéal permet d'écrire la valeur moyenne du mélange pour toute grandeur massique $\phi(P, T)$:

$$\phi(P, T) = \sum_{i=1}^{N_t} Y_i \phi_i(P, T) \quad (3.36)$$

avec $\phi_i(P, T)$ la grandeur massique pour l'espèce i . Cette expression exprime les valeurs moyennes pour les grandeurs massiques telles que les chaleurs spécifiques par exemple mais ne permet pas d'obtenir des grandeurs qui ne sont pas massiques, telles que les dérivées partielles de la masse volumique ou la vitesse du son du mélange. Afin de déterminer la masse volumique moyenne du fluide, on définit pour chaque espèce le paramètre \mathcal{R} défini par :

$$\mathcal{R} = \frac{P}{\rho T} \quad (3.37)$$

Pour les deux espèces considérées dans cette étude, ce paramètre s'écrit :

- $\mathcal{R} = \frac{R}{M} = r$ pour la loi du gaz parfait,
- $\mathcal{R} = \frac{P}{\rho_0 T} \frac{1 + \alpha_0(T - T_0)}{1 + \beta_0(P - P_0)}$ pour la loi d'état du liquide compressible.

\mathcal{R} est défini comme une grandeur massique et il est donc possible d'en obtenir une valeur moyenne $\bar{\mathcal{R}}$ pour le mélange :

$$\bar{\mathcal{R}} = \sum_{i=1}^{N_t} Y_i \mathcal{R}_i \quad (3.38)$$

La masse volumique moyenne du mélange s'écrit donc :

$$\bar{\rho} = \frac{P}{\bar{\mathcal{R}} T} \quad (3.39)$$

La vitesse du son au sein du mélange s'écrit :

$$\bar{c}^2 = \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial \rho} \right)_S = \frac{1}{\bar{\rho} \bar{\beta}_S} = \frac{\bar{\gamma}}{\bar{\rho} \bar{\beta}_T} \quad (3.40)$$

avec $\bar{\gamma}$ le coefficient adiabatique moyen calculé par :

$$\bar{\gamma} = \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_v} = \frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_p - (\bar{c}_p - \bar{c}_v)} \quad (3.41)$$

Les capacités thermiques massiques \bar{c}_p et \bar{c}_v du mélange sont calculées à partir de la relation (3.36).

Modélisation de la turbulence

Comme on l'a présenté dans le chapitre 1.5, il existe différents formalismes utilisés pour modéliser la turbulence au sein d'un écoulement. Dans le cadre d'un écoulement multi-phasique, la modélisation de la turbulence demeure une problématique ouverte qui fait l'objet de nombreuses recherches (Adjoua (2010), Liovic et Lakehal (2007), Trontin (2009), Trontin *et al.* (2014), Vincent *et al.* (2008)). Ne disposant pas de modèles établis pour l'interaction interface-turbulence, les approches de la littérature consistent à activer les modèles de turbulence monophasique dans les

zones de corps pur. L'approche retenue pour le calcul multi-échelles de l'atomisation du LJICF est une approche implicite de la turbulence. Ainsi, la résolution spatiale des maillages utilisés au cours de cette étude n'étant pas assez précise pour décrire l'ensemble des échelles de l'écoulement, on considère que la dissipation intrinsèque due au schéma numérique permet de dissiper les plus petites échelles de l'écoulement, comme le ferait un modèle de sous-maille. Cette approche est similaire à la méthode MILES (Monotone Integrated Large Eddy Simulation) (Boris *et al.* (1992), Fureby et Grinstein (1999)). Une description plus complète de cette approche est donnée dans le chapitre 1.5. Cette approche, a déjà été utilisée plusieurs fois dans le cas d'une simulation multi-échelles dédiée à la simulation de l'atomisation d'une nappe liquide cisailé (Blanchard, 2014) et d'un jet liquide (Le Touze, 2015).

3.1.2. Modèle cinétique pour la phase dispersée

Hypothèses du modèle

Le solveur SPARTE permet de décrire la dynamique d'un nuage de particules solides ou liquides en faible concentration immergées dans un écoulement porteur. Dans le cadre de la simulation d'un spray de gouttelettes liquides, on rajoute les hypothèses suivantes :

- les gouttes sont des sphères rigides, indéformables ;
- le brouillard de gouttes est suffisamment dilué au sein de l'écoulement porteur pour que le volume des particules soit négligeable ;
- les phénomènes d'évaporation, d'atomisation secondaire (fragmentation) de gouttes et de collisions entre gouttes ne sont pas pris en compte dans le cadre de cette étude. Des modèles dédiés à la simulation de ces phénomènes sont néanmoins disponibles dans SPARTE³.

Conçu pour simuler un nombre arbitraire de particule pouvant être très important, le solveur SPARTE se base sur une approche stochastique pour décrire le spray. Ainsi, chaque particule numérique, appelée "parcel", représente un nombre arbitraire de particules physiques. Le nombre de particules physique est appelé poids numérique, ω_p . Chaque particule⁴ est alors définie par les caractéristiques suivantes :

- son vecteur position : \mathbf{x}_p ;
- son vecteur vitesse : \mathbf{u}_p ;
- son rayon : r_p ;
- sa température : T_p ;
- la vitesse du gaz vue par cette particule p : $\mathbf{u}_{g@p}$;
- son poids numérique : ω_p .

On introduit une fonction de densité de particules $f^{(p)}$ telle que $f^{(p)}(t, \mathbf{x}_p, \mathbf{u}_p, r_p, T_p) d\mathbf{x}_p d\mathbf{u}_p dr_p dT_p$ représente le nombre moyen de gouttes situées à l'instant t dans le volume $[\mathbf{x}_p, \mathbf{x}_p + d\mathbf{x}_p]$, avec un rayon compris dans l'intervalle $[r_p, r_p + dr_p]$, une vitesse comprise dans $[\mathbf{v}_p, \mathbf{v}_p + d\mathbf{v}_p]$ et une température dans $[T_p, T_p + dT_p]$.

L'évolution de la fonction $f^{(p)}$ est décrite à l'aide de l'équation de Williams (1958) :

$$\frac{\partial}{\partial t} (f^{(p)}) + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot (\mathbf{u}_p f^{(p)}) + \nabla_{\mathbf{u}} \cdot \left(\frac{\mathbf{F}_p}{m_p} f^{(p)} \right) + \frac{\partial}{\partial r} (\mathcal{R} f^{(p)}) = Q_{coll.} + Q_{frag.} \quad (3.42)$$

avec :

- \mathbf{F}_p : les forces extérieures agissant sur la goutte.
- m_p : la masse d'une goutte.
- \mathcal{R} : le taux d'évaporation d'une goutte.
- $Q_{coll.}$: un terme qui correspond au terme collisionnel entre gouttes.
- $Q_{frag.}$: un terme qui correspond à la fragmentation des gouttes due à l'écoulement gazeux.

3. Cependant, la fragmentation des gouttes en proximité du jet reste une piste d'amélioration concernant le couplage phase dense/phase dispersée présenté dans le paragraphe suivant

4. Dans la suite du manuscrit, on utilisera par simplicité le mot particule dans le sens de "parcel" ou "particule numérique"

Au vu des hypothèses énoncées précédemment, cette équation (3.42) est réduite à la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (f^{(p)}) + \nabla_x \cdot (\mathbf{u}_p f^{(p)}) + \nabla_u \cdot \left(\frac{\mathbf{F}_p}{m_p} f^{(p)} \right) = 0 \quad (3.43)$$

Forces agissant sur une goutte

Les trois principales forces extérieures agissant sur une goutte sont la force de traînée $\mathbf{F}_{p,t}$ due à l'écoulement d'air, la force liée à la gravité $\mathbf{F}_{p,g}$, et $\mathbf{F}_{p,i}$ la force d'inertie qui intervient dans le cas d'un calcul tournant, on peut donc écrire : $\mathbf{F}_p = \mathbf{F}_{p,t} + \mathbf{F}_{p,g} + \mathbf{F}_{p,i}$.

Dans notre cas de calcul le référentiel est fixe, on ne considérera donc pas $F_{p,i}$. La force de pesanteur s'écrit quant à elle : $\mathbf{F}_{p,g} = (\rho_p - \rho_g)V_p \mathbf{g}$ avec V_p le volume de la particule. En négligeant les termes de flottabilité ($\rho_p \gg \rho_g$), l'expression de $\mathbf{F}_{p,g}$ se simplifie $\mathbf{F}_{p,g} = \frac{4}{3}\pi r_p^3 \rho_p(T_p) \mathbf{g}$.

Concernant la force de traînée $\mathbf{F}_{p,t}$ s'exerçant sur la particule p , son expression est :

$$\mathbf{F}_{p,t} = \frac{1}{2} \pi \rho_g r_p^2 C_d \|\mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{u}_p\| (\mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{u}_p) \quad (3.44)$$

La valeur du coefficient de traînée C_d s'exprime en fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p défini comme :

$$Re_p = \frac{\rho_g d_p \|\mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{u}_p\|}{\nu_g} \quad (3.45)$$

Pour les simulations présentées dans cette thèse, le coefficient C_d suit la loi de Schiller et Naumann (1935) :

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,687}) & \text{pour } Re_p \leq 1000 \\ 0,445 & \text{pour } Re_p > 1000 \end{cases} \quad (3.46)$$

Somme toute, l'équation (3.43) s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (f^{(p)}) + \nabla_x \cdot (\mathbf{u}_p f^{(p)}) + \nabla_u \cdot \left(f^{(p)} \frac{(\mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{u}_p)}{\tau_p} + f^{(p)} \mathbf{g} \right) = 0 \quad (3.47)$$

où τ_p est le temps de relaxation de la goutte p défini par :

$$\tau_p = \frac{8\rho_p r_p}{3\rho_g C_d \|\mathbf{u}_{g@p} - \mathbf{u}_p\|} \quad (3.48)$$

Discrétisation numérique

Le principe de la méthode particulaire lagrangienne consiste à chercher une solution de l'équation (3.47) qui s'écrit sous la forme :

$$f_N^{(p)}(t, \mathbf{x}_p, \mathbf{u}_p, r_p, T_p) d\mathbf{x}_p d\mathbf{u}_p dr_p dT_p = \sum_{k=1}^N w_{p,k}(t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{p,k}) \delta(\mathbf{u} - \mathbf{u}_{p,k}) \delta(r - r_{p,k}) \delta(T - T_{p,k}) \quad (3.49)$$

avec $w_{p,k}$ le poids numérique de la particule k . Dans le cadre de l'étude présentée ici, plusieurs hypothèses permettent de simplifier l'expression de $f_N^{(p)}$:

- l'évaporation des particules est négligée, le rayon des particules demeure constant au cours du temps.
- le poids numérique d'une particule n'évolue pas au cours du temps.
- la différence de température entre les particules et l'écoulement porteur est négligeable.

L'équation (3.49) est simplifiée :

$$f_N^{(p)}(t, \mathbf{x}_p, \mathbf{u}_p) d\mathbf{x}_p d\mathbf{u}_p = \sum_{k=1}^N w_{p,k} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{p,k}) \delta(\mathbf{u} - \mathbf{u}_{p,k}) \quad (3.50)$$

L'approximation $f_N^{(p)}$ est un échantillonnage dans l'espace des phases de la fonction $f^{(p)}$. En utilisant l'approximation $f_N^{(p)}$, on peut montrer que la solution de l'équation (3.47) doit respecter le système suivant :

$$\forall k \in \llbracket 1, \mathcal{N}_p \rrbracket, \begin{cases} \frac{d}{dt}(\mathbf{x}_{p,k}) = \mathbf{u}_{p,k} \\ \frac{d}{dt}(\mathbf{u}_{p,k}) = \frac{(\mathbf{u}_{g@p,k} - \mathbf{u}_{p,k})}{\tau_{p,k}} + \mathbf{g} \end{cases} \quad (3.51)$$

avec $\mathbf{x}_{p,k}$ et $\mathbf{u}_{p,k}$ les vecteurs positions et vitesse de chaque particule k .

3.1.3. Modèle à approche surfacique pour l'écoulement de films liquides pariétaux

Le solveur FILM est dédié à la simulation de films liquides pariétaux s'écoulant le long des parois. L'épaisseur du film liquide simulé est supposée très petite devant les dimensions du problème, soit $\varepsilon = \frac{h_0}{L} \ll 1$ avec h_0 l'épaisseur caractéristique du film et L une longueur caractéristique du film, ici la longueur entre l'injection et la sortie de la maquette.

Le film est modélisé par une approche eulérienne intégrale : les équations de Navier-Stokes sont intégrées sur l'épaisseur du film. Le film liquide est décrit par les variables naturelles suivantes : sa hauteur h , sa température moyenne \hat{T} et son vecteur vitesse moyenne $\hat{\mathbf{v}}$. La notation \hat{f} désigne la moyenne de la variables f intégrée sur la hauteur :

$$\hat{f} = \frac{\int_0^h f dz}{h} \quad (3.52)$$

Les équations résolues par ce solveur sont la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les nombres caractéristiques qui permettent de caractériser l'écoulement du film sont : $\varepsilon = \frac{h_0}{L}$, le nombre de Reynolds du film $Re_F = \frac{h_0 U_0}{\nu_l}$ et le nombre de Froude du film $Fr_F = \frac{U_0}{\sqrt{gh_0}}$ et , avec U_0 la vitesse caractéristique d'écoulement du film. Ces nombres adimensionnels permettent d'évaluer l'importance des différents effets sur le régime d'écoulement du film : le nombre de Reynolds le rapport entre l'inertie du film et les effets visqueux et le nombre de Froude permet d'évaluer le rapport entre la vitesse du film et la vitesse de l'onde gravitationnelle.

Les premières mesures expérimentales permettent d'estimer une épaisseur moyenne de film d'environ $h_0 \approx 0.1 \text{ mm}$ et une vitesse moyenne du film $U_0 \approx 4 \text{ m.s}^{-1}$. A partir de ces estimations, on a : $\varepsilon \approx 0.001$, $Re_F \approx 400$ et $Fr_F \approx 130$. L'hypothèse de film mince est bien vérifiée ici et la valeur élevée du nombre du nombre de Reynolds ($Re_F \gg 1$) justifie l'utilisation d'un modèle à deux équations pour la simulation du film liquide.

Méthodes numériques pour les équations de conservation

Deux modèles dynamiques de film liquide sont actuellement disponibles dans le solveur FILM (CEDRE, 2012) :

- modèle à une équation ou modèle de lubrification. Dans ce cas on résout uniquement l'équation intégrée de la conservation de la masse pour obtenir la hauteur et la vitesse est obtenue en supposant l'équilibre local.
- modèle à deux équations. L'équation de de conservation de quantité de mouvement doit aussi être résolue. Lorsque la composante orthogonale de la gravité est prise en compte, on parle de modèle de Saint-Venant ou Shallow Water.

Le modèle à une équation est généralement valable pour des films liquides à faible nombre de Reynolds. Pour des nombres de Reynolds supérieurs, les effets inertiels ne peuvent plus être négligés et il faut alors opter pour un modèle à deux équations. C'est ce dernier modèle qui sera utilisé dans les simulations du jet liquide avec écoulement d'air transverse. Les équations

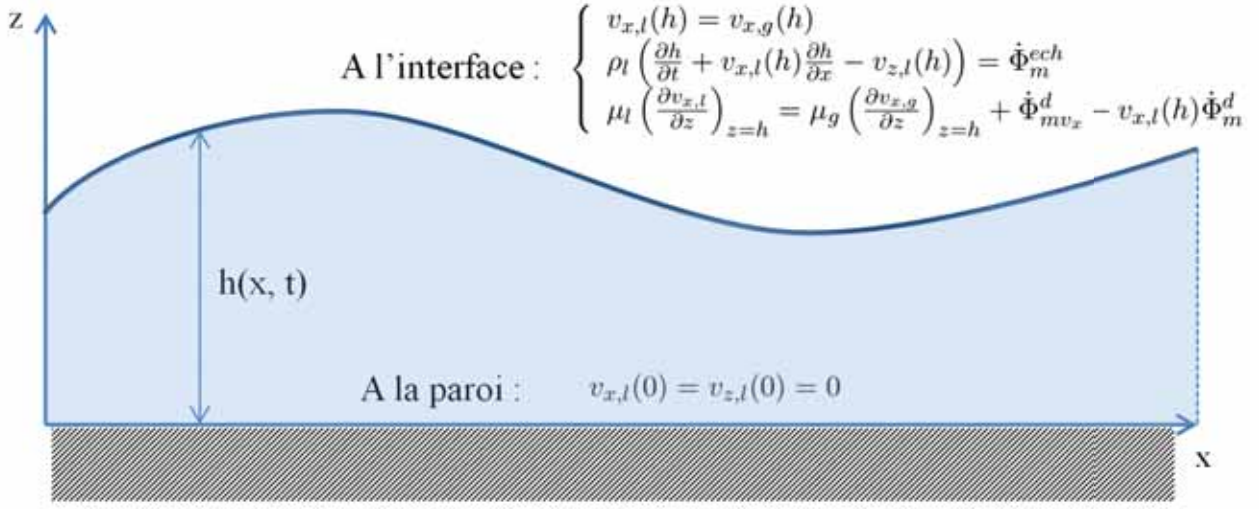


FIGURE 3.1. – Représentation schématique de l'approche utilisée par le solveur FILM.

de conservation du film sont détaillées dans la partie suivante. Afin d'en simplifier l'écriture, on considère un écoulement bidimensionnel : le film s'écoule dans la direction x , sur une paroi normale à la direction z . La Figure 3.1 schématise l'écoulement du film liquide et les conditions aux limites imposées par la paroi immobile et par l'interface liquide-gaz. Le solveur FILM résout également une équation de conservation de l'énergie au sein du film (Laurent *et al.*, 2017). Les simulations numériques effectuées au cours de cette étude impliquant de très faibles différentiels de température, la solution de l'équation d'énergie donne une température quasi constante. On ne détaillera pas en conséquence les termes de cette équation dans ce manuscrit.

Conservation de la masse

La forme générale de la conservation de la masse pour le film liquide s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_l h}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l h \hat{v}_{x,l}}{\partial x} = \dot{\Phi}_m^{ech} \quad (3.53)$$

Ce bilan fait apparaître le terme $\dot{\Phi}_m^{ech}$ qui correspond aux termes sources massiques. Il peut être décomposé comme ceci : $\dot{\Phi}_m^{ech} = \dot{\Phi}_m^{cond} + \dot{\Phi}_m^{d+} + \dot{\Phi}_m^{d-}$.

Dans l'étude présentée ici, le phénomène de condensation est négligé, on ne considère donc pas le terme source $\dot{\Phi}_m^{cond}$. Les grandeurs $\dot{\Phi}_m^{d+}$ et $\dot{\Phi}_m^{d-}$ correspondent respectivement à l'impact de gouttes et à l'arrachement. Dans notre cas, la ré-atomisation du film n'est pas activée donc $\dot{\Phi}_m^{d-} = 0$. Par contre, la valeur du terme source $\dot{\Phi}_m^{d+}$ est déduite par le couplage du solveur SPARTE, son expression sera détaillée dans la section 3.3 dédiée aux couplages entre solveurs. L'apport de la masse liquide se fera donc uniquement par l'impact de particules liquides.

Conservation de la quantité de mouvement

Au sein du film liquide, les équations vérifiées par les composantes de vitesse $v_{x,l}$ et $v_{z,l}$ sont :

$$\frac{\partial \rho_l v_{x,l}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l v_{x,l} v_{x,l}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_l v_{x,l} v_{z,l}}{\partial z} = -\frac{\partial p_l}{\partial x} + \mu_l \left(\frac{\partial^2 v_{x,l}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_{x,l}}{\partial z^2} \right) + \rho_l g_x \quad (3.54)$$

$$\frac{\partial \rho_l v_{z,l}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l v_{x,l} v_{z,l}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_l v_{z,l} v_{z,l}}{\partial z} = -\frac{\partial p_l}{\partial z} + \mu_l \left(\frac{\partial^2 v_{z,l}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_{z,l}}{\partial z^2} \right) + \rho_l g_z \quad (3.55)$$

L'hypothèse de film mince ($h_0 \ll L$) permet de négliger $\frac{\partial^2 v_{x,l}}{\partial x^2}$ devant $\frac{\partial^2 v_{x,l}}{\partial z^2}$, et $\frac{\partial^2 v_{z,l}}{\partial x^2}$ devant $\frac{\partial^2 v_{z,l}}{\partial z^2}$. Le système (3.54) devient :

$$\frac{\partial \rho_l v_{x,l}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l v_{x,l} v_{x,l}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_l v_{x,l} v_{z,l}}{\partial z} = -\frac{\partial p_l}{\partial x} + \mu_l \frac{\partial^2 v_{x,l}}{\partial z^2} + \rho_l g_x \quad (3.56)$$

$$\frac{\partial \rho_l v_{z,l}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l v_{x,l} v_{z,l}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_l v_{z,l} v_{z,l}}{\partial z} = -\frac{\partial p_l}{\partial z} + \mu_l \frac{\partial^2 v_{z,l}}{\partial z^2} + \rho_l g_z \quad (3.57)$$

La formule de Leibniz permet d'intégrer les équations 3.56 sur la hauteur de film, cette formule permet d'écrire pour la variable $f(x, y)$:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\int_{u(x,y)}^{v(x,y)} f(x, y) dx \right) = \int_{u(x,y)}^{v(x,y)} \frac{\partial f}{\partial y} dx + f(v, y) \frac{\partial v}{\partial y} - f(u, y) \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.58)$$

Après plusieurs développements et simplifications, l'équation de conservation de quantité de mouvement pour la composante x s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_l h \hat{v}_{x,l}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_l h \widehat{v_{x,l} v_{x,l}} - \frac{\rho_l g_x h^2}{2} \right) = \rho_l g_x h - h \frac{\partial}{\partial x} p_g^* + \mu_g \left(\frac{\partial v_{x,g}}{\partial z} \right)_{z=h} - \mu_l \left(\frac{\partial v_{x,l}}{\partial z} \right)_{z=0} + \dot{\Phi}_{mv_x}^{ech} \quad (3.59)$$

La principale hypothèse de notre approche est de considérer que le film liquide est principalement piloté par les contraintes du cisaillement gazeux, et, à moindre mesure par son inertie. Ainsi, les effets capillaires ne seront pas pris en compte et l'on considère la vitesse verticale du film négligeable devant la vitesse horizontale. Le terme d'étalement lié à la gravité orthogonal est négligé car l'étude est réalisée sur des parois horizontales et on ne s'intéresse pas ici aux instabilités gravitationnelles. En conséquence, le bilan (3.59) se simplifie :

$$\frac{\partial \rho_l h \hat{v}_{x,l}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_l h \widehat{v_{x,l} v_{x,l}}) = -h \frac{\partial}{\partial x} p_g^* + \mu_g \left(\frac{\partial v_{x,g}}{\partial z} \right)_{z=h} - \mu_l \left(\frac{\partial v_{x,l}}{\partial z} \right)_{z=0} + \dot{\Phi}_{mv_x}^{ech} \quad (3.60)$$

Cette équation fait finalement apparaître l'équilibre entre les termes d'inertie, le terme lié au gradient de pression et les contraintes dues au cisaillement du gaz. Le terme $p_g^* = p_g - \dot{\Phi}_{mv_z}^d$ fait apparaître le bilan des termes sources de quantité de mouvement échangés à travers l'interface et les effets des impacts des particules.

Dans le cadre de notre étude, le terme $\dot{\Phi}_{mv_x}^{ech}$ s'écrit $\dot{\Phi}_{mv_x}^{ech} = \dot{\Phi}_{mv_x}^{d+} + \dot{\Phi}_{mv_x}^{d-}$. Ici aussi, les termes $\dot{\Phi}_{mv_x}^{d+}$ et $\dot{\Phi}_{mv_x}^{d-}$ sont calculés à partir du solveur SPARTE et sont détaillés dans la section 3.3. L'équation (3.60) possède deux termes qui nécessitent une fermeture : le terme de contrainte visqueuse à la paroi et le terme qui fait intervenir l'intégral du produit des vitesses $\widehat{v_{x,l} v_{x,l}}$. L'hypothèse de profil de vitesse parabolique est utilisée pour fermer le terme de contrainte de frottement à la paroi. Pour la fermeture du terme de flux, différents modèles sont disponibles et choisis en fonction de l'étude (instabilités ...).

3.2. Description du code CEDRE

3.2.1. Présentation générale du code CEDRE

Les simulations numériques présentées dans cette thèse sont réalisées à l'aide du code multiphysique CEDRE (CEDRE (2012)) de l'ONERA. CEDRE est une plateforme de calcul pour l'énergétique et la propulsion pour des applications industrielles et des activités de recherche. La description complète du code CEDRE est disponible dans Refloch *et al.* (2011).

Le code CEDRE est composé de plusieurs solveurs dédiés chacun à la simulation d'un système physique particulier :

- le solveur CHARME résout les équations de Navier Stokes pour des fluides compressibles multi-phase et multi-espèces,
- le solveur SPARTE permet de simuler des écoulements diphasiques à phase dispersée en utilisant une approche lagrangienne stochastique,
- le solveur SPIREE dédié au même type d'écoulements que le solveur SPARTE mais en adoptant un point de vue eulérien,
- le solveur FILM se base sur une approche surfacique afin de décrire des films liquides minces s'écoulant sur les parois,
- le solveur ACACIA permet de simuler les transferts thermiques au sein des parois.
- les solveurs ASTRE et REA sont dédiés aux phénomènes de rayonnement.

Un calcul réalisé avec le code CEDRE permet de coupler ces solveurs afin de réaliser des simulations de type multi-physique. Ces solveurs ont accès à une bibliothèque commune, appelée THERMOLIB, permettant la gestion des propriétés thermophysiques des différentes espèces utilisées, ainsi qu'à une base de données thermophysiques contenant 65 espèces courantes.

Le code CEDRE est adapté aux maillages non-structurés avec des éléments polyédriques quelconques. L'utilisation d'éléments quelconques permet une grande souplesse dans le maillage de géométrie complexes. Par ailleurs, chaque domaine de calcul peut être divisé en plusieurs « domaines utilisateurs », ce qui permet, par exemple, à l'utilisateur de faire appel à un modèle de physique propre à chacun de ces domaines ou encore d'utiliser un pas de temps différent dans chaque domaine. Le code CEDRE est également destiné au calcul massivement parallèle.

3.2.2. Stratégie de simulation du LJICF

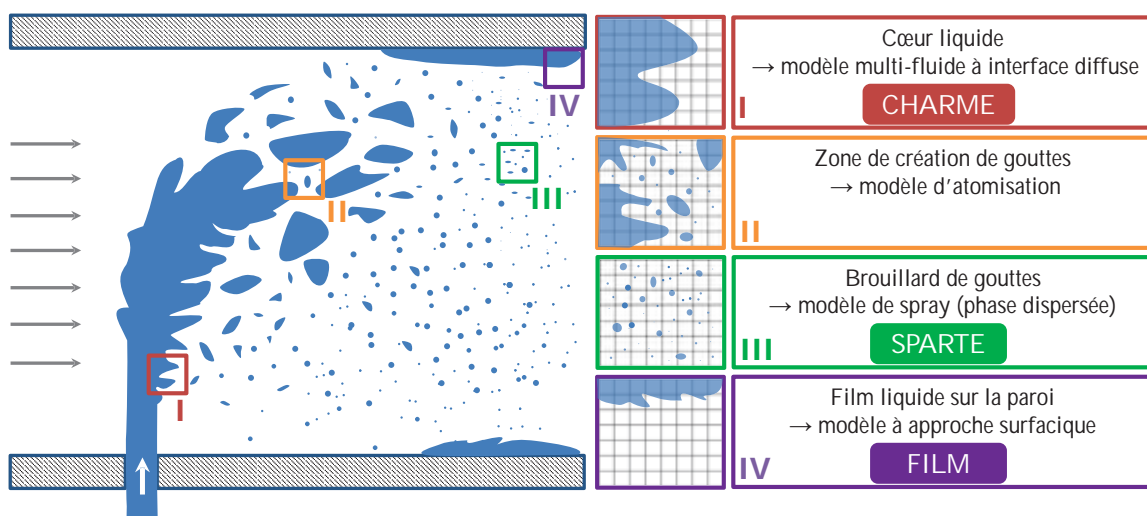


FIGURE 3.2. – Stratégie du calcul du jet liquide avec écoulement d'air transverse.

Au cours de cette thèse, les trois solveurs utilisés sont les solveurs CHARME, SPARTE et

FILM. La stratégie de ce type de calcul est illustrée sur la Figure 3.2 :

- le solveur CHARME pour simuler l'écoulement monophasique gazeux et l'écoulement diphasique à phases séparées avant l'atomisation du jet,
- le solveur SPARTE permet de représenter le comportement des gouttes issues de l'atomisation du jet liquide,
- le solveur FILM décrit l'évolution des films liquides présents sur les parois inférieure et supérieure de la maquette.

Les caractéristiques de ces trois solveurs, ainsi que les méthodes de couplage sont décrites dans les parties suivantes.

3.2.3. Solveur CHARME

Le solveur CHARME résout sur les équations de Navier-Stokes ou d'Euler compressible multi-fluides. Chaque fluide mis en jeu est composé de plusieurs phases, elles-mêmes composées de plusieurs espèces. Dans le cadre de cette thèse, on utilise un unique fluide composé de deux phases formées respectivement d'une seule espèce (air et eau).

Les principales hypothèses de CHARME sont l'équilibre mécanique et thermique local entre les deux phases : dans une cellule donnée, les deux phases ont la même vitesse et la même pression. Ces hypothèses permettent d'écrire un modèle à 4 équations résumé sous la forme vectorielle (3.20) :

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}_C = \nabla \cdot \mathbf{F}_D + \mathbf{S} \quad (3.61)$$

avec les vecteurs \mathbf{F}_C , \mathbf{F}_D et \mathbf{S} décrits respectivement par (3.21), (3.22) et (3.23).

Discrétisation spatiale

La discrétisation du système d'équations (3.20) sur un domaine physique Ω est réalisée avec une approche de type volumes finis.

Cette approche consiste à diviser le domaine Ω en un ensemble de \mathcal{N}_C polyèdres $\Omega_{i \in [1; \mathcal{N}_C]}$ qui constituent les cellules du maillage. Chaque cellule Ω_i est caractérisée par son volume $|\Omega_i|$ et son centre de gravité G_i défini pour chaque cellule par :

$$G_i = \frac{1}{|\Omega_i|} \int_{\Omega_i} \mathbf{x} d\Omega \quad (3.62)$$

La formulation discrète des équations de conservation nécessite de définir le voisinage de chaque

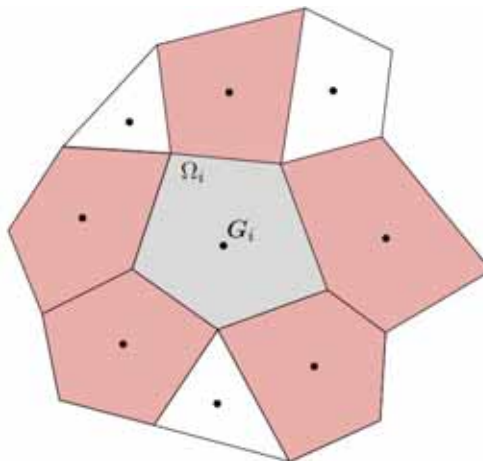


FIGURE 3.3. – Définition des voisinages de faces et de sommets pour une cellule Ω_i (en gris).

cellule Ω_i :

- le voisinage des faces $\mathcal{V}_f(i)$ qui contient l'ensemble des indices j tels que Ω_i et Ω_j partagent une face en commun (en rouge sur la Figure 3.3),
- le voisinage des sommets $\mathcal{V}_s(i)$ qui contient l'ensemble des indices j tels que Ω_i et Ω_j partagent au moins un sommet en commun (en rouge et en blanc sur la Figure 3.3).

La caractérisation des maillages non structurés dans CEDRE est disponible avec plus de détails dans Courbet *et al.* (2011). Cette discrétisation permet d'écrire le bilan suivant dans chaque cellule Ω_i :

$$\int_{\Omega_i} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} d\Omega = - \int_{\Omega_i} \nabla(\mathbf{f} + \phi) d\Omega + \int_{\Omega_i} \mathcal{S} d\Omega \quad (3.63)$$

En utilisant le théorème de Green-Ostrogradski qui relie l'intégrale de la divergence d'un vecteur à l'intégrale de surface du flux défini par ce vecteur, l'équation (3.63) se réécrit :

$$\int_{\Omega_i} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} d\Omega = - \int_{\partial\Omega_i} (\mathbf{f} + \phi) \cdot \mathbf{n} d\sigma + \int_{\Omega_i} \mathcal{S} d\Omega \quad (3.64)$$

La discrétisation des systèmes d'équations du fluide s'écrit finalement :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{1}{|\Omega_i|} \sum_{j \in \mathcal{V}_f(i)} F_{ij} |\Gamma_{ij}| = S(Q) \quad (3.65)$$

Dans la formulation (3.65) des systèmes d'équations en volumes finis, nous avons écrit que les arguments de ces flux numériques étaient les états aux centres des cellules de part et d'autre de l'interface. Dans ce cas, la discrétisation spatiale n'est que d'ordre 1. Pour permettre une discrétisation spatiale d'ordre 2, la méthode MUSCL (Monotonic Upstream Schemes for Conservative Laws) est utilisée (Van Leer, 1979). Le principe de cette méthode repose sur deux étapes :

- reconstruire dans chaque cellule une approximation polynomiale de la solution discrète,
- évaluer les flux sur chaque face à partir des valeurs reconstruites.

Afin d'obtenir une précision à l'ordre 2, une reconstruction avec des polynômes d'ordre 1 est réalisée. En notant q_i la valeur moyenne de la solution dans une cellule Ω_i , la reconstruction affine \hat{q}_i au point $M \in \Omega_i$ s'écrit :

$$\hat{q}_i(M) = q_i + \phi_i \nabla q_i \cdot G_i M \quad (3.66)$$

avec ∇q_i le gradient de la solution discrète et ϕ_i le limiteur de gradient qui permet d'assurer la stabilité du schéma. Le gradient ∇q_i est calculé par la méthode des moindres carrés (Leterrier, 2003). Dans cette étude, le limiteur choisi pour ce calcul est de type Van Leer (Barth *et al.*, 2018). Plusieurs approximations des flux convectifs sont disponibles dans le solveur CHARME. Le schéma utilisé dans le cadre de cette thèse est un schéma décentré de type Godunov basé sur la résolution approchée du problème de Riemann appelé HLLC (Toro *et al.*, 1994). La mise en application de ce schéma est décrite dans Toro (2013).

Les flux de diffusion ont pour but d'approximer le vecteur F_D présent dans le bilan (3.20). Ce vecteur dépend à la fois des variables d'état et de leur gradient : $F_D = F_D(\mathbf{Q}, \nabla \mathbf{Q})$. Il est donc nécessaire d'interpoler \mathbf{Q} et $\nabla \mathbf{Q}$ sur les frontières des cellules. Les détails des flux de diffusion dans CHARME sont disponibles dans Leterrier (2003).

Discrétisation temporelle

Après avoir discrétisé spatialement les équations (3.65) par le schéma volumes finis, il est nécessaire de proposer une stratégie d'intégration temporelle. Le système peut être réécrit sous la forme d'un système d'équations différentielles ordinaires :

$$MQ = F(Q, \nabla Q, t) \quad (3.67)$$

où :

- M la matrice de masse. Il s'agit d'une matrice diagonale par blocs contenant les volumes V_i des cellules i .
- Q la matrice colonne des quantités conservées pour l'ensemble des cellules
- F l'ensemble des flux (Euler et Navier-Stokes) et des termes sources.

Le but de l'intégration temporelle est de discrétiser temporellement l'évolution de $Q(t)$. La solution Q^{n+1} à l'instant $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ est exprimée en fonction de la solution Q^n à l'instant t^n :

$$M \frac{Q^{n+1} - Q^n}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_n^{t^{n+1}} F(Q, \nabla Q, t) dt \quad (3.68)$$

Plusieurs méthodes d'intégration temporelle sont disponibles dans le solveur CHARME, elle sont regroupées en deux familles : schémas explicite et implicite. L'ensemble de ces méthodes est présenté dans Courbet *et al.* (2011).

Les méthodes explicites permettent d'exprimer la solution au temps t^{n+1} en fonction de la solution au temps t^n , alors que dans le cadre des méthodes implicites l'expression de la solution au temps t^{n+1} fait intervenir à la fois des grandeurs au temps t^n et au temps t^{n+1} .

En règle générale, les schémas explicites ont l'avantage d'être simples à implémenter dans un code et impliquent des temps faibles en termes d'opérations effectuées dans l'algorithme. En revanche, leur stabilité est conditionnée par un critère de type CFL (Courant-Friedrichs-Lewy), dont l'expression est définie par :

$$\text{CFL} = (|\mathbf{u}| + c) \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.69)$$

À l'inverse, les schémas implicites demandent un effort d'implémentation plus élevé et une exécution plus coûteuse, mais la zone de stabilité est plus étendue que les schémas explicites, ce qui permet donc d'augmenter la valeur du pas de temps.

Intégration Explicite

La méthode d'intégration explicite utilisée dans ce calcul est une méthode itérative de type Runge-Kutta (Butcher, 1987). Ces méthodes font intervenir plusieurs étapes intermédiaires afin d'exprimer la solution Q^{n+1} . Une méthode à s étapes s'écrit :

$$Q^{(1)} = Q^n \quad (3.70)$$

$$Q^{(2)} = Q^n + \Delta t a_{21} F(Q^{(1)}) \quad (3.71)$$

$$Q^{(k)} = Q^n + \Delta t \sum_{i=1}^{k-1} a_{ki} F(Q^{(i)}) \quad (3.72)$$

$$Q^{n+1} = Q^n + \Delta t \sum_{k=1}^s b_k F(Q^{(k)}) \quad (3.73)$$

avec $\sum_{k=1}^K b_k = 1$ et $F(Q^{(k)})$ est une fonction de $Q^{(k)}$ indépendante du temps.

Un schéma de Runge-Kutta à s étapes est, par définition, précise à l'ordre s . Les coefficients c_i indiquent l'instant $t_k = t^n + c_k \Delta t$ pour lequel la solution $F(Q^{(k)})$ est une bonne approximation de la dérivée $\partial Q / \partial t$. Par construction, on a $\forall k, c_k = \sum_{i=1}^{k-1} a_{ki}$.

Dans le cadre de cette étude, l'intégration temporelle explicite se fait à l'aide d'un schéma Runge-Kutta explicite à 3 étapes. Les paramètres correspondants sont résumés dans le tableau 3.1. Cette méthode permet donc d'atteindre l'ordre 3 en temps.

Intégration Implicite

Afin de pouvoir s'affranchir de la condition CFL, on a aussi utilisé une intégration implicite.

$c_1 = 0$	
$c_2 = 1/2$	$a_{21} = 1/2$
$c_3 = 1$	$a_{31} = -1 \quad a_{32} = 2$
	$b_1 = 1/6 \quad b_2 = 2/3 \quad b_3 = 1/6$

TABLE 3.1. – Coefficients du schéma RK3

Parmi les différents schémas implicites disponibles dans CHARME, le θ -schéma s'écrit :

$$M \frac{Q^{n+1} - Q^n}{\Delta t} = F [\theta Q^{n+1} + (1 - \theta) Q^n] \quad (3.74)$$

avec le paramètre θ compris entre 0 et 1. Ce type de θ -schéma est principalement destiné à la recherche à grand pas de temps de solutions asymptotiques.

La mise en œuvre des schémas implicites dans CEDRE (Bertier, 2006) débute par la linéarisation du second membre :

$$(M - \theta \Delta t J^n) \frac{Q^{n+1} - Q^n}{\Delta t} = F(Q^n) \quad (3.75)$$

où J^n est la matrice jacobienne :

$$J^n = \left(\frac{\partial F}{\partial Q} \right)_n \quad (3.76)$$

Le système linéaire (3.75) est ensuite résolu par une méthode itérative GMRES avec préconditionnement diagonal par blocs (Saad et Schultz, 1986).

Conditions aux limites

Le solveur CHARME propose de nombreux types de conditions aux limites, où l'on impose des conditions sur les variables (de type Dirichlet) ou sur les dérivées des variables (de type Neumann). Parmi les conditions aux limites disponibles, nous ne décrivons ici que les conditions aux limites utilisées dans la présente étude :

- conditions d'entrée subsonique : l'utilisateur doit imposer les champs de vitesse et de température au niveau de la condition limite,
- condition de sortie subsonique : l'utilisateur doit imposer la pression au niveau de la condition limite,
- condition de paroi : la frontière est considérée comme une paroi fixe sans glissement. Un modèle de loi de paroi est détaillé dans la partie suivante.

Une option appelée "non-réflexion" est disponible pour les conditions d'entrée et de sortie. Cette option permet à la condition limite de laisser sortir du domaine de calcul une onde acoustique incidente, empêchant toute réflexion.

Lois de paroi

Les lois de paroi disponibles dans le solveur CHARME permettent d'évaluer la valeur du frottement en paroi τ_p . Ces lois de paroi sont basées sur le caractère supposé universel de la loi logarithmique de la couche limite turbulente (Cousteix, 1990). Si l'on considère un écoulement bidimensionnel s'écoulant suivant x et l'axe y normal à la paroi, on peut définir les grandeurs suivantes :

$$v_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (3.77)$$

$$y^+ = \frac{yv_\tau}{\nu} \quad (3.78)$$

$$U^+ = \frac{U}{U_\tau} \quad (3.79)$$

L'objectif des lois de paroi dans le solveur CHARME est d'évaluer le coefficient α qui permet de calculer le frottement en paroi τ_p à partir des grandeurs de la première maille proche de la paroi indexée 1 de dimension caractéristique Δ .

$$\tau_p = \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right)_p = (1 + \alpha) \mu \frac{u_1}{y_1} \quad (3.80)$$

Le coefficient α permet de tenir compte du fait que y_1 peut se trouver dans n'importe quelle région interne de la couche limite, dans la sous-couche visqueuse ou dans la zone logarithmique. Plusieurs lois de paroi disponibles dans CHARME sont décrites dans le manuel théorique CEDRE (2012). L'approche choisie ici est basée sur le modèle de longueur de mélange. Cette approche aboutit à la formulation suivante pour le coefficient α :

$$\alpha = \frac{f_c}{1 + f_c} \left(\frac{Re_\Delta}{447} \right)^{0.825} \quad (3.81)$$

avec $f_c = \frac{Re_\Delta}{80} + \left(\frac{Re_\Delta}{120} \right)^2$ et le nombre de Reynolds local de la maille $Re_\Delta = \frac{u_1 \Delta}{\nu}$. La zone de validité est encadrée par deux limites :

- $y^+ > 30$, ce qui nous assure que l'on se trouve dans la zone logarithmique.
- $y_1 < 0.2\delta$, la zone dans laquelle on peut supposer le frottement en paroi τ_P constant.

3.2.4. Solveur SPARTE

SPARTE est un solveur lagrangien stochastique qui permet de simuler le comportement de particules liquides ou solides au sein d'un écoulement porteur, sous les hypothèses énoncées dans 3.1.2. Dans notre étude, un brouillard de gouttes est formé en aval du jet, puis transporté par l'écoulement gazeux. La phase liquide est alors considérée comme une phase dispersée au sein d'un fluide porteur.

Schémas numériques

La résolution du système (3.51) s'effectue de manière instationnaire. Le pas de temps Δt imposé pour un cycle SPARTE est le même que celui choisi pour le cycle CHARME. Le schéma temporel utilisé dans le solveur SPARTE est un schéma du premier ordre. Le calcul de la position \mathbf{x}_k^n et de la vitesse \mathbf{u}_k^n de la particule k à l'itération $n + 1$ s'écrit :

$$\mathbf{x}_k^{n+1} = \mathbf{x}_k^n + \frac{\Delta t}{2} (\mathbf{u}_k^n + \mathbf{u}_k^{n+1}) \quad (3.82)$$

$$\mathbf{u}_k^{n+1} = \theta \mathbf{u}_k^{n+1} + (1 - \theta) \mathbf{u}_{g@p,k} + \Delta t \mathbf{g} \quad (3.83)$$

Le terme $v_{g@p,k}$ qui apparaît ici représente les caractéristiques de vitesse du fluide porteur à la position de la particule numérique. Il est donc nécessaire d'interpoler le champs eulérien calculé par le solveur CHARME. La méthode d'interpolation est basée sur un développement en série de Taylor à l'ordre 1. Ainsi, pour une particule k située à la position $\mathbf{x}_{p,k}$ dans une cellule Ω_i de centre de gravité \mathbf{G}_i , la valeur de $\mathbf{u}_{g@p,k}$ est calculée par :

$$\mathbf{u}_{g@p,k} = \mathbf{u}_i + \nabla \mathbf{u}_i \cdot (\mathbf{x}_{p,k} - \mathbf{G}_i) \quad (3.84)$$

où $\nabla \mathbf{u}_i$ est le gradient discret de \mathbf{u} calculé dans la cellule Ω_i .

Conditions aux limites

Plusieurs types de conditions limites sont disponibles pour chaque frontière du domaine :

- frontière libre : lorsque la particule atteint une frontière, elle est supprimée du calcul.
- rebond : la particule subit une collision avec la paroi, deux modèles de rebond (rebond inélastique/rebond fusant) sont disponibles dans SPARTE.
- frontière débitante : ce type de condition permet d'injecter des particules à partir d'une frontière du domaine.
- périodicité en translation ou rotation : la particule atteignant la frontière est réinjectée au "point image".
- dépôt : lorsque la particule impacte la paroi, sa masse et sa quantité de mouvement sont transmises au solveur CHARME ou au solveur FILM. Ces quantités sont pilotées par le taux de dépôt donné par l'utilisateur. Dans le cadre de cette thèse, nous détaillerons seulement le couplage avec le solveur FILM pour le dépôt liquide.

3.2.5. Solveur FILM

Les flux sont calculés à l'aide d'un schéma décentré d'ordre 2. Ce schéma, décentré pour la grandeur transportée et la vitesse à l'interface, a été choisi pour sa robustesse. Un modèle d'étalement est aussi disponible afin de prendre en compte les forces volumiques orthogonales au film. Notre hypothèse de départ que l'écoulement du film est principalement piloté par les effets inertiels nous amène à ne pas activer ce modèle d'étalement pour notre calcul.

L'intégration en temps de l'équation (3.60), est assurée à l'aide d'un schéma explicite dont la stabilité est conditionnée par le critère CFL avec une valeur fixée à $CFL = 0.5$. La résolution des équations de conservations du film est réalisée de manière instationnaire, un cycle FILM est réalisé à chaque cycle CHARME et SPARTE.

3.3. Couplage entre modèles

La stratégie multi-solveurs mise en place au cours de cette thèse implique l'interaction entre les trois solveurs CHARME, SPARTE et FILM. Le couplage instationnaire entre ces solveurs peut être un échange d'informations entre solveurs, le transfert de masse liquide et/ou de quantité de mouvement entre les solveurs. Les couplages peuvent se produire d'un solveur vers l'autre ou entre deux solveurs de manière réciproque.

3.3.1. CHARME et SPARTE

La méthode de couplage présentée ici est la prise en compte des effets de traînée entre le gaz et les particules. Ce couplage est réalisé en "two-way", c'est-à-dire que l'écoulement gazeux exerce une force de traînée sur les particules et, réciproquement, les particules exercent une force opposée sur le gaz. Pour approcher la force exercée par la particule sur le gaz, une décomposition multipolaire peut être effectuée pour un écoulement de Stokes. Les détails sur cette décomposition sont disponibles dans Maxey et Patel (2001) et Saffman (1973). En effectuant cette décomposition au premier ordre, on obtient l'approximation du point source :

$$\mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} - \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = - \sum_{n=1}^{N_p} F_{p,i} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_p) \quad (3.85)$$

Avec cette approximation, chaque particule est vue comme un point et sa contribution est représentée par une distribution de Dirac centrée sur le centre de gravité de la particule. Cette approximation est valide pour calculer les perturbations loin de la particule par rapport à son rayon. Ainsi, dans une simulation numérique, cette approximation est valide si les cellules du maillage sont bien plus grandes que les particules. Elle permet de reproduire exactement le champ de vitesse autour d'une sphère en régime de Stokes au-delà de son rayon. Le terme source de quantité de mouvement peut être écrit :

$$s_{v,i}^{p-f} - \sum_{p=1}^N \left(\frac{dm_p}{dt} v_{p,i} + F_{p,i} \right) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_p) \quad (3.86)$$

La prise en compte de la force de traînée sur le mouvement des particules est incluse dans le bilan des équations du solveur SPARTE (3.51).

3.3.2. CHARME vers FILM

La contrainte de cisaillement vue par le film est calculée par le solveur CHARME. La pression locale du film à la surface est la même que celle du gaz calculée par le solveur CHARME dans la même cellule. Le gradient de pression longitudinal présent dans l'équation (3.60) est aussi calculé localement par le solveur CHARME.

Il faut toutefois noter que la présence du film liquide ici n'a aucune incidence sur l'écoulement aérodynamique. En d'autres termes, il n'y a pas de rétroaction du solveur FILM vers le solveur CHARME.

3.3.3. CHARME vers SPARTE

Le couplage entre le solveur multi-fluide CHARME et le solveur lagrangien SPARTE a pour objectif de pouvoir décrire l'ensemble des échelles caractéristiques du processus d'atomisation. Ce couplage permettant le transfert de liquide de CHARME vers SPARTE est réalisé grâce au modèle d'atomisation développé par Blanchard (2014) et appliqué à la simulation d'une nappe liquide cisailée. Ce modèle assure, de manière instationnaire, le transfert local de la masse liquide

résolue par le modèle multi-fluide vers le modèle à phase dispersée. Étant donné que chaque particule numérique gérée par SPARTE représente une masse liquide finie et fixée, ce modèle doit accumuler la masse et la quantité de mouvement prélevées localement dans le modèle multi-fluide dès que suffisamment de masse est accumulée, une particule SPARTE est générée dans la cellule considérée. En pratique un temps caractéristique est introduit permettant de lier la formulation "continue" du multi-fluide à la formulation "discrète" de l'approche Lagrangienne. Les détails de ce modèle d'atomisation sont disponibles dans Blanchard *et al.* (2016).

Les entrées de ce modèle sont les champs eulériens résolus par le solveur CHARME ainsi qu'un jeu de paramètres définies par l'utilisateur. Le modèle d'atomisation fournit alors au solveur SPARTE le nombre de gouttes créées localement par atomisation ainsi que leurs caractéristiques. Ce modèle d'atomisation fonctionne du point de vue du solveur SPARTE comme l'activation d'injecteurs numériques ponctuels. Le modèle d'atomisation doit s'activer uniquement dans les zones où le modèle multi-fluide ne permet plus de décrire correctement l'écoulement du mélange. C'est le cas dans les zones où l'interface est sous-résolue numériquement. C'est pourquoi le modèle d'atomisation utilise une fonction masque $\chi_a(\alpha_l, \nabla\alpha_l)$ qui détermine l'activation du modèle ou non. Cette fonction est définie par :

$$\chi_a(\alpha_l, \nabla\alpha_l) = \begin{cases} 1 & \text{si } \alpha_l \leq \alpha_l^{atom.} \text{ et } \|\nabla\alpha_l\| \leq \|\nabla\alpha_l\|^{atom.} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.87)$$

où $\alpha_l^{atom.}$ et $\|\nabla\alpha_l\|^{atom.}$ sont respectivement des valeurs seuils pour la fraction volumique et le gradient de la fraction volumique. Ces deux valeurs seuils sont des paramètres d'entrée qu'il est nécessaire de définir.

La dépendance de la fraction volumique α permet de déclencher le modèle une fois que le liquide

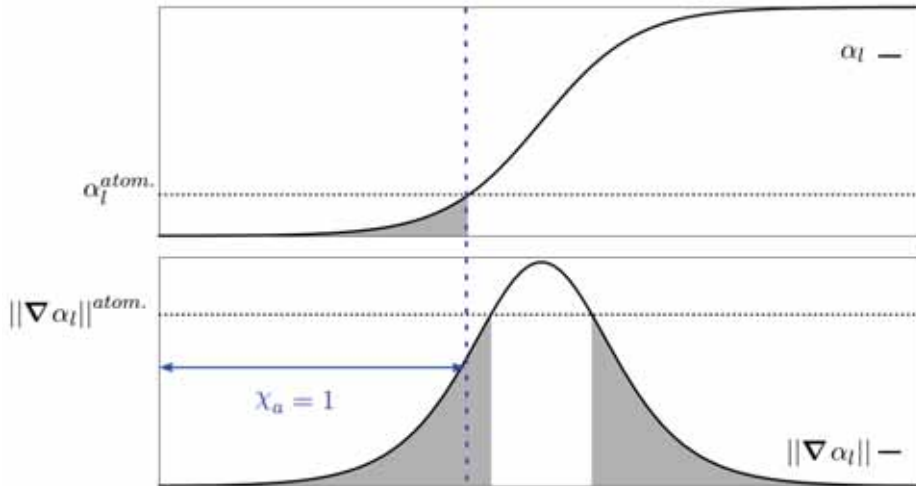


FIGURE 3.4. – Définition de la fonction masque χ_a pour le modèle d'atomisation. L'intersection des deux zones grisées représente la zone où l'atomisation est activée par le modèle, d'après Blanchard (2014).

est suffisamment dilué : le maillage ne permet plus de capter les interfaces et l'hypothèse du solveur à phase dispersée d'écoulement diluée est respectée. D'un autre côté, on peut remarquer que la valeur de $\|\nabla\alpha_l\|$ est inversement proportionnelle à l'épaisseur de l'interface résolue par le modèle multi-fluide. Une valeur faible de $\|\nabla\alpha_l\|^{atom.}$ correspond donc à un étalement excessif de l'interface, tandis qu'une valeur élevée représente le périmètre d'une structure bien résolue qui doit donc être préservée. Une représentation de l'action de la fonction d'activation χ_a est illustrée

dans la Figure 3.4. Au cours de cette thèse, nous avons choisi les mêmes valeurs que celles utilisées par Blanchard (2014), c'est-à-dire $\alpha_l^{atom.} = 0.05$ et $\|\nabla\alpha_l\|^{atom.} = 0.5$.

Le débit volumique de masse transféré de CHARME vers SPARTE est donné par la formulation suivante :

$$\dot{m}_a = \rho_l \nu_a \chi_a \max(0, \cos(\theta_a)) \quad (3.88)$$

La fréquence d'atomisation ν_a pilote le taux de transfert local de la phase liquide entre les deux solveurs. Étant donné qu'il n'existe pas, à l'heure actuelle, d'étude proposant une fréquence permettant de caractériser l'ensemble des mécanismes physiques localement l'atomisation, cette fréquence est, dans notre cas, calculée à partir de la vorticité locale. Ce critère permet de détecter les zones à haut cisaillement où l'atomisation a plus de probabilité de se produire :

$$\nu_a = \|\nabla \times \mathbf{v}\| \quad (3.89)$$

θ_a est un indicateur de topologie locale. Il représente l'angle entre la normale à l'interface gaz/liquide et la direction locale de l'écoulement. Le taux de conversion de liquide en particules est donc maximal lorsque la normale à l'interface est alignée avec la vitesse locale de l'écoulement, tandis que les effets "d'épluchage" d'une interface cisailée sont minimisés. Ce comportement permet de préserver l'évolution des structures liquides traitées par le multi-fluide, et d'atomiser les paquets liquides cisailés par le gaz.

Injection de particules dans SPARTE

L'injection locale d'une particule liquide dans le solveur SPARTE peut également se déduire du terme \dot{m}_a . Dans une cellule Ω_i :

- le nombre de particules numériques injectées vaut $N_{p,inj|i}$. Ce nombre $N_{p,inj|i}$ est défini comme le plus grand entier naturel vérifiant l'inégalité $m_a - N_{p,inj|i} m_p^{num} \geq 0$. La masse totale de liquide atomisée dans la cellule Ω_i peut être calculée par : $m_a = \int_{\Omega_i} \rho_a d\mathbf{x}$;
- la vitesse d'injection des gouttes $\mathbf{v}_{p,inj}$ est égale à la vitesse du mélange dans la cellule Ω_i calculée par le solveur multi-fluide CHARME⁵ ;
- la position initiale des particules numériques injectées est tirée aléatoirement dans la cellule Ω_i ;
- le rayon r_p et le poids numérique ω_p souhaité sont imposés par l'utilisateur.

3.3.4. Terme Source dans CHARME

Le terme $-\dot{m}_a$ correspond au terme source intervenant dans l'équation de conservation de masse pour le liquide dans le modèle multi-fluide. Le terme source intervenant dans la conservation de quantité de mouvement s'écrit, quant à lui $\dot{m}_a \mathbf{v}$.

3.3.5. SPARTE vers FILM

Le modèle de ré-impact est activé lorsqu'une particule du solveur SPARTE atteint les surfaces limites où le solveur FILM est activé (les parois inférieure et supérieure de la canalisation du LJICF dans le cas présent). La masse et la quantité de mouvement injectées dans le solveur FILM dépendent des caractéristiques de la particule impactante et du taux de dépôt imposé à la paroi.

Dans cette étude, on peut estimer $u_{goutte,r}$ la vitesse de la goutte relative à la paroi de l'ordre de 10 m/s, en raison de la vitesse d'injection liquide. Il a été montré que le diamètre moyen des

5. Une meilleure modélisation de cette quantité est probablement l'un des points d'amélioration le plus important concernant le modèle, avec la prédiction de la taille des gouttes.

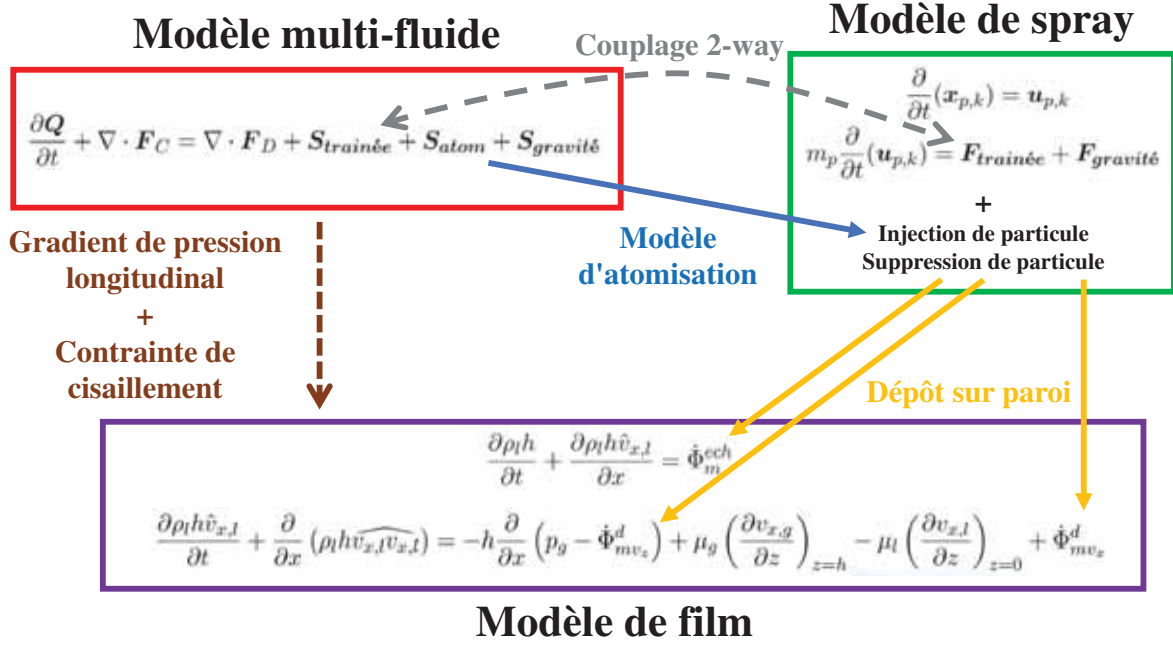


FIGURE 3.5. – Couplage des équations du modèle multi-fluide, du modèle de spray et du modèle surfacique.

gouttes dans le point de fonctionnement nominal du banc expérimental est proche de $40 \mu m$. En prenant en compte ces valeurs, on obtient un nombre Capillaire $Ca \simeq 0.14$. Une estimation d'épaisseur du film δ_F a été obtenue à partir des observations expérimentales, décrivant une épaisseur de $\delta_F \simeq 300 \mu m$. Pour ces paramètres, le tableau 1.2 dans la partie 1.3.6 nous indique que l'on se trouve dans le cas du dépôt de goutte, que ce soit sur paroi sèche ou sur une paroi où le film liquide est déjà présent. Dans ce régime de dépôt, la masse liquide est intégralement transmise au film et la masse liquide ré-émise peut être négligée. Dans la suite de ces travaux, on fera donc l'hypothèse de dépôt total de masse liquide sur les parois.

Dans ce cas, les termes qui apparaissent dans les bilans de masse et de quantité de mouvement du solveur FILM s'écrivent :

$$\dot{\Phi}_m^{d+} = \sum_{i=1}^{n_{d+}} \frac{m_{d+}}{S \Delta t} \quad (3.90)$$

$$\dot{\Phi}_{mv_x}^{d+} = \sum_{i=1}^{n_{d+}} \frac{m_{d+} v_{x,d+}}{S \Delta t} \quad (3.91)$$

$$\dot{\Phi}_{mv_z}^{d+} = \sum_{i=1}^{n_{d+}} \frac{m_{d+} v_{z,d+}}{S \Delta t} \quad (3.92)$$

3.3.6. Résumé des couplages

L'ensemble de la méthodologie de couplage est finalement résumée sur le schéma 3.5. Cette étude constitue, à notre connaissance, le premier test de couplage global instationnaire entre les trois solveurs CHARME, SPARTE et FILM.

4. Méthodes de post-traitement de la simulation numérique

Les principales caractéristiques de la configuration du LJICF ont été présentées dans l'état de l'art 1, ces caractéristiques peuvent être séparées en trois parties : trajectoire du jet, rupture du jet et caractéristiques du brouillard de gouttes issues de l'atomisation. L'objectif de ce chapitre est de présenter les méthodes permettant de calculer ces caractéristiques issues de la simulation numérique.

Sommaire

4.1. Analyse du corps du jet (multi-fluide)	97
4.1.1. Trajectoire	98
4.1.2. Point de Rupture	99
4.2. Analyse du spray : plans de mesure pour la phase dispersée	101

Le calcul des caractéristiques du jet peut être divisé en deux catégories :

- multi-fluide : les caractéristiques liées au corps liquide du jet, c'est-à-dire la trajectoire et la rupture du jet.
- phase dispersée : les caractéristiques du brouillard de gouttes générées par l'atomisation du jet.

4.1. Analyse du corps du jet (multi-fluide)

Dans cette section, nous décrivons la méthodologie de post-traitement et de mesure concernant le corps liquide du jet résolu par le solveur multi-fluide. En effet, la méthode s'appuyant sur une interface diffuse, il est indispensable de définir une position de l'interface pour identifier le corps liquide du jet. Dans les approches à interface diffuse, il est courant de repérer l'interface par l'utilisation de la ligne de niveau de fraction volumique liquide $\alpha_l = 0.5$. Cependant, ce critère est choisi arbitrairement, et ne signifie pas qu'il n'existe aucune présence liquide au-delà de cet iso-contour. Il est donc indispensable, dans un premier temps, de visualiser les différents iso-contours de α_l sur les images traitées. En particulier, une interface caractérisée par des forts gradients verra les différentes lignes de niveau très proches, ce qui est une bonne approximation numérique d'une fonction de type Heavyside. Au contraire, des lignes de niveau très éloignées ou des gradients faibles témoignent d'une mauvaise résolution. Dans le cadre de l'approche multi-échelle, cette diffusion est prévue lorsque le jet se pulvérise : il s'agit du critère de déclenchement du modèle d'atomisation. La Figure 4.1 montre les iso-contours $\alpha_l = 0.25, 0.5, 0.75$ sur une image instantanée du LJICF, sur la surface médiane ($y = 0$). On observe que les lignes de niveau sont très proches sur les côtés du jet. Dans la direction longitudinale, la diffusion de l'interface indique que l'activation du modèle d'atomisation dans la zone de rupture du jet.

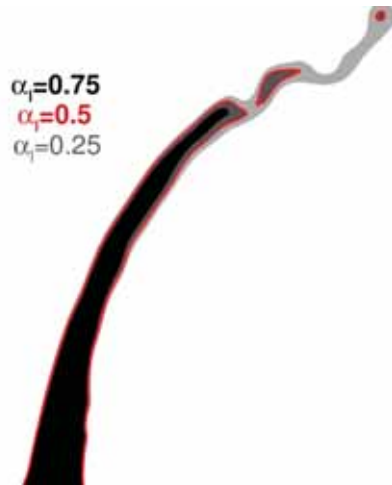


FIGURE 4.1. – Visualisation instantanée des iso-contours de fraction volumique liquide α_l , coupe en $y = 0$.

4.1.1. Trajectoire

Comme nous avons décrit dans le chapitre 1, la trajectoire du jet est une courbe décrivant la forme du jet moyennée au cours du temps (ou en moyenne de phase pour le cas excité acoustiquement). La trajectoire simulée peut être obtenue par un post-traitement opportun du champ de fraction volumique, qui permet de représenter correctement la forme du jet liquide. Afin d'analyser la trajectoire du jet, nous avons choisi une méthodologie (schématisée sur la Figure 4.2) qui se rapproche du post-traitement des images expérimentales. Pour cela, la première étape est de créer des images binaires (noir/blanc) instantanées où le corps du jet est représenté en blanc par une valeur fraction volumique liquide α_l supérieure à 0.5. On affiche également les particules numériques qui vont permettre d'estimer la trajectoire du jet après le point de rupture de la colonne. Ces images binaires sont ensuite moyennées en intensité (à droite sur la Figure 4.2), une courbe peut donc être tracée sur une ligne de niveau constante du champ d'intensité moyenne.

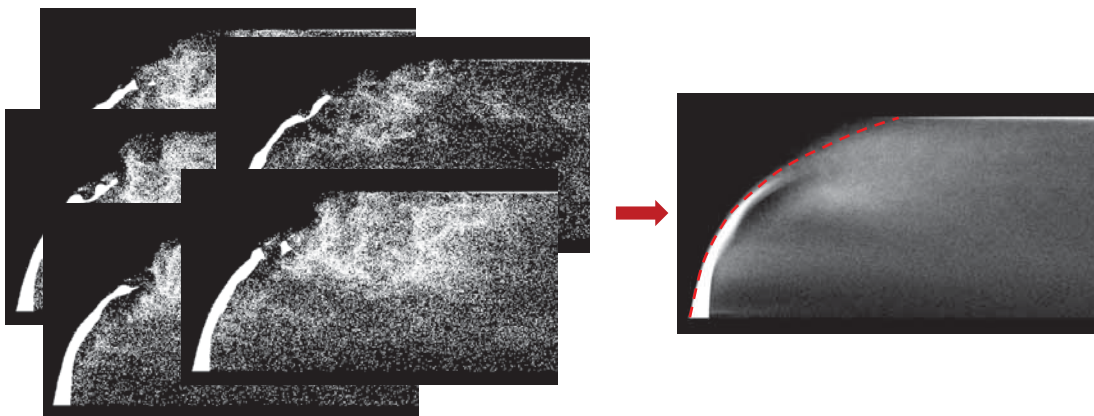


FIGURE 4.2. – Méthode de post-traitement pour déterminer la trajectoire du jet.

Cette méthode doit être réalisée sur un nombre d'images suffisamment important pour déterminer une trajectoire statistiquement convergée. On observe cependant que, dans la configuration sans perturbation acoustique, le jet liquide atteint rapidement un régime stationnaire et sa trajectoire n'évolue que très peu. Dans le cas du LJICF en présence d'une perturbation acoustique,

les moyennes d'images seront réalisées en fonction de la phase de la perturbation.

Le choix de la valeur seuil $\alpha_l = 0.5$ a un effet assez faible sur la trajectoire moyenne du jet. En effet, on peut observer sur la Figure 4.1, que l'interface est bien résolue (diffusée sur peu de mailles) sur le "dos" du jet. L'effet, on verra dans la suite, est bien plus important sur le point de rupture car l'interface a tendance à diffuser plus dans le sens de l'écoulement, simulant l'effet de l'atomisation primaire.

4.1.2. Point de Rupture

La mesure du point de rupture du jet se fait à l'aide de la méthodologie schématisée sur la Figure 4.3. Plusieurs images binaires instantanées du jet dans la section centrale de la conduite sont analysées. Pour chaque image binaire instantanée du jet, on détermine les coordonnées (x_b, z_b) du point le plus en aval appartenant au corps du jet, sans considérer les structures déjà détachées. Les valeurs de ces coordonnées sont ensuite moyennées.

Une autre méthode envisageable serait de moyenner les images en intensité puis de calculer le point de rupture sur cette image moyenne. Cette méthode nécessite de seuiller en intensité l'image moyenne afin d'obtenir une image binaire. Le choix de la valeur de seuillage aurait aussi une influence sur le point de rupture, et pourrait donc être une source d'incertitude supplémentaire. C'est pourquoi cette méthode n'est pas retenue ici.

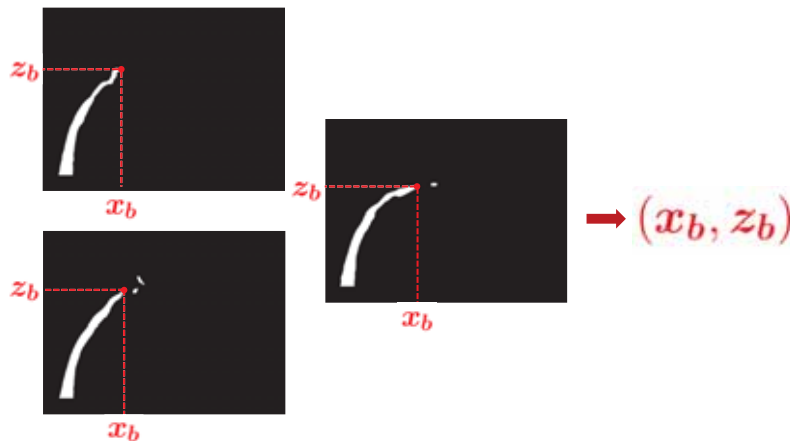
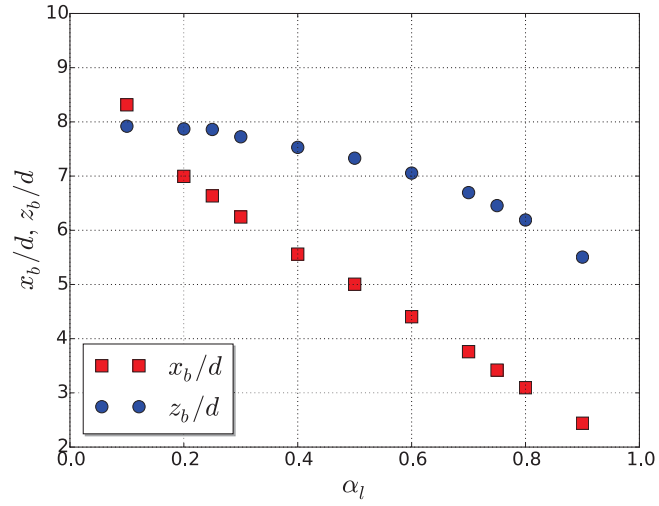


FIGURE 4.3. – Méthode de post-traitement pour déterminer la longueur de rupture du jet.

La zone de rupture de la colonne liquide est une zone où la densité du brouillard de gouttes est très importante, c'est pourquoi il n'est pas facile de localiser précisément le point de rupture expérimentalement. D'un point de vue numérique, la distinction entre le corps liquide et le spray est plus évidente. Dans le cadre de cette étude, les images binaires seront obtenues à partir de l'iso-contour fixé $\alpha_l = 0.5$. Cependant, le choix de l'iso-contour de α_l choisi pour binariser les images instantanées a un effet assez important sur l'estimation de la longueur de rupture.

En effet, la Figure 4.1 montre que la diffusion de l'interface est plus importante au niveau de la zone de rupture dans la direction longitudinale. La Figure 4.4 montre l'influence du choix de l'iso-contour de α_l sur les coordonnées du point de rupture. Il apparaît clairement que les coordonnées de rupture varient fortement avec le choix de l'iso-contour de α_l . Par exemple, la valeur de la longueur de rupture x_b varie de plus ou moins $2d$ sur l'ensemble de la gamme de α_l . La variation de la hauteur de rupture z_b est moins influencée par le choix de α_l . En pratique, la capture du point de rupture n'est pas une priorité pour le calcul multi-fluide, pour ce faire une simulation plus proche d'une DNS serait préférable. Il s'agit de suivre l'évolution du corps liquide suffisamment loin de l'injection afin de générer les gouttes dans la zone d'atomisation primaire du jet et que le gaz soit correctement influencé par l'effet "d'obstruction" induite par le jet.

FIGURE 4.4. – Coordonnées du point de rupture en fonction de l'iso-contour de α_l , pour $q = 7.8$.

4.2. Analyse du spray : plans de mesure pour la phase dispersée

Pour analyser le comportement de la phase dispersée, plusieurs plans de mesure numériques ont été mis en place en aval de l'injection du jet (Figure 4.5). Dix plans ont été placés tous les 5 mm à partir du point d'injection jusqu'à la sortie de la conduite. Pour chacun de ces plans de mesure, nous recueillons les informations inhérentes à chaque particule qui les traverse : l'instant t où la particule a traversé le plan, la position, la vitesse, le diamètre, le poids numérique et l'identifiant de la particule.

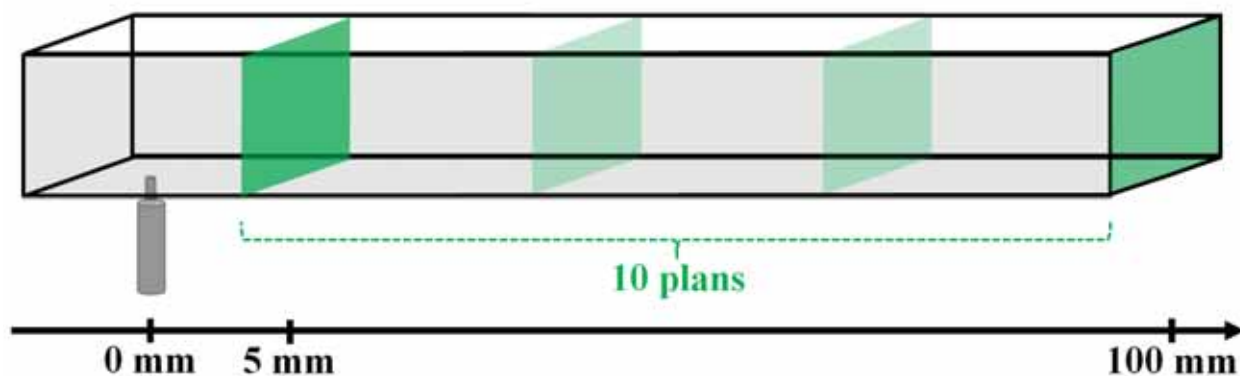


FIGURE 4.5. – Disposition des plans de mesure des particules en aval de l'injection.

La connaissance de la position de la particule dans le plan a permis de sélectionner des fenêtres de mesure spécifiques afin de mimer le fonctionnement des instruments de mesure expérimentaux. Deux fenêtres ont été utilisées au sein de chaque plan de mesure : la mention "conduite complète" indique que l'on considère l'ensemble des particules passées par le plan de mesure, et la mention "section réduite" indique une fenêtre centrée autour du centre de la largeur ($y = 0$) et d'une hauteur de $z = 15 \text{ mm}$ (voir Figure 4.6). Cette seconde fenêtre correspond à la zone où a été réalisé le traitement expérimental par technique PDA (dans le cas du LJICF avec perturbation acoustique). L'analyse des résultats numériques est faite en moyennant, dans chaque plan transverse, les grandeurs sur une fenêtre de dimensions $[-2, 2] \text{ mm} \times [13, 17] \text{ mm}$, c'est-à-dire $[-1, 1] d \times [6.5, 8.5] d$.

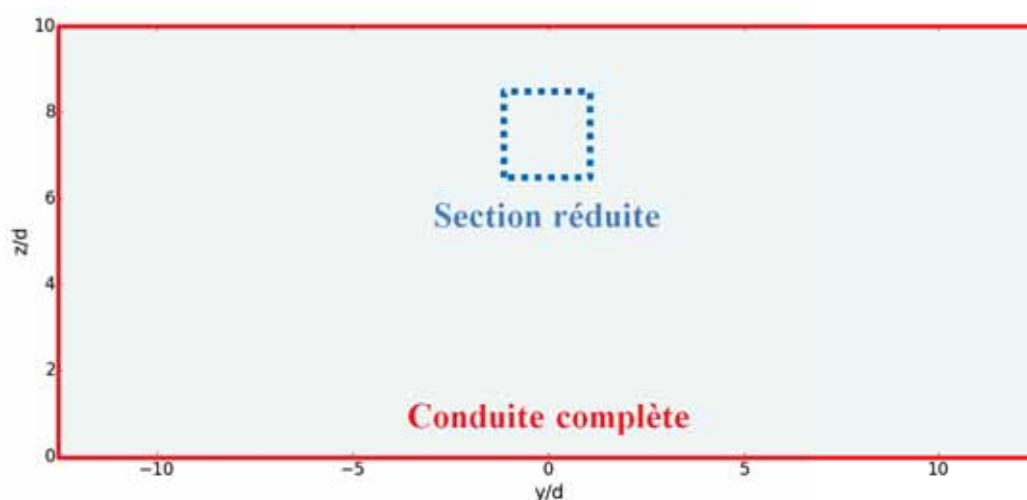


FIGURE 4.6. – Fenêtres d'analyse des plans de mesure.

Deuxième partie

Simulation multi-échelle du LJICF

5. Simulation numérique du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse

L'objectif de ce chapitre est de valider la méthodologie multi-échelle dans le cadre de l'atomisation d'un jet liquide en présence d'un écoulement gazeux transverse. Dans un premier temps, la mise en place du calcul sera présentée. Une attention particulière est portée aux conditions limites d'injection du gaz et du liquide à imposer afin de reproduire le plus fidèlement possible la configuration SIGMA.

Sommaire

5.1. Mise en place de la simulation	105
5.1.1. Géométrie et maillage	106
5.1.2. Régime de fonctionnement simulé	110
5.1.3. Choix des paramètres numériques	111
5.1.4. Condition d'injection du gaz	111
5.1.5. Condition d'injection liquide	116
5.2. Résultats et discussion	119
5.2.1. Visualisations des résultats	119
5.2.2. Caractérisation du LJICF	124
5.2.3. Caractérisation de la phase dispersée	125

5.1. Mise en place de la simulation

La première section de ce chapitre porte sur la mise en place de la simulation numérique du jet liquide dans un écoulement gazeux transverse. Ce calcul du LJICF a plusieurs objectifs. Tout d'abord, une comparaison de l'écoulement gazeux simulé sera faite avec les mesures effectuées sur le banc SIGMA. Ceci a pour but de valider la condition limite d'entrée d'air, qui est censée simuler la conduite du banc expérimental dont la longueur est excessive pour l'inclure intégralement dans la simulation.

Ensuite, il s'agit de réaliser un calcul diphasique par l'injection de la phase liquide dans l'écoulement gazeux, en utilisant le modèle multi-fluide de CEDRE. La caractérisation du corps liquide du LJICF est un élément clé de l'approche multi-échelle. En effet, ce modèle d'atomisation doit fournir des conditions d'injections réalistes à la fois par la répartition initiale des gouttes, fonction de la topologie de l'interface diffuse, et par la simulation d'un écoulement d'air cisailant réaliste autour du jet liquide.

Enfin, la validation de ce calcul se termine par l'analyse du comportement du brouillard de gouttes, en particulier en termes de vitesse moyenne des gouttes. De celle-ci dépend en pratique, dans une chambre de combustion, le temps caractéristique séparant l'atomisation primaire du jet de l'arrivée du spray dans la zone de combustion.

5.1.1. Géométrie et maillage

Choix de la géométrie

La simulation de l'installation complète du montage SIGMA, d'une longueur de 2 mètres environ, n'est pas envisageable dans le cadre de cette étude. C'est pourquoi le domaine de simulation, présenté sur la Figure 5.1, comporte seulement une partie, dimensionnée empiriquement, de la veine d'arrivée d'air. Ce domaine numérique sera parfois appelé domaine SIGMA dans la suite du document.

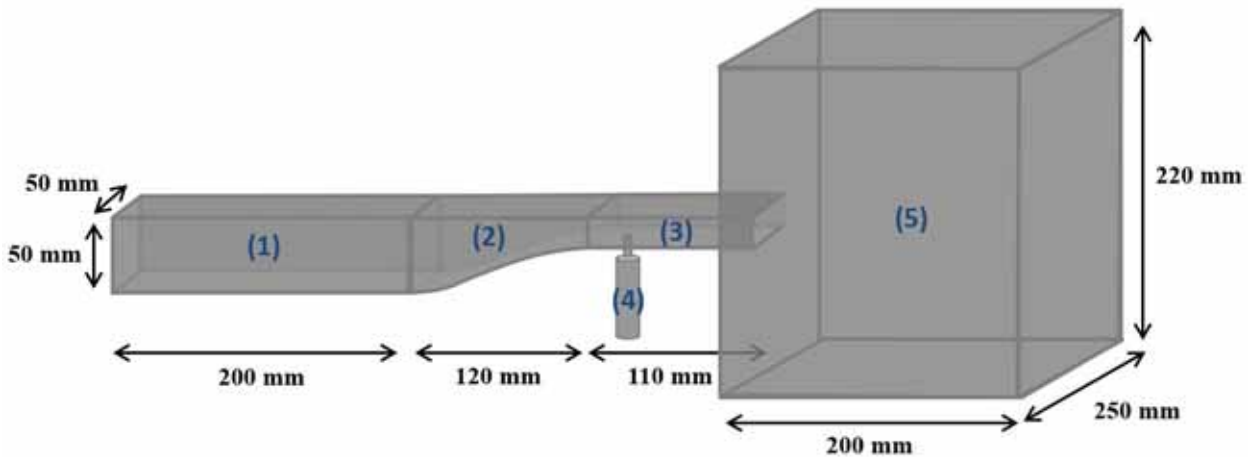


FIGURE 5.1. – Domaine de la simulation numérique du LJICF.

Ce domaine de simulation peut être décomposé en cinq sous-domaines :

1. En amont, une conduite à section carrée représente une partie tronquée de la conduite expérimentale qui permet d'acheminer l'écoulement d'air depuis la sirène.
2. Le convergent dont la géométrie est identique au convergent expérimental. On rappelle que le but de ce convergent est à la fois de réduire la section de passage mais aussi de laminariser l'écoulement d'air avant l'injection.
3. Une conduite de section rectangulaire $50 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ au sein de laquelle le jet liquide débouche.
4. L'injecteur liquide, dont la géométrie sera détaillée dans la section 5.1.5.
5. Un domaine simulant les conditions ambiantes à l'infini. L'ajout de ce domaine a pour but de représenter le plus fidèlement possible la sortie libre expérimentale, où l'écoulement d'air débouche directement à l'air libre au repos et à pression atmosphérique.

Cependant, le sous-domaine cubique (5) est intégré à la géométrie du calcul seulement dans la simulation numérique du LJICF en présence d'une perturbation acoustique.

Une des particularités de la configuration SIGMA (Figure 5.1) par rapport aux autres études de la littérature est l'aspect confiné de l'injection. En effet, dans le cadre de la configuration SIGMA, le jet est injecté dans une conduite aux dimensions réduites $20 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$. Dans la section suivante on s'intéressera à l'effet du confinement sur le comportement du jet, ce qui permettra de positionner nos résultats par rapport à la littérature : dans la plupart des études, le jet débouche dans un environnement non confiné.

Influence du confinement

Afin d'étudier l'influence du confinement sur le comportement du jet liquide, quatre sous-domaines (3) différents ont été utilisés :

- Le domaine SIGMA (a) : $l = 50 \text{ mm}$ et $h = 20 \text{ mm}$.

- Un domaine (b) 2 fois plus large : $l = 100 \text{ mm}$ et $h = 20 \text{ mm}$.
- Un domaine (c) 5 fois plus haut : $l = 50 \text{ mm}$ et $h = 100 \text{ mm}$.
- Un domaine (d) 25 fois plus haut : $l = 50 \text{ mm}$ et $h = 500 \text{ mm}$.

Pour l'ensemble de ces simulations, les vitesses débitantes d'air et de liquide ne changent pas.

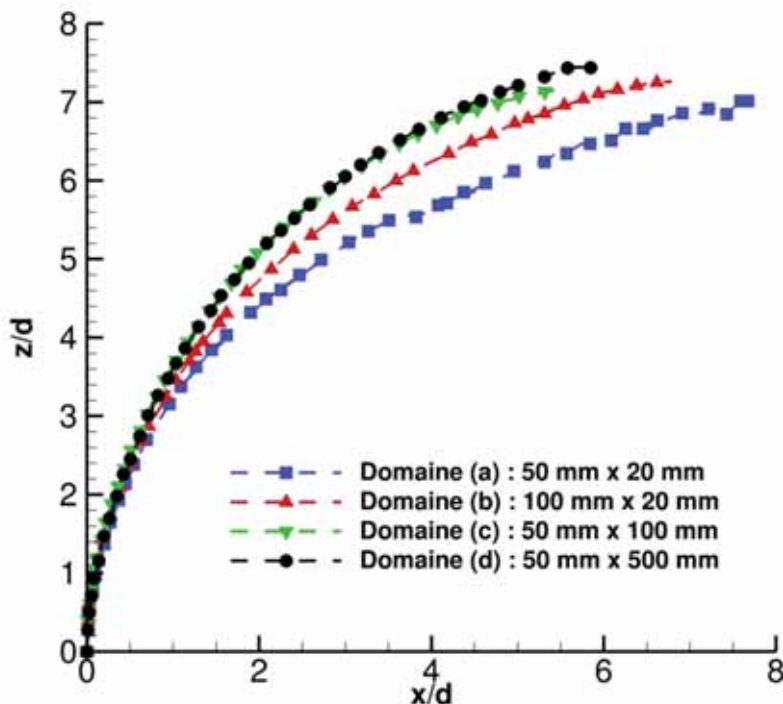


FIGURE 5.2. – Influence du confinement du jet sur sa trajectoire.

Les trajectoires de jet obtenues pour chaque domaine sont présentées sur la Figure 5.2. La tendance observée est que plus le domaine est confiné, plus la trajectoire du jet est basse. Ceci peut être justifié de manière physique : en réduisant la section de passage à parité de liquide injecté, l'air se retrouve forcé à passer dans un convergent à section plus petite, et donc à vitesse plus élevée. La force de traînée étant plus forte, la trajectoire du jet est plus inclinée. On n'observe plus de différence notable sur la trajectoire (courbes verte et noire) pour les deux domaines de hauteur plus élevée, on peut donc en conclure qu'à partir d'une certaine hauteur (comprise entre 20 et 50 mm, ou $z/d \approx 10 - 25$), le confinement du jet n'a plus d'influence sur sa trajectoire.

En conclusion, cette analyse nous permet d'expliquer en partie la différence importante entre les trajectoires obtenues expérimentalement dans le cadre de la configuration SIGMA et celles prévues par les corrélations de la littérature. Le jet SIGMA étant une configuration très confinée par rapport à d'autres travaux (Wu *et al.* (1998) par exemple), nous allons nous concentrer désormais sur la comparaison systématique entre expérience et simulation numérique.

Maillage

La méthodologie utilisée dans ce travail a pour but de permettre des simulations LES de chambres de combustion en prenant en compte l'atomisation primaire. Si la configuration SIGMA est inspirée par la géométrie d'un injecteur multipoint, il n'en représente qu'un point d'injection. Ce type d'injecteur est constitué de plusieurs points d'injection de carburant (entre 6 et 12 points suivant les constructeurs). Dans l'optique de réaliser un calcul de type industriel, le maillage de la géométrie totale de l'injecteur multipoint ne devrait pas dépasser quelque dizaine de millions de points afin d'obtenir un temps de restitution suffisamment court et un coût en CPU raisonnable.

C'est pourquoi on se fixe comme objectif de limiter le nombre de maille à moins de 5 M environ. La première étape dans la conception du maillage est d'estimer le nombre de cellules nécessaires dans le diamètre du jet pour obtenir une solution multi-fluide suffisamment résolue. Trois maillages différents basés sur une résolution différente dans la zone du jet ont été conçus. Les caractéristiques de ces trois maillages sont présentées dans le Tableau 5.1. La longueur Δx diphasique indique la dimension des cellules dans le diamètre du jet, il s'agit de la taille de maille la plus petite de l'ensemble du maillage.

	Nombre de cellules dans le jet	Δx diphasique (μm)
maillage (a)	30	83
maillage (b)	60	33
maillage (c)	90	22

TABLE 5.1. – Propriétés des maillages utilisés pour la convergence.

La Figure 5.3 présente les trajectoires du jet obtenues pour ces 3 maillages. Ces trajectoires ont été tracées sans prendre en compte la pénétration du spray, mais seulement le corps liquide du jet. On observe une trajectoire très proche pour ces trois résolutions de maillages. On en déduit que le nombre minimal de 30 cellules dans le diamètre du jet permet d'obtenir une précision suffisante sur la trajectoire du jet.

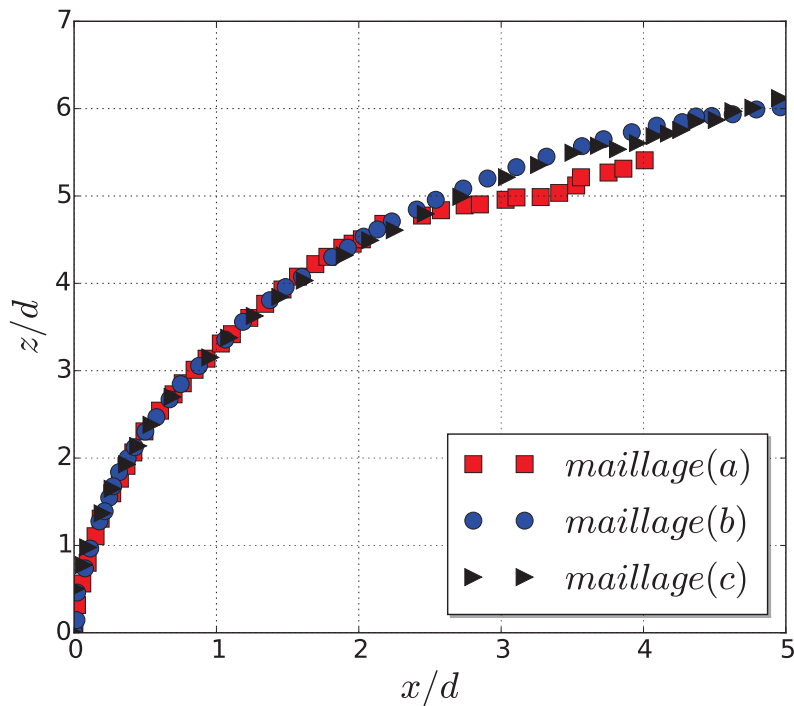


FIGURE 5.3. – Trajectoire du jet liquide en fonction du maillage.

Dans cette étude, deux maillages différents sont utilisés pour la simulation du LJICF :

- Maillage (1) : sous-domaines (1)-(4), utilisé dans la simulation sans perturbation acoustique.
- Maillage (2) : sous-domaines (1)-(5), utilisé dans la simulation avec perturbation acoustique.

Ces deux maillages sont cartésiens non-structurés et composés uniquement de cellules hexaédriques. Leur topologie est similaire et ils se distinguent principalement par le nombre de cellules

dans la zone d'injection. Les caractéristiques de ces deux maillages sont résumées dans le Tableau 5.2.

	Nombre de cellules dans le jet	Δx diphasique (μm)	Nombre total de cellules (M)
maillage (1)	30	66	5.0
maillage (2)	24	83	3.9

TABLE 5.2. – Propriétés des maillages utilisés pour la convergence.

La Figure 5.4 présente plusieurs vues globales du maillage (2) utilisé pour la simulation du LJICF en présence d'une perturbation acoustique. Ce maillage a été conçu dans l'optique d'optimiser le nombre de cellules totales tout en conservant une résolution correcte au sein du jet liquide.

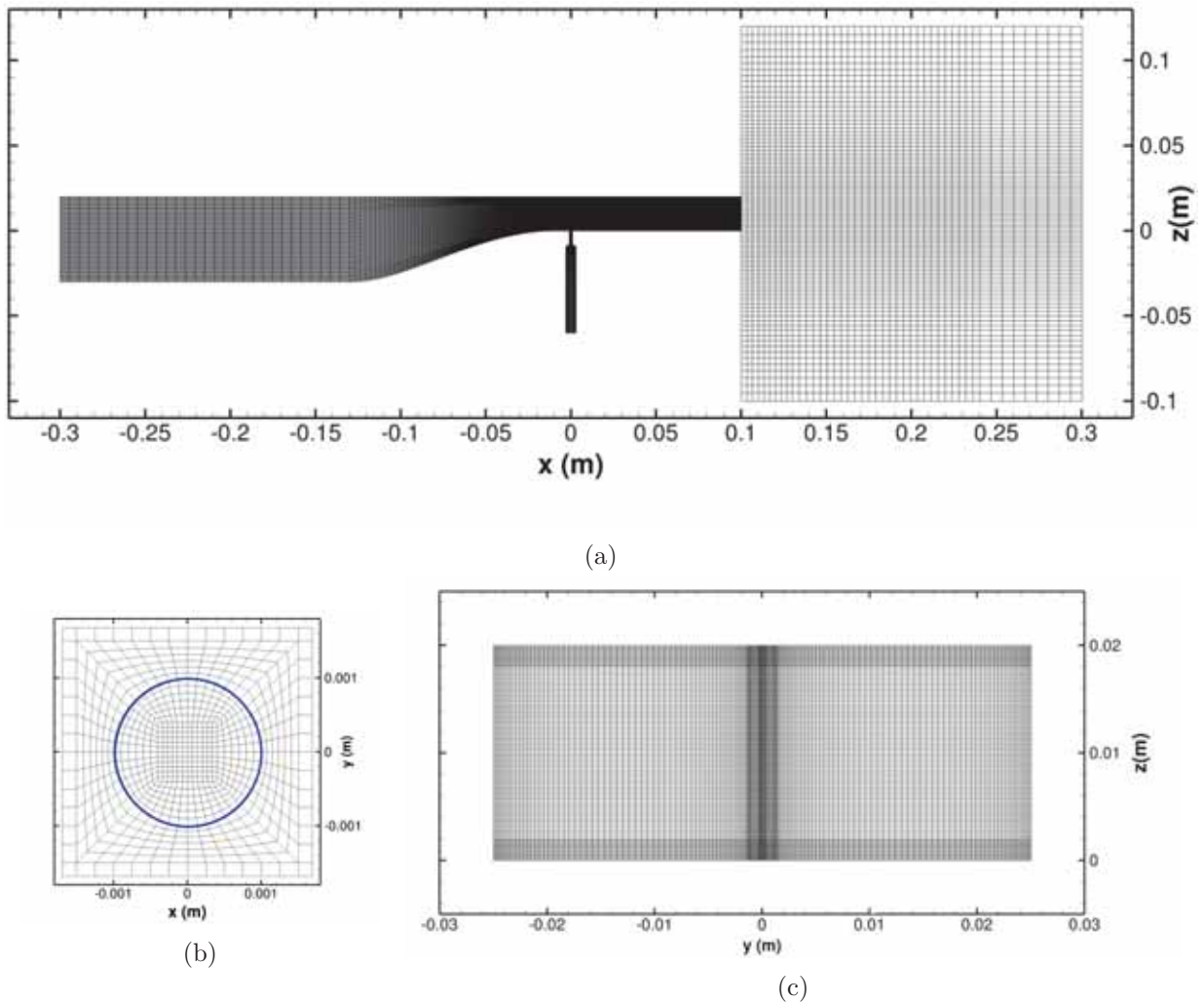


FIGURE 5.4. – Maillage (2) de la configuration SIGMA pour la simulation multiphasique : (a) vue latérale ($y = 0$), (b) zoom sur la zone d'injection ($z = 0$), (c) plan transverse au niveau de l'injection ($x = 0$)

La vue latérale globale du maillage (Figure 5.4a) montre que le raffinement dépend de la zone considérée (chaque zone comporte une discrétisation hétérogène). L'objectif principal de la

conception de ce maillage est de concevoir une zone plus raffinée au niveau du jet liquide afin de capter l'interface diffuse liquide-gaz avec une précision suffisante pour capter le développement du corps liquide, puis de relâcher le maillage en aval de la première région pour décrire l'écoulement gaz et phase dispersée (maillage de type LES). Afin que l'atomisation du jet soit bien capturée par le modèle multi-fluide, la zone correspondant au sillage du jet est aussi raffinée. La Figure 5.4b est un zoom sur le maillage au niveau de la zone d'injection (jet délimité par le cercle bleu). La Figure 5.4c représente le maillage de la conduite à section carrée au niveau de l'injection, le maillage est raffiné au centre de la conduite dans la zone du jet mais aussi près des parois afin de capter le mieux possible les couches limites aérodynamiques (latérales, parois supérieure et inférieure).

5.1.2. Régime de fonctionnement simulé

L'ensemble des simulations du jet ont été réalisées à pression atmosphérique ($P = 101325 Pa$) et à température ambiante ($T = 300 K$). Les fluides utilisés sont de l'air et de l'eau, dont les propriétés physiques sont rappelées dans le Tableau 5.3. D'un point de vue thermodynamique, l'air et l'eau sont respectivement considérés comme un gaz parfait et un liquide compressible dont les lois d'état sont détaillées dans le chapitre 3.

Fluide	ρ ($kg.m^{-3}$)	μ ($Pa.s$)	c_0 ($m.s^{-1}$)	σ ($N.m^{-1}$)
Air	1.2	$1.9 \cdot 10^{-5}$	340	0.072
Eau	1000	$1. \cdot 10^{-3}$	1480	

TABLE 5.3. – Propriétés physiques des fluides.

Les simulations du jet présentées dans ce chapitre sont dimensionnées sur différents points de fonctionnement du montage expérimental SIGMA. En particulier, on choisit trois cas de calcul caractérisés par différentes valeurs du rapport des flux de quantité de mouvement q . Les paramètres de ces trois cas de calcul sont présentés dans le Tableau 5.4.

d_j (mm)	u_g ($m.s^{-1}$)	u_l ($m.s^{-1}$)	q	We_g	Re_l
2	65	6.3	7.8	141	12600
		7.9	11.8		15800
		9.6	17.5		19200

TABLE 5.4. – Paramètres caractéristiques de la simulation.

Le régime avec $q = 7.8$ a été choisi pour se rapprocher du point nominal de fonctionnement d'un injecteur multipoint. Ce rapport des flux de quantité de mouvement q a été choisi pour que le corps liquide du jet n'impacte pas directement la paroi supérieure. Pour l'ensemble de ces trois cas, le grand nombre de Weber ($We_g = 141$) caractérise le régime de "shear breakup" du jet. Dans ce régime, le jet est peu déformé par l'écoulement gazeux alors que la masse liquide arrachée au corps du jet par le cisaillement gazeux est très importante.

5.1.3. Choix des paramètres numériques

Les simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées par la méthode de couplage multi-échelle CHARME-SPARTE présentée dans le chapitre 3.2. Ces deux solveurs sont activés dans l'ensemble du domaine et leur couplage est de type "two-way".

Pour le solveur à phase séparée CHARME, on a choisi une méthode temporelle explicite de type Runge-Kutta à trois étapes dont les pas de temps sont indiqués dans le Tableau 5.5. Ces pas de temps assurent pour les trois cas de calcul une valeur $CFL \approx 0.65 - 0.7$.

q	Δt ($\cdot 10^{-8}$ s)	Temps physique simulé (ms)
7.8	3.	16
11.8	1.5	9.7
17.5	1.	1.3

TABLE 5.5. – Paramètres temporels de la simulation CHARME du LJICF.

Les conditions limites du solveur CHARME sont les suivantes :

- parois pour les sections latérales, inférieure et supérieure de la conduite ;
- sortie à pression imposée $P = P_{atm}$ en sortie de conduite avec option de non-réflexion ;
- entrée gazeuse à vitesse imposée en amont de la conduite avec option de non-réflexion ;
- entrée liquide à vitesse imposée en amont de l'injecteur.

Les paramètres des deux conditions limites d'entrée font l'objet d'une étude détaillée qui est présentée dans les prochaines sections.

Concernant le solveur SPARTE, on considère un spray monodisperse de diamètre $d_p = 40 \mu m$. Ce diamètre correspond à une valeur moyenne des diamètres mesurés expérimentalement en sortie de conduite, en conséquence on peut s'affranchir du modèle d'atomisation secondaire des particules. Le poids numérique de chaque particule est fixé à $w_p = 10^1$, chaque particule numérique représente donc l'équivalent de 10 gouttes. L'ensemble des conditions limites du solveur SPARTE sont de type "sortie libre" de particule.

5.1.4. Condition d'injection du gaz

Avant de simuler l'atomisation du jet liquide, il est nécessaire de reproduire correctement le champ de vitesse dans la conduite. Dans cette sous-partie nous présentons la stratégie utilisée pour obtenir les champs aérodynamiques qui seront comparés aux profils de vitesse obtenus expérimentalement par LDA. Les mesures expérimentales de l'écoulement gazeux ont toutes été effectuées en présence d'une perturbation acoustique et se résument à des profils des différentes composantes de vitesse (moyenne, acoustique, turbulente) en fonction de la hauteur à 4 positions longitudinales différentes : $x = -198 \text{ mm}$, $x = -25 \text{ mm}$, $x = -15 \text{ mm}$ et $x = 0 \text{ mm}$. Le point en $x = -198 \text{ mm}$, situé en amont du convergent, est représentatif de l'écoulement gazeux dans la canalisation avant le passage par la rampe. Les mesures de vitesses expérimentales ne permettent pas de déterminer le champ de vitesse sur l'ensemble de la section carrée car elles ont été faites

1. un poids numérique trop élevé permettrait de réduire le coût du calcul SPARTE, cependant il entraînerait un filtrage temporel sur l'injection des gouttes qui pourrait impacter négativement le calcul, en particulier en présence de perturbation acoustique. Ceci vient du fait que la masse liquide est retirée du domaine dans un certain intervalle de temps (ou pas de temps), tandis que la goutte numérique est créée instantanément lorsque le poids numérique souhaité est atteint. Le rapport entre le diamètre de la goutte et la taille de la maille joue évidemment un rôle explicite dans ce décalage temporel.

dans le plan médian vertical de la veine.

Afin de déterminer le profil de vitesse gazeuse à imposer en entrée de notre domaine de calcul, une simulation de type RANS a permis de calculer l'écoulement gazeux moyen établi en amont du domaine de simulation.

Simulation RANS d'une conduite à section carrée

Le but de la simulation présentée dans cette section est de calculer le champ aérodynamique stationnaire au sein d'une conduite de section carrée. Pour cela, on met en place un calcul de type RANS. Le modèle de turbulence utilisé dans ce calcul est un modèle à 2 équations $k - \omega$ (Wilcox, 1988), basé sur une équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k et une équation de transport du taux de dissipation spécifique de la turbulence noté ω .

Le maillage utilisé pour cette simulation (Figure 5.5) a été adapté pour le modèle de turbulence et la loi de paroi choisie. Le raffinement du maillage près des parois permet d'obtenir une valeur de $y^+ \approx 40^2$ dans le domaine de validité de la loi de paroi choisie. L'expression de cette loi de paroi est présentée dans le chapitre 3.

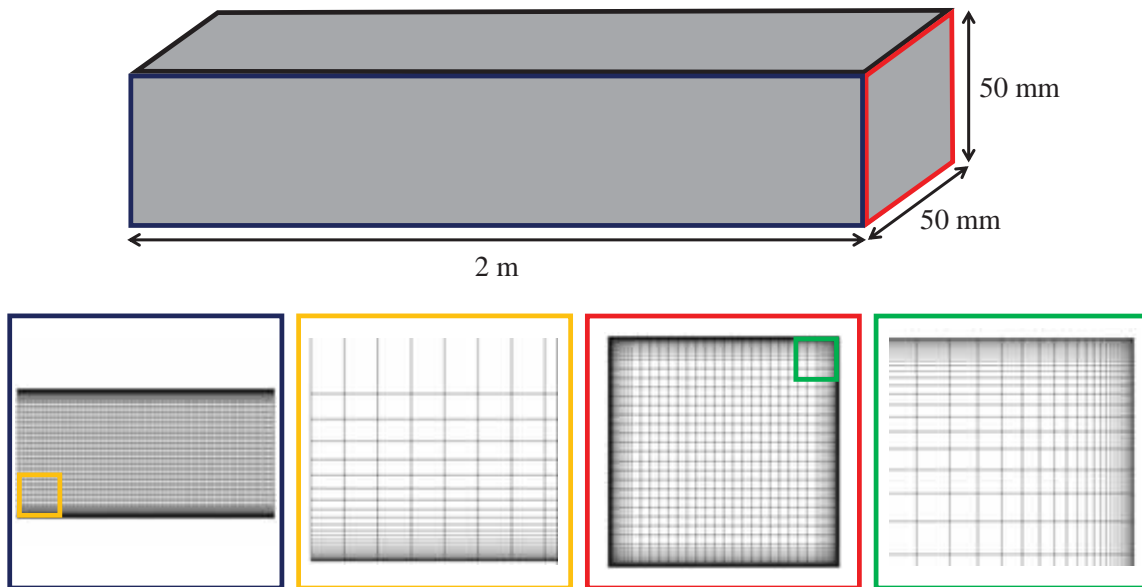


FIGURE 5.5. – Maillage de la conduite à section carrée pour la simulation RANS.

En entrée de la conduite, on impose un profil de vitesse uniforme avec $\bar{V}_{inlet} = 26 \text{ m.s}^{-1}$. Concernant les variables scalaires inhérentes au modèle de turbulence, on choisit des valeurs de k et ω typiques d'un écoulement turbulent développé en conduite. Dans ce cas, l'intensité turbulente I de l'écoulement s'exprime (Fluent, 2006) :

$$I = 0.16 (Re_{DH})^{1/8} \quad \text{avec} \quad Re_{DH} = \frac{\bar{U} D_H}{\nu_a} \quad (5.1)$$

Le nombre de Reynolds Re_{DH} est calculé à partir du diamètre hydraulique de la conduite $D_H = 50 \text{ mm}$ et de la vitesse moyenne de l'écoulement $\bar{U} = \bar{V}_{inlet} = 26 \text{ m.s}^{-1}$. On calcule donc $Re_{DH} = 82\,000$ et $I = 3.89 \%$. La valeur de l'intensité turbulente indique que l'écoulement gazeux est peu

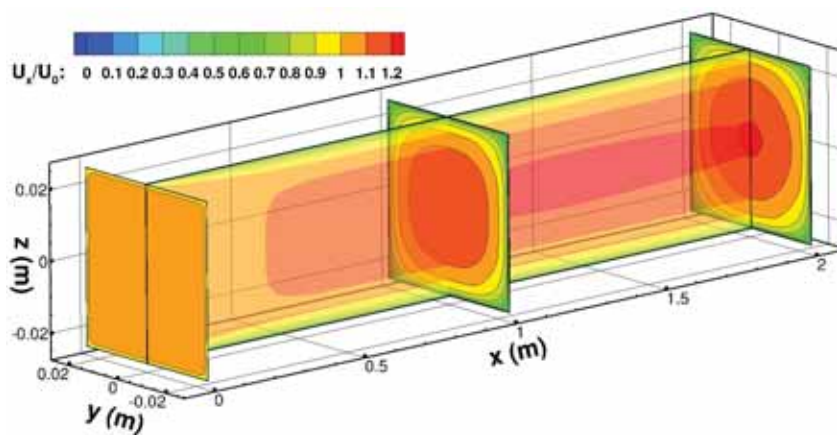
2. $y^+ = \frac{y U_\tau}{\nu}$ la distance adimensionnée à la paroi qui permet de décrire les zones de la couche limite. y est ici la distance de à la paroi et U_τ la vitesse de frottement.

turbulent. On peut alors en déduire les valeurs pour les scalaires k et ω :

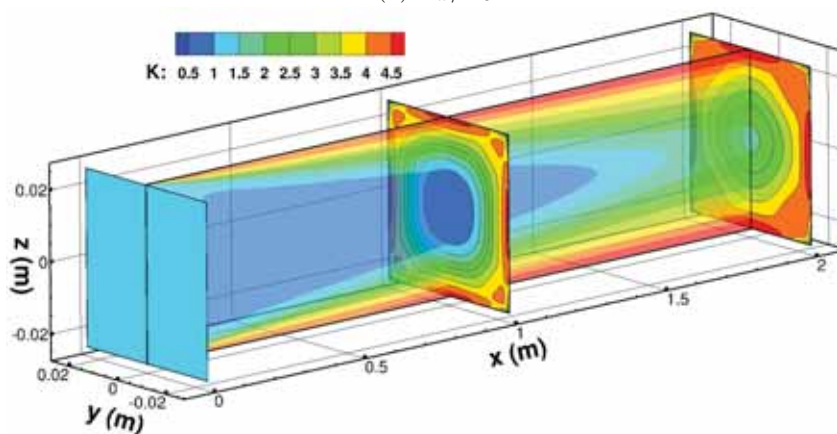
$$k = \frac{3}{2} (\bar{U}I)^2 = 1.53 \quad (5.2)$$

$$\omega = \frac{k^{1/2}}{C_\mu^{1/4} 0.07 D_H} = 646 \quad (5.3)$$

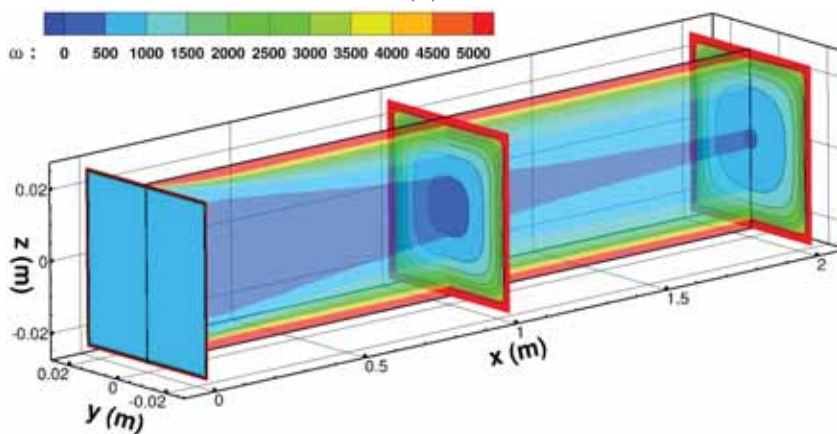
où C_μ une constante du modèle de turbulence égale à 0.09.



(a) U_x/U_0



(b) k



(c) ω

FIGURE 5.6. – Champs convergés de la simulation RANS aérodynamique au sein de la conduite à section carrée.

La pression imposée en sortie de conduite est estimée afin de prendre en compte la perte de charge linéique. D'après Idel'Cik (1969), cette perte de charge linéique équivaut à environ 300 Pa. Les champs convergés de vitesse et des scalaires k et ω sont visibles sur la Figure 5.6. Afin de pouvoir visualiser le développement de l'écoulement gazeux le long de la conduite (direction x), les axes sur ces images ne sont pas à la même échelle. On observe ainsi que le profil de vitesse évolue d'un profil uniforme à un profil caractéristique d'un écoulement turbulent et que les grandeurs turbulentes augmentent à proximité des parois en correspondance de la couche limite. Le profil de vitesse moyenne en sortie de canal est présenté sur la Figure 5.7.

La visualisation du champ de vitesse montre bien l'aspect tridimensionnel de l'écoulement simulé, ce qui va assurer la prise en compte du confinement latéral dans la simulation diphasique. Sur ce profil de vitesse, la vitesse maximale située au centre de la conduite atteint environ 1.2 fois la vitesse débitante. Ce profil montre un bon accord avec le profil expérimental mesuré en amont du convergent, qui s'approche d'une loi de profil en $1/7$.

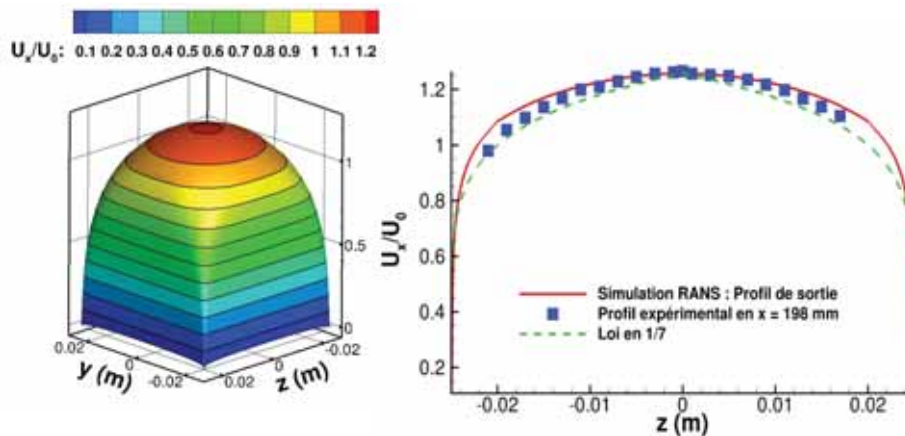


FIGURE 5.7. – Profil de vitesse imposé en entrée de la configuration SIGMA.

Stratégie retenue pour l'injection gazeuse

Le calcul RANS présenté précédemment permet d'estimer les composantes moyennes et turbulentes de la vitesse de l'écoulement gazeux. Le champ moyen de vitesse obtenu en sortie du domaine de simulation du calcul RANS est utilisé comme condition d'entrée du gaz sur la configuration SIGMA. À l'aide de l'utilitaire CILEPI disponible sur la plateforme CEDRE. CILEPI permet de créer un fichier de données dépendant de l'espace et/ou du temps, lu par le solveur CHARME. CILEPI permet d'effectuer des opérations (remplacement, addition, multiplication ...) entre les variables imposées par la condition limite et les valeurs contenues dans le fichier de données. Le champ de vitesse longitudinale imposé en entrée du domaine SIGMA est présenté sur la Figure 5.7. Cependant, il n'existe pas, à l'heure actuelle dans CEDRE, de méthode permettant d'imposer des fluctuations turbulentes en condition limite, donc seule la composante moyenne du profil de vitesse calculée par la simulation RANS sera prise en compte dans ce calcul.

Simulation monophasique aérodynamique

Le calcul présenté ici est réalisé suivant une approche de type LES. Concernant la modélisation de la turbulence dans ce calcul, on n'utilise pas de modèle particulier. Ainsi, on suppose que l'effet des fluctuations de dimensions inférieures à celles du maillage est négligeable. A cette échelle, la dissipation repose uniquement sur celle du schéma numérique. Comme indiqué précédemment, ce

type d'approche s'apparente à une approche de type MILES et nécessite à la fois une résolution spatiale et temporelle fines. La modélisation de la turbulence en proximité d'une interface reste un sujet de recherche d'actualité toujours ouvert (Trontin *et al.*, 2010; Herrmann, 2015; Movaghar *et al.*, 2017, 2018).

Par ailleurs, on n'utilise pas de modèle de paroi spécifique dans cette simulation, ainsi la contrainte visqueuse en proche paroi est celle d'une couche de Couette plane.

Comparaison avec les profils expérimentaux

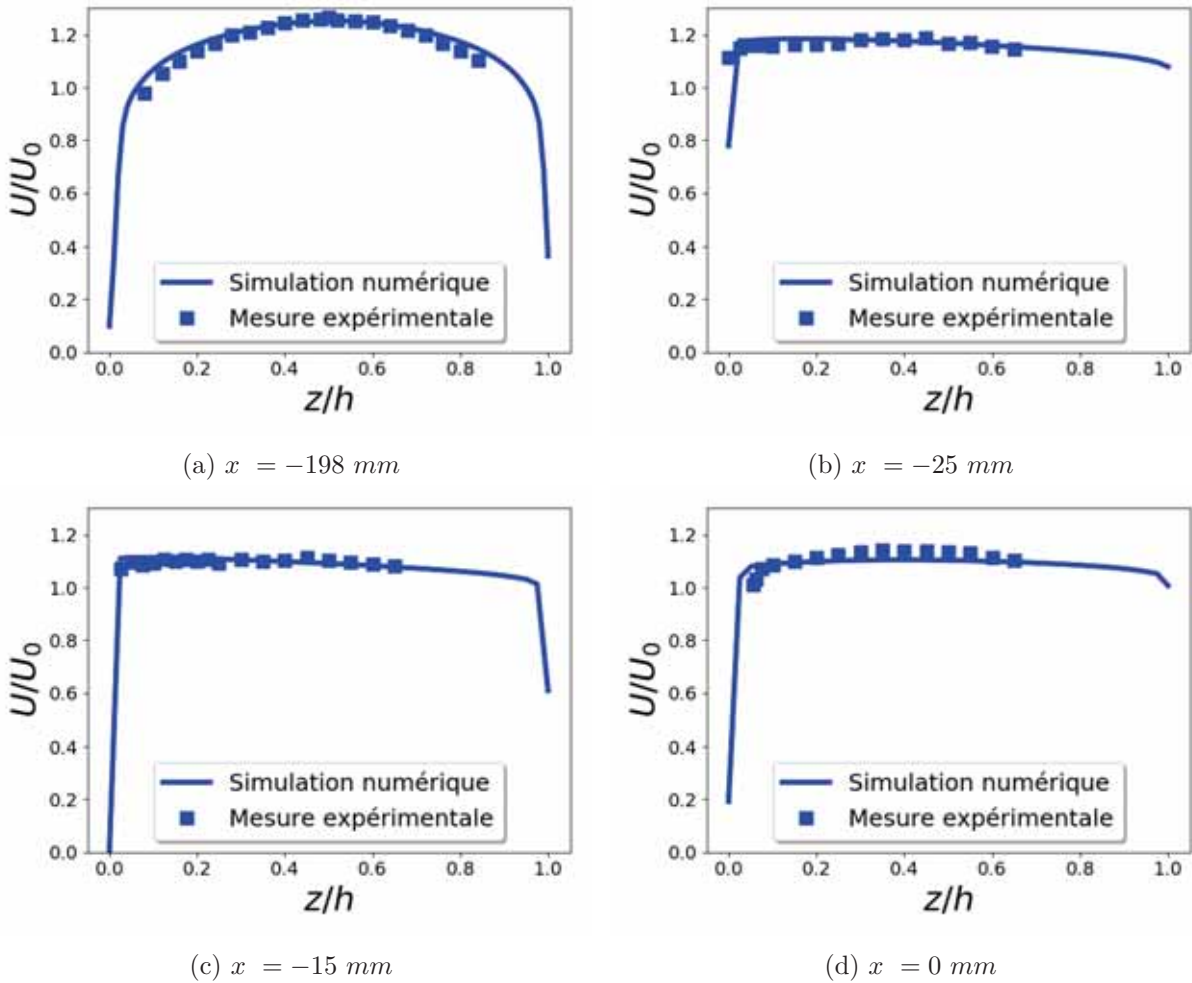


FIGURE 5.8. – Profils de vitesse moyenne longitudinale.

Les profils de vitesse moyenne longitudinale sont comparés aux mesures expérimentales sur la Figure 5.8. La vitesse moyenne est adimensionnée par la vitesse débitante calculée localement. En amont du convergent, le profil de vitesse (Figure 5.8a) est semblable au profil de vitesse injectée en entrée de la conduite. Le profil simulé est en bon accord avec le profil expérimental, ce qui permet de valider la condition d'entrée choisie. Les profils situés à $x = -25 \text{ mm}$ et $x = -15 \text{ mm}$ (Figures 5.8b et 5.8c) montrent l'écoulement au sein de la zone du convergent. L'épaisseur de couche limite diminue largement et le profil s'uniformise sur la hauteur. La Figure 5.8d montre le profil de vitesse au niveau de l'injection du jet, la couche limite de l'écoulement semble s'épaissir en sortie du convergent. On observe une différence au niveau de la couche limite près de la paroi inférieure entre les résultats numériques et expérimentaux.

En résumé, la simulation LES monophasique permet d'obtenir des profils de vitesse longitudinale moyenne globalement en accord avec les observations expérimentales. Cependant, on observe

deux différences entre les résultats expérimentaux et numériques :

- l'épaisseur des couches limites : la différence est visible en particulier au niveau de l'injection. Les points de mesures expérimentales ne donnent pas d'information sur la zone très proche de la paroi, c'est pourquoi une étude numérique plus poussée de cette couche limite gazeuse n'a pas été envisagée.
- les composantes turbulentes de la vitesse : la différence³ est surtout importante en amont du convergent et est due à la condition limite d'injection sans composante turbulente. Au niveau du jet, les composantes turbulentes sont plus faibles (expérimentalement et numériquement), ceci est due à la géométrie du convergent qui a été conçue dans le but de laminariser l'écoulement gazeux.

Dans la littérature il existe très peu d'études qui analysent l'effet des caractéristiques de l'écoulement gazeux (intensité de turbulence, épaisseurs de couche limite . . .) sur l'atomisation du LJICF (Broumand et Birouk, 2016a). Dans le cas d'un écoulement gazeux quasiment uniforme et peu turbulent, le nombre de Reynolds liquide est considéré plus important que les caractéristiques de l'écoulement gazeux pour l'atomisation du jet (Mashayek et Ashgriz, 2011). De plus, Xiao *et al.* (2013) montrent, dans le cadre de leur simulation numérique, que l'intensité de la turbulence de l'écoulement gazeux a peu d'effet sur la trajectoire du jet.

5.1.5. Condition d'injection liquide

L'objectif de cette partie est de choisir la condition limite d'injection la plus fidèle possible au montage expérimental. L'influence de cette condition limite sur la trajectoire du jet va aussi être étudiée.

La géométrie de l'injecteur utilisé sur le montage expérimental SIGMA est rappelée sur la Figure 5.9. Cette géométrie est similaire à celle utilisée par Wu *et al.* (1998), et garantit une injection liquide faiblement turbulente et évite tout phénomène de cavitation. Le diamètre final d_j de cet injecteur est égal à 2 mm et le rapport longueur d'injection/diamètre L/d_j est égal à 4.

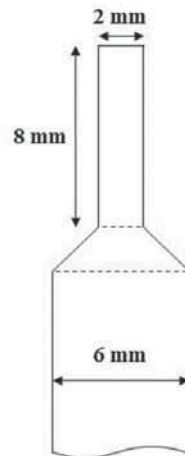


FIGURE 5.9. – Géométrie de l'injecteur intégré à la maquette.

Etude de la sensibilité de la trajectoire du jet à la condition limite choisie

Pour cela, on a testé trois méthodes d'injection liquide différentes :

- Deux cas où le profil de vitesse liquide est directement imposé au niveau de l'injection du jet dans la conduite, sur la paroi inférieure. Deux profils de vitesse ont été imposés : un profil uniforme et un profil parabolique de type Poiseuille.

3. Les composantes turbulentes de la vitesse simulée numériquement sont très faibles, car aucune turbulence n'a été imposée en entrée du domaine de simulation.

- Un cas où une géométrie approchée de l'injecteur expérimental⁴ est intégrée au domaine de calcul. Le détail de cette géométrie est rappelé sur la Figure 5.9.

Il faut noter que pour l'ensemble de ces cas, la vitesse débitante au niveau de la zone d'injection est la même : $U_{z0} = v_l = 6.3 \text{ m.s}^{-1}$. La Figure 5.10 compare les trajectoires du jet liquide obtenues pour ces trois cas. On observe que le type de condition d'entrée choisie pour l'injection liquide impacte la trajectoire du jet. Broumand *et al.* (2017) étudient l'effet de la turbulence en sortie d'injecteur sur la trajectoire du jet en utilisant plusieurs injecteurs caractérisés par des rapports L/d_j ⁵ compris entre 4 et 40. Les profils de vitesse moyenne en sortie d'injecteur sont obtenues par PIV. Ces observations montrent que les profils de vitesse moyenne les plus aplatis (typiques d'un écoulement turbulent) correspondent aux cas des injecteurs avec un important rapport L/d_j . De plus, ils observent que la trajectoire du jet liquide est plus inclinée en augmentant le rapport L/d_j . Un constat similaire a été réalisé par Prakash *et al.* (2018) qui ont montré expérimentalement l'effet de la géométrie de l'injecteur sur le jet liquide. En analysant les trajectoires de jets laminaire (pour $L/d_j = 10$) et turbulent (pour $L/d_j = 100$), ils montrent que la caractéristique L/d_j peut être prit en compte dans leur corrélation : la trajectoire du jet diminue lorsque L/d_j augmente.

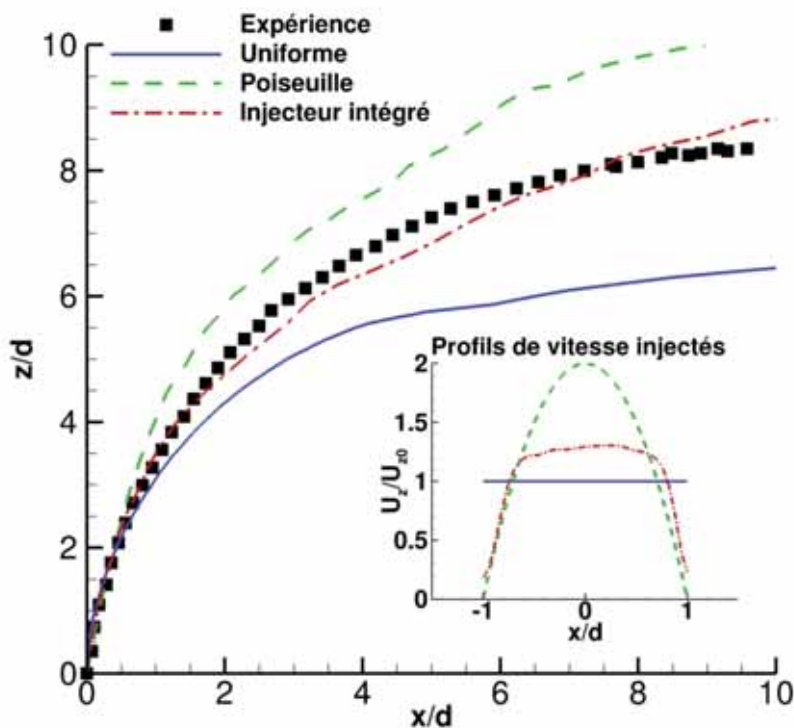


FIGURE 5.10. – Influence de la condition d'entrée liquide sur la trajectoire du jet.

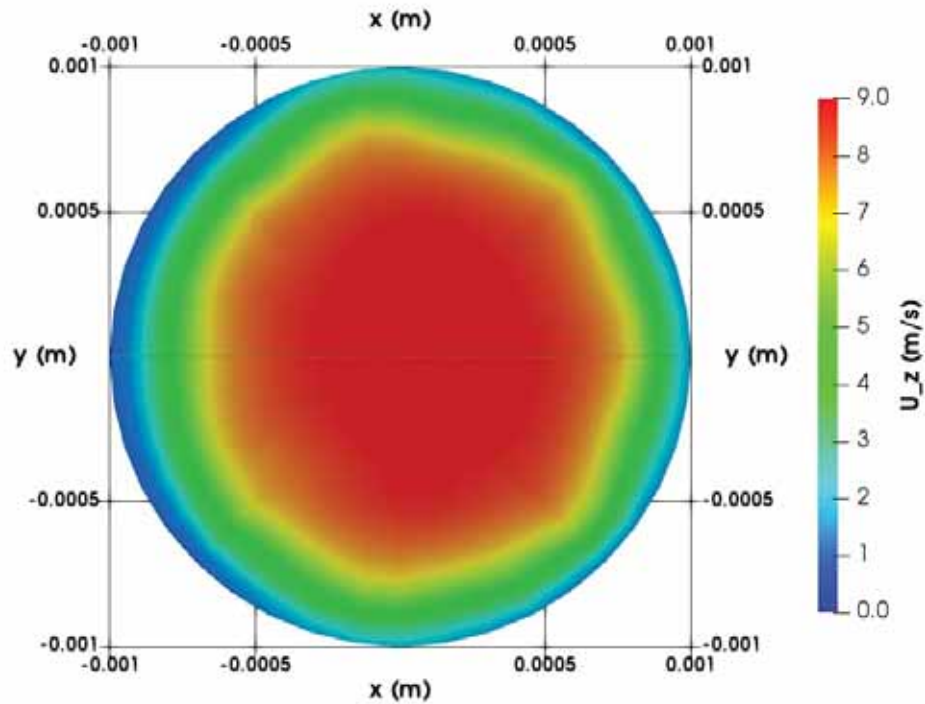
Dans cette étude, nous n'avons pas littéralement fait varier le rapport L/d_j de l'injecteur mais on remarque que la trajectoire du jet est plus haute lorsque la vitesse moyenne du liquide au centre du jet est la plus importante tandis qu'elle devient très inclinée dans le cas d'une injection uniforme.

Enfin, on observe en revanche un excellent accord entre la trajectoire obtenue avec la prise en compte de la géométrie de l'injecteur et la trajectoire expérimentale. La stratégie finalement retenue pour le calcul multi-phase est celle permettant d'obtenir une trajectoire la plus proche

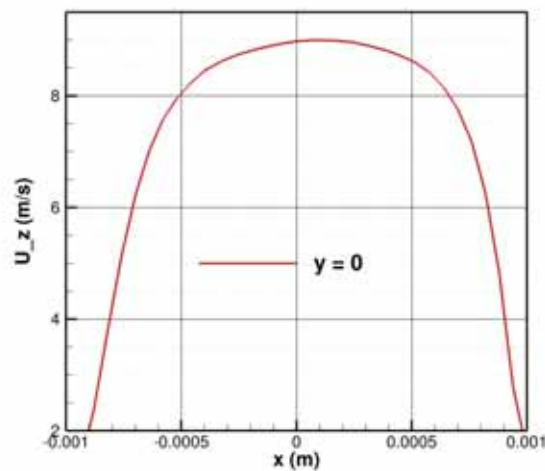
4. On ne connaît pas précisément les caractéristiques de la partie convergente de l'injecteur, on connaît par contre précisément les diamètres des sections ainsi que la longueur L après contraction.

5. Ici, la longueur L est celle de la partie à section réduite de l'injecteur (de diamètre d_j) située après la contraction.

possible de la trajectoire expérimentale, à savoir intégrer une géométrie approchée de l'injecteur au domaine de simulation SIGMA.



(a)



(b)

FIGURE 5.11. – Vitesse liquide verticale moyenne calculée en sortie d'injecteur.

Le champ de vitesse liquide verticale moyenne en sortie d'injecteur est présentée sur la Figure 5.11. On observe une dissymétrie dans la direction x qui montre l'effet de l'écoulement gazeux sur l'injection liquide.

5.2. Résultats et discussion

Cette section est consacrée à l'analyse des résultats issus des simulations numériques du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse. Dans un premier temps, on analyse qualitativement le comportement du jet en se basant sur des visualisations instantanées puis moyennées. Ensuite, les propriétés caractéristiques du LJICF seront plus finement étudiées et comparées aux données expérimentales.

5.2.1. Visualisations des résultats

Visualisations instantanées

Dans l'ensemble des visualisations présentées dans ce chapitre, nous représenterons l'interface par l'iso-contour $\alpha_l = 0.5$. Cette représentation permet de donner un bon aperçu du corps liquide du jet et indique les zones où le jet est suffisamment résolu par le modèle multi-fluide. La comparaison qualitative à une visualisation expérimentale instantanée est présentée sur la Figure 5.12. Le jet liquide atteint rapidement un régime établi (à partir d'un temps physique $t \approx 1 \text{ ms}$). Une fois ce régime atteint, sa trajectoire évolue très peu. On observe certaines similitudes entre ces deux images, la colonne liquide du jet apparaît cohérente en sortie de l'injecteur, puis se déstabilise jusqu'au point de rupture. L'atomisation du jet liquide se fait suivant deux phénomènes majeurs : la rupture de la colonne liquide du jet et les phénomènes de "stripping" sur les côtés du jet. Cependant, il est évident que le modèle multi-fluide ne capte pas des hautes fréquences perturbant la surface du jet. Nous restons dans l'hypothèse principale de l'approche multi-échelle, c'est-à-dire que l'approche à phases séparées doit capter les plus grandes échelles de l'atomisation primaire (dans ce cas, la position du cœur liquide).

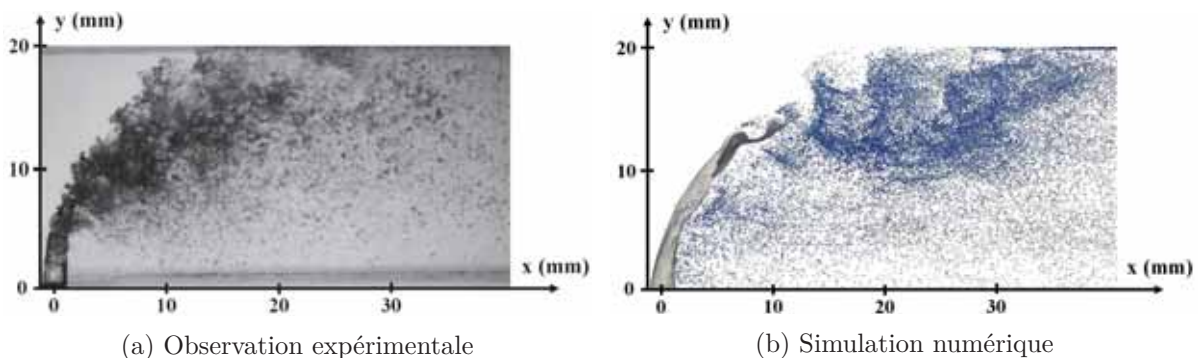


FIGURE 5.12. – Visualisation latérale instantanée du LJICF, pour $q = 7.8$.

Sur la visualisation numérique, des paquets liquides de taille importante se détachent du corps du jet dans la zone de rupture. Lorsque la diffusion de l'interface est suffisamment importante, ces paquets liquides sont transformés en particules par le modèle d'atomisation. Les ligaments qui se développent sur les côtés du jet ne sont naturellement pas captés par la résolution choisie pour notre simulation numérique, les gouttes sont directement générées par le modèle d'atomisation à ces endroits⁶. Ainsi, les particules créées par le modèle d'atomisation en aval de l'injection sont générées à la fois par les structures liquides issues de la colonne liquide et par arrachement sur les côtés du jet.

Plusieurs vues instantanées de la simulation du LJICF sont présentées sur la Figure 5.13. Sur ces images, les particules générées par le modèle d'atomisation sont colorées par la norme de leur vitesse. Les vues arrière et de dessus permettent d'observer l'expansion du brouillard de gouttes au sein de la conduite.

6. il serait cependant possible d'effectuer une simulation quasi-DNS en utilisant une résolution très élevée. On peut citer à titre d'exemple les travaux de Sauer *et al.* (2013).

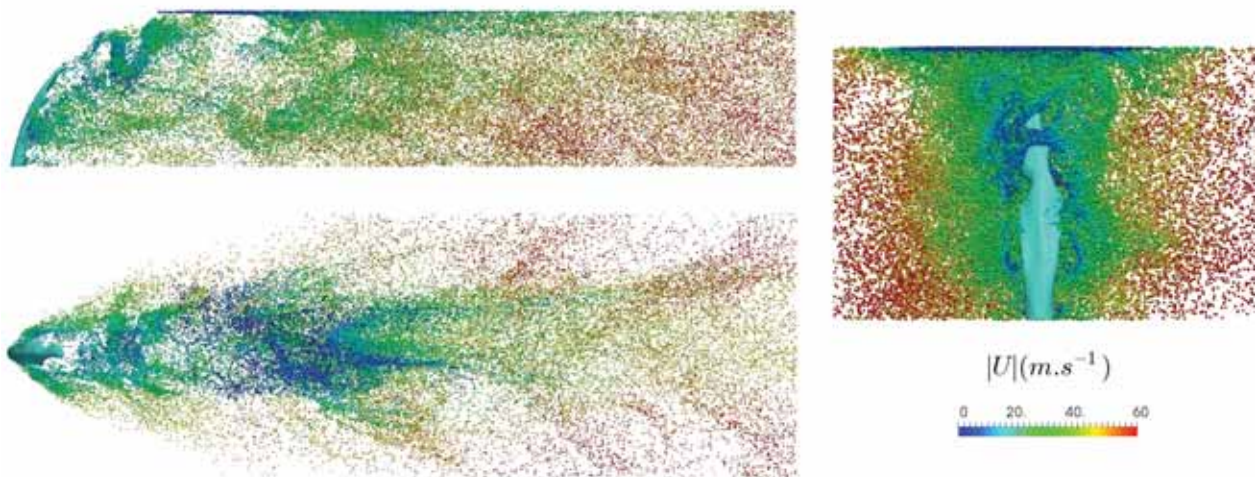
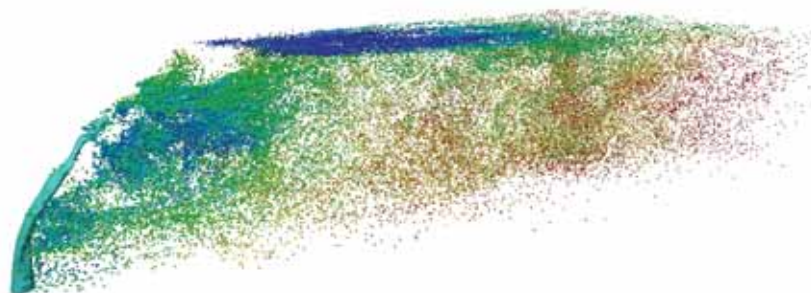
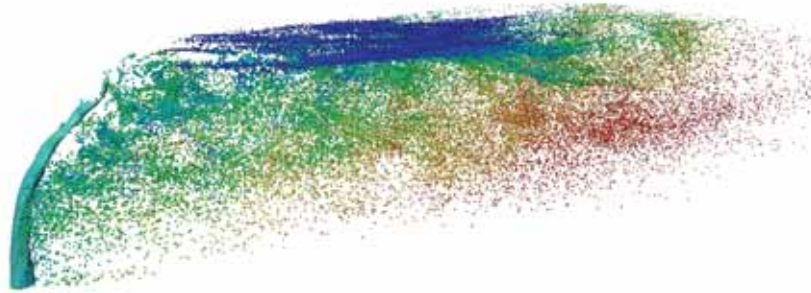


FIGURE 5.13. – Visualisation instantanées de la simulation du LJICF : vue latérale, vue de dessus et vue de derrière du jet.



(a) $q = 7.8$



(b) $q = 11.8$



(c) $q = 17.5$

FIGURE 5.14. – Visualisations instantanées de l'atomisation du LJICF pour différents q .

Des visualisations instantanées pour chaque cas de simulation sont montrées sur la Figure 5.14. Cette comparaison a pour objectif de mettre en avant l'influence du paramètre q sur le comportement du jet liquide. Plus la valeur de q est élevée, moins le jet liquide est penché sous l'effet de l'écoulement transverse. Dans le cas $q = 17.5$, le jet liquide impacte directement la paroi supérieure. Les zones d'atomisation du jet évoluent en fonction de q , ce qui se traduit par une répartition différente du brouillard de gouttes en sortie de conduite. On observe moins de particules numériques pour le cas de simulation $q = 17.5$ (Figure 5.14c), en effet, dans ce régime la plupart du liquide vient se déposer sur la paroi supérieure : on retrouve une zone très dense en paroi où la validité du modèle d'atomisation est discutable. On peut supposer qu'il existe une valeur de q critique comprise entre 11.8 et 17.5 à partir de laquelle le jet impacte la paroi avant la rupture de la colonne.

On observe une population importante de gouttes qui se déplacent à vitesse faible en proche paroi. Cela semble indiquer un nombre de particules important n'ayant pas impacté la paroi supérieure et étant quasiment à l'équilibre de vitesse avec la couche limite. Nous verrons dans la partie 5.2.3 que les particules présentes dans cette zone sont en faible nombre comparé à l'ensemble des particules réparties dans la section complète de la conduite.

Visualisations moyennées

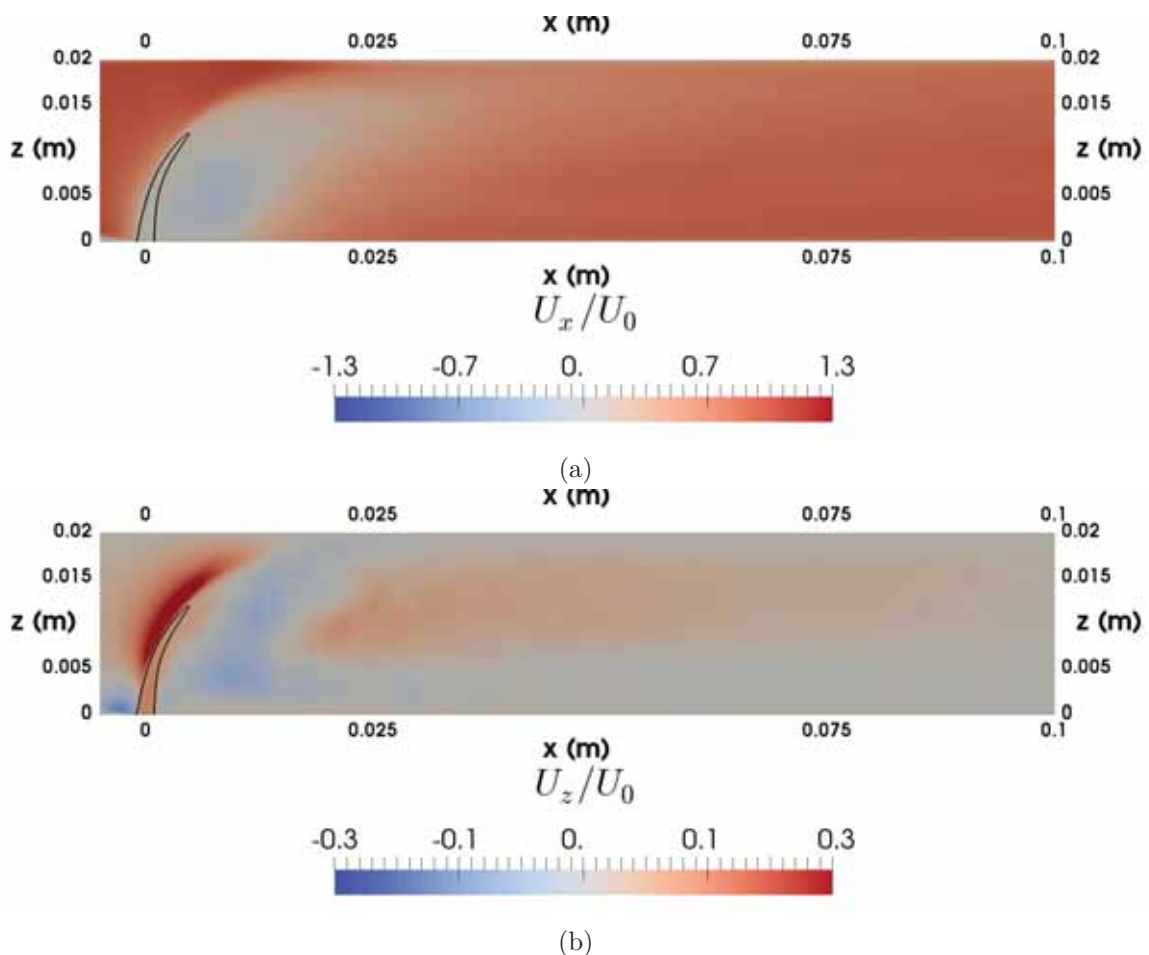


FIGURE 5.15. – Vue latérale ($y = 0$) du champ de vitesse moyenne

Dans cette partie, nous nous intéressons aux champs de simulation moyennés sur les temps physiques indiqués dans le Tableau 5.5. En particulier, les composantes de vitesse sont présentées sur la Figure 5.15 (section $y = 0$). Les composantes de vitesse axiale et verticale sont adimensionnées par la vitesse débitante amont $U_0 = v_a = 65 \text{ m.s}^{-1}$. Le contour noir correspond à l'interface

($\alpha_l = 0.5$) du jet liquide. La présence du jet constitue un obstacle à l'écoulement gazeux. Lorsque l'écoulement gazeux arrive au niveau du jet, il accélère autour du jet par conservation du débit (Figures 5.15a et 5.15b), et une zone de sillage apparaît derrière le jet (Figure 5.15a), avec un point d'arrêt visible dans la zone $x = 10 - 12 \text{ mm}$. La zone de sillage qui s'étend jusqu'à environ $x = 50 \text{ mm}$ est caractérisée par une vitesse bien plus faible que la vitesse d'air en amont et par une zone de recirculation à proximité du jet.

Le développement de recirculations dans un plan transverse à l'écoulement principal, dans le sillage du jet, est visualisé en traçant les vecteurs de vitesse transverses sur plusieurs plans (Figure 5.16).

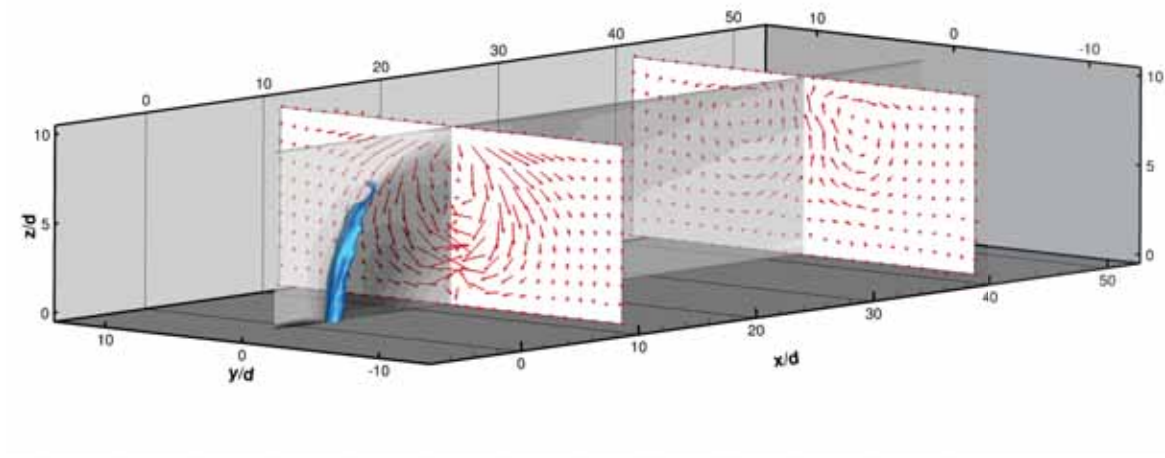


FIGURE 5.16. – Etude du sillage du jet.

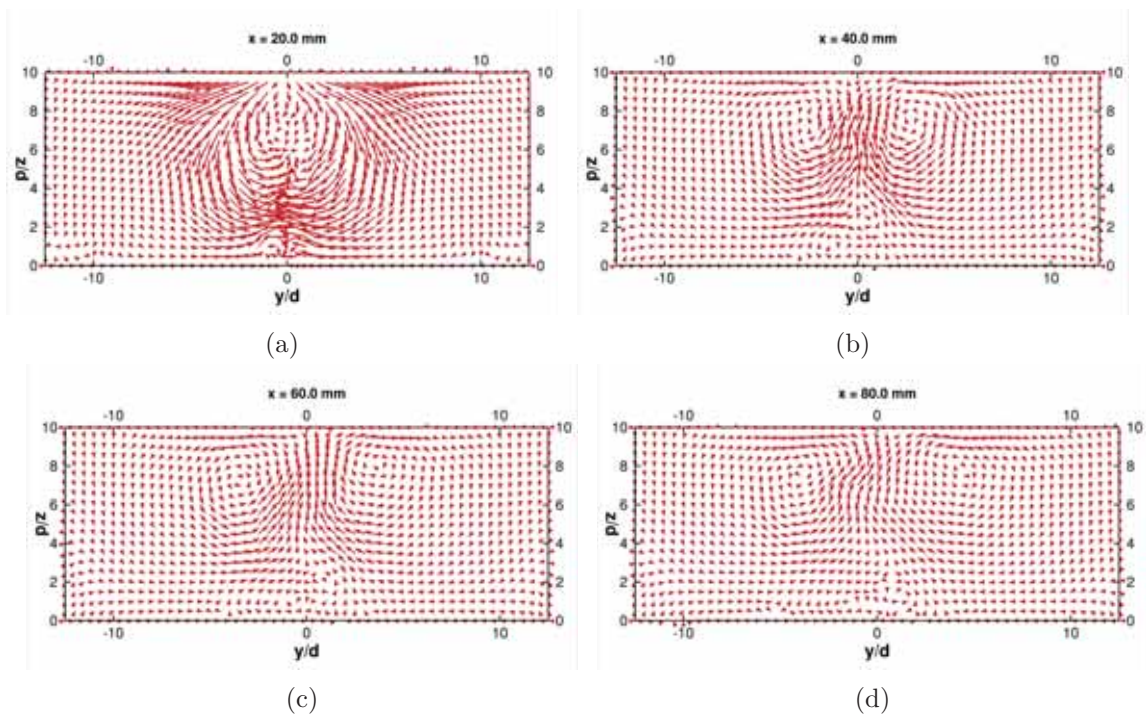


FIGURE 5.17. – Vecteurs de vitesses moyennes transverses.

La Figure 5.17 montre les champs de vecteurs de vitesse transverse moyenne sur des plans situés à $x = 20, 40, 60$ et 80 mm . La recirculation, bien visible dans la zone de sillage (Figure 5.17a)

évolue en deux tourbillons contrarotatifs (Figure 5.17b). Lorsque l'on s'éloigne du point d'injection, la présence du jet n'a plus d'influence sur l'écoulement gazeux qui devient majoritairement longitudinal (Figure 5.17c et Figure 5.17d). La Figure 5.18 montre les champs de norme de vitesse pour les trois cas de simulation. En changeant le paramètre q , on observe une modification claire de la zone de sillage due au jet. Pour les cas $q = 11.8$ et $q = 17.5$, le jet constitue un obstacle plus important pour l'écoulement gazeux et on n'observe plus d'accélération de l'écoulement au-dessus du jet.

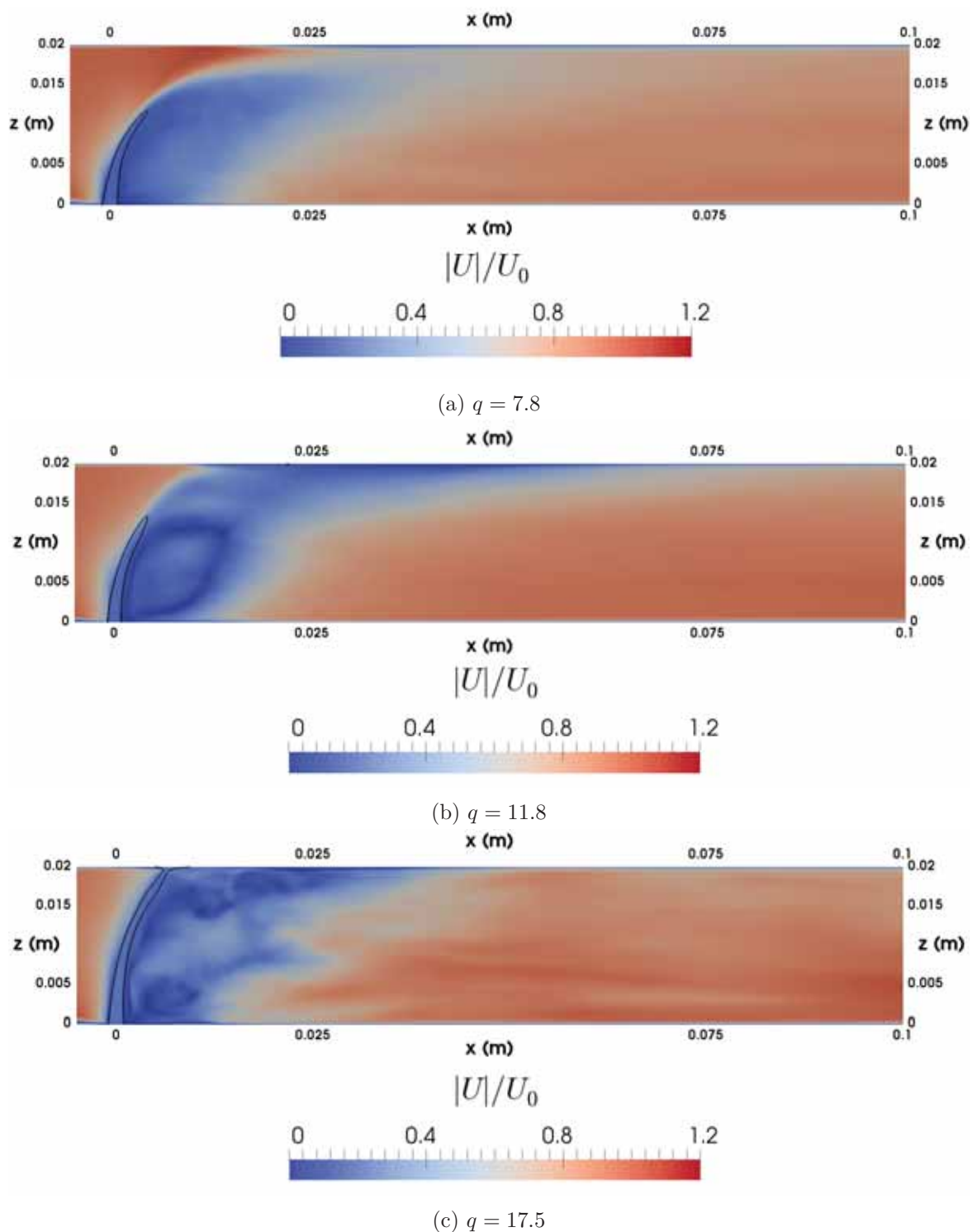


FIGURE 5.18. – Champs moyennés de la norme de vitesse pour différents q .

5.2.2. Caractérisation du LJICF

Cette partie est consacrée à une analyse plus quantitative des résultats issus des simulations. On s'intéresse, en particulier, aux caractéristiques principales du LJICF : trajectoire du jet, point de rupture et propriétés du brouillard de gouttes issues de l'atomisation.

Trajectoire du jet

La Figure 5.19 présente les trajectoires de jet pour les trois cas de simulation. Ces trajectoires sont comparées aux résultats expérimentaux obtenus dans des conditions similaires. Comme il a été montré sur la Figure 5.10, la prise en compte de la géométrie de l'injecteur permet d'obtenir une trajectoire de jet en bon accord avec les observations expérimentales dans le cas $q = 7.8$. Cette stratégie permet aussi d'obtenir des trajectoires conformes aux observations expérimentales pour les cas $q = 11.8$ et $q = 17.5$.

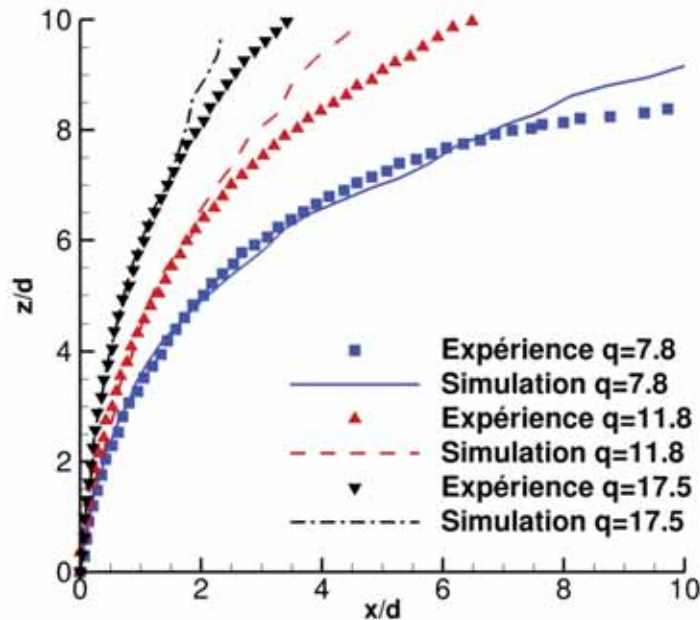


FIGURE 5.19. – Trajectoires du jet liquide pour différents q .

Les courbes numériques de trajectoire ont cependant tendance à s'écarter des courbes expérimentales à grand x/d . Il s'avère que le calcul de la trajectoire est plus délicat lorsque le jet dépasse le point de rupture et se pulvérise : cette incertitude pourrait en partie expliquer l'écart des résultats.

Rupture du Jet

q	x_b (mm)	z_b (mm)
7.8	10.42	14.5
11.8	10.7	18.7

TABLE 5.6. – Coordonnées (x_b, z_b) du point de rupture calculé par simulation numérique.

Les coordonnées du point de rupture sont résumées dans le Tableau 5.6. Pour le cas où $q = 17.5$, il n'est pas possible de déterminer un point de rupture étant donné que le corps liquide du jet impacte directement la paroi supérieure de la conduite.

Tout d'abord on rappelle que la mesure de ces coordonnées de rupture est sujette à une incertitude en fonction de la valeur seuil de fraction volumique α_l choisie (voir chapitre 4). De même, le calcul des coordonnées de rupture est lié à la diffusion de l'interface et donc fortement sensible au maillage utilisé. Ces points de rupture sont assez éloignés des abscisses expérimentales : $x_b = 16.2 \text{ mm}$ pour $q = 7.8$ et $q = 11.8$. Par ailleurs, la longueur de rupture x_b mesurée numériquement ne change pratiquement pas lorsque q change. Cette tendance a été observée dans plusieurs études expérimentales (Wu *et al.*, 1997; Broumand et Birouk, 2016a). En effet, lorsque la vitesse liquide d'injection augmente, la pénétration du jet a tendance à augmenter mais le temps caractéristique de rupture de la colonne liquide diminue. Les valeurs de x_b mesurées ont été comparées aux résultats expérimentaux de Sallam *et al.* (2004) et la valeur théorique estimée par Wu *et al.* (1997). Bien que nos valeurs soient éloignées de la valeur donnée par Wu *et al.* (1997), ces valeurs sont comprises dans la gamme de valeurs issues des observations de Sallam *et al.* (2004). D'autres études numériques (Li et Soteriou, 2014; Xiao *et al.*, 2013) ont aussi obtenues des valeurs similaires pour la longueur de rupture du jet.

Concernant la hauteur du point de rupture z_b , on obtient une relation de proportionnalité de type $z_b \propto q^{0.61}$. De nombreux auteurs (Broumand et Birouk, 2016a) intègrent d'autres paramètres adimensionnels dans leur corrélation, tels que Re_a ou We_l . Pour cette grandeur, il existe aussi une grande disparité dans les différentes études, néanmoins la valeur de l'exposant de q obtenue ici sont dans la gamme de corrélations données par Wu *et al.* (1997).

5.2.3. Caractérisation de la phase dispersée

L'analyse des caractéristiques de la phase dispersée est réalisée à l'aide des plans de mesure présentés dans le chapitre 4. Les données disponibles expérimentalement pour le brouillard de gouttes ne sont disponibles que dans le cas du LJICF en présence d'une perturbation acoustique, qui sera présenté dans le chapitre 7. C'est pourquoi les résultats présentés ici ne seront pas directement comparés à ceux issus de l'expérience. Deux types de données sont calculés dans chaque plan : le débit massique liquide Q_l et les composantes de la vitesse moyenne \bar{U} .

Étude en nombre de particules

Le Tableau 5.7 présente le nombre de particules ayant traversé le plan $x = 20 \text{ mm}$ ⁷.

q	N_p (Conduite complète)	N_p (Section réduite)
7.8	$\approx 320\ 000$	$\approx 30\ 000$
11.8	$\approx 190\ 000$	$\approx 14\ 000$

TABLE 5.7. – Nombre de particules N_p analysées dans le plan $x = 20 \text{ mm}$.

Le débit massique liquide Q_l quantifie la masse de liquide qui a traversé chaque fenêtre d'interrogation pendant un intervalle Δt_{calcul} . Il s'exprime par :

$$Q_l = \frac{\sum_i^{N_p} \pi d_{p,i}^3 \rho_p w_{p,i}}{6 \Delta t_{calcul}} \quad (5.4)$$

⁷. C'est à cet endroit que le nombre total des particules mesurées est maximal. Le nombre de particules diminue ensuite à cause des conditions limites de sortie libre activées dans le solveur SPARTE.

Dans notre cas où les poids $w_{p,i}$ et les diamètres $d_{p,i}$ de chaque particule sont constants, ce débit peut-être réécrit à l'aide du nombre de particule N_p ayant traversé localement la zone d'interrogation :

$$Q_l = \frac{N_p \pi d_p^3 \rho_p w_p}{6 \Delta t_{calcul}} \quad (5.5)$$

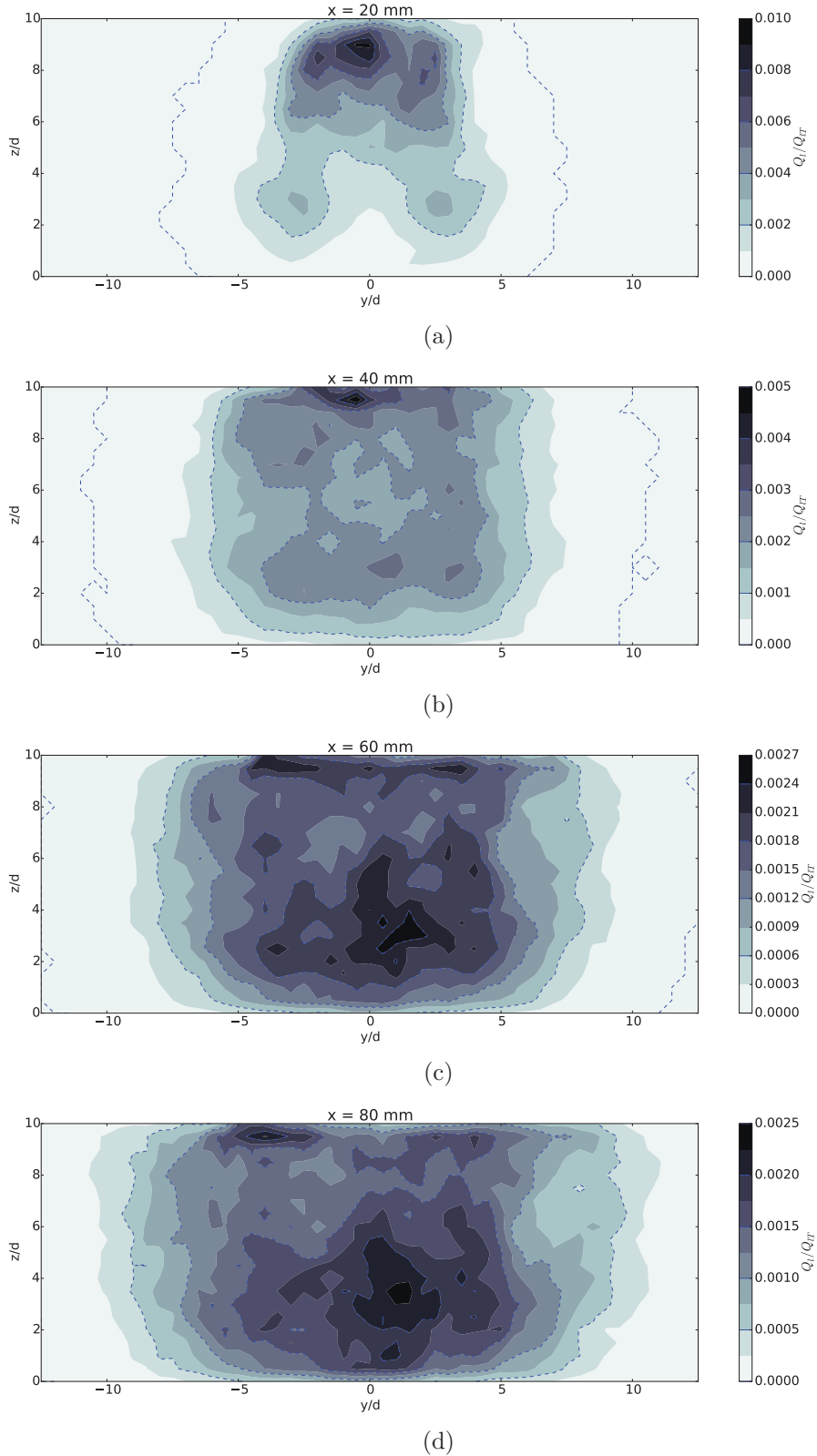


FIGURE 5.20. – Contours de débits massiques normalisés, pour $q = 7.8$.

Le débit massique liquide Q_l est normalisé par le débit liquide total Q_{IT} , qui correspond à l'ensemble des particules ayant traversé le plan. Ce débit total Q_{IT} diminue lorsque l'on s'éloigne de la zone d'injection car les particules ayant atteint les limites du domaine ne sont plus prises en compte.

L'évolution des contours de débit massique est présentée sur la Figure 5.20 pour $q = 7.8$. À proximité du jet (Figure 5.20a) on observe que la répartition des particules correspond globalement à l'enveloppe du jet liquide. On peut noter que les maxima de débit liquide sont situés sur les zones latérales du jet. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la zone d'injection, la répartition des particules a tendance à s'uniformiser sur une zone rectangulaire (Figures 5.20b et 5.20c). À proximité de la sortie de la conduite ($x = 80 \text{ mm}$ sur la Figure 5.20d), la répartition des particules semble uniformisée sur la section rectangulaire décrite précédemment, avec cependant une concentration toujours plus importante près de la paroi supérieure de la conduite.

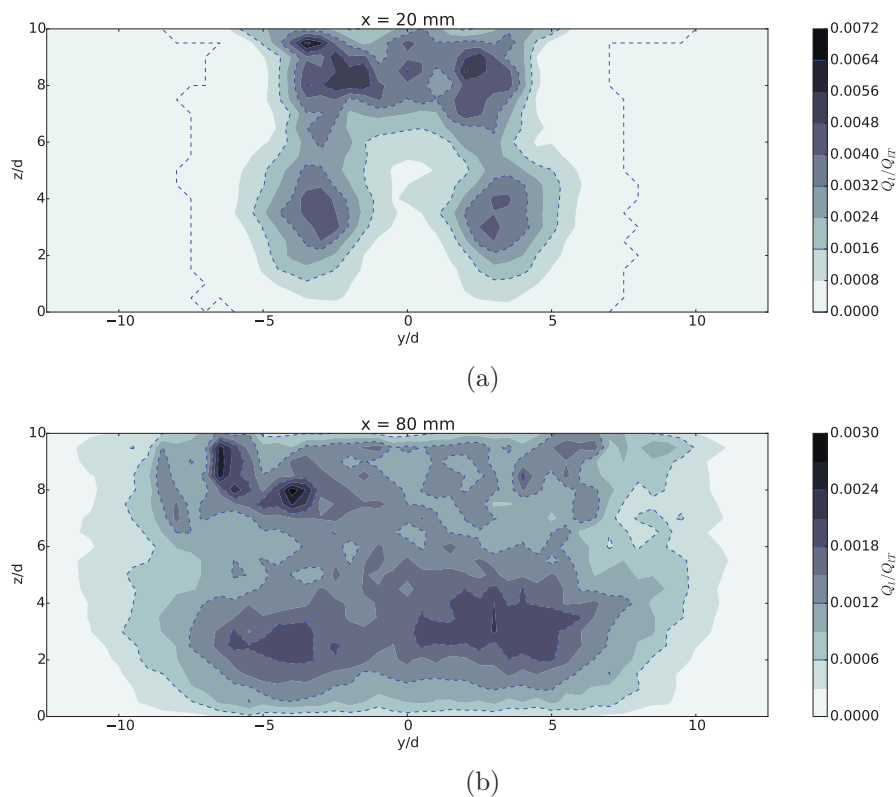


FIGURE 5.21. – Plans de mesure représentant l'évolution des débits massiques normalisés, pour $q = 11.8$.

La Figure 5.21 permet de comparer les répartitions du débit liquide en $x = 20 \text{ mm}$ et $x = 80 \text{ mm}$ pour le cas $q = 11.8$. On observe des phénomènes assez semblables au cas $q = 7.8$, c'est-à-dire que les particules sont d'abord localisées en périphérie du jet liquide, puis la distribution s'étale lorsque l'on s'éloigne du point d'injection. De même, on note une concentration importante de particules le long de la paroi supérieure.

Étude en Vitesse

Les plans représentant les vitesses longitudinales des particules pour le cas $q = 7.8$ sont présentés sur la Figure 5.22.

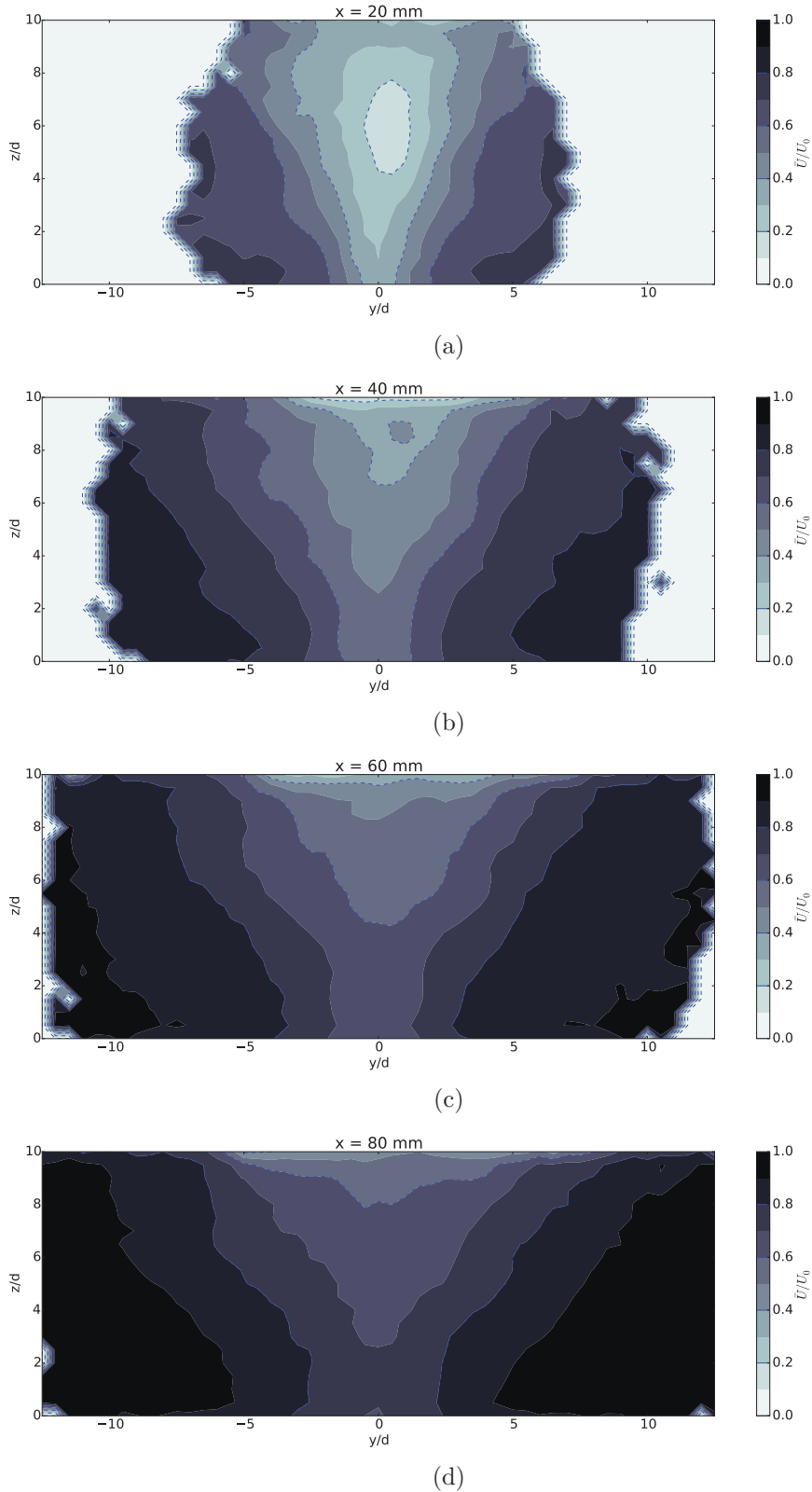


FIGURE 5.22. – Plans de mesure représentant l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne, pour $q = 7.8$.

La première observation concerne la zone de sillage situé derrière le jet qui freine les particules numériques. C'est pourquoi les vitesses maximales des particules sont toujours situées dans la périphérie du brouillard. On voit que l'effet de ce sillage est encore présent près de la sortie de conduite (Figure 5.22d). La Figure 5.23 permet de comparer les vitesses des particules du débit

liquide en $x = 20 \text{ mm}$ et $x = 80 \text{ mm}$ pour le cas de calcul avec $q = 11.8$. Là aussi, les champs de vitesse sont proches de ceux observés pour $q = 7.8$.

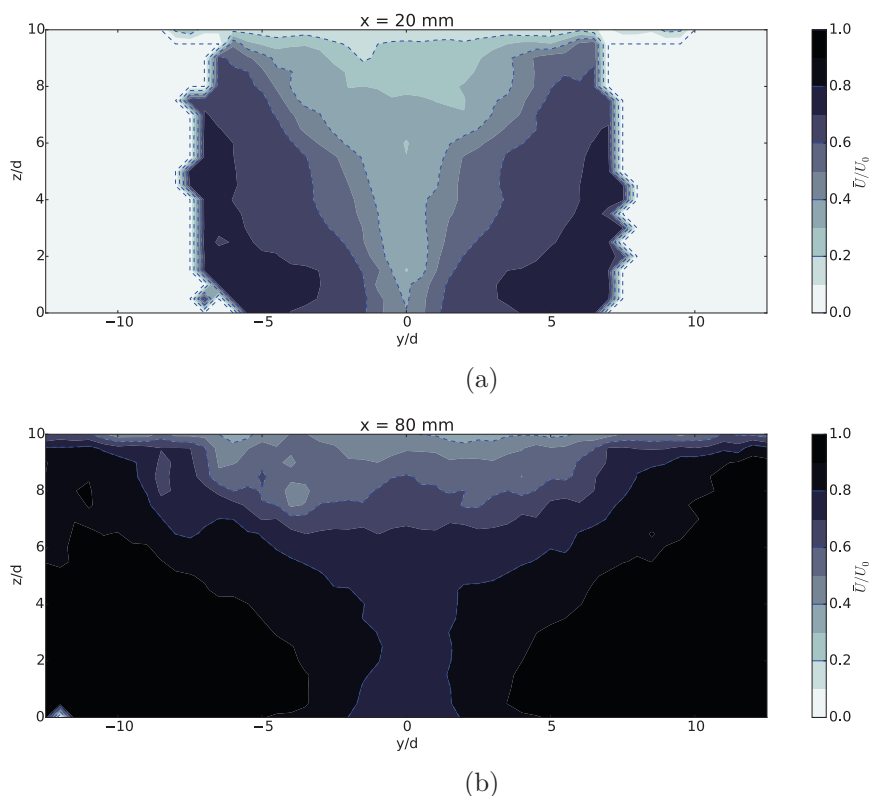


FIGURE 5.23. – Plans de mesure représentant l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne, pour $q = 11.8$.

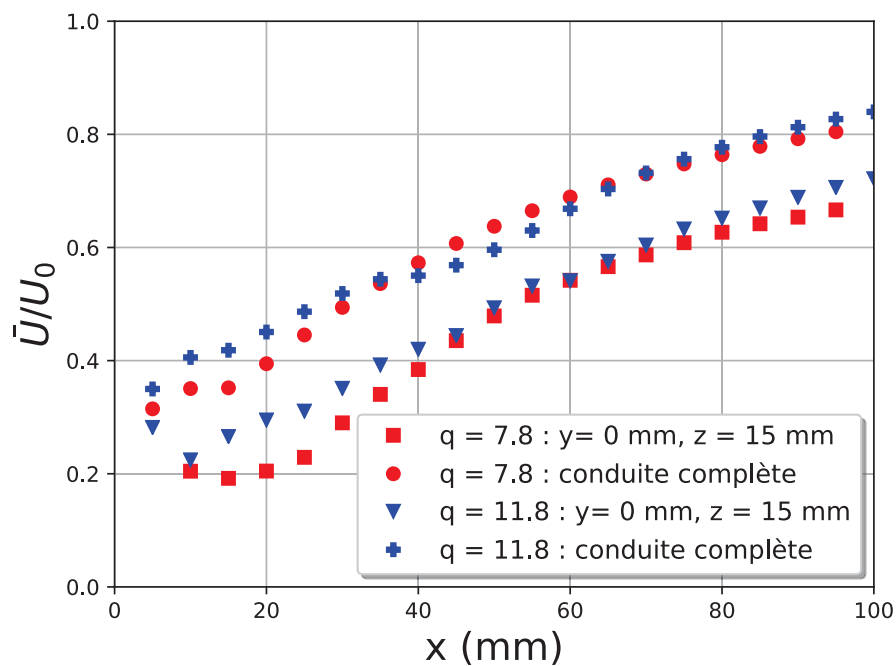


FIGURE 5.24. – Évolution de la vitesse moyenne des particules en fonction de la distance x au point d'injection.

Afin de quantifier les précédentes observations, les vitesses longitudinales moyennes des particules en fonction de la distance au point d'injection sont tracées sur la Figure 5.24 pour les deux valeurs de q .

En comparant les vitesses mesurées pour les deux zones différentes, on peut mettre en évidence la zone de sillage située derrière le jet où se situe la fenêtre à $z = 15 \text{ mm}$. En effet, les particules traversant cette zone possèdent en moyenne des vitesses longitudinales plus faibles que les particules en dehors de cette zone.

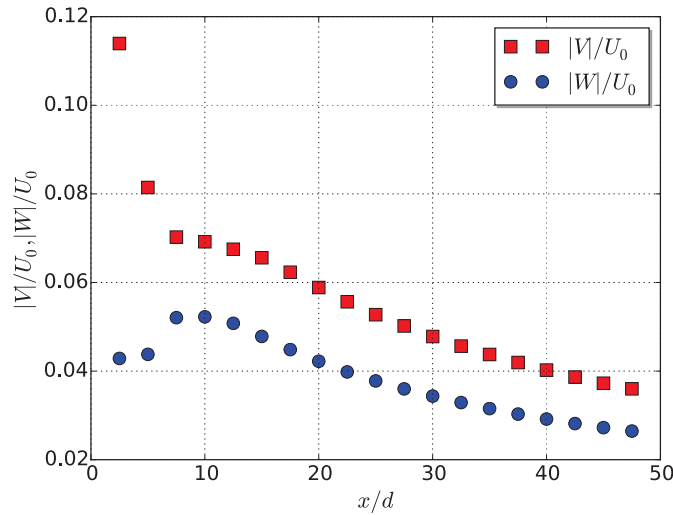
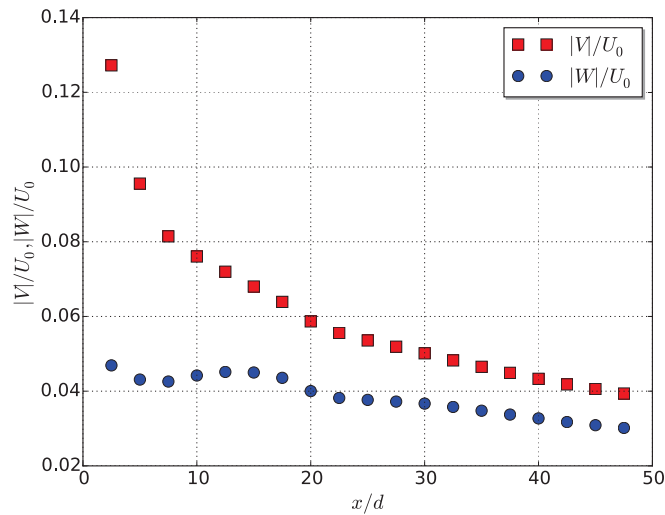

 (a) $q = 7.8$

 (b) $q = 11.8$

FIGURE 5.25. – Composantes transverse et verticale de vitesse moyenne en fonction de x , dans l'ensemble de la section.

L'effet du paramètre q semble relativement faible sur la vitesse moyenne des particules, la vitesse terminale des gouttes en sortie de conduite est très proche pour les deux cas de simulation, autour de $0.7 \cdot U_0$ et $0.8 \cdot U_0$ pour les deux zones d'analyse. La vitesse initiale des particules lors de la création est proche de la vitesse d'injection du jet liquide. Les particules accélèrent le long de la conduite mais n'atteignent pas la vitesse de l'écoulement gazeux avant la sortie de la conduite. En considérant la longueur caractéristique $l_0 = 0.1 \text{ m}$ entre l'orifice d'injection et la sortie de la conduite, et une vitesse gazeuse $v_0 \approx 50 \text{ m.s}^{-1}$ inférieure à la vitesse amont du gaz afin de

prendre en compte le sillage du jet, on peut estimer le temps caractéristique d'une particule t_0 , le temps de transit t_p et le nombre de Stokes associé St :

$$t_0 = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_a} = 4.7 \text{ ms} \quad (5.6)$$

$$t_p = \frac{l_0}{v_0} = 2 \text{ ms} \quad (5.7)$$

$$St = \frac{t_0}{t_p} = 2.35 \quad (5.8)$$

Le nombre de Stokes est de l'ordre de l'unité, ce qui laisse penser que l'on peut observer une compétition entre les effets inertiels des particules et leur relaxation à la vitesse de l'écoulement porteur. Le temps de transit t_p est inférieur au temps caractéristique t_0 , ce qui peut expliquer pourquoi la vitesse des particules n'atteint pas toujours la vitesse gazeuse à la sortie de conduite.

La Figure 5.25 présente l'évolution des composantes transverse et verticale de la vitesse moyenne le long de la conduite. La composante transverse V de la vitesse apparaît plus importante que la composante verticale W , en particulier à proximité du jet. Ces composantes transverses s'atténuent ensuite le long de la conduite. Ceci montre que la vitesse initiale de la particule possède une composante transverse V très importante. On rappelle que cette vitesse initiale est égale à la vitesse du mélange dans la cellule calculée par le solveur multi-fluide CHARME, ce qui peut avoir tendance à surestimer la contribution transversale de la vitesse à cause de la présence de la phase gazeuse dans la cellule d'atomisation.

6. Simulation numérique de la perturbation acoustique au sein de la configuration SIGMA

L'objectif de ce chapitre est d'évaluer la précision de l'outil de simulation numérique vis-à-vis de la propagation d'une onde acoustique plane imposée dans une conduite à section variable. En particulier, il est important de pouvoir reproduire l'effet de la perturbation imposée par la sirène dans le montage expérimental SIGMA.

Dans un premier temps, on présentera un modèle théorique permettant de déterminer la propagation d'une onde acoustique en présence d'un écoulement porteur.

Ensuite, on présentera les résultats des simulations de propagation d'une onde acoustique au sein de domaines à géométrie simple qui seront comparés aux solutions analytiques obtenues grâce à ce modèle.

Enfin, la simulation d'une onde acoustique de mêmes caractéristiques que celle générée par la sirène au sein du domaine d'étude reproduisant la maquette SIGMA sera détaillée. Dans cette dernière partie, on s'intéressera, en particulier, aux conditions limites acoustiques du domaine de simulation.

Sommaire

6.1. Modèle théorique de propagation d'une onde acoustique en présence d'un écoulement porteur	134
6.1.1. Propagation guidée d'une onde acoustique	135
6.1.2. Propagation de l'onde acoustique dans la maquette	137
6.2. Simulation numérique de la propagation d'une onde acoustique . . .	140
6.2.1. Cas section constante avec sortie pression imposé	140
6.2.2. Modélisation de la section variable	143
6.3. Simulation numérique de la perturbation acoustique au sein de la configuration SIGMA	145
6.3.1. Conditions aux limites acoustiques sur la configuration expérimentale . .	145
6.3.2. Simulation numérique de la propagation d'une onde acoustique dans le domaine SIGMA	146

Dans cette première partie, nous allons rappeler le modèle théorique permettant de représenter la propagation d'onde acoustique, présenté notamment dans le cadre de la thèse de [Minotti \(2004\)](#). Ce modèle nous permettra notamment de comparer les résultats issus de nos simulations à une solution théorique.

Dans la plupart des codes acoustiques utilisés pour la prévision des instabilités acoustiques, le nombre de Mach est considéré nul. Le modèle présenté ici prend en compte la présence d'un écoulement porteur ce qui est indispensable dans notre configuration où le nombre de Mach se situe autour de 0.2. Ce modèle est valable pour un milieu non-réactif, où les effets thermiques ne sont pas considérés.

6.1. Modèle théorique de propagation d'une onde acoustique en présence d'un écoulement porteur

Dans le cadre de cette étude, on considère la propagation d'une onde acoustique au sein d'un fluide parfait (non dissipatif). Suivant cette hypothèse, les bilans de masse et de quantité de mouvement s'écrivent sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (6.1a)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) = -\nabla P + \mathbf{f}_v \quad (6.1b)$$

avec ρ la masse volumique, \mathbf{V} le vecteur vitesse, P la pression et \mathbf{f}_v les forces volumiques extérieures agissant sur le milieu. Dans la suite, l'influence des forces de volume sera négligée.

Les ondes acoustiques sont considérées comme des perturbations de variables caractéristiques du fluide qui se propagent dans le milieu fluide. C'est pourquoi on va décomposer chaque variable comme la somme d'une variable de référence et d'une perturbation. Par exemple, pour la grandeur \mathcal{A} , si on considère un observateur placé à une position de référence x^{ref} , on peut écrire :

$$\mathcal{A}(x, t) = \mathcal{A}^{ref}(x^{ref}, t) + \mathcal{A}'(x^{ref}, t) \quad (6.2)$$

Ces perturbations $\mathcal{A}'(x^{ref}, t)$ sont considérées comme très faibles devant les valeurs de références et nulles en moyenne. Ainsi un développement de Taylor à l'ordre 1 permet de linéariser les équations de conservation décrivant notre système. En faisant l'hypothèse d'un écoulement uniforme, isotherme et à faible nombre de Mach, on considère donc que les grandeurs ρ_0 et p_0 sont constantes. Les équations (6.1a) et (6.1b) peuvent donc être linéarisées :

$$\frac{d\rho'}{dt} + \rho_0 \nabla \cdot (\mathbf{V}') = 0 \quad (6.3a)$$

$$\rho_0 \frac{d\mathbf{V}'}{dt} = -\nabla P' \quad (6.3b)$$

avec $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_0 \cdot \nabla$ la dérivée particulaire.

L'hypothèse de gaz idéal nous permet d'obtenir la relation $P' = c_0^2 \rho'$, où $c_0^2 = \gamma \frac{P_0}{\rho_0}$ le carré de la célérité des ondes. L'opération $\frac{d}{dt}$ (6.3a) $-\nabla \cdot$ (6.3b) aboutit à l'équation de propagation convectée :

$$\frac{d^2 P'}{dt^2} - c_0^2 \Delta P' = 0 \quad (6.4)$$

On peut noter que, si l'on se place dans le cas sans écoulement, cette équation de propagation peut se simplifier suivant :

$$\frac{\partial^2 P'}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta P' = 0 \quad (6.5)$$

On se place ici dans le cas où la dépendance temporelle de P' est harmonique, c'est-à-dire $\exists \mathcal{P}' \in \mathbb{C}$ tel que :

$$P'(\mathbf{x}, t) = \text{Re}(\mathcal{P}'(\mathbf{x})e^{i\omega t}) \quad (6.6)$$

avec ω la pulsation de l'onde.

De plus, on considère un écoulement unidimensionnel dans la direction e_1 , c'est-à-dire que le vecteur vitesse de l'écoulement de référence s'écrit $\mathbf{V}_0 = V_0 \cdot e_1$. Dans ce cas, l'équation (6.4)

s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial P'}{\partial t} + V_0 \frac{\partial P'}{\partial x_1} \right) - c_0^2 \Delta P' = 0 \quad (6.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial P'}{\partial t} + V_0 \frac{\partial P'}{\partial x_1} \right) + V_0 \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\partial P'}{\partial t} + V_0 \frac{\partial P'}{\partial x_1} \right) - c_0^2 \Delta P' = 0 \quad (6.8)$$

Avec l'expression de la pression harmonique (6.6), on a $\frac{\partial P'}{\partial t} = i\omega \mathcal{P}' e^{i\omega t}$ et $\frac{\partial P'}{\partial x} = \frac{\partial \mathcal{P}'}{\partial x} e^{i\omega t}$. En développant l'expression de l'équation (6.8), on obtient l'équation d'Helmholtz :

$$\Delta \mathcal{P}' - M_0^2 \frac{\partial^2 \mathcal{P}'}{\partial x_1^2} - 2ik_0 M_0 \frac{\partial \mathcal{P}'}{\partial x_1} + k_0^2 \mathcal{P}' = 0 \quad (6.9)$$

où $M_0 = \frac{V_0}{c_0}$ le nombre de Mach associé à l'écoulement de référence et $k_0 = \frac{\omega}{c_0}$ le nombre d'onde.

6.1.1. Propagation guidée d'une onde acoustique

Pour caractériser acoustiquement notre domaine de simulation, on va s'intéresser ici au cas de la propagation d'une onde acoustique dans une conduite en deux dimensions avec des parois planes rigides, en présence d'un écoulement de référence uniforme schématisé sur la Figure 6.1. La perturbation eulérienne de pression en régime harmonique se propageant dans la conduite

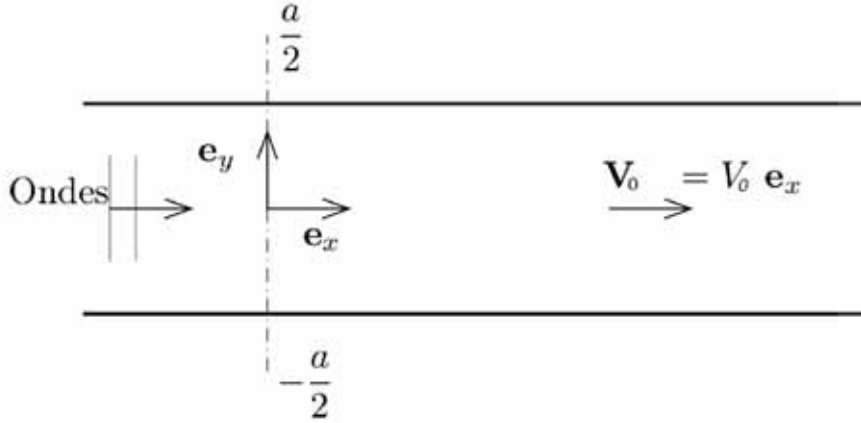


FIGURE 6.1. – Schéma explicatif du modèle acoustique 2D.

s'écrit :

$$P'(x, y, t) = \text{Re}(\mathcal{P}'(x, y) e^{i\omega t}) \quad (6.10)$$

On recherche alors une solution du type :

$$\mathcal{P}'(x, y) = \mathcal{P}_y(y) e^{-ik_x x} \quad (6.11)$$

Cette forme de solution (6.11) peut être injectée dans l'équation (6.9) :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{P}_y}{\partial y^2} + k_y^2 \mathcal{P}_y = 0 \quad (6.12)$$

où l'on peut identifier :

$$k_y^2 = -(1 - M_0^2)k_x^2 - 2k_0 M_0 k_x + k_0^2 \quad (6.13)$$

En considérant la condition de rigidité des parois qui peut s'écrire $\frac{\partial \mathcal{P}_y}{\partial y} (\pm \frac{a}{2}) = 0$, les solutions seront de la forme suivante :

$$\mathcal{P}_y^n(y) = A^n \cos \left(k_y^n \left(y - \frac{a}{2} \right) \right) \quad (6.14)$$

avec $k_y^n = \frac{n\pi}{a}$.

On détermine maintenant la condition pour laquelle un mode donné se propage dans la conduite. On en déduit que le mode se propagera si et seulement si $k_x \in \mathbb{R}$, et que le mode sera amorti si et seulement si $k_x \in \mathbb{C}$ avec $Im(k_x) < 0$. La relation de dispersion (6.13) nous donne deux solutions différentes de la forme :

$$k_x = \frac{-k_0 M_0 \pm \sqrt{\Delta}}{1 - M_0^2} \quad (6.15)$$

avec $\Delta = k_0^2 - (1 - M_0^2)k_y^{n^2}$. Les trois cas envisageables sont :

1. $M_0 > 1$, il y a alors deux solutions réelles pour k_x et le mode se propage pour tout n .
2. $M_0 = 1$, il n'y a qu'une solution réelle $k_x = \frac{k_0^2 - k_y^2}{2k}$ et le mode se propage aussi pour tout n .
3. $M_0 < 1$, Δ peut être positif ou négatif, les solutions pour k_x seront donc réelles ou complexes.

On va maintenant déterminer une fréquence de coupure notée $f_{c,n}$ au-dessus de laquelle, Δ étant négatif, les modes transverses seront amortis. Cette fréquence de coupure correspondant à $\Delta = 0 \Leftrightarrow k_0 = \sqrt{1 - M_0^2} k_y^n$ s'écrit :

$$f_{c,n} = \frac{c_0 k_0}{2\pi} = \sqrt{1 - M_0^2} \frac{nc_0}{2a} \quad (6.16)$$

Pour le mode $n = 0$, les variations transverses seront nulles, on est dans le cas du mode plan : la fréquence doit être inférieure à la fréquence de coupure du premier mode transverse ($n = 1$) : $f_{c,1} = \frac{c_0 k_0}{2\pi} = \sqrt{1 - M_0^2} \frac{c_0}{2a}$. Dans le cadre de notre étude, la hauteur de la conduite de section carrée est $a = 50 \text{ mm}$. La valeur du nombre de Mach demeure inférieure à 0.2, ce qui donne une fréquence de coupure minimale $f_{c,1} \approx 3400 \text{ Hz}$

On peut écrire la perturbation de pression stationnaire en additionnant l'onde incidente et réfléchie :

$$p'(x, t) = A e^{i(\omega t - k^+ x)} + B e^{i(\omega t + k^- x)} \quad (6.17)$$

avec $k^+ = \frac{k_0}{1+M_0}$ et $k^- = \frac{k_0}{1-M_0}$ qui correspondent respectivement aux nombres d'onde dans le sens et dans le sens contraire de l'écoulement. A et B sont les deux amplitudes complexes correspondant à l'onde incidente et réfléchie.

Dans ce cas, l'équation (6.9) nous donne la relation de dispersion :

$$k_x = \frac{k^+ + k^-}{2} = \frac{k_0}{1 - M_0^2} = \frac{\omega}{c_0(1 - M_0^2)} \quad (6.18)$$

Cette perturbation peut donc aussi s'écrire :

$$p'(x, t) = e^{ik_x M_0 x} (A e^{-ik_x x} + B e^{ik_x x}) e^{i\omega t} \quad (6.19)$$

L'expression de la vitesse acoustique s'obtient en combinant les équations (6.3a) et (6.3b). Ainsi cette vitesse acoustique s'écrit :

$$v'(x, t) = \frac{e^{ik_x M_0 x}}{\rho_0 c_0} (A e^{-ik_x x} - B e^{ik_x x}) e^{i\omega t} \quad (6.20)$$

Les coefficients complexes A et B dépendent de l'intensité initiale de l'onde acoustique et de sa réflexion. On peut noter que dans une conduite à section constante, ces coefficients ne dépendent pas de l'abscisse x . Ils peuvent être mis en relation en introduisant le coefficient de réflexion $R = \frac{B}{A}$.

6.1.2. Propagation de l'onde acoustique dans la maquette

Dans cette section, le modèle acoustique est étendu à une conduite à section variable, dans l'objectif d'obtenir une solution théorique aux distributions de pression et vitesse acoustiques dans le banc SIGMA. En effet, la maquette contenant le jet liquide possède une section carrée qui est réduite par une rampe continue agissant comme un convergent, en réduisant la hauteur à $2/5^{\text{ème}}$ de la largeur. Ceci pose un problème, car le modèle théorique peut gérer seulement une discontinuité de section. On montrera comment une "discrétisation" opportune de la rampe permet de raccorder les grandeurs acoustiques dans tous les points du domaine.

Section constante

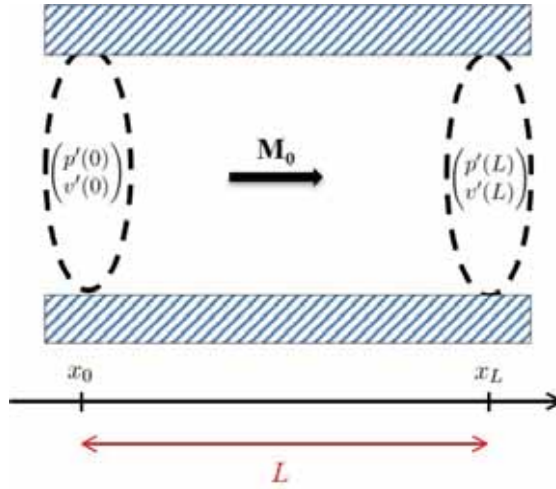


FIGURE 6.2. – Conduite à section constante

Dans la partie de la maquette où la section est constante, on peut utiliser les expressions des grandeurs acoustiques (6.19) et (6.20) pour calculer la pression et la vitesse acoustiques à une distance L d'un point de mesure où ces grandeurs $p'(0)$ et $v'(0)$ sont connues :

$$\begin{pmatrix} p'(L) \\ v'(L) \end{pmatrix} = TM_L \begin{pmatrix} p'(0) \\ v'(0) \end{pmatrix} = e^{iMkL} \begin{pmatrix} \cos(kL) & -i\rho_0 c_0 \sin(kL) \\ -\frac{i \sin(kL)}{\rho_0 c_0} & \cos(kL) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p'(0) \\ v'(0) \end{pmatrix} \quad (6.21)$$

La matrice TM_L représente la matrice de transfert pour calculer les grandeurs acoustiques entre deux points distants de L , elle s'écrit :

$$TM_L = e^{iMkL} \begin{pmatrix} \cos(kL) & -i\rho_0 c_0 \sin(kL) \\ -\frac{i \sin(kL)}{\rho_0 c_0} & \cos(kL) \end{pmatrix} \quad (6.22)$$

Changement de section

On s'intéresse dans cette partie au cas d'un changement de section de la conduite. Entre les deux conduites de section respectives S_1 et S_2 , il y a conservation de la pression et du débit

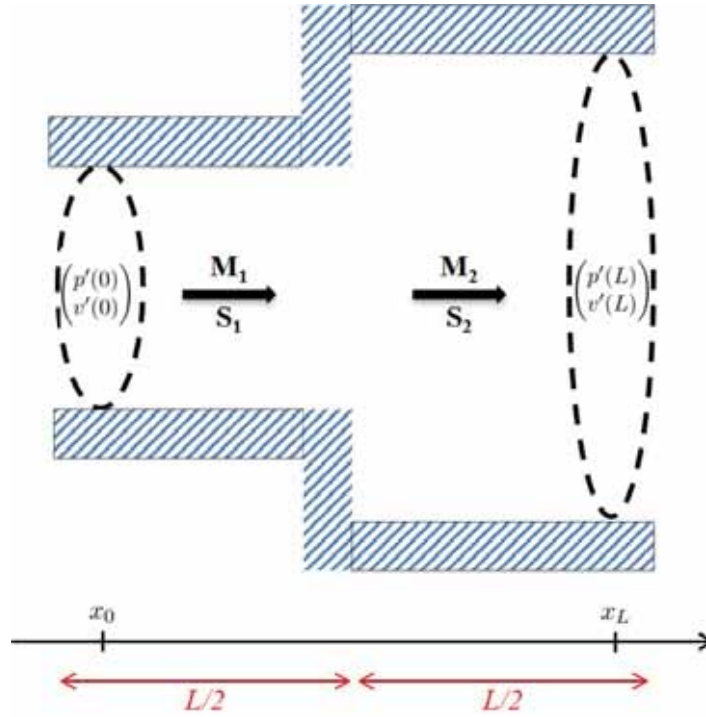


FIGURE 6.3. – Changement de section

acoustiques, ce qui s'écrit :

$$\begin{cases} p'_1 = p'_2 \\ S_1 v'_1 = S_2 v'_2 \end{cases} \quad (6.23)$$

Entre les points $x = 0$ et $x = L$ illustrés sur la Figure 6.3, on écrit :

$$\begin{pmatrix} p'(L) \\ v'(L) \end{pmatrix} = TM_{L/2} TM_{S_1/S_2} TM_{L/2} \begin{pmatrix} p'(0) \\ v'(0) \end{pmatrix} \quad (6.24)$$

avec TM_{S_1/S_2} la matrice de transfert qui correspond au changement de section qui s'écrit :

$$TM_{S_1/S_2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{S_1}{S_2} \end{pmatrix} \quad (6.25)$$

Convergent

Le domaine considéré (Figure 6.4) est composé de deux parties à section constante **1** et **3** séparées par un convergent dans la zone **2**. Afin de pouvoir calculer l'évolution des grandeurs acoustiques au sein de ce domaine, il est opportun de discrétiser la partie du convergent. C'est pourquoi on découpe la partie du convergent comprise entre $x_{r,0}$ et x_{r,\mathcal{N}_r-1} , en \mathcal{N}_r points avec un pas constant (Figure 6.4). La longueur L_2 du convergent est discrétisée en $\mathcal{N}_r - 1$ parties de longueur égale l_r . On considère donc chaque point $x_{r,i}$ avec $i \in \llbracket 0, \mathcal{N}_r - 1 \rrbracket$, avec chaque intervalle $[x_{r,i}, x_{r,i+1}]$ caractérisé par la section locale $S_{r,i}$.

Pour un point situé en x_1 dans la zone **1**, on peut estimer les grandeurs acoustiques situées en

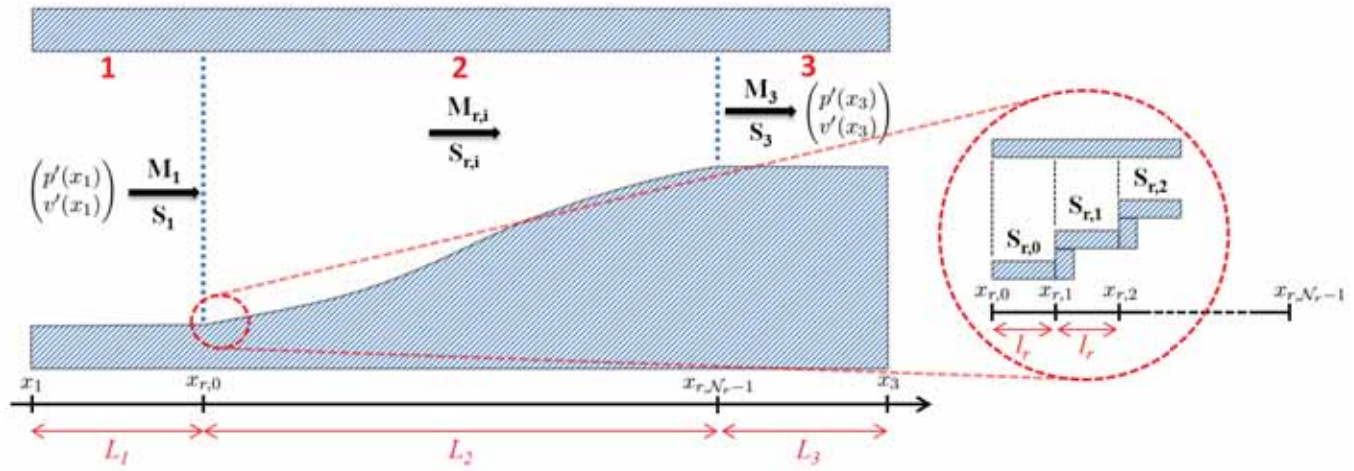


FIGURE 6.4. – Représentation schématique du domaine et de la discrétisation du convergent (à droite)

x_3 dans la zone 3 par le calcul suivant :

$$\begin{pmatrix} p'(x_3) \\ v'(x_3) \end{pmatrix} = TM_{L_3} TM_{l_r} \prod_{i=0}^{N_r-3} (TM_{S_{r,i}/S_{r,i+1}} TM_{l_r}) TM_{L_1} \begin{pmatrix} p'(x_1) \\ v'(x_1) \end{pmatrix} \quad (6.26)$$

A partir de cette formule (6.26), on peut donc calculer les pressions et vitesse acoustique à n'importe quel endroit du domaine, si et seulement si on connaît les valeurs acoustiques à n'importe quel autre point.

6.2. Simulation numérique de la propagation d'une onde acoustique

Les simulations préliminaires de propagation d'une onde acoustique en conduite à l'aide du solveur CHARME permettent de valider la capacité de ce code à retrouver les distributions correctes de pression et vitesse acoustiques. Certains des cas de calcul mis en place dans cette optique sont détaillés dans ce manuscrit. Les résultats sont comparés au modèle théorique présenté dans la section précédente.

Maillage et paramètres numériques

Pour l'ensemble des simulations présentées dans ce chapitre, le maillage est cartésien uniforme caractérisé par une taille de maille $\Delta x \approx 1 \text{ mm}$. La résolution de ce maillage est donc plus grossière que les maillages utilisés pour les calculs multiphasiques. En effet, ce chapitre se consacrant exclusivement à des écoulements monophasiques, il n'est pas nécessaire de mailler aussi finement que lorsque l'on veut capter une interface. Les longueurs d'onde des signaux acoustiques injectés dans le domaine étant imposées, il sera suffisant de garder un nombre suffisant de points dans une longueur d'onde. Les fréquences utilisées seront de l'ordre du kilohertz pour des cas de validation, et de l'ordre du dixième de kilohertz dans l'application SIGMA. On suppose donc que, si la propagation d'une onde acoustique peut être réalisée avec ce maillage plus grossier, cette méthodologie est aussi validée dans le cas d'un maillage plus fin adapté à un calcul multiphasique.

Comme pour le calcul du LJICF, l'intégration temporelle est réalisée grâce à une méthode explicite de type Runge-Kutta 3. Cependant le critère de stabilité à respecter dans ce calcul est défini par rapport au nombre de CFL acoustique, et permet donc d'imposer des pas de temps plus importants. Finalement, la contrainte la plus importante sur le choix du pas de temps est la discrétisation temporelle correcte de la fréquence de la perturbation acoustique simulée. Ainsi, on choisit un pas de temps $\Delta t \approx 1 \cdot 10^{-5}$.

6.2.1. Cas section constante avec sortie pression imposé

Le premier calcul s'est porté sur le cas de la propagation d'une onde acoustique d'une conduite rectangulaire de section (20 mm de hauteur, 50 mm de largeur) et de longueur 230 mm. L'objec-

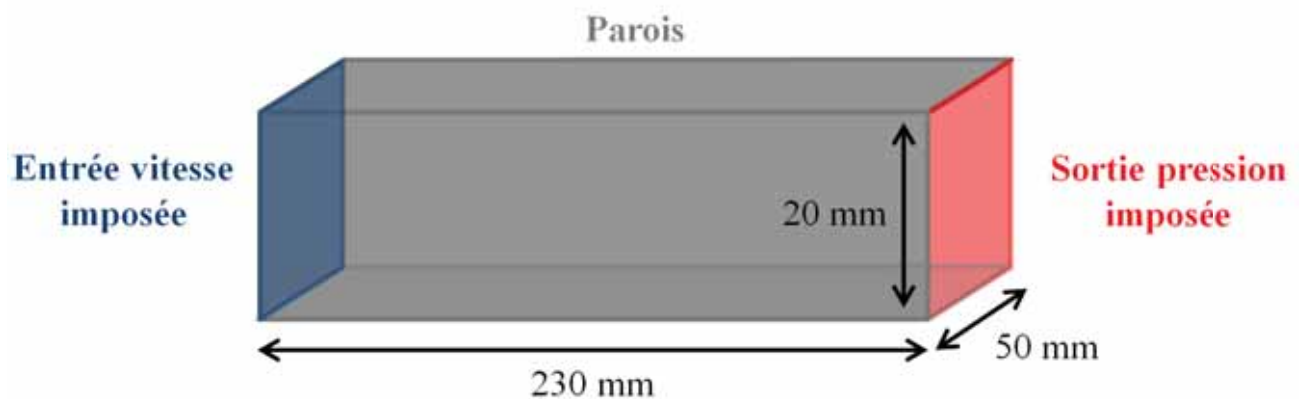


FIGURE 6.5. – Domaine numérique à section constante.

tif de ce calcul est de vérifier si les résultats issus de la simulation numérique sont conformes au modèle théorique de propagation présenté précédemment. Pour cela, il est nécessaire de choisir avec attention les conditions aux limites du calcul.

Parois :

Les parois latérales sont considérées comme des parois rigides immobiles.

Entrée :

En entrée du domaine, on impose une condition de type vitesse et température imposées¹. Le signal de vitesse instationnaire est imposé sous la forme :

$$\mathbf{V}_{inlet}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{V}}_{inlet}(\mathbf{x}) + A_0 \sin(2\pi ft) \quad (6.27)$$

avec :

— $\bar{\mathbf{V}}_{inlet}(\mathbf{x})$ le champ de vitesse moyen imposé. Dans le cas présent, on choisit le champ

uniforme unidirectionnel $\bar{\mathbf{V}}_{inlet}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \bar{V}_{inlet} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$.

— A_0 l'amplitude de la perturbation acoustique imposée en entrée.

— f la fréquence de la perturbation acoustique.

L'amplitude A_0 de la perturbation imposée en entrée qualifie l'énergie acoustique présente dans le domaine. De plus, une condition de non-réflexion est activée. Cette condition, disponible dans CHARME, permet de laisser sortir du domaine de calcul la composante sortante de l'énergie acoustique. On peut ainsi éviter que l'onde se propageant de l'aval vers l'amont soit réfléchié à au niveau de l'entrée. Ceci permet d'observer dans la conduite la seule superposition d'une onde incidente et d'une onde réfléchié, ce qui crée une onde stationnaire alimentée par les pulsations de l'écoulement débitant.

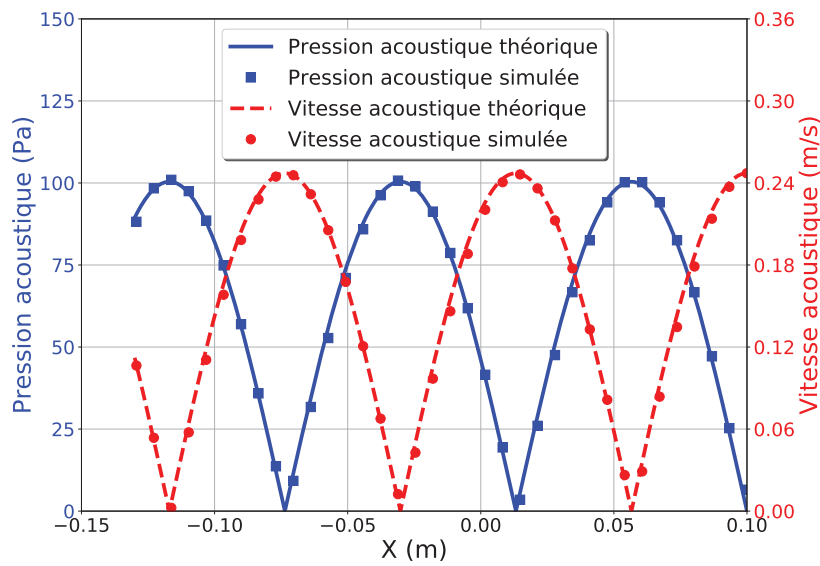
Sortie :

En sortie de la conduite, on impose une condition de type pression imposée, correspondant à une pression atmosphérique constante. En conséquence, on impose un niveau de fluctuation nul pour la pression acoustique : la sortie est un nœud de pression. On aura donc une réflexion de l'onde incidente sur cette condition limite. Cette condition équivaut à imposer un coefficient de réflexion $|R| = 1$: sans écoulement moyen, cette condition est équivalente à une condition de type "réflexion totale".

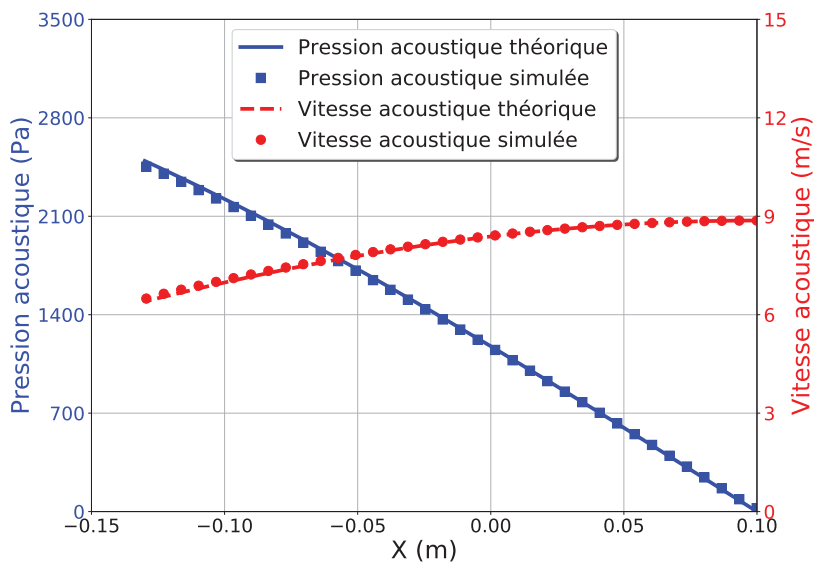
Deux calculs ont été effectués en changeant la vitesse moyenne d'écoulement \bar{V}_{inlet} et la fréquence f de la perturbation imposée en amont. Le premier cas de calcul correspond à un écoulement à nombre de Mach quasi-nul ($\bar{V}_{inlet} = 1 \text{ m.s}^{-1}$) et une fréquence de perturbation égale à 2000 Hz . Le second cas de calcul correspond au point de fonctionnement du montage expérimental SIGMA décrit dans le chapitre 2 et qui sera mis en place dans le cadre de la simulation du LJICF avec excitation acoustique. Dans ce cas, les paramètres de la condition d'entrée sont : $\bar{V}_{inlet} = 66 \text{ m.s}^{-1}$ et $f = 177 \text{ Hz}$. L'amplitude A_0 de la perturbation imposée en entrée de la conduite est choisie arbitrairement dans ces cas de validation, cette constante rentrant à la fois dans le modèle théorique et dans la simulation. Sa valeur sera choisie plus précisément dans la simulation du domaine de calcul complet, présentée dans la dernière partie de ce chapitre afin de reproduire la perturbation engendrée par la sirène dans le banc SIGMA.

Les évolutions des amplitudes de vitesse et de pression le long du domaine de calcul sont comparées au modèle théorique sur la Figure 6.6.

1. On impose une température car elle est nécessaire pour compléter les caractéristiques entrantes, cependant en raison du nombre de Mach très réduit l'écoulement est isotherme.



(a)



(b)

FIGURE 6.6. – Evolution des amplitudes de pression p' et v' dans un conduit à section rectangulaire. (a) $f = 2000 \text{ Hz}$, $\bar{V}_{inlet} = 1 \text{ m.s}^{-1}$. (b) $f = 177 \text{ Hz}$, $\bar{V}_{inlet} = 66 \text{ m.s}^{-1}$

La Figure 6.6 montre que la méthodologie mise en place dans ce calcul permet d'obtenir des amplitudes de pression et vitesse acoustiques conforme aux solutions théoriques dans l'ensemble du domaine de simulation. Dans le premier cas de calcul (a), on observe que les nœuds et ventres des grandeurs acoustiques sont conformes à leur localisation théorique. Dans le deuxième cas de calcul (b), la fréquence de perturbation 177 Hz est suffisamment faible pour que le seul nœud de pression observé dans le domaine se situe au niveau de la sortie, imposé par la condition limite choisie. On n'observe d'ailleurs pas de déviation en correspondance de la condition d'entrée, ce qui permet de vérifier le bon comportement de la condition de non-réflexion.

6.2.2. Modélisation de la section variable

On ajoute à la géométrie précédente la forme du convergent inclus dans la configuration SIGMA. La géométrie étudiée est illustrée sur la Figure 6.7. Les conditions limites et les paramètres de calcul sont identiques à ceux du calcul présenté précédemment. Cependant, la vitesse \bar{V}_{inlet} est ici 2.5 fois plus importante afin d'obtenir la même vitesse moyenne au sein de la section constante après le convergent. Les deux cas de simulations seront donc caractérisés par :

- $f = 2000 \text{ Hz}$, $\bar{V}_{inlet} = 0.4 \text{ m.s}^{-1}$.
- $f = 177 \text{ Hz}$, $\bar{V}_{inlet} = 26.4 \text{ m.s}^{-1}$.

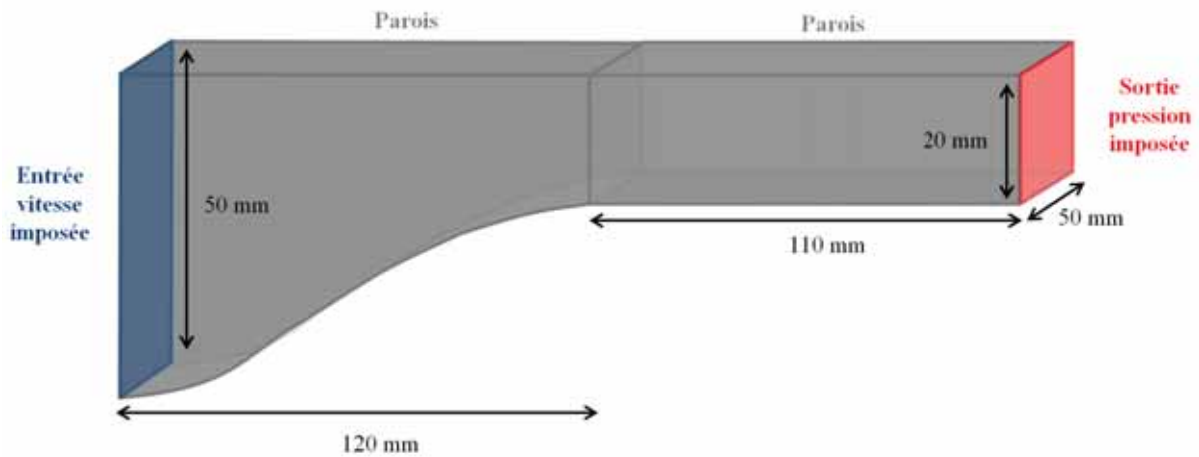
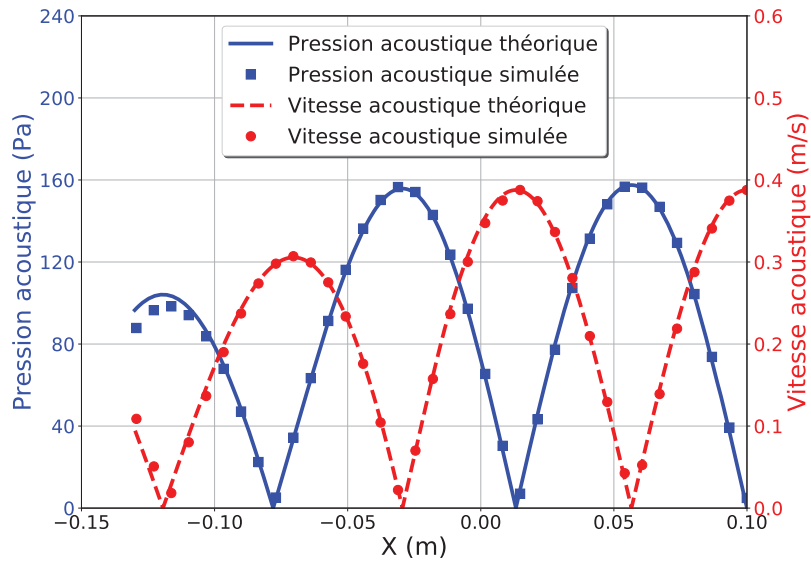


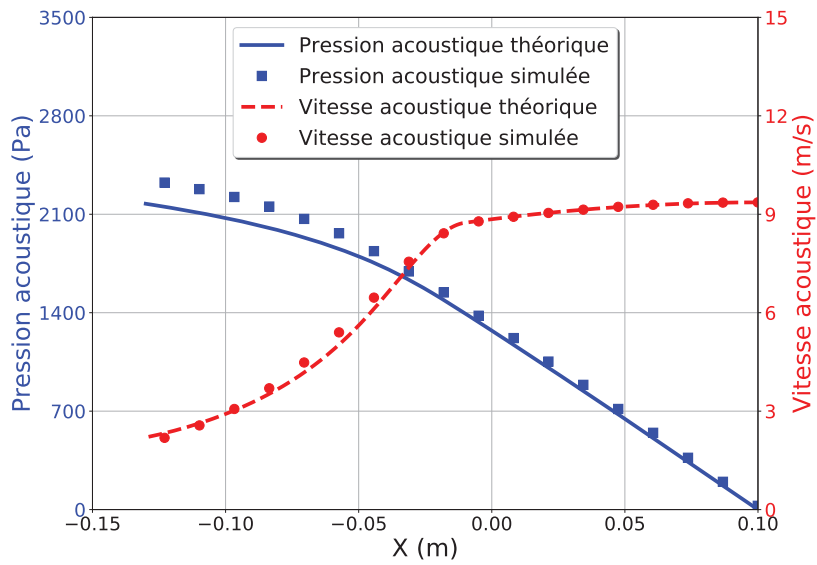
FIGURE 6.7. – Ajout du convergent au domaine numérique.

Les résultats de ces simulations sont illustrés sur la Figure 6.8. Comme pour le cas de la conduite à section constante, la Figure 6.8 montre un bon accord entre les amplitudes de pression et vitesse acoustiques obtenues par la simulation et leurs solutions théoriques. La présence du convergent (entre $x = -130 \text{ mm}$ et $x = -10 \text{ mm}$) modifie l'amplitude des grandeurs acoustiques dans sa zone. Par ailleurs, c'est dans cette zone que l'on peut noter des différences entre les résultats de la simulation et les solutions théoriques, spécifiquement pour le cas (b) avec un nombre de Mach non négligeable. Cet écart peut notamment être expliqué par le fait que le modèle théorique est développé pour un écoulement porteur unidirectionnel, et ne prend donc pas en compte l'aspect tridimensionnel de l'écoulement provoqué par la présence du convergent.

Ces calculs préliminaires ont permis de montrer que le solveur CHARME permet de simuler la propagation d'une onde acoustique en présence d'un écoulement porteur. Cependant, pour l'ensemble des simulations présentées précédemment, la condition limite de sortie impose une pression acoustique nulle. Cette condition limite de sortie n'est pas vérifiée pour la sortie libre de l'écoulement cisailant le jet liquide. La section suivante est donc dédiée à la simulation numérique de la propagation de l'onde plane dans le cas d'une sortie libre.



(a)



(b)

FIGURE 6.8. – Evolution des amplitudes de pression p' et v' dans la configuration avec rampe convergente. (a) $f = 2000 \text{ Hz}$, $\bar{V}_{inlet} = 0.4 \text{ m.s}^{-1}$. (b) $f = 177 \text{ Hz}$, $\bar{V}_{inlet} = 26.4 \text{ m.s}^{-1}$

6.3. Simulation numérique de la perturbation acoustique au sein de la configuration SIGMA

Les simulations présentées précédemment ont permis de valider l'approche actuelle pour la simulation de la propagation de l'onde acoustique. Cependant, au cours de ces simulations, on a imposé la condition limite de sortie se traduisant par une pression acoustique nulle, c'est-à-dire que le module du coefficient de réflexion $|R|$ est égal à 1. Afin mieux comprendre comment caractériser les conditions limites acoustiques du domaine de simulation, nous allons présenter, dans un premier temps, les conditions limites acoustiques qui caractérisent la configuration expérimentale SIGMA.

6.3.1. Conditions aux limites acoustiques sur la configuration expérimentale

Au sein du montage SIGMA présenté dans le chapitre 2, l'onde acoustique est générée à l'aide d'une sirène placé en amont du montage expérimental. L'onde acoustique ainsi générée se propage dans la conduite jusqu'à atteindre la sortie de la maquette, qui peut être assimilé à un élargissement brusque. D'un point de vue acoustique, ce type de sortie est caractérisée par une condition de type "réflexion totale", ce qui signifie que l'ensemble de l'intensité acoustique sortant de la conduite demeure nulle.

L'intensité acoustique est le flux associé à l'énergie des perturbations acoustiques, aussi appelée énergie acoustique. D'après [Cantrell et Hart \(1964\)](#), l'intensité acoustique en présence d'un écoulement moyen V_0 est donnée par :

$$I_a = (p' + V_0 \rho_0 v') \left(v' + V_0 \frac{p'}{\rho_0 c_0^2} \right) \quad (6.28)$$

En reprenant les expressions de la pression (6.19) et de la vitesse (6.20) acoustiques au point d'abscisse $x = L$, la condition de type réflexion totale devient :

$$\begin{aligned} I_a &= \frac{1}{\rho_0 c_0} \left(A e^{-ikL} (1 + M_0) + B e^{ikL} (1 - M_0) \right) \left(A e^{-ikL} (1 + M_0) - B e^{ikL} (1 - M_0) \right) = 0 \\ &\Leftrightarrow R = \pm e^{-2ikL} \frac{1 + M_0}{1 - M_0} \\ &\Rightarrow |R| = \frac{1 + M_0}{1 - M_0} \end{aligned}$$

Cette condition de réflexion totale en sortie du montage expérimental peut ainsi être caractérisée en introduisant le coefficient de réflexion $R = \frac{B}{A}$, défini dans la section 6.1. Pour cette valeur $|R| = \frac{1+M_0}{1-M_0}$, on observe une onde acoustique stationnaire, qui est la superposition des deux ondes progressives de sens de propagation opposés, c'est-à-dire qu'aucune énergie se propage. De plus, cette expression donne la valeur théorique maximale que peut atteindre le coefficient de réflexion ([Munjaj, 1987](#)). Ce résultat est issu des travaux réalisés par [Minotti \(2004\)](#) au cours de sa thèse, et a été validé expérimentalement ([Simon et Biron, 2004](#)). En amont, on considère que seule l'onde générée par la sirène va se propager, c'est-à dire que l'on n'aura pas de réflexion de l'onde déjà réfléchi par la sortie du montage.

Une campagne de mesure expérimentales a été menée à l'aide des prises microphoniques placées le long de la maquette. Grâce à une méthode de tri d'onde, la valeur suivante a été obtenue en sortie de conduite : $|R| = 1.305$. Cette valeur est inférieure à la valeur théorique dans ce cas ($|R| = \frac{1+M_0}{1-M_0} \approx 1.47$) mais demeure néanmoins bien supérieure à 1.

6.3.2. Simulation numérique de la propagation d'une onde acoustique dans le domaine SIGMA

L'objectif de cette section est de simuler numériquement la propagation d'une onde acoustique au sein de la configuration SIGMA. Le domaine numérique, dont la géométrie est rappelée sur la Figure 6.9, a été conçu pour reproduire au mieux possible les conditions expérimentales. Le sous-domaine "cubique" (5) ajouté en sortie de conduite, en rouge sur la Figure 6.9, permet de représenter la condition de sortie libre du montage expérimental. Les conditions de ce calcul sont

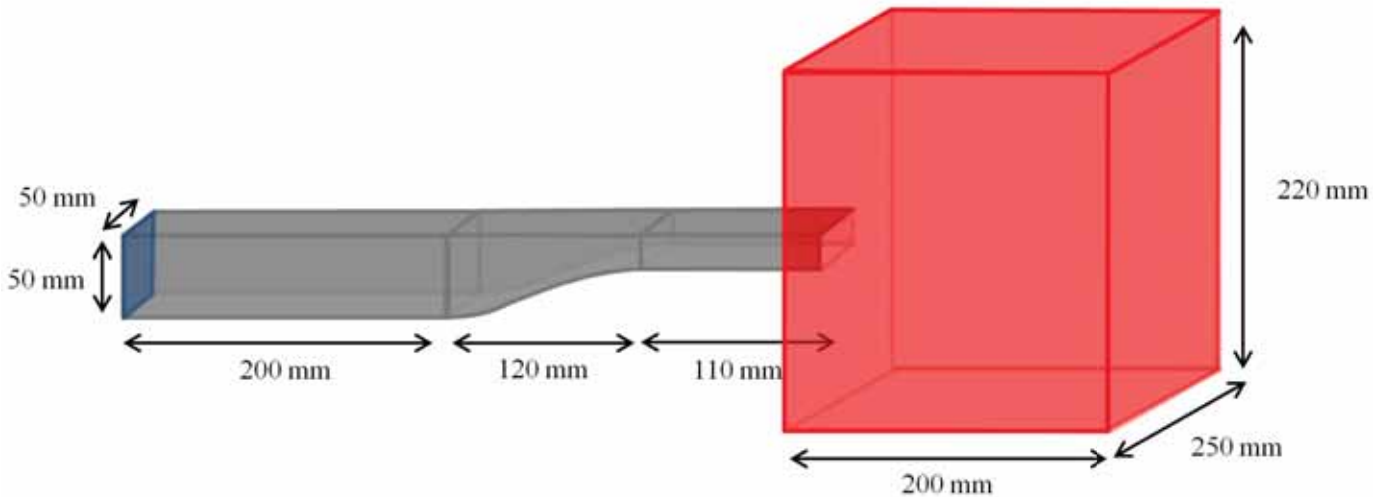


FIGURE 6.9. – Domaine complet de simulation.

choisies proches du point de fonctionnement nominale du banc SIGMA : la vitesse moyenne de l'écoulement gazeux est fixée à 26 m.s^{-1} , afin d'obtenir une vitesse débitante moyenne égale à 65 m.s^{-1} dans la partie de la conduite à section constante en aval du convergent. La fréquence de perturbation en entrée est fixée à $f = 177 \text{ Hz}$, l'amplitude A_0 est dans un premier temps choisie arbitrairement. Concernant les conditions de sortie, la condition de type pression constante n'est plus imposée en sortie de conduite mais sur les faces du domaine "cubique", suffisamment loin de la sortie de canalisation. Le maillage utilisé pour ce calcul est le même que le maillage utilisé pour le calcul multiphasique présenté au chapitre précédent, seule la géométrie de l'injecteur n'a pas été intégrée. Les paramètres numériques sont également identiques, à l'exception du pas de temps. Ici aussi, la condition de CFL liée au multiphasique n'a pas besoin d'être respectée, le pas de temps est : $\Delta t = 1.10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$.

La simulation numérique de propagation d'une onde acoustique menée sur ce domaine a permis d'obtenir un coefficient de réflexion $|R| = 1,09$ en sortie de conduite. Ce résultat n'est pas en accord total avec le résultat expérimental mais permet de montrer toutefois que l'ajout de ce domaine "cubique" a un effet sur la réflexion de l'onde acoustique en sortie de conduite. En effet, si ce domaine est remplacé par une condition limite de type sortie avec pression imposée (comme les deux cas de calcul présentée dans la section précédente), le module du coefficient de réflexion en sortie de conduite serait égal à $|R| = 1$. En présence d'un écoulement moyen, le coefficient de réflexion peut être supérieur à l'unité. Cette valeur peut être comparé à sa valeur théorique $|R| = 1.47$ qui correspondrait à une réflexion totale de l'énergie acoustique. Ceci signifie qu'une partie de l'énergie acoustique sort de la conduite.

Enfin, on peut noter que la valeur de ce coefficient de réflexion ne dépend pas directement de l'amplitude de l'onde incidente mais du rapport entre onde incidente et onde réfléchie, on peut donc en déduire que la valeur obtenue pour le coefficient de réflexion ne changera pas en changeant l'amplitude imposé en condition d'entrée. Étant donné que le coefficient de réflexion en sortie de conduite diffère du résultat expérimental, la stratégie choisie a été d'adapter l'amplitude de la

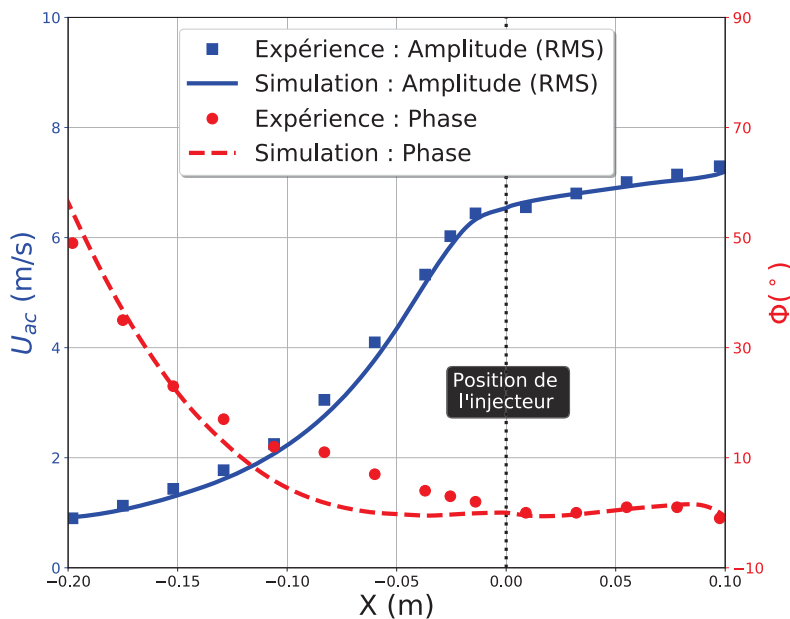


FIGURE 6.10. – Amplitude et phase de la vitesse acoustique le long du domaine.

perturbation imposée en entrée A_0 . En effet, il est fondamental dans la simulation du LJICF en présence d'une perturbation acoustique d'obtenir un taux de modulation acoustique τ au niveau du jet similaire à celui des données expérimentales. C'est pourquoi l'amplitude de la perturbation imposée en entrée A_0 a été choisie de façon à ce que le taux de modulation acoustique τ au niveau du jet soit similaire à celui mesuré expérimentalement. Le choix de l'amplitude à imposer en entrée s'est finalement porté sur $A_0 = 7.45 \text{ m.s}^{-1}$. La Figure 6.10 présente l'évolution de l'amplitude de vitesse acoustique dans l'ensemble du domaine (en bleu) et de la phase (en rouge). On observe un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux, notamment en proximité de la position de l'injecteur. Le taux de modulation obtenu au niveau du jet est bien de $\tau = 9.5\%$, valeur mesurée sur le banc expérimental.

Le comportement cyclique de l'écoulement est mis en évidence en traçant l'évolution de la composante acoustique de la vitesse par phase du cycle (Figure 6.11) en plusieurs points d'abscisse différente, à une hauteur $z = 10 \text{ mm}$. Cette figure montre notamment l'existence d'un déphasage entre les différents signaux. L'évolution de ce déphasage du signal de vitesse acoustique est présentée en rouge sur la Figure 6.10. La comparaison aux données expérimentales a été réalisée en prenant la même référence de phase, $\phi = 0^\circ$ pour le signal obtenu au niveau de l'injection ($x = 0$). On observe en amont de l'injecteur liquide une variation constante de la phase du signal, puis ce déphasage devient constant au niveau de l'injection. Le même phénomène a été observé expérimentalement.

En résumé, la simulation numérique du domaine de simulation SIGMA a démontré que la méthodologie mise en place dans ce chapitre permet de maîtriser la propagation d'une onde acoustique plane stationnaire. En identifiant les conditions limites adéquates, il est possible de créer une perturbation acoustique similaire à celle de la configuration expérimentales SIGMA. L'influence de cette perturbation acoustique sur le jet liquide sera simulée dans la partie suivante et comparée aux résultats expérimentaux.

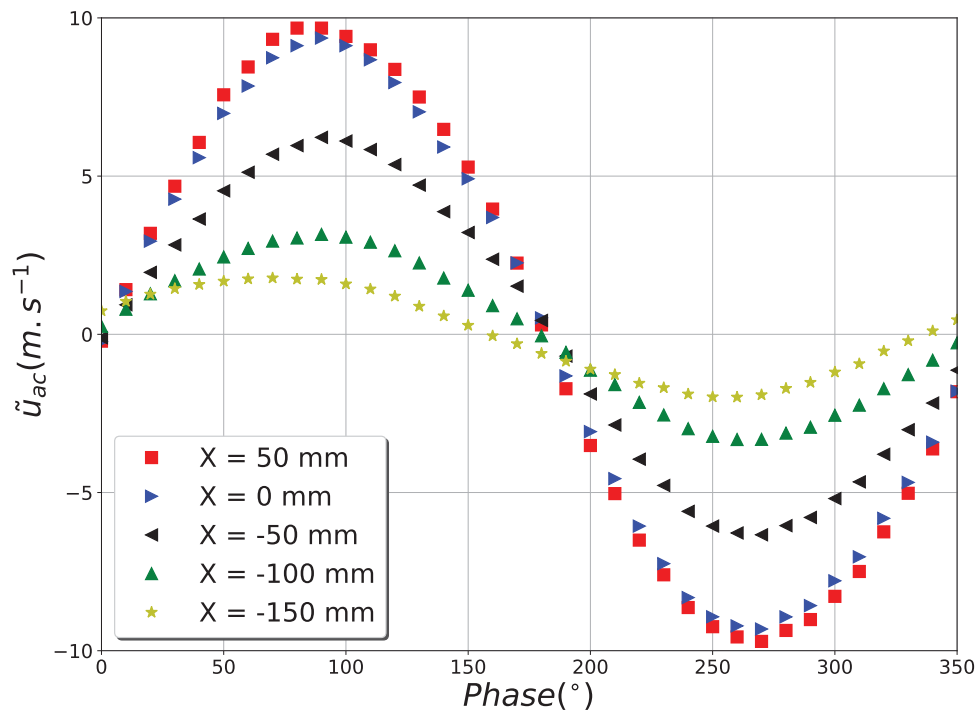


FIGURE 6.11. – Signaux de vitesse acoustique pour $z = 10$ mm.

7. Simulation numérique du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse avec perturbation acoustique

L'objectif de ce chapitre est de simuler la configuration du LJICF en présence d'une perturbation acoustique. La perturbation acoustique simule, dans la configuration SIGMA, l'effet d'une potentielle instabilité de combustion se développant dans la chambre et impactant les canalisations de l'injecteur.

La structure de ce chapitre est similaire à celle du chapitre 5 : il débute par la mise en place de la simulation, puis l'analyse des résultats. Le comportement du brouillard de gouttes issues de l'atomisation est étudié avec attention dans l'optique de déterminer les temps caractéristiques entre l'injection et l'arrivée de carburant dans la zone de combustion.

Sommaire

7.1. Mise en place de la simulation du LJICF avec perturbation acoustique	149
7.1.1. Géométrie géométrique et maillage	149
7.1.2. Régime de fonctionnement simulé	150
7.1.3. Choix des paramètres numériques	150
7.1.4. Conditions d'injection du gaz	151
7.2. Résultats de la simulation du LJICF avec perturbation acoustique	152
7.2.1. Visualisations instantanées du jet	152
7.2.2. Étude en fréquence du battement du jet	153
7.2.3. Trajectoire du jet	154
7.2.4. Rupture du Jet	156
7.3. Caractérisation de la phase dispersée	158
7.3.1. Étude en nombre de particules	158
7.3.2. Étude en vitesse	160
7.4. Formation de films liquides en paroi	166

7.1. Mise en place de la simulation du LJICF avec perturbation acoustique

7.1.1. Géométrie géométrique et maillage

Le maillage utilisé est le maillage (2) présenté dans le chapitre 5. Les caractéristiques de ce maillage sont rappelées dans le Tableau 7.1.

	Nombre de cellules dans le jet	Δx diphasique (μm)	Nombre total de cellules (M)
maillage (2)	24	83	3.9

TABLE 7.1. – Caractéristiques du maillage utilisé pour la simulation du LJICF en présence d'une perturbation acoustique.

7.1.2. Régime de fonctionnement simulé

Les paramètres de la simulation du LJICF en présence de la perturbation acoustique sont résumés dans le Tableau 7.2. La présence de la perturbation acoustique se traduit par une variation de la vitesse gazeuse autour de l'état moyen caractérisé par $\bar{u}_g = 65 \text{ m.s}^{-1}$, $\bar{q} = 7.8$ et $\bar{We}_g = 141$.

d_j (mm)	u_g (m.s ⁻¹)	u_l (m.s ⁻¹)	q	We_g	Re_l
2	56 → 74	6.3	6.0 → 10.5	105 → 183	12600

TABLE 7.2. – Paramètres caractéristiques de la simulation du LJICF avec perturbation acoustique.

La valeur maximale du paramètre q est 10.5, ce qui nous assure que l'on n'observera pas d'impact direct du jet sur la paroi supérieure. La gamme de valeur du nombre de Weber nous indique que l'on reste dans le même régime d'atomisation du jet, le régime "shear breakup".

7.1.3. Choix des paramètres numériques

Les simulations du LJICF en avec perturbation acoustique ont été réalisées par la méthode de couplage multi-échelle CHARME-SPARTE-FILM présentée dans le chapitre 3.2. Les deux solveurs CHARME et SPARTE sont activés dans l'ensemble du domaine et leur couplage est de type "two-way". Le solveur FILM est activé sur les parois supérieure et inférieure de la conduite où le jet débouche.

Une des contraintes importantes concernant ce calcul est la nécessité de simuler un temps physique très long par rapport aux simulations de LJICF présentées au chapitre 5. En effet, pour obtenir des résultats satisfaisant pour les analyses en phase, il est nécessaire de simuler un certain nombre de périodes caractéristique. Dans cette étude, le temps physique de la simulation numérique est d'environ $90 \text{ ms} \approx 16 T$ où $T = \frac{1}{f} = \frac{1}{177} \approx 5.65 \text{ ms}$ est la période caractéristique de la perturbation acoustique. Afin de s'affranchir d'une limitation trop sévère en CFL, on a choisi, pour le solveur CHARME, la méthode temporelle implicite décrite dans le chapitre 3. Cette méthode permet d'imposer un pas de temps $\Delta t \approx 1 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ ¹.

Cette simulation de 90 ms de temps physique a nécessité environ 50 calculs successifs sur le ordinateur Sator de l'Onera. Chaque calcul a demandé un temps moyen de 15 h de restitution, en utilisant 960 processeurs.

Les conditions limites du solveur CHARME sont les suivantes :

- parois pour les sections latérales, inférieure et supérieures de la conduite ;
- sortie à pression imposée $P = P_{atm}$ sur les surfaces du sous-domaine "cubique" (5) placé en sortie de conduite avec option de non-réflexion ;

1. Ce Δt est toujours suffisamment petit afin de correctement discrétiser en temps une période (environ $50\,000 \Delta t$ par période)

- entrée gazeuse à vitesse instationnaire imposée en amont de la conduite, détaillée dans la section suivante ;
- entrée liquide à vitesse constante imposée en amont de l'injecteur.

Concernant le solveur SPARTE, on considère toujours un spray monodisperse de diamètre $d_p = 40 \mu m$. Cependant, le poids numérique de chaque particule est fixé ici à $w_p = 20$. L'ensemble des conditions limites du solveur SPARTE sont de type "sortie libre de particule", à l'exception des surfaces où le solveur FILM est activé. Dans ces zones, un modèle de dépôt total de la particule alimente le film en masse liquide et quantité de mouvement.

7.1.4. Conditions d'injection du gaz

La condition d'injection du gaz découle des études réalisées au cours des deux chapitres précédents (5 et 6). On impose en entrée un champ de vitesse à la fois hétérogène et instationnaire. La loi d'entrée sur la vitesse est la suivante :

$$\mathbf{V}_{inlet}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{V}}_{inlet}(\mathbf{x}) + A_0 \sin(2\pi ft) \quad (7.1)$$

Le profil moyen $\bar{\mathbf{V}}_{inlet}(\mathbf{x}) = \bar{V}_{x,inlet}(y, z)$ est identique au profil moyen de vitesse obtenu par la simulation RANS présentée au chapitre 5.

$A_0 = 7.45 \text{ m.s}^{-1}$ est l'amplitude déterminée au chapitre 6 qui permet d'obtenir un taux de modulation acoustique τ au niveau du jet similaire à celui des données expérimentales.

Comme pour la simulation acoustique sans injection liquide présentée dans le chapitre 6, l'option de non-réflexion est activée pour la condition d'entrée.

7.2. Résultats de la simulation du LJICF avec perturbation acoustique

À l'instar de l'étude du LJICF présentée dans le chapitre 5, on analyse qualitativement le comportement du jet en se basant sur des visualisations instantanées dans un premier temps. Puis les propriétés caractéristiques du LJICF seront plus finement étudiées et comparées aux données expérimentales.

Dans la suite du document, la notion de signal de référence correspond au signal de vitesse d'air estimé au niveau du jet ($x = 0 \text{ mm}$). La phase de ce signal est déterminée en considérant le déphasage entre ce signal et le signal de vitesse imposé en entrée, en supposant que ce déphasage demeure constant autant dans les configurations sans jet liquide qu'avec jet.

7.2.1. Visualisations instantanées du jet

Le comportement du jet liquide en présence de la perturbation est visible sur la Figure 7.1. Sur cette figure, on observe 7 images instantanées du jet à intervalle de phase fixée $\Delta\phi = 60^\circ$

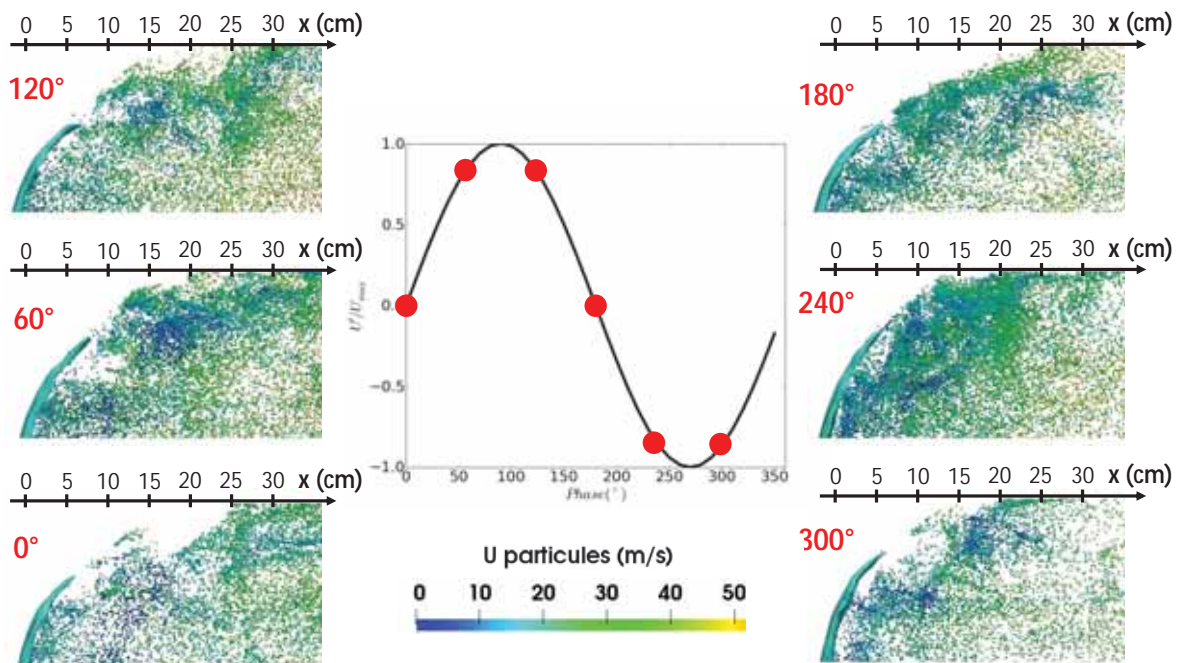


FIGURE 7.1. – Évolution du jet liquide en fonction de la phase de la perturbation acoustique, iso-contour $\alpha_l = 0.5$ et particules coloriées par la norme de la vitesse.

On constate sur la Figure 7.1 le battement du jet liquide en fonction de la phase de la perturbation acoustique. Le début du cycle $\phi = 0^\circ$ correspond au moment où la composante acoustique de l'écoulement gazeux est nulle. La forme du jet est alors semblable à celui sans perturbation. La vitesse acoustique augmente jusqu'à $\phi = 90^\circ$, alors que le jet apparaît de plus en plus incliné jusqu'à sa position minimale atteinte autour de $\phi = 120^\circ$. La position du jet remonte ensuite jusqu'à sa position initiale ($180^\circ \rightarrow 300^\circ$). A partir de ces images instantanées, on peut déjà observer un décalage entre l'oscillation de la vitesse gazeuse et la réponse du corps liquide, induite par la réponse inertielle du liquide. Ce décalage sera calculé et analysé dans la section 7.2.3.

En analysant le brouillard de gouttes sur ces images successives, on peut observer un effet instationnaire sur la production de gouttes par atomisation. En effet, le spray apparaît globalement moins dense dans la phase de remontée du jet ($0^\circ \rightarrow 120^\circ$) que dans sa phase de descente ($180^\circ \rightarrow 300^\circ$). Ceci montre bien que l'atomisation du jet est moins importante lorsque le cisaille-

ment gazeux diminue². De plus, on observe une vitesse globale du spray moins élevée lorsque la vitesse d'air diminue, conséquence directe des forces de traînée. On définit le point d'impact comme le point de la paroi supérieure le plus proche du jet où a lieu un impact de particule. Le point d'impact du spray sur la paroi supérieure varie aussi suivant la phase de la perturbation : l'abscisse de ce point semble évoluer inversement à la variation de la vitesse directe.

Somme toute, il a été mis en évidence que la modulation de l'écoulement d'air a donc un effet notable sur le comportement du jet liquide. On constate des différences locales du comportement du jet dans le cas excité, au niveau de la colonne liquide et de l'atomisation du jet.

7.2.2. Étude en fréquence du battement du jet

La première étape avant d'analyser les résultats par traitement de phase, on vérifie que la fréquence caractéristique du jet liquide correspond effectivement à la fréquence d'excitation du gaz. Pour cela, on utilise les images instantanées binaires similaires à celles utilisées pour le point de rupture. On place une fenêtre d'intérêt sur le dos du jet, dans une zone proche de l'interface (Figure 7.2).



FIGURE 7.2. – Méthodologie pour mesurer la fréquence de battement du jet, une FFT est faite sur le signal de fraction volumique binarisé au point indiqué par le carré rouge.

On obtient un signal instationnaire de la variation de l'intensité des pixels au sein de cette fenêtre. Une transformée de Fourier rapide (FFT) sur ce signal permet d'obtenir les fréquences caractéristiques du battement du jet (Figure 7.3). On observe que la colonne liquide réagit principalement à la fréquence fondamentale de l'excitation acoustique (177 Hz).

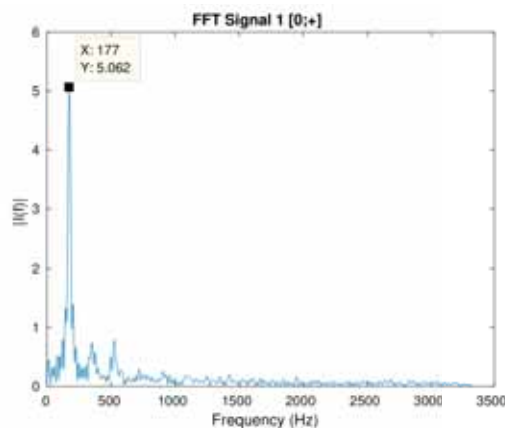


FIGURE 7.3. – Mise en évidence de la fréquence de battement du jet liquide.

2. À partir des visualisations instantanées présentées ici, cette analyse ne semble pas évidente, c'est pourquoi ce phénomène sera mieux décrit dans la section 7.3

7.2.3. Trajectoire du jet

La Figure 7.4 compare les évolutions numériques et expérimentales de la trajectoire du jet en fonction de la phase de la perturbation. Numériquement, la trajectoire est mesurée ici sans prendre en compte les particules, c'est-à-dire que l'on représente uniquement la variation du corps du jet. L'influence de la perturbation acoustique sur le comportement du spray sera détaillée plus tard.

Les trajectoires évoluent de façon similaire en fonction de la phase. En particulier, les positions de maxima et minima sont très proches. Les extrema du battement du jet sont illustrés dans la Figure 7.5. La position "d'équilibre" à $\phi = 0^\circ$ est également retrouvée par la simulation numérique. Cependant, on observe de manière évidente une différence notable dans la dynamique de battement du jet. Le jet numérique apparaît légèrement en retard de phase par rapport à l'expérience, comme si son inertie était plus importante. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature des expériences numériques équivalentes ; d'ailleurs, les positions d'équilibre semblent être correctes. En conséquence, c'est difficile à l'heure actuelle de fournir une explication à ce déphasage.

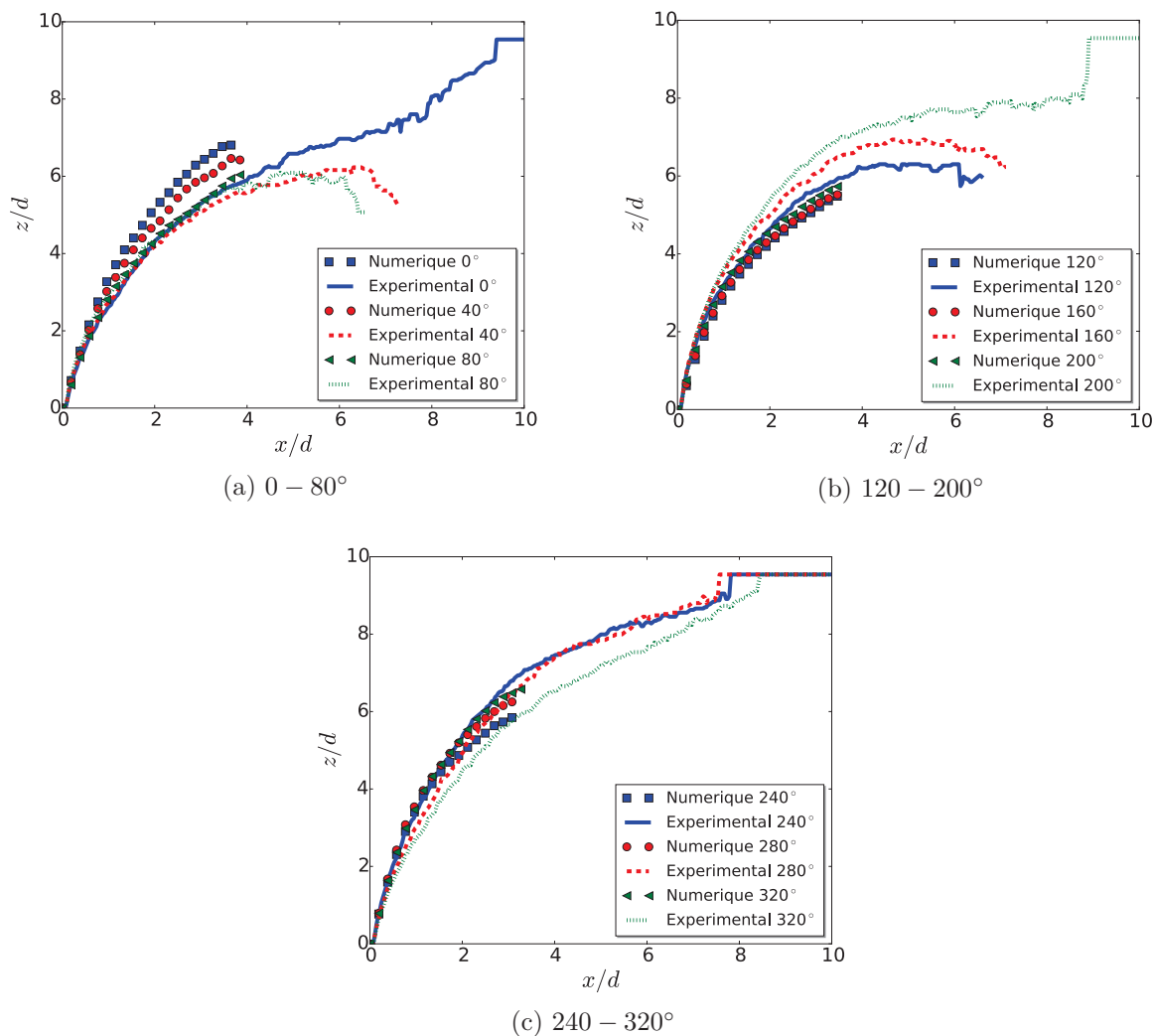


FIGURE 7.4. – Évolution de la trajectoire du jet liquide en fonction de la phase de la perturbation acoustique.

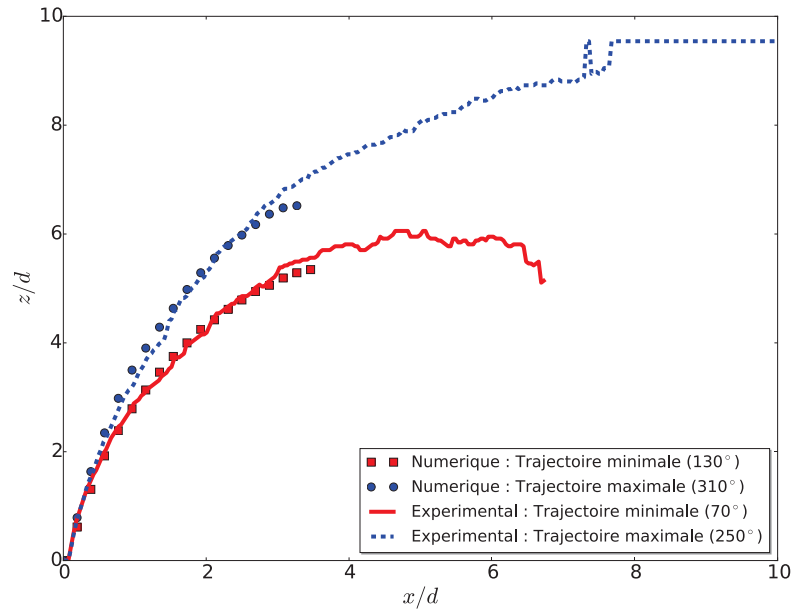


FIGURE 7.5. – Comparaison des trajectoires maximales et minimales obtenues expérimentalement et numériquement.

En résumé, on peut en conclure que l'amplitude du battement du corps du jet sera semblable dans les configurations expérimentale et numérique, tandis que la réponse dynamique du jet à la modulation de l'écoulement est légèrement différente. Afin de quantifier cette différence, l'analyse suivante a été réalisée sur les trajectoires : à abscisse x/d fixée on étudie l'évolution de la hauteur z/d correspondante. On a choisi un point situé à $x/d = 2.8$ pour la trajectoire numérique et deux points ($x/d = 2.8$ et $x/d = 5.5$) pour les résultats expérimentaux. Les évolutions de ces hauteurs sont tracées sous forme adimensionnée sur la Figure 7.6.

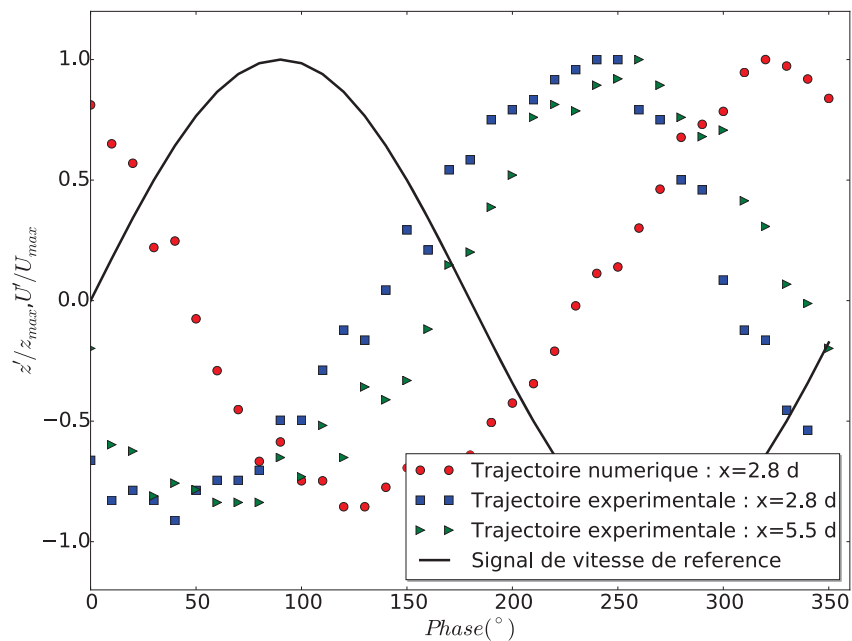


FIGURE 7.6. – Hauteurs adimensionnées des trajectoires numérique et expérimentale à abscisse fixée.

Le signal de référence est tracé sur la Figure 7.6. Si le jet agissait comme un système sans inertie, l'oscillation de la hauteur serait en opposition de phase avec le signal de référence. Cependant, on observe clairement un déphasage important entre les signaux numériques, expérimentaux et le signal de référence. Les caractéristiques des signaux visibles sur la Figure 7.6 sont décrits dans le Tableau 7.3.

	(Num) : $x/d = 2.8$	(Exp) : $x/d = 2.8$	(Exp) : $x/d = 5.5$
Hauteur Moyenne (z/d)	2.8	2.8	3.5
Amplitude (z/d)	0.36	0.42	0.66
Déphasage ($^\circ$)	-219.5	-137.9	-169.4

TABLE 7.3. – Caractéristiques de la trajectoire du jet par rapport au signal de vitesse de référence : Numérique (Num) et Expérimentale (Exp).

Pour les deux points situés à la même abscisse ($x/d = 2.8$), les hauteurs moyennes et l'amplitude de la variation de hauteur sont très proches, ce qui confirme le fait que la réponse du jet numérique semble avoir la même amplitude que le jet expérimental. Le déphasage donné dans ce tableau correspond au déphasage du signal analysé par rapport au signal de référence. Par définition ce déphasage est compris entre -360° et 0° . Dans le cas de la simulation numérique, si l'on suppose que le battement du jet doit être en opposition de phase avec le signal de vitesse ($\phi = -180^\circ$), on observe donc un léger retard dans le battement du jet par rapport au cas d'une réponse instantanée ($\Delta\Phi = -39.5^\circ$).

7.2.4. Rupture du Jet

L'évolution des coordonnées du point de rupture en fonction de la phase du signal de référence est présentée sur la Figure 7.7.

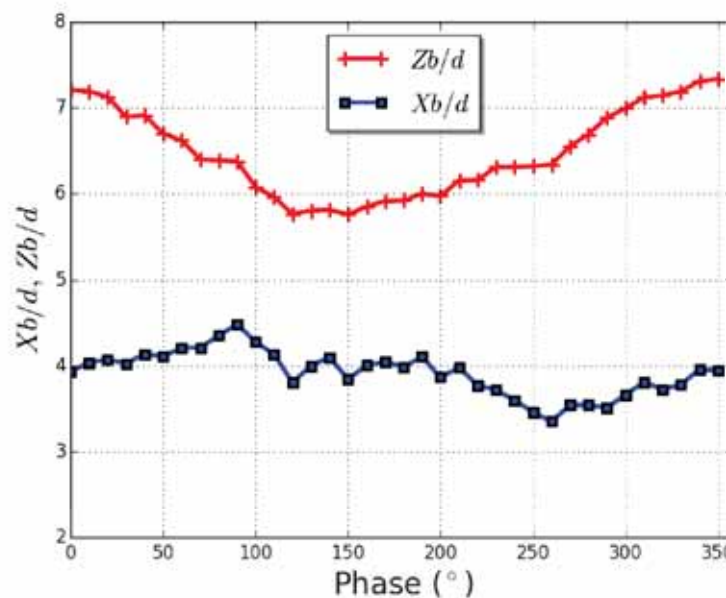


FIGURE 7.7. – Coordonnées (x_b, z_b) du point de rupture en fonction de la phase de la perturbation acoustique.

Une oscillation des coordonnées (x_b, z_b) du point de rupture à la fréquence d'excitation est ainsi observée. La valeur de la longueur de rupture x_b évolue cependant assez peu autour de sa valeur moyenne. Ce résultat est cohérent avec les observations faites sans perturbation acoustique indiquant que la longueur de rupture x_b est faiblement dépendante du paramètre q . L'évolution de la hauteur de rupture z_b , quant à elle, suit l'évolution de la trajectoire présentée précédemment.

	Grandeur moyenne	Amplitude de la variation
x_b/d	3.8	0.4
z_b/d	6.4	0.8

TABLE 7.4. – Coordonnées (x_b, z_b) du point de rupture dans la simulation du LJICF avec perturbation acoustique.

Les valeurs moyennes indiquées dans le Tableau 7.4 montrent des valeurs légèrement inférieures aux valeurs obtenues dans le cas sans perturbation acoustique ($x_b/d = 5.2$, $z_b/d = 7.3$). Cette différence est principalement due aux maillages différents utilisés pour ces 2 simulations, la diffusion de l'interface dans la direction longitudinale étant fortement dépendante du maillage³.

3. Ceci peut aussi être dû à un effet numérique de diffusion de l'interface. On a observé que le phénomène de battement du jet a tendance à augmenter l'étalement de l'interface.

7.3. Caractérisation de la phase dispersée

Comme précédemment les résultats issus de la simulation seront comparés aux données expérimentales obtenues sur le montage SIGMA. L'étude expérimentale se focalise sur une ligne longitudinale située sur l'axe du jet à 15 mm de la paroi inférieure, qui correspond à la notation "section réduite". Étant donné le caractère polydisperse du spray réel, les résultats numériques seront spécifiquement comparés aux mesures obtenues pour la classe de particules équivalente $d_p = 40 \mu m$.

7.3.1. Étude en nombre de particules

Comme pour la simulation sans perturbation acoustique, le nombre maximal du total des particules mesurées est atteint en $x = 20 \text{ mm}$. À cette distance, le nombre total de particules analysées est de :

- $\approx 700\,000$ dans la section complète de la conduite.
- $\approx 70\,000$ dans la section réduite.

Comme pour le calcul sans perturbation la distribution spatiale du débit massique liquide Q_l moyenné sur une période est présentée sur la Figure 7.8. Nous illustrons délibérément le débit sous forme non-dimensionnelle afin de favoriser les comparaisons.

Près de la zone d'injection (Figures 7.8a et 7.8b), la distribution spatiale est semblable à celle obtenue sans excitation (Figure 5.20). On observe une forme en "fer à cheval" qui représente les surfaces extérieures du jet liquide où a lieu l'atomisation. De même, la répartition des particules s'uniformise plus en aval sur une zone carrée $[-5d, 5d]$ (Figures 7.8c et 7.8d). Qualitativement, ce résultat semble cohérent avec les résultats obtenus expérimentalement. Ainsi, si l'on considère la distribution de débit obtenue à 80 mm du jet suivant une ligne horizontale située à $7.5d$ de la paroi inférieure, on note un débit plus faible au centre de la conduite, qui augmente entre $0 < y/d < 4$ pour diminuer ensuite. Une tendance similaire a été observée expérimentalement à partir de mesure PDA (Figure 2.12). On peut définir le taux du nombre de particules χ qui permet de représenter la concentration de particules en fonction de la phase de la perturbation. Ce taux χ est défini par :

$$\chi = \frac{N_\phi n_\phi}{N_T} \quad (7.2)$$

où N_ϕ est le nombre de particules analysées pendant la phase ϕ et N_T le nombre total de particules analysée sur une période caractéristique divisée en n_ϕ phases.

Le signal de χ pour $x = 20, 40, 60$ et 80 mm est tracé sur la Figure 7.9. L'ensemble de la section a été prise en compte sur cette figure.

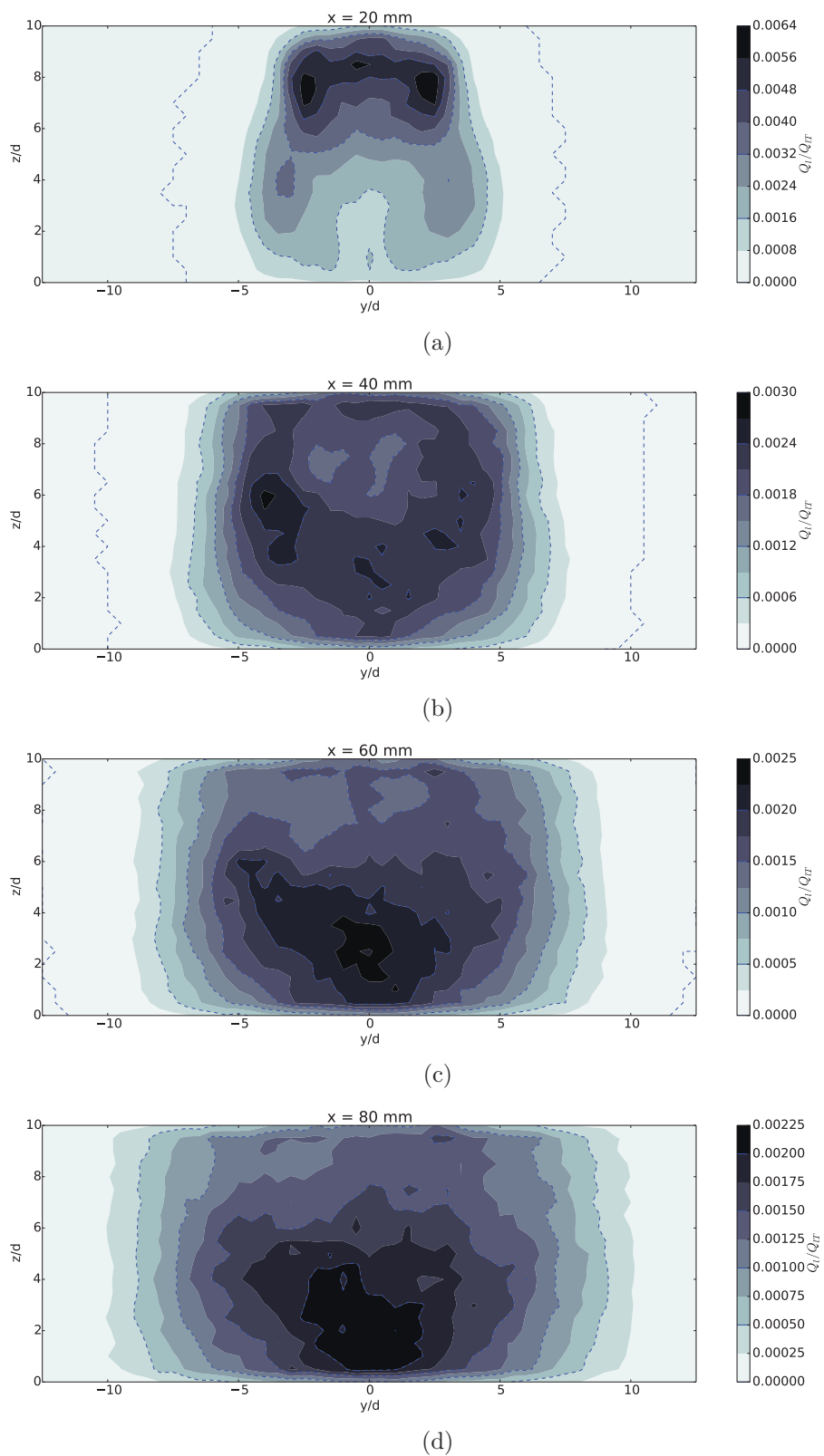


FIGURE 7.8. – Plans de mesure représentant l'évolution des débits massiques moyens normalisés.

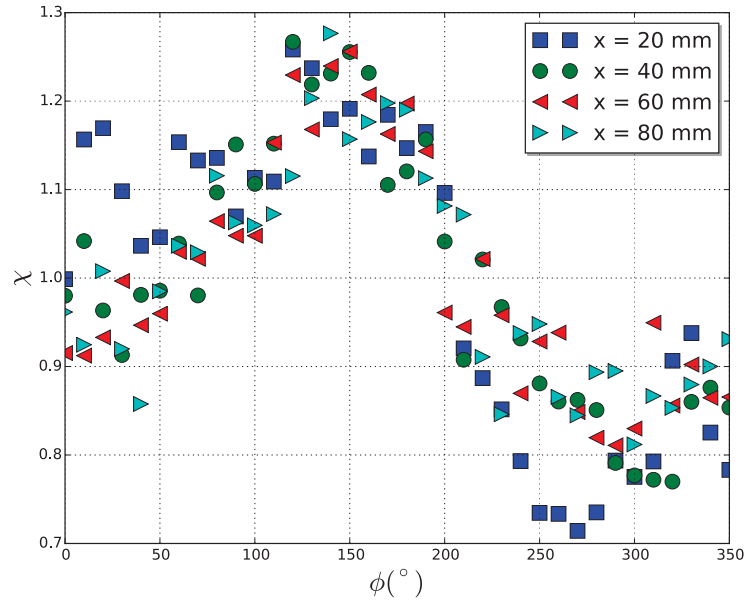


FIGURE 7.9. – Taux du nombre de particules χ dans la section complète à différentes positions.

La Figure 7.9 montre l'existence d'une oscillation de la concentration de particules. Des résultats similaires ont été observés expérimentalement. La vitesse de cette onde de concentration peut être estimée en mesurant le déphasage entre ces différents signaux. Même si cela n'apparaît pas très clairement sur cette figure, l'amplitude de cette onde de densité de goutte diminue lorsque l'on s'éloigne du point d'injection.

L'analyse de cette étude en nombre de particules mériterait d'être approfondie afin de déterminer plus précisément les caractéristiques de cette onde de concentration. Malheureusement, les résultats présentés ici ne montrent pas une convergence suffisante pour réaliser cette étude complète.

7.3.2. Étude en vitesse

Les plans transverses représentant les vitesses longitudinales des particules sont présentés sur la Figure 7.10. Là aussi, ces résultats sont très semblables au cas sans perturbation acoustique. La zone de sillage situé derrière le jet est bien visible sur les Figures 7.10a et 7.10b. À nouveau, qualitativement ce résultat est cohérent avec les observations expérimentales. Ainsi si l'on considère la distribution de vitesse obtenue à 80 mm du jet suivant une ligne horizontale située à $7.5d$ de la paroi inférieure, on note que la vitesse est plus faible au centre de la conduite (U/U_0 de l'ordre de 0.3) puis augmente vers l'extérieur pour atteindre une vitesse de l'ordre de 0.8 fois la vitesse de référence en bordure de la zone du brouillard. Une tendance similaire a été observée expérimentalement à partir de mesure PDA (Figure 2.12).

La Figure 7.11 présente l'évolution suivant la direction x de la vitesse moyenne longitudinale. Les résultats sont comparés aux données expérimentales pour deux classes de gouttes encadrant $d_p = 40 \mu m$.

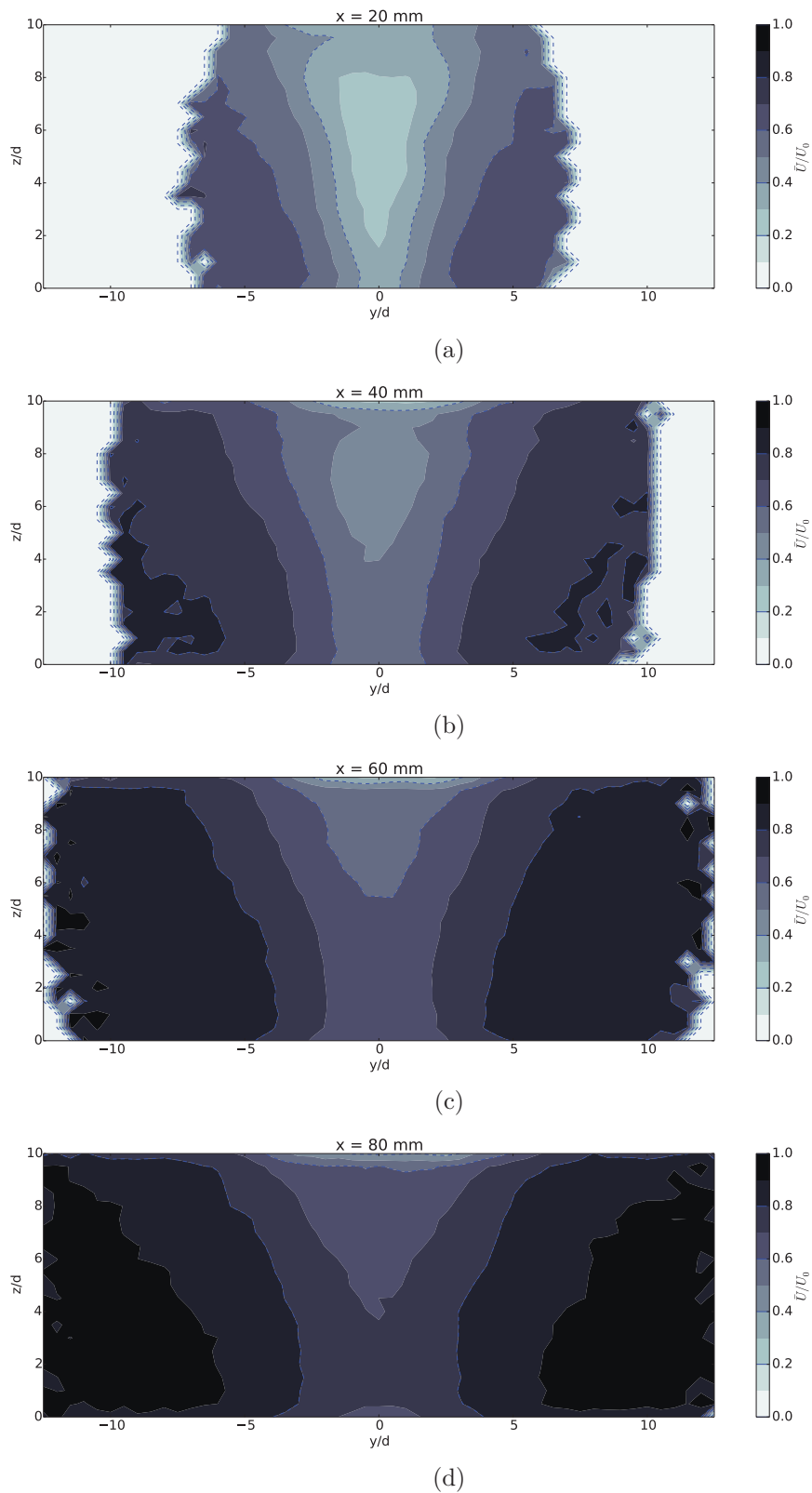


FIGURE 7.10. – Plans de mesure représentant l'évolution des vitesses longitudinales moyennes.

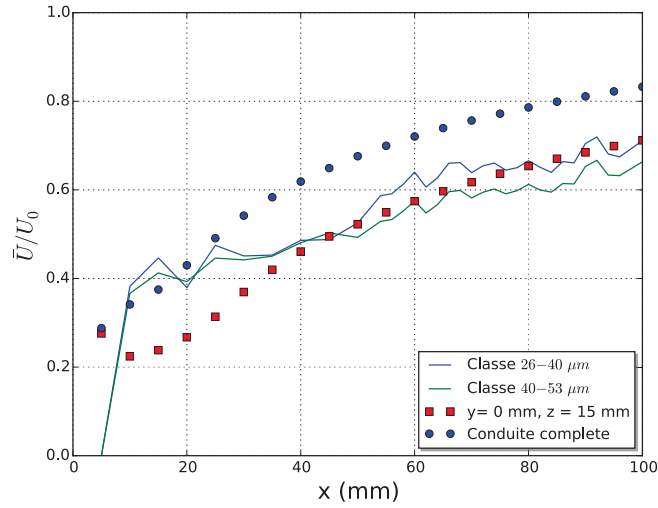
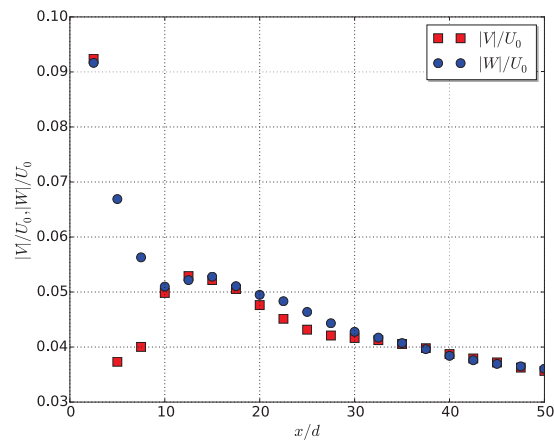
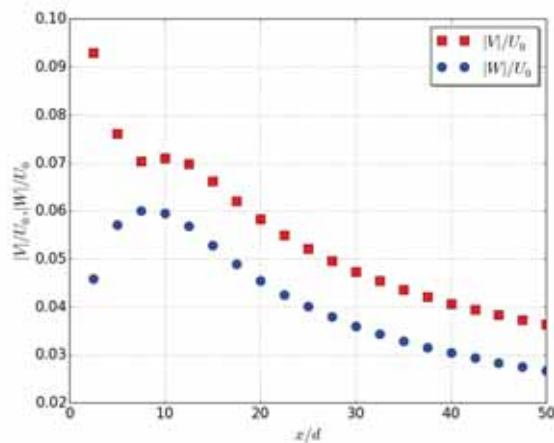


FIGURE 7.11. – Évolution de la vitesse moyenne longitudinale en fonction de x .



(a) Section réduite.



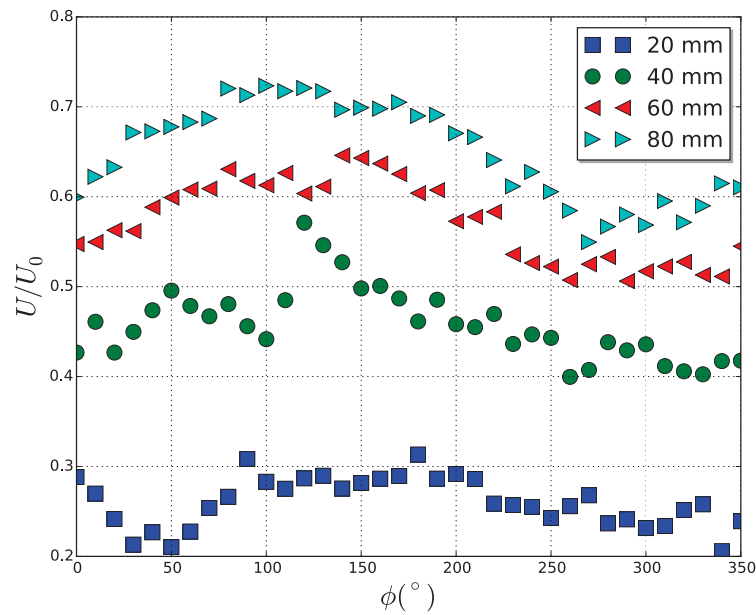
(b) Conduite complète.

FIGURE 7.12. – Composantes transverses de vitesses moyenne en fonction de x .

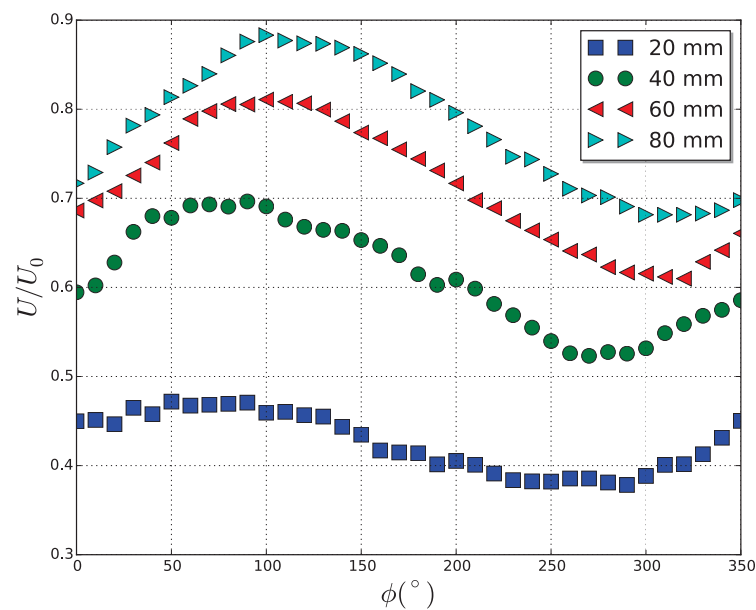
La zone de sillage présente derrière le jet est ici aussi observable. La vitesse des particules analysées dans l'ensemble de la section est moins ralentie par les re-circulations que celles analysées

dans la section réduite. Les vitesses des particules analysées dans cette fenêtre demeurent inférieures aux vitesses expérimentales à proximité de l'injection, mais sont en bon accord en sortie de conduite (à partir de $x = 40 \text{ mm}$). On en conclut que, bien que la vitesse initiale des particules ne soit pas exacte, le calcul correct des termes de traînée permet d'obtenir une bonne vitesse de particules en sortie de conduite.

Les moyennes des vitesses transverses sont tracées sur la Figure 7.12. Dans la conduite complète on observe que la composante V de la vitesse est bien plus importante que la composante W , spécialement à proximité du jet. Au sein de la fenêtre 7.12a, les composantes V et W sont du même ordre de grandeur, et globalement moins élevée que celles analysées dans la section complète.



(a) Section réduite.



(b) Conduite complète

FIGURE 7.13. – Signal de vitesse longitudinale en fonction de la phase.

Après avoir étudié les composantes moyennes des vitesses, nous allons maintenant nous intéresser à la partie oscillante de la vitesse. La Figure 7.13 montre les signaux de vitesse des particules en fonction de la phase.

Pour la section réduite (Figure 7.13a), les vitesses des particules mesurées aux différentes abscisses x semblent suivre une évolution sinusoïdale, autour de leur vitesse moyenne. Cependant, on s'aperçoit que le nombre de particules analysées dans cette zone n'est pas suffisant pour un obtenir un signal autant convergé que dans le cas de la section complète. Au contraire, en considérant la conduite complète (Figure 7.13b), les signaux sont plus clairement de forme sinusoïdale. Ces signaux montrent un déphasage lorsque l'on s'éloigne du point d'injection, une première estimation de ce déphasage indique une différence de phase de $\approx 20^\circ$ tous les 20 mm . A partir de cette approximation, on peut calculer la vitesse convective de cette onde de goutte :

$$u_{conv} = \frac{\Delta x}{\Delta\phi/(360 \cdot 177)} \approx \frac{20 \cdot 10^{-3}}{20/(360 \cdot 177)} \approx 64\text{ m}\cdot\text{s}^{-1} \quad (7.3)$$

La vitesse convective u_{conv} calculée grossièrement ici correspond à peu près à la vitesse de l'écoulement gazeux. Si l'on compare ces résultats avec ceux obtenus expérimentalement, on note des différences importantes. Ainsi, expérimentalement, l'amplitude et la phase des signaux diminuent entre 20 mm et 32 mm (Figure 2.17). Cette position correspond à un phénomène de saut de phase. Sur les signaux ce phénomène correspond à une destruction du phénomène harmonique à la fréquence d'excitation. La position de ce minimum dépend de la taille des gouttes. Au-delà l'amplitude et la phase croissent linéairement. La vitesse de convection déterminée à partir des mesures est de l'ordre de 30 m/s soit la moitié de celle calculée.

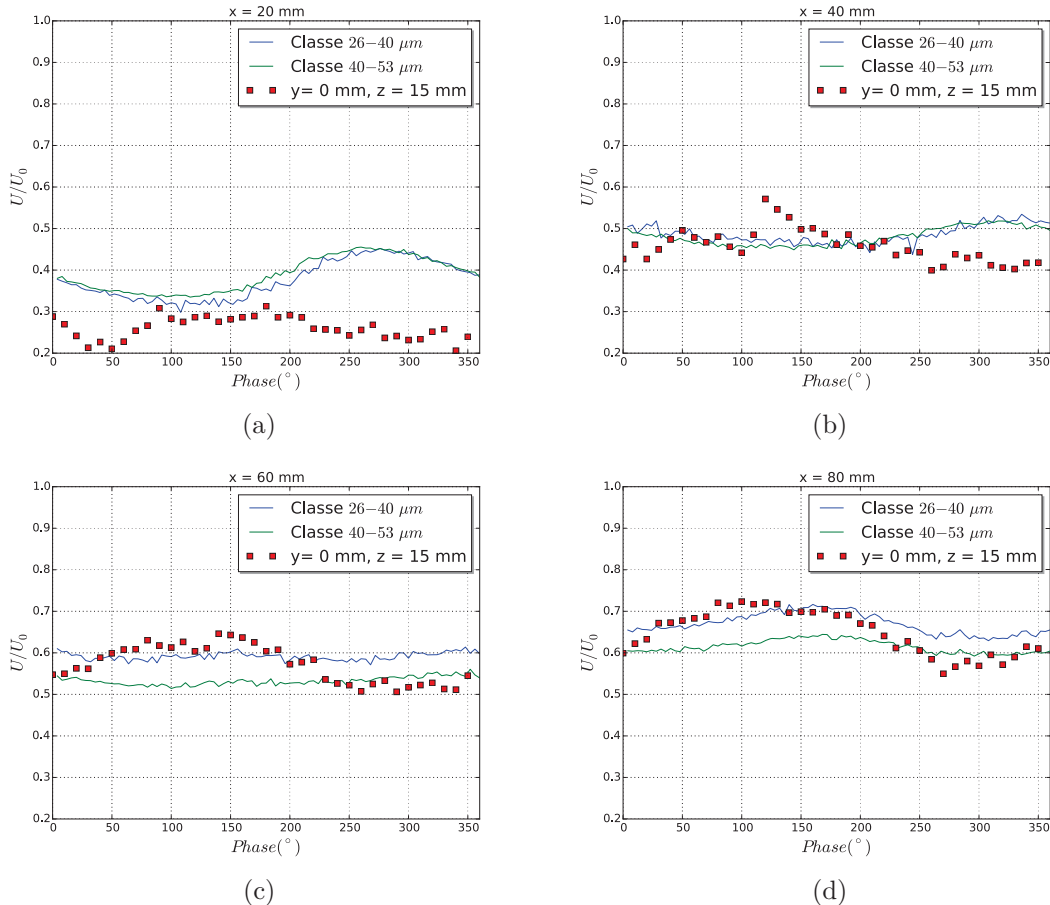


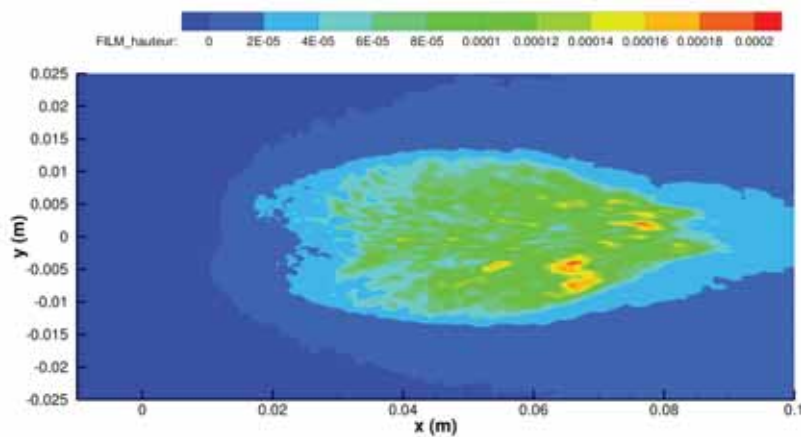
FIGURE 7.14. – Signal de vitesse longitudinale en fonction de la phase : section réduite.

La Figure 7.14 compare les signaux de vitesse obtenus numériquement et expérimentalement dans la section réduite. La première observation concernant la Figure 7.14 est que l'évolution du déphasage le long de la conduite semble beaucoup plus important dans les mesures expérimentales que dans la simulation numérique. Par exemple, les signaux expérimentaux sont quasiment en opposition de phase entre les positions $x = 20 \text{ mm}$ et $x = 80 \text{ mm}$. Ce phénomène observé expérimentalement est, à l'heure actuelle, encore mal compris et n'est pas reproduit par la simulation numérique. Afin d'étudier ce phénomène, l'étude du signal de vitesse des particules doit être continuée avec un nombre de particules suffisant pour pouvoir calculer précisément l'évolution du déphasage et l'amplitude des signaux de vitesse le long de la conduite.

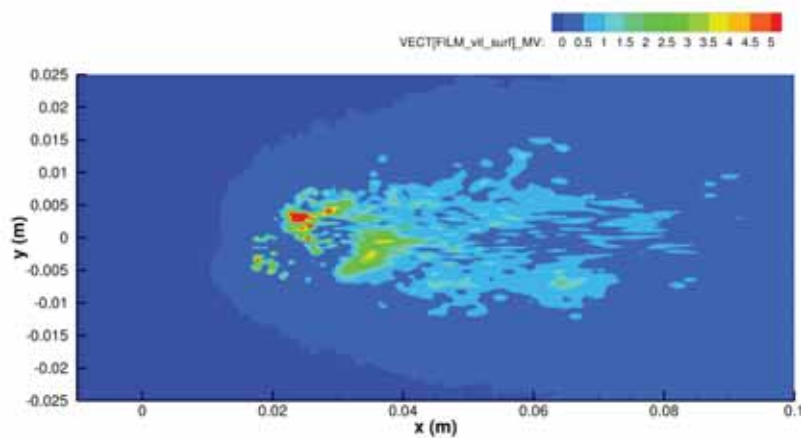
7.4. Formation de films liquides en paroi

Les observations expérimentales ont montré qu'un film se forme effectivement sur la paroi supérieure de la conduite (Bodoc *et al.*, 2018b). Cependant, l'épaisseur est modeste, de l'ordre de quelques centaines de micromètres, c'est-à-dire $\delta_F/d_j \approx 0.1$. Il serait donc impossible de capturer cette fine couche de liquide par méthode multi-fluide, d'autant plus que un nombre de mailles élevées devrait être utilisé pour en discrétiser l'épaisseur (Lavalle *et al.*, 2014). L'utilisation d'un solveur surfacique est donc une stratégie opportune pour capturer cette échelle de l'écoulement liquide.

Dans cette section nous allons montrer les résultats numériques de l'évolution du film liquide en paroi supérieure de la maquette SIGMA. Du liquide a été observé se déposer également sur la paroi inférieure à la fois dans le banc et dans la simulation. L'objectif à terme de ce calcul est de pouvoir estimer une vitesse convective dans le film ainsi que de confirmer l'existence d'éventuels phénomènes périodiques sur la vitesse ou hauteur. Le film en sortie de conduite subit une atomisation de type "nappe pré-filmée" (Déjean *et al.*, 2013) qui peut être influencée par ces phénomènes : l'atomisation du film peut donc intervenir dans la boucle des instabilités au même titre que le jet.



(a)



(b)

FIGURE 7.15. – Champs instantanés : (a) d'épaisseur et (b) de vitesse du film liquide au temps final t_f .

On rappelle que la paroi est initialisée comme non mouillée, la hauteur initiale du film est donc nulle partout. Le seul terme source de masse pour le film est donc donné par l'impact des gouttes dont la trajectoire intersecte la paroi. L'impact se déroule sous hypothèse de dépôt total.

La Figure 7.15 montre les champs instantanés d'épaisseur et de vitesse obtenues au temps final de la simulation $t_f = 0.097 \text{ ms}$.

Le champ d'épaisseur du film (Figure 7.15a) permet d'estimer l'expansion globale du film, ainsi qu'une épaisseur moyenne de l'ordre de $\approx 100 \mu\text{m}$. Cependant, on s'aperçoit que le film liquide n'a pas encore atteint la sortie de la conduite. Les zones où la vitesse est élevée ($> 5 \text{ m.s}^{-1}$, en rouge sur la Figure 7.15b) indiquent l'impact de particules et le transfert de quantité de mouvement qui correspond. En dehors de ces zones, la vitesse de convection de film est de l'ordre de $\approx 1 \text{ m.s}^{-1}$, une vitesse convective très faible par rapport au gaz. Le temps de transition est donc plus élevé de ce que nous avons pu atteindre avec la simulation instationnaire. Il est nécessaire de rappeler que le film est principalement accéléré par le cisaillement de l'écoulement gazeux et le gradient de pression, et cette contrainte de cisaillement dépend notamment du maillage en proche paroi or nous n'avons pas effectué, à ce jour, une étude de l'écoulement en proche paroi dans la conduite en régime diphasique.

La Figure 7.16 montre l'épaisseur du film le long de la ligne $y = 0$.

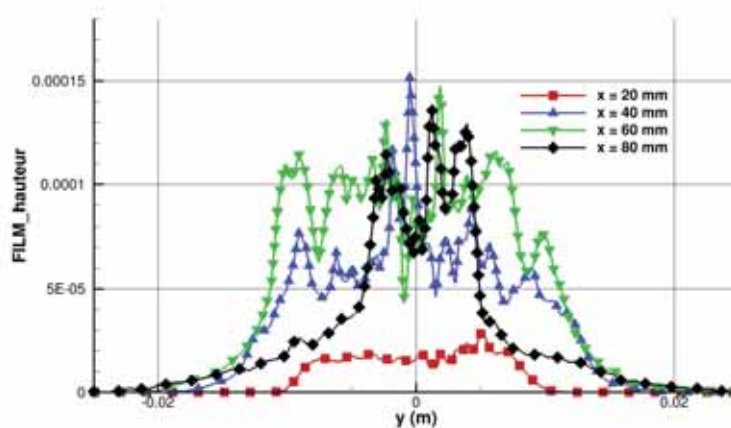


FIGURE 7.16. – Épaisseur de film sur la ligne centrale $y = 0$ au temps final t_f .

La Figure 7.16 montre l'évolution longitudinale du profil transverse d'épaisseur du film. Cette figure met en évidence que l'épaisseur est maximale au centre dans l'axe du jet liquide et diminue de part et d'autre. De plus l'épaisseur croît lorsque l'on s'éloigne du jet et le film s'étale transversalement. Un comportement similaire a été observé expérimentalement (Figure 2.19). Toutefois les hauteurs fournies par le calcul ($100 \mu\text{m}$ au centre à $x = 60 \text{ mm}$) sont bien inférieures à celle mesurées ($300 \mu\text{m}$ à $x = 57 \text{ mm}$). A cette position, l'étalement est toutefois comparable.

Par ailleurs, une autre simulation (Zuzio *et al.*, 2017) de la même configuration a été réalisée avec un maillage moins résolu et un taux de modulation acoustique plus important au niveau du jet $\tau \approx 18\%$. Cette simulation a montré clairement la formation de vagues au sein du film dont la longueur d'onde correspond à la fréquence de la perturbation acoustique. Ceci peut être un indice de l'influence importante du taux de modulation acoustique dans la formation du film liquide : avec une modulation plus importante, les variations temporelles des débits liquides transmis au solveur FILM sont amplifiées, ce qui résulte en la formation de vagues liées à la modulation.

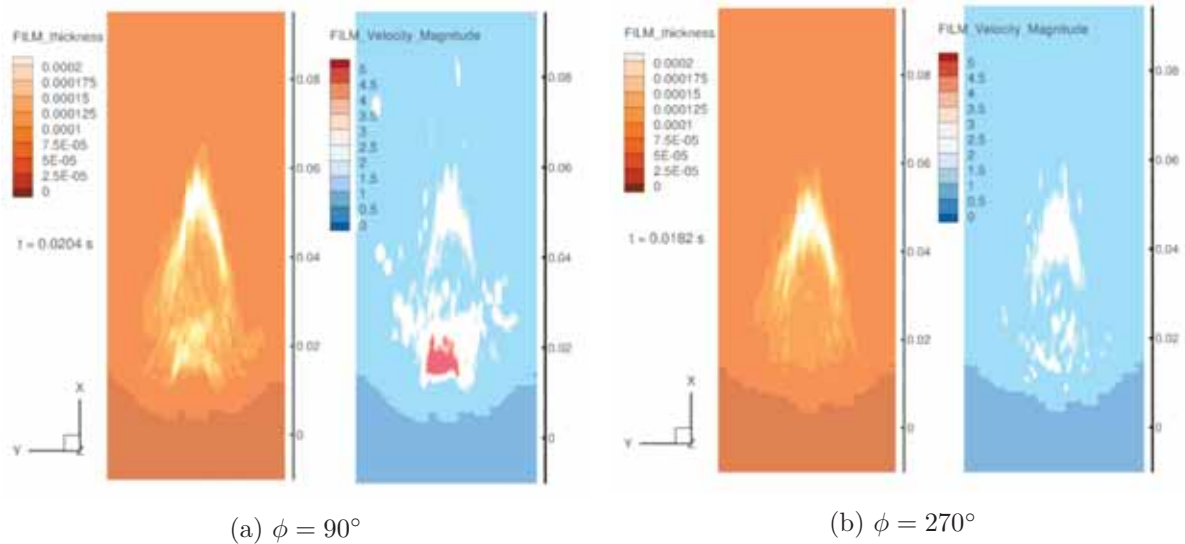


FIGURE 7.17. – Champs instantanés d'épaisseur et de vitesse du film liquide lorsque la vitesse gazeuse est : (a) maximale ($\phi = 90^\circ$) et (b) minimale ($\phi = 270^\circ$), d'après Zuzio *et al.* (2017).

Les champs de vitesse de film présentés sur la Figure 7.17 montrent un changement de localisation de l'impact du spray en fonction de la phase, ce qui prouve que, dans cette simulation, la formation du film est influencée directement par l'oscillation du spray. Les champs d'épaisseur montrent une vague bien définie générée pendant l'oscillation précédente. Lorsque $\phi = 90^\circ$, le jet est fortement penché alors que le jet est quasiment vertical lorsque $\phi = 270^\circ$, ce qui explique que les champs montrés ici. L'impact des gouttes accélérées par l'écoulement gazeux forme une deuxième vague au sein du film en $x = 20 \text{ mm}$. La vitesse convective du film est estimée à environ $2.9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

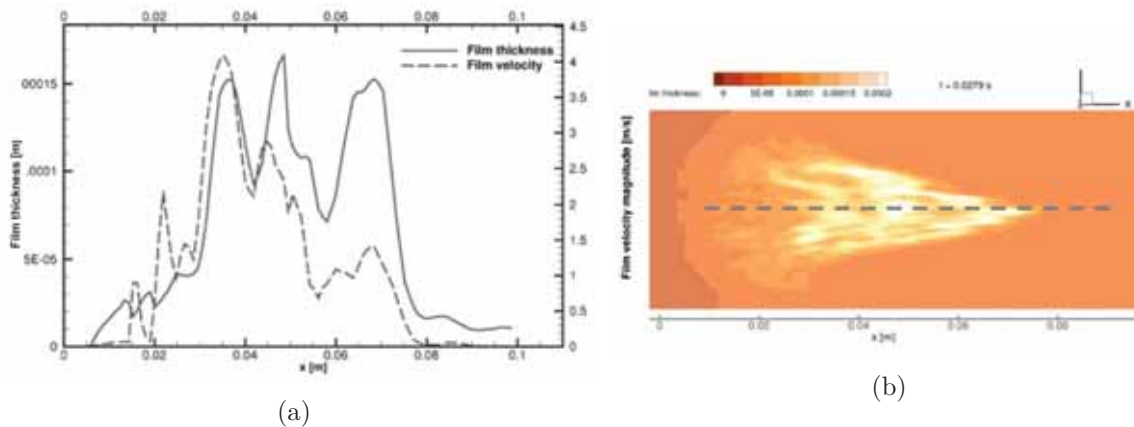


FIGURE 7.18. – Epaisseur et vitesse du film sur la ligne centrale ($y = 0$), et champ instantané d'épaisseur du film à $t = 0.028 \text{ s}$, d'après Zuzio *et al.* (2017)

La Figure 7.18 montre l'évolution de l'épaisseur et de la vitesse du film en $y = 0$. Le profil de l'épaisseur (Figure 7.18a) montre la présence de trois pics qui correspondent aux trois périodes d'oscillation simulées dans cette étude. Des pics de vitesse sont aussi observés, en accord avec ces vagues.

En résumé, il semble que le développement de film liquide dépend à la fois du maillage utilisé et de la modulation acoustique. Au vu de la vitesse de convection du film liquide, il serait nécessaire dans une future simulation de réaliser une première simulation stationnaire en utilisant des valeurs moyennées du débit liquide impactant, et des données de l'écoulement gazeux (gradient de

pression, cisaillement). Les effets de tension de surface et de gravité, agissant en force stabilisante et déstabilisante respectivement pour un film suspendu, devraient aussi être pris en compte.

8. Conclusion générale et perspectives

Discussion

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet ONERA SIGMA dédié à l'amélioration de la compréhension et de la prévision des instabilités de combustion, et en particulier à l'étude du rôle de l'atomisation dans ce phénomène. Dans SIGMA, l'analyse de données expérimentales obtenues sur un injecteur de type multipoint a amené la conception d'un banc expérimental simplifié représentatif d'un point d'injection unique d'un multipoint. Ce banc a permis d'étudier le comportement d'un jet liquide atomisant sous l'effet d'un écoulement gazeux transverse en présence d'une excitation acoustique, imposée par une sirène, simulant l'effet d'une instabilité. L'objectif de cette thèse est de valider une méthodologie de calcul multi-échelle adaptée à un calcul de type LES, permettant de simuler l'interaction entre l'atomisation primaire et les perturbations acoustiques dans l'écoulement gazeux. Cette méthodologie, disponible dans la plateforme CEDRE, a été appliquée à la simulation numérique du banc SIGMA. Le but du calcul est de capter les comportements instationnaires du jet et du spray issu de son atomisation en fonction de la perturbation imposée, et de retrouver ainsi des temps caractéristiques de convection du liquide pouvant affecter dans un foyer l'évaporation et la combustion.

La première étape de cette thèse a été l'application de la méthodologie multi-échelle à la simulation du LJICF sans perturbation acoustique. Cette simulation a permis de valider l'approche multi-échelle en comparant les résultats de la simulation aux résultats expérimentaux obtenus à l'Onera (Desclaux, 2017; Bodoc *et al.*, 2018a). La configuration numérique a été définie afin de représenter le mieux possible la configuration expérimentale. Pour cela, une attention particulière a été portée sur les conditions aux limites imposées pour la simulation. La simulation de l'ensemble du banc n'étant pas envisageable, des profils d'injection du liquide et du gaz représentatifs des conditions réelles ont été reconstruits et imposés sur les bords du domaine du calcul. D'un côté, une simulation RANS de l'écoulement confiné dans une conduite à section carrée a permis d'injecter en amont du jet, des profils de vitesse moyens pour la phase gazeuse cohérents avec ceux mesurés sur le banc. D'autre part, on a mis en évidence l'importance du profil de vitesse d'injection liquide, à parité de vitesse débitante, sur la trajectoire du jet. L'analyse montre une forte dépendance de la trajectoire au rapport des flux de quantité de mouvement q , en accord avec les travaux en littérature. De plus, les trajectoires numériques montrent un très bon accord quantitatif avec les résultats expérimentaux. Concernant le point de rupture du jet, on a montré que, en raison de l'approche à interface diffuse et l'utilisation d'un maillage de type LES, le calcul des coordonnées de rupture dépendent fortement du maillage utilisé, ainsi que de la méthode de post-traitement. Même si les coordonnées obtenues restent plutôt éloignées des coordonnées expérimentales, on observe cependant que la longueur de rupture x_b ne dépend pas du paramètre q , ce qui a été confirmé expérimentalement. L'analyse qualitative de la phase dispersée a montré que l'utilisation du modèle d'atomisation a permis de reproduire la création de gouttes à partir des phénomènes de "stripping" et de rupture de colonne liquide.

En résumé, il apparaît que le modèle multi-fluide permet de reproduire les grandes échelles du jet, ainsi que son effet sur l'écoulement d'air et en conséquence sur le spray, en utilisant un maillage relativement grossier plutôt adapté à une LES.

Ensuite, la propagation d'une onde acoustique au sein du domaine numérique SIGMA a été simulée. Les premières simulations au sein de géométries simplifiées ont été comparées à un modèle acoustique théorique de propagation longitudinale d'une onde plane, ce qui a permis de valider la simulation gazeuse pour la propagation d'une onde acoustique. La simulation du domaine SIGMA a permis de caractériser la condition acoustique obtenue numériquement en sortie de conduite. Cette condition se traduit par un coefficient de réflexion inférieur au coefficient expérimental, ce qui signifie qu'une part plus importante de l'énergie acoustique sort de la conduite. Cependant,

on a montré qu'en choisissant une condition limite amont adaptée (amplitude de la perturbation acoustique), il est possible de retrouver une distribution des vitesses acoustiques dans la conduite conforme aux mesures expérimentales. En particulier, la mise en place de cette simulation a permis de s'assurer le bon taux de modulation acoustique au niveau de l'injection liquide.

Enfin, l'influence d'une perturbation acoustique sur le comportement du LJICF a été simulée. La particularité de ce calcul tient à la durée du temps physique nécessaire à simuler, compte tenu de la basse fréquence de la perturbation acoustique. Ainsi, le temps final de simulation numérique effectuée est d'environ 90 ms, soit 16 périodes caractéristiques. Cette simulation a permis de montrer la réponse instationnaire du jet à la perturbation acoustique. Ainsi, les phénomènes de battement et de rupture du jet ainsi que le comportement en vitesse du spray ont été caractérisés à la même fréquence fondamentale (celle de la perturbation). L'amplitude de battement du jet, ainsi que sa position moyenne sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Le phénomène de battement du jet simulé montre un léger déphasage, du à l'inertie du jet, avec la perturbation acoustique. On note cependant que ce déphasage est assez éloigné du déphasage observé expérimentalement. L'explication du déphasage expérimental ne semble, à notre avis, pas intuitive et devrait, pour être bien comprise, faire l'objet d'une analyse plus poussée. L'analyse du spray a permis de retrouver un bon comportement moyen des particules. Cependant, le comportement oscillatoire du spray montre un désaccord avec les observations expérimentales. Ceci concerne en particulier la vitesse de propagation des paquets de goutte vers l'aval et la dynamique globale du brouillard. Ainsi un phénomène de destruction des signaux de vitesse et de nombre de gouttes observé expérimentalement n'a pas été retrouvé par la simulation. Afin de mieux caractériser les phénomènes oscillatoires obtenus numériquement, une meilleure convergence sur le comportement des particules en fonction de la phase de la perturbation pourrait confirmer ou améliorer les résultats. En complément, il serait opportun de réaliser une simulation avec un spray polydisperse généré par le modèle d'atomisation. Ce spray, dont la distribution (diamètre moyen et écart-type) serait toujours imposée par l'utilisateur, permettrait d'étendre la comparaison à la base de données expérimentales à différentes classes de particules. La simulation a permis d'observer la formation d'un film liquide sur la paroi supérieure de la conduite. Si, qualitativement, la forme moyenne du film semble cohérente avec les résultats expérimentaux, les épaisseurs obtenues semblent sous estimées. le développement du film est encore dans un régime transitoire, et ce malgré la durée importante du calcul. Pour pouvoir étudier plus précisément la formation de ce film et l'impact de la perturbation acoustique sur sa dynamique, une stratégie de calcul permettant de prendre en compte les temps caractéristiques du film devrait être élaborée.

Bilan

En conclusion, cette thèse a permis de montrer que la méthodologie multi-échelle semble être un outil adapté au calcul des temps caractéristiques liés à l'atomisation du LJICF en présence d'instabilités de combustion. Pour cela, le couplage instationnaire entre les solveurs CHARME, SPARTE et FILM a été mis en place. La méthodologie multi-échelle qui résulte de ce couplage a permis de montrer l'effet du couplage instationnaire entre la perturbation acoustique et l'atomisation du jet liquide. Les maillages et le temps CPU des simulations proposées dans ce travail montrent que cette approche est compatible avec une LES de chambre de combustion (Hervo, 2017), et donc utilisable dans le cadre de calculs industriels avancés. Ce type de calcul serait le premier permettant d'inclure la prise en compte de l'atomisation primaire dans une simulation instationnaire complète de foyer.

Perspectives

Le travail présenté dans cette thèse ouvre aussi de nombreuses perspectives futures de développement. Concernant la configuration du LJICF, une des problématiques toujours ouverte est liée aux caractéristiques du spray généré par le modèle d'atomisation. La méthodologie actuelle ne permet pas de prévoir la granulométrie et la distribution en vitesse du spray et constitue donc une limitation importante pour les applications industrielles. La mise en place d'un modèle adapté demanderait entre autres :

- une campagne expérimentale qui se concentre sur les zones d'atomisation du jet, et sur l'intégralité de la section de la conduite ;
- un contrôle de la diffusion d'interface qui pourrait permettre de mieux estimer la vitesse au sein de la cellule où l'atomisation a lieu (et donc la vitesse de la particule atomisée) ;
- de quantifier l'effet du critère d'atomisation sur le spray ;
- de vérifier l'effet de la perturbation acoustique sur le modèle d'atomisation ;
- de calculer une granulométrie locale de gouttes. Pour cela plusieurs approches peuvent être étudiées. La première approche serait d'utiliser les bases de données disponibles pour développer une corrélation dynamique. Cette base de données pourrait s'appuyer à la fois sur les activités expérimentales et sur les simulations DNS du LJICF. Cette approche permettrait d'estimer correctement les tailles et les vitesses des particules mais se limiterait à la configuration SIGMA. Une autre approche pour prédire le diamètre des gouttes est basée sur l'ajout d'une équation pour la densité d'aire interfaciale (Averseng, Thèse en cours). Ceci permettrait d'accéder à une échelle de tailles en sous-maille mais la modélisation pertinente des termes sources de production et de destruction demanderait un effort de recherche supplémentaire ;
- d'améliorer la prise en compte de la turbulence. Si plusieurs modèles de sous-mailles sont disponibles dans CEDRE, ces modèles ne sont pas forcément valables dans le cas d'écoulements multi-fluide. Dans la configuration du LJICF, c'est surtout l'interaction entre la turbulence et l'atomisation du jet qui devrait être investiguée. En effet, les échelles d'instabilités actuellement non captées par le calcul du jet ont indéniablement un effet sur l'atomisation du jet.

De plus, la stratégie de simulation pour le film en paroi devrait par ailleurs être améliorée. Une "hybridation" de calcul instationnaire et stationnaire a été envisagée afin de traiter le temps caractéristique du film, élevé par rapport aux temps caractéristiques du jet et du spray. Il s'avère d'ailleurs qu'il est difficile d'obtenir un taux de dépôt convergé en espace en raison du caractère discret des particules lagrangiennes. Les effets de tension de surface et de gravité seraient aussi à prendre en compte.

Enfin, un modèle de ré-atomisation de film pourrait être implémenté dans le solveur FILM. Ceci permettrait le couplage du solveur FILM vers le solveur SPARTE en générant des particules numériques en sortie de conduite, où l'atomisation du film a été observée expérimentalement. La granulométrie totale obtenue en sortie de conduite comprendraient les particules issues de l'atomisation du jet, d'une part, et du film liquide, d'autre part.

Table (exhaustive) des matières

Remerciements	iii
Introduction	vii
I. État de l'art, matériel et méthodes	1
1. État de l'art	3
1.1. Contexte général	4
1.1.1. Description des systèmes de propulsion/turbomachines	4
1.1.2. Cycle thermodynamique d'une turbomachine	4
1.1.3. Comment réduire conjointement les émissions de NO _x et de CO ?	5
1.1.4. Conception des chambres de combustion	6
1.1.5. Injection liquide de carburant dans les turbomachines	7
1.2. Instabilités de combustion	9
1.2.1. Définition des instabilités	9
1.2.2. Description des principaux mécanismes intervenant dans le couplage $p' - q'$	11
Fluctuations de pression induites par la flamme	11
Origine des fluctuations de dégagement de chaleur	12
1.2.3. Influence de la phase liquide	13
L'atomisation	14
Le transport	16
L'évaporation	17
1.3. Jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse (LJICF)	19
1.3.1. Paramètres et nombres adimensionnels	19
1.3.2. Régimes d'atomisation du jet	20
Régimes de rupture	22
1.3.3. Trajectoire du jet liquide	24
1.3.4. Point de rupture	27
1.3.5. Caractéristiques du brouillard de gouttes	28
Diamètres caractéristiques d'un brouillard de gouttes	28
À proximité du jet	29
En aval du jet	31
Bilan : Caractéristiques du brouillard de gouttes	32
1.3.6. Interactions goutte/paroi	33
1.3.7. Développement d'un film	34
1.4. LJICF en présence d'une perturbation acoustique	36
1.5. Modélisation d'écoulements multi-phase	40
1.5.1. Écoulements multi-phase : modélisation physique	40
1.5.2. Écoulements multi-phase : modélisation numérique	40
1.5.3. Méthodes à phases séparées	41
Méthodes de suivi/capture d'interface	41
Méthodes multi-fluide	41
Traitement des conditions de saut	42
1.5.4. Méthodes statistiques	43
Méthodes multi-échelle	43
Méthodes surfaciques	43
1.6. Simulation de l'atomisation de jet liquide	44
1.6.1. Simulation numérique directe	44

1.6.2.	Approches phénoménologiques	48
	Approches stochastiques	48
	Modèle ELSA	51
1.6.3.	Simulation numérique de l'atomisation à l'ONERA	52
1.7.	Conclusion et approche retenue	54
2.	Présentation de la configuration expérimentale SIGMA	55
2.1.	Caractéristiques du banc	55
2.2.	Description de la maquette	57
2.3.	Techniques expérimentales	59
2.3.1.	Caractérisations aérodynamique et acoustique	59
2.3.2.	Visualisation de la phase liquide	59
2.3.3.	Caractérisation du brouillard	60
2.3.4.	Mesure de l'épaisseur du film liquide s'écoulant sur la paroi supérieure de la maquette	60
2.4.	Point de fonctionnement	61
2.5.	Principaux résultats expérimentaux	62
2.5.1.	Caractérisation aéro-acoustique du banc expérimental	62
2.5.2.	Visualisations du jet liquide en absence de perturbation acoustique	63
2.5.3.	Visualisations du jet liquide en présence de perturbation acoustique	66
	Caractérisation du brouillard de gouttes	66
	Caractérisation du film	71
3.	Modèles numériques pour la simulation de l'atomisation de jet liquide	73
3.1.	Modèles numériques	74
3.1.1.	Modèle multi-fluide à interface diffuse	74
	Équation de conservation de la masse	75
	Équation de conservation de la quantité de mouvement	75
	Modélisation des effets capillaires	75
	Définition des contraintes visqueuses	76
	Forces volumiques s'exerçant sur le mélange	77
	Formulation finale de l'équation de quantité de mouvement	77
	Équation de conservation de l'énergie	77
	Formulation vectorielle des équations de conservation	77
	Modélisation thermodynamique	78
	Modélisation de la turbulence	80
3.1.2.	Modèle cinétique pour la phase dispersée	81
	Hypothèses du modèle	81
	Forces agissant sur une goutte	82
	Discrétisation numérique	82
3.1.3.	Modèle à approche surfacique pour l'écoulement de films liquides pariétaux	83
	Méthodes numériques pour les équations de conservation	83
	Conservation de la masse	84
	Conservation de la quantité de mouvement	84
3.2.	Description du code CEDRE	86
3.2.1.	Présentation générale du code CEDRE	86
3.2.2.	Stratégie de simulation du LJICF	86
3.2.3.	Solveur CHARME	87
	Discrétisation spatiale	87
	Discrétisation temporelle	88
	Conditions aux limites	90
	Lois de paroi	90

3.2.4.	Solveur SPARTE	91
	Schémas numériques	91
	Conditions aux limites	92
3.2.5.	Solveur FILM	92
3.3.	Couplage entre modèles	93
3.3.1.	CHARME et SPARTE	93
3.3.2.	CHARME vers FILM	93
3.3.3.	CHARME vers SPARTE	93
	Injection de particules dans SPARTE	95
3.3.4.	Terme Source dans CHARME	95
3.3.5.	SPARTE vers FILM	95
3.3.6.	Résumé des couplages	96
4.	Méthodes de post-traitement de la simulation numérique	97
4.1.	Analyse du corps du jet (multi-fluide)	97
4.1.1.	Trajectoire	98
4.1.2.	Point de Rupture	99
4.2.	Analyse du spray : plans de mesure pour la phase dispersée	101
II.	Simulation multi-échelle du LJICF	103
5.	Simulation numérique du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse	105
5.1.	Mise en place de la simulation	105
5.1.1.	Géométrie et maillage	106
	Choix de la géométrie	106
	Influence du confinement	106
	Maillage	107
5.1.2.	Régime de fonctionnement simulé	110
5.1.3.	Choix des paramètres numériques	111
5.1.4.	Condition d'injection du gaz	111
	Simulation RANS d'une conduite à section carrée	112
	Stratégie retenue pour l'injection gazeuse	114
	Simulation monophasique aérodynamique	114
	Comparaison avec les profils expérimentaux	115
5.1.5.	Condition d'injection liquide	116
	Etude de la sensibilité de la trajectoire du jet à la condition limite choisie	116
5.2.	Résultats et discussion	119
5.2.1.	Visualisations des résultats	119
	Visualisations instantanées	119
	Visualisations moyennées	121
5.2.2.	Caractérisation du LJICF	124
	Trajectoire du jet	124
	Rupture du Jet	124
5.2.3.	Caractérisation de la phase dispersée	125
	Étude en nombre de particules	125
	Étude en Vitesse	127
6.	Simulation numérique de la perturbation acoustique au sein de la configuration SIGMA133	
6.1.	Modèle théorique de propagation d'une onde acoustique en présence d'un écoulement porteur	134
6.1.1.	Propagation guidée d'une onde acoustique	135

6.1.2.	Propagation de l'onde acoustique dans la maquette	137
	Section constante	137
	Changement de section	137
	Convergent	138
6.2.	Simulation numérique de la propagation d'une onde acoustique	140
	Maillage et paramètres numériques	140
6.2.1.	Cas section constante avec sortie pression imposé	140
6.2.2.	Modélisation de la section variable	143
6.3.	Simulation numérique de la perturbation acoustique au sein de la configuration SIGMA	145
6.3.1.	Conditions aux limites acoustiques sur la configuration expérimentale	145
6.3.2.	Simulation numérique de la propagation d'une onde acoustique dans le domaine SIGMA	146
7.	Simulation numérique du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse avec perturbation acoustique	149
7.1.	Mise en place de la simulation du LJICF avec perturbation acoustique	149
7.1.1.	Géométrie géométrique et maillage	149
7.1.2.	Régime de fonctionnement simulé	150
7.1.3.	Choix des paramètres numériques	150
7.1.4.	Conditions d'injection du gaz	151
7.2.	Résultats de la simulation du LJICF avec perturbation acoustique	152
7.2.1.	Visualisations instantanées du jet	152
7.2.2.	Étude en fréquence du battement du jet	153
7.2.3.	Trajectoire du jet	154
7.2.4.	Rupture du Jet	156
7.3.	Caractérisation de la phase dispersée	158
7.3.1.	Étude en nombre de particules	158
7.3.2.	Étude en vitesse	160
7.4.	Formation de films liquides en paroi	166
8.	Conclusion générale et perspectives	171
	Table (exhaustive) des matières	175
	Table des figures	179
	Bibliographie	185

Table des figures

1.	Boucle de couplage à l'origine des instabilités thermoacoustiques, d'après Candel <i>et al.</i> (2012). La réponse de la flamme est représentée par la fonction $F(\omega, u')$.	vii
1.1.	Schéma d'un turboréacteur double corps/double flux, d'après Vicentini (2016).	5
1.2.	Cycle thermodynamique d'une turbine à gaz - Cycle idéal de Joule-Brayton, d'après Vicentini (2016).	5
1.3.	Évolution des émissions de polluants en fonction de la richesse de combustion.	6
1.4.	Émissions de CO (tirets), NOx (pointillés), et température adiabatique de flamme (plein), d'après Apeloig (2013).	6
1.5.	Configuration Rich-burn/Quick-mix/Lean-burn.	7
1.6.	Configuration Lean Premixed Prevaporized.	7
1.7.	Système d'injection type TLC.	8
1.8.	Évolution de la température adiabatique de flamme en fonction de la richesse (Commons, 2006).	9
1.9.	Boucle de couplage à l'origine des instabilités thermoacoustiques, d'après Candel <i>et al.</i> (2012). La réponse de la flamme est représentée par la fonction $F(\omega, u')$.	10
1.10.	Évolution du champ acoustique et du dégagement de chaleur en fonction du temps, et de détachements tourbillonnaires, d'après Yu <i>et al.</i> (1991).	12
1.11.	Images Schlieren montrant l'évolution de la surface de la flamme pour une excitation à 75.5 Hz au cours d'un cycle, d'après Schuller (2003).	13
1.12.	Définition d'un cycle d'instabilité thermoacoustique, prenant en compte les différents couplages possibles, afin de réaliser du contrôle actif, d'après Annaswamy et Ghoniem (2002).	14
1.13.	Histogramme de l'évolution de la taille des gouttes au cours d'un cycle de l'excitation acoustique, les niveaux de couleur correspondent à la vitesse longitudinale des gouttes ; $f = 700\text{Hz}$, $x/d = 0 : 45, y/d = 0 : 45, z/d = 0$, d'après Gajan <i>et al.</i> (2007).	15
1.14.	Évolution temporelle de la distribution spatiale de kérosène au cours d'un cycle d'instabilités de combustion, d'après Apeloig <i>et al.</i> (2014).	15
1.15.	Vitesse moyenne de propagation des ondes de densité de gouttes en fonction de la taille des gouttes, d'après Gajan <i>et al.</i> (2007)	16
1.16.	Images en moyenne de phase obtenues à partir d'un brouillard soumis à un écoulement d'air pulsé : Gauche : Images en moyenne de phase, Droite : Interaction entre le brouillard et le détachement tourbillonnaire, d'après Giuliani (2002).	17
1.17.	Boucle de couplage à l'origine des instabilités thermoacoustiques, dans le cas d'une injection de carburant liquide, adapté de Gajan <i>et al.</i> (2007).	18
1.18.	Caractéristiques du jet liquide avec écoulement d'air transverse, d'après No (2015)	19
1.19.	Schéma de la pénétration d'un jet liquide en présence d'un écoulement gazeux transverse, d'après Broumand et Birouk (2016a).	21
1.20.	Régimes d'atomisation primaire de jet liquide dans un milieu au repos, adapté de Wu <i>et al.</i> (1994).	22
1.21.	Visualisation des régimes d'atomisation du LJICF en fonction du nombre de Weber We_g , d'après Sallam <i>et al.</i> (2004). a) $We_g = 0$, <i>no breakup</i> ; b) $We_g = 3$, <i>column breakup</i> ; c) $We_g = 8$, <i>bag breakup</i> ; d) $We_g = 30$, <i>multi-modal breakup</i> ; e) $We_g = 220$, <i>shear breakup</i>	23
1.22.	Mode d'atomisation et formation de gouttes secondaire d'une colonne liquide en fonction du Weber aérodynamique, d'après Chen <i>et al.</i> (2017).	24
1.23.	Régimes d'atomisation du LJICF en fonction du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge, selon Sallam <i>et al.</i> (2004).	25

1.24. Régimes d'atomisation du LJICF en fonction du nombre de Weber We_g et du rapport des flux de quantité de mouvement q , selon Wu <i>et al.</i> (1997); Mazallon <i>et al.</i> (1999); Sallam <i>et al.</i> (2004); Madabhushi <i>et al.</i> (2006).	26
1.25. Trajectoires du jet liquide pour $q = 7.8$ et $We_g = 140$, issues de plusieurs études.	27
1.26. Coordonnées du point de rupture (x_b, z_b)	27
1.27. Section transverse du jet liquide : (a) mécanisme d'instabilités hydrodynamiques et (b) mécanisme boundary layer stripping, d'après Behzad <i>et al.</i> (2015) et Broumand et Birouk (2016a).	29
1.28. Contours de (a) SMD (μm), (b) flux volumique normalisé et (c) vitesse axiale moyenne ($m.s^{-1}$) dans un plan transverse pour $We_g = 96.2$, $q = 5.2$ et $u_g = 123.1 m.s^{-1}$, d'après Tambe <i>et al.</i> (2005).	32
1.29. Cartographie des différents régimes d'interaction goutte paroi, d'après Garcia Rosa <i>et al.</i> (2008).	33
1.30. Impact d'un jet sur paroi en présence d'écoulement transverse, d'après Shedd <i>et al.</i> (2009).	34
1.31. Influence de la position de l'injection du liquide par rapport aux nœuds de pression, sur le comportement du jet liquide, d'après Carpentier <i>et al.</i> (2009).	36
1.32. Taux de modulation obtenus par Anderson <i>et al.</i> (2001).	37
1.33. Phénomène de battement des gouttes observé par Anderson <i>et al.</i> (2001).	38
1.34. Fluctuation de la taille moyenne des gouttes d_{10} , d_{32} et de leur rapport en fonction de la modulation de l'écoulement, d'après Song <i>et al.</i> (2013).	38
1.35. Simulation DNS de l'atomisation primaire d'un jet liquide à l'aide d'une méthode de couplage VOF/LS, d'après Shinjo et Umemura (2010).	44
1.36. Vue latérale de l'atomisation du jet, d'après Herrmann (2010a).	45
1.37. Carte de création de gouttes pour $\rho_l/\rho_g = 10$ (cercles, noir) et $\rho_l/\rho_g = 100$ (carrés, gris), d'après Herrmann (2010a).	45
1.38. Désintégration du jet liquide pour $q = 100$, $We_g = 30$ et $We_l = 3000$, d'après Pai <i>et al.</i> (2009).	46
1.39. Vues instantanées de face et latérale du jet à $t = 1.686$, d'après Li et Soteriou (2014).	47
1.40. Simulation du jet liquide avec écoulement transverse pour plusieurs configurations de turbulence, d'après Xiao <i>et al.</i> (2013).	47
1.41. Simulation stochastique de l'atomisation d'un jet liquide cisailé par courant gazeux : visualisation de la probabilité de présence du cœur liquide et de la transport des parcelles (population de gouttes) dans le champs de gaz résolu avec une LES, d'après Jouanguy (2007).	49
1.42. Différents régions de l'atomisation liquide (à gauche). Schéma représentant les modèles utilisés (à droite), d'après Senoner (2010).	50
1.43. Profils du jet et de son atomisation, d'après (Senoner (2010)). De gauche à droite : $q = 2$, $q = 6$ et $q = 18$	50
1.44. Récapitulatif des différents formalismes utilisés pour la simulation et la modélisation de l'atomisation primaire. Représentation des échelles résolues par chaque formalisme (comparé à un jet expérimental). De haut en bas : DNS (Ménard <i>et al.</i> , 2007), LES (Chesnel <i>et al.</i> , 2011), RANS (Lebas <i>et al.</i> , 2009), d'après Duret (2013).	51
1.45. Atomisation assistée d'une nappe liquide simulée avec DYJEAT, d'après Zuzio (2010)	52
1.46. Atomisation assistée d'une nappe liquide simulée avec SLOSH, d'après Blanchard (2014)	53
2.1. Description du dispositif expérimental SIGMA.	56
2.2. Maquette réalisée dans le cadre du stage de (Doublet, 2015) intégrée au banc SIGMA.	57
2.3. Géométrie de l'injecteur intégré à la maquette.	58
2.4. Profils expérimentaux des différentes composantes de vitesse, d'après Bodoc <i>et al.</i> (2018a).	62

2.5.	Évolution longitudinale de la pression et de la vitesse acoustique au sein du montage SIGMA, d'après Bodoc <i>et al.</i> (2018a).	63
2.6.	Caractéristiques du jet observées expérimentalement : (a) injection du jet liquide et impact sur paroi, (b) brouillard de gouttes générées par l'atomisation du jet, (c) atomisation du film en sortie de conduite	64
2.7.	Procédé de traitement d'image tomographie par nappe laser. A gauche : Image d'origine. A droite : Séquence d'image moyennée.	64
2.8.	Visualisation expérimentale de la trajectoire du jet en fonction du paramètre q .	64
2.9.	Visualisation instantanée de l'atomisation du jet pour trois valeurs différentes de q : (a) $q = 5.5$, (b) $q = 7.5$, (c) $q = 15.2$.	65
2.10.	Longueur de rupture x_d/d_j du jet en fonction du paramètre q , d'après Wu <i>et al.</i> (1998) et Bodoc <i>et al.</i> (2018a).	65
2.11.	Mise en évidence du comportement instationnaire du jet liquide.	66
2.12.	Profils horizontaux de flux volumique global et de vitesse de goutte par classe ($x/d = 40$, $z/d = 7.5$), d'après Bodoc <i>et al.</i> (2018a)	67
2.13.	Évolution de la vitesse axiale moyenne de gouttes dans le plan de symétrie de la maquette pour $z/d = 7.5$: (a) calcul sur l'ensemble des gouttes ; (b) par classe de gouttes, d'après Bodoc <i>et al.</i> (2018a)	68
2.14.	Évolution de la vitesse de l'air et du spray calculée sur l'ensemble des gouttes (a) ou pour 2 classes de goutte (b) en fonction de la phase de la perturbation acoustique, d'après Bodoc <i>et al.</i> (2018a).	69
2.15.	Évolution du nombre de gouttes calculée pour 2 classes de goutte en fonction de la phase de la perturbation acoustique, d'après Bodoc <i>et al.</i> (2018a).	69
2.16.	Évolutions de l'amplitude et de la phase des signaux de nombre de gouttes calculées pour différentes classes de goutte en fonction de la position longitudinale ($y/d = 0$, $z/d = 7.5$), d'après Bodoc <i>et al.</i> (2018a).	70
2.17.	Évolutions de l'amplitude et de la phase des signaux de vitesse calculées pour différentes classes de goutte en fonction de la position longitudinale ($y/d = 0$, $z/d = 7.5$), d'après Bodoc <i>et al.</i> (2018a).	71
2.18.	Exemples d'images de fluorescence obtenues en présence d'une excitation acoustique, d'après Bodoc <i>et al.</i> (2018b).	71
2.19.	Profils d'épaisseur de film mesuré en présence d'une excitation acoustique, d'après Bodoc <i>et al.</i> (2018b).	72
3.1.	Représentation schématique de l'approche utilisée par le solveur FILM.	84
3.2.	Stratégie du calcul du jet liquide avec écoulement d'air transverse.	86
3.3.	Définition des voisinages de faces et de sommets pour une cellule Ω_i (en gris).	87
3.4.	Définition de la fonction masque χ_a pour le modèle d'atomisation. L'intersection des deux zones grisées représente la zone où l'atomisation est activée par le modèle, d'après Blanchard (2014).	94
3.5.	Couplage des équations du modèle multi-fluide, du modèle de spray et du modèle surfacique.	96
4.1.	Visualisation instantanée des iso-contours de fraction volumique liquide α_l , coupe en $y = 0$.	98
4.2.	Méthode de post-traitement pour déterminer la trajectoire du jet.	98
4.3.	Méthode de post-traitement pour déterminer la longueur de rupture du jet.	99
4.4.	Coordonnées du point de rupture en fonction de l'iso-contour de α_l , pour $q = 7.8$.	100
4.5.	Disposition des plans de mesure des particules en aval de l'injection.	101
4.6.	Fenêtres d'analyse des plans de mesure.	101
5.1.	Domaine de la simulation numérique du LJICF.	106
5.2.	Influence du confinement du jet sur sa trajectoire.	107
5.3.	Trajectoire du jet liquide en fonction du maillage.	108

5.4. Maillage (2) de la configuration SIGMA pour la simulation multiphasique : (a) vue latérale ($y = 0$), (b) zoom sur la zone d'injection ($z = 0$), (c) plan transverse au niveau de l'injection ($x = 0$)	109
5.5. Maillage de la conduite à section carrée pour la simulation RANS.	112
5.6. Champs convergés de la simulation RANS aérodynamique au sein de la conduite à section carrée.	113
5.7. Profil de vitesse imposé en entrée de la configuration SIGMA.	114
5.8. Profils de vitesse moyenne longitudinale.	115
5.9. Géométrie de l'injecteur intégré à la maquette.	116
5.10. Influence de la condition d'entrée liquide sur la trajectoire du jet.	117
5.11. Vitesse liquide verticale moyenne calculée en sortie d'injecteur.	118
5.12. Visualisation latérale instantanée du LJICF, pour $q = 7.8$	119
5.13. Visualisations instantanées de la simulation du LJICF : vue latérale, vue de dessus et vue de derrière du jet.	120
5.14. Visualisations instantanées de l'atomisation du LJICF pour différents q	120
5.15. Vue latérale ($y = 0$) du champ de vitesse moyenne	121
5.16. Etude du sillage du jet.	122
5.17. Vecteurs de vitesses moyennes transverses.	122
5.18. Champs moyennés de la norme de vitesse pour différents q	123
5.19. Trajectoires du jet liquide pour différents q	124
5.20. Contours de débits massiques normalisés, pour $q = 7.8$	126
5.21. Plans de mesure représentant l'évolution des débits massiques normalisés, pour $q = 11.8$	127
5.22. Plans de mesure représentant l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne, pour $q = 7.8$	128
5.23. Plans de mesure représentant l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne, pour $q = 11.8$	129
5.24. Évolution de la vitesse moyenne des particules en fonction de la distance x au point d'injection.	129
5.25. Composantes transverse et verticale de vitesse moyenne en fonction de x , dans l'ensemble de la section.	130
6.1. Schéma explicatif du modèle acoustique 2D.	135
6.2. Conduite à section constante	137
6.3. Changement de section	138
6.4. Représentation schématique du domaine et de la discrétisation du convergent (à droite)	139
6.5. Domaine numérique à section constante.	140
6.6. Evolution des amplitudes de pression p' et v' dans un conduit à section rectangulaire. (a) $f = 2000 \text{ Hz}$, $\bar{V}_{inlet} = 1 \text{ m.s}^{-1}$. (b) $f = 177 \text{ Hz}$, $\bar{V}_{inlet} = 66 \text{ m.s}^{-1}$	142
6.7. Ajout du convergent au domaine numérique.	143
6.8. Evolution des amplitudes de pression p' et v' dans la configuration avec rampe convergente. (a) $f = 2000 \text{ Hz}$, $\bar{V}_{inlet} = 0.4 \text{ m.s}^{-1}$. (b) $f = 177 \text{ Hz}$, $\bar{V}_{inlet} = 26.4 \text{ m.s}^{-1}$	144
6.9. Domaine complet de simulation.	146
6.10. Amplitude et phase de la vitesse acoustique le long du domaine.	147
6.11. Signaux de vitesse acoustique pour $z = 10 \text{ mm}$	148
7.1. Évolution du jet liquide en fonction de la phase de la perturbation acoustique, iso-contour $\alpha_l = 0.5$ et particules colorées par la norme de la vitesse.	152
7.2. Méthodologie pour mesurer la fréquence de battement du jet, une FFT est faite sur le signal de fraction volumique binarisé au point indiqué par le carré rouge.	153
7.3. Mise en évidence de la fréquence de battement du jet liquide.	153

7.4. Évolution de la trajectoire du jet liquide en fonction de la phase de la perturbation acoustique.	154
7.5. Comparaison des trajectoires maximales et minimales obtenues expérimentalement et numériquement.	155
7.6. Hauteurs adimensionnalisées des trajectoires numérique et expérimentale à abscisse fixée.	155
7.7. Coordonnées (x_b, z_b) du point de rupture en fonction de la phase de la perturbation acoustique.	156
7.8. Plans de mesure représentant l'évolution des débits massiques moyens normalisés.	159
7.9. Taux du nombre de particules χ dans la section complète à différentes positions.	160
7.10. Plans de mesure représentant l'évolution des vitesses longitudinales moyennes.	161
7.11. Évolution de la vitesse moyenne longitudinale en fonction de x	162
7.12. Composantes transverses de vitesses moyenne en fonction de x	162
7.13. Signal de vitesse longitudinale en fonction de la phase.	163
7.14. Signal de vitesse longitudinale en fonction de la phase : section réduite.	164
7.15. Champs instantanés : (a) d'épaisseur et (b) de vitesse du film liquide au temps final t_f	166
7.16. Épaisseur de film sur la ligne centrale $y = 0$ au temps final t_f	167
7.17. Champs instantanés d'épaisseur et de vitesse du film liquide lorsque la vitesse gazeuse est : (a) maximale ($\phi = 90^\circ$) et (b) minimale ($\phi = 270^\circ$), d'après Zuzio <i>et al.</i> (2017).	168
7.18. Epaisseur et vitesse du film sur la ligne centrale ($y = 0$), et champ instantané d'épaisseur du film à $t = 0.028$ s, d'après Zuzio <i>et al.</i> (2017)	168

Bibliographie

ABGRALL, R. et SAUREL, R., 2003

Discrete equations for physical and numerical compressible multiphase mixtures. *Journal of Computational Physics*, Volume 186 Numéro 2 pages 361–396.

ACARE, 2011

Flightpath 2050 - Europe's vision for aviation. Rapport technique, European Commission.

ADJOUA, S., 2010

Développement d'une méthode de simulation de films liquides cisailés par un courant gazeux. Thèse de doctorat.

ANDERSON, T. J., PROSCIA, W. et COHEN, J. M., 2001

Modulation of a liquid-fuel jet in an unsteady cross-flow. Issu de : *ASME Turbo Expo 2001 : Power for Land, Sea, and Air*. American Society of Mechanical Engineers.

ANDREINI, A., BIANCHINI, C., PUGGELLI, S. et DEMOULIN, F., 2016

Development of a turbulent liquid flux model for Eulerian–Eulerian multiphase flow simulations. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 81 pages 88–103.

ANNASWAMY, A. M. et GHONIEM, A. F., 2002

Active control of combustion instability : Theory and practice. *IEEE control systems*, Volume 22 Numéro 6 pages 37–54.

APELOIG, J., 2013

Étude expérimentale du rôle de la phase liquide dans les phénomènes d'instabilités thermoacoustiques agissant au sein de turbomachines diphasiques. Thèse de doctorat, Toulouse, ISAE.

APELOIG, J. M., D'HERBIGNY, F.-X., SIMON, F., GAJAN, P., ORAIN, M. et ROUX, S., 2014

Liquid-fuel behavior in an aeronautical injector submitted to thermoacoustic instabilities. *Journal of Propulsion and Power*, Volume 31 Numéro 1 pages 309–319.

APTE, S., GOROKHOVSKI, M. et MOIN, P., 2003

LES of atomizing spray with stochastic modeling of secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 29 Numéro 9 pages 1503–1522.

ASHGRIZ, N., 2011

Handbook of atomization and sprays : theory and applications. Springer Science & Business Media.

AVERSENG, M., Thèse en cours

Modélisation et simulation aux grandes échelles de l'atomisation assistée. Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE) ; Université de Toulouse.

BAER, M. et NUNZIATO, J., 1986

A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (ddt) in reactive granular materials. *International journal of multiphase flow*, Volume 12 Numéro 6 pages 861–889.

BAI, C. et GOSMAN, A., 1996

Mathematical modelling of wall films formed by impinging sprays. Rapport technique, SAE Technical Paper.

BARTH, T., HERBIN, R. et OHLBERGER, M., 2018

Finite volume methods : foundation and analysis. *Encyclopedia of Computational Mechanics Second Edition*, pages 1–60.

- BECKER, J. et HASSA, C., 2002
Breakup and atomization of a kerosene jet in crossflow at elevated pressure. *Atomization and Sprays*, Volume 12 Numéro 1-3.
- BEHZAD, M., ASHGRIZ, N. et MASHAYEK, A., 2015
Azimuthal shear instability of a liquid jet injected into a gaseous cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 767 pages 146–172.
- BEHZAD, M., MASHAYEK, A. et ASHGRIZ, N., 2010
A KIVA-based model for liquid jet in cross flow. Issu de : *ILASS Americas, 22nd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.
- BELLOFIORE, A., CAVALIERE, A. et RAGUCCI, R., 2008a
PIV characterization of sprays generated by crossflow injection in high-density airflow. Issu de : *Proceedings ILASS-Europe, 22nd European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.
- BELLOFIORE, A., DI MARTINO, P., LANZUOLO, G. et RAGUCCI, R., 2008b
Improved modeling of liquid jets in crossflow. Issu de : *Proceedings ILASS-Europe, 22nd European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. ILASS.
- BELLOFIORE, A., CAVALIERE, A. et RAGUCCI, R., 2007
Air density effect on the atomization of liquid jets in crossflow. *Combustion Science and Technology*, Volume 179 Numéro 1-2 pages 319–342.
- BERTIER, N., 2006
Simulation des grandes échelles en aérothermique sur des maillages non-structurés généraux. Thèse de doctorat, Paris 6.
- BIROUK, M., AZZOPARDI, B. J. et STÄBLER, T., 2003
Primary break-up of a viscous liquid jet in a cross airflow. *Particle & Particle Systems Characterization : Measurement and Description of Particle Properties and Behavior in Powders and Other Disperse Systems*, Volume 20 Numéro 4 pages 283–289.
- BLANCHARD, G., 2014
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).
- BLANCHARD, G., ZUZIO, D. et VILLEDIEU, P., 2016
A large scale multi-fluid/dispersed phase approach for spray generation in aeronautical fuel injectors. Issu de : *ICMF 2016*.
- BLOKKEEL, G., MURA, A., DEMOULIN, F. et BORGHI, R., 2003
A continuous modeling approach for describing the atomization process from inside the injector to the final spray. *ICLASS, Sorrento*.
- BODOC, V., DESCLAUX, A., GAJAN, P., SIMON, F. et ILLAC, G., 2018a
Characterization of confined liquid jet injected into oscillating air crossflow. *Proceedings of 12th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics, ETC13*.
- BODOC, V., GAJAN, P. et BERTHOUMIEU, P., 2018b
Caractérisation d'un film liquide par fluorescence induite led. *Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, CFTL*.
- BORIS, J., GRINSTEIN, F., ORAN, E. et KOLBE, R., 1992
New insights into large eddy simulation. *Fluid dynamics research*, Volume 10 Numéro 4-6 pages 199–228.

- BOUDY, F., DUROX, D., SCHULLER, T. et CANDEL, S., 2012
Nonlinear flame describing function analysis of galloping limit cycles featuring chaotic states in premixed combustors. Issu de : *ASME Turbo Expo 2012 : Turbine Technical Conference and Exposition*, pages 713–724. American Society of Mechanical Engineers.
- BRACKBILL, J., KOTHE, D. B. et ZEMACH, C., 1992
A continuum method for modeling surface tension. *Journal of computational physics*, Volume 100 Numéro 2 pages 335–354.
- BROUMAND, M. et BIROUK, M., 2016a
Liquid jet in a subsonic gaseous crossflow : Recent progress and remaining challenges. *Progress in Energy and Combustion Science*, Volume 57 pages 1–29.
- BROUMAND, M. et BIROUK, M., 2016b
Two-zone model for predicting the trajectory of liquid jet in gaseous crossflow. *AIAA Journal*, Volume 54 Numéro 1 pages 1499–1511.
- BROUMAND, M., FAROKHI, M. et BIROUK, M., 2016
Penetration height of a circular liquid jet in a subsonic gaseous crossflow : an Eulerian-Lagrangian approach. Issu de : *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, page 1591.
- BROUMAND, M., RIGBY, G. et BIROUK, M., 2017
Effect of nozzle exit turbulence on the column trajectory and breakup location of a transverse liquid jet in a gaseous flow. *Flow, Turbulence and Combustion*, Volume 99 Numéro 1 pages 153–171.
- BROWN, C. T. et MCDONELL, V. G., 2006
Near field behavior of a liquid jet in a crossflow. Issu de : *ILASS Americas 19th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.
- BUNCE, K., LEE, J. et SANTAVICCA, D., 2006
Characterization of liquid jets-in-crossflow under high temperature, high velocity non-oscillating and oscillating flow conditions. Issu de : *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 1225.
- BUTCHER, J. C., 1987
The numerical analysis of ordinary differential equations : Runge-kutta and general linear methods.
- CANDEL, S., DUROX, D., SCHULLER, T., PALIES, P., BOURGOUIN, J.-F. et MOECK, J. P., 2012
Progress and challenges in swirling flame dynamics. *Comptes rendus mecanique*, Volume 340 Numéro 11-12 pages 758–768.
- CANTRELL, R. et HART, R., 1964
Interaction between sound and flow in acoustic cavities : Mass, momentum, and energy considerations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Volume 36 Numéro 4 pages 697–706.
- CARPENTIER, J.-B., BAILLOT, F., BLAISOT, J.-B. et DUMOUCHEL, C., 2009
Behavior of cylindrical liquid jets evolving in a transverse acoustic field. *Physics of Fluids*, Volume 21 Numéro 2.
- CEDRE, 2012
Manuel théorique de la chaîne cedre. Rapport technique, ONERA.
- CHANTEPERDRIX, G., 2004
Modélisation et simulation numérique d'écoulements diphasiques à interface libre. Application à l'étude des mouvements de liquides dans les réservoirs de véhicules spatiaux. Thèse de doctorat, PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France (in French).

- CHEN, T., SMITH, C., SCHOMMER, D. et NEJAD, A., 1993
Multi-zone behavior of transverse liquid jet in high-speed flow. *AIAA paper*, Volume 453.
- CHEN, Y. *et al.*, 2017
Aerodynamic breakup and secondary drop formation for a liquid metal column in a shock-induced cross-flow. Issu de : *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*.
- CHESNEL, J., REVEILLON, J., MENARD, T. et DEMOULIN, F.-X., 2011
Large eddy simulation of liquid jet atomization. *Atomization and Sprays*, Volume 21 Numéro 9.
- COKER, A., NEUMEIER, Y., ZINN, B. T., MENON, S. et LIEUWEN, T., 2006
Active instability control effectiveness in a liquid fueled combustor. *Combustion science and technology*, Volume 178 Numéro 7 pages 1251–1261.
- COMMONS, W., 2006
Constant pressure flame temperature of a number of fuels.
- COSSALI, G. E., MARENGO, M. et SANTINI, M., 2005
Single-drop empirical models for spray impact on solid walls : a review. *Atomization and Sprays*, Volume 15 Numéro 6.
- COUDERC, F., 2007
Développement d'un code de calcul pour la simulation d'écoulements de fluides non miscibles. Application à la désintégration assistée d'un jet liquide par un courant gazeux. Thèse de doctorat, Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace.
- COURBET, B., BENOIT, C., COUAILLIER, V., HAIDER, F., LE PAPE, M. et PÉRON, S., 2011
Space discretization methods. *AerospaceLab*, Numéro 2.
- COUSTEIX, J., 1990
Couches limites laminaires et turbulentes. *Cepadues editions*.
- CROCCO, L. et CHENG, S.-I., 1956
Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors. Rapport technique, PRINCETON UNIV NJ.
- DÉJEAN, B., BERTHOUMIEU, P. et GAJAN, P., 2013
Experimental study on the influence of the liquid and air thicknesses on a planar air-blasted liquid sheet. Issu de : *25th European Conference-Liquid Atomization & Spray Systems-ILASS 2013*.
- DESCLAUX, A., 2017
Étude expérimentale du comportement linéaire et non-linéaire d'une flamme diphasique soumise à une excitation acoustique. mise en œuvre d'une méthode de contrôle adaptative. Rapport d'avancement, ONERA/DMPE.
- DESJARDINS, O., MOUREAU, V. et PITSCH, H., 2008
An accurate conservative level set/ghost fluid method for simulating turbulent atomization. *Journal of Computational Physics*, Volume 227 Numéro 18 pages 8395–8416.
- DEVASSY, B. M., HABCHI, C. et DANIEL, E., 2015
Atomization modelling of liquid jets using a two-surface-density approach. *Atomization and Sprays*, Volume 25 Numéro 1.
- DOUBLET, P., 2015
Étude expérimentale d'un jet liquide débouchant dans un écoulement d'air transverse excité acoustiquement. Rapport de stage, ONERA/DMPE.

- DREW, D. A. et LAHEY JR, R. T., 1979
Application of general constitutive principles to the derivation of multidimensional two-phase flow equations. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 5 Numéro 4 pages 243–264.
- DUCRUIX, S., SCHULLER, T., DUROX, D. et CANDEL, S., 2003
Combustion dynamics and instabilities : Elementary coupling and driving mechanisms. *Journal of propulsion and power*, Volume 19 Numéro 5 pages 722–734.
- DURET, B., 2013
Simulation numérique directe des écoulements liquide-gaz avec évaporation : application à l'atomisation. Thèse de doctorat, Rouen, INSA.
- DUROX, D., SCHULLER, T., NOIRAY, N. et CANDEL, S., 2009
Experimental analysis of nonlinear flame transfer functions for different flame geometries. *Proceedings of the Combustion Institute*, Volume 32 Numéro 1 pages 1391–1398.
- ECKSTEIN, J., FREITAG, E., HIRSCH, C. et SATTELMAYER, T., 2006
Experimental study on the role of entropy waves in low-frequency oscillations in a rql combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Volume 128 Numéro 2 pages 264–270.
- ELSHAMY, O., TAMBE, S., CAI, J. et JENG, S.-M., 2007
Excited liquid jets in subsonic crossflow. Issu de : *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 1340.
- ELSHAMY, O. M., 2007
Experimental investigations of steady and dynamic behavior of transverse liquid jets. Thèse de doctorat, University of Cincinnati.
- FARVARDIN, E. et DOLATABADI, A., 2012
Simulation of biodiesel jet in cross flow. Issu de : *Proceedings of the 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Heidelberg, Germany*, pages 2–6.
- FEDKIW, R. P., ASLAM, T., MERRIMAN, B. et OSHER, S., 1999
A non-oscillatory eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (the ghost fluid method). *Journal of computational physics*, Volume 152 Numéro 2 pages 457–492.
- FLUENT, I., 2006
Fluent 6.3 user's guide. *Fluent documentation*.
- FUREBY, C. et GRINSTEIN, F., 1999
Monotonically integrated large eddy simulation of free shear flows. *AIAA journal*, Volume 37 Numéro 5 pages 544–556.
- GAJAN, P., SIMON, F., ORAIN, M. et BODOC, V., 2016
Investigation and modeling of combustion instabilities in aero engines. *AerospaceLab*, Numéro 11.
- GAJAN, P., STRZELECKI, A., PLATET, B., LECOURT, R. et GIULIANI, F., 2007
Investigation of spray behavior downstream of an aeroengine injector with acoustic excitation. *Journal of Propulsion and Power*, Volume 23 Numéro 2 pages 390–397.
- GARCIA ROSA, N., VILLEDIEU, P. et LAVERGNE, G., 2008
A statistical model for droplet-wall interaction. Issu de : *2nd colloque INCA*.
- GIAUQUE, A. *et al.*, 2005
System identification of a large-scale swirled partially premixed combustor using les and measurements. *Journal of Turbulence*, Numéro 6.

- GIULIANI, F., 2002
Étude du comportement d'un système d'injection de turbomachine en régime pulsatoire forcé. Thèse de doctorat, Toulouse, ENSAE.
- GIULIANI, F., GAJAN, P., DIERS, O. et LEDOUX, M., 2002
Influence of pulsed entries on a spray generated by an air-blast injection device : An experimental analysis on combustion instability processes in aeroengines. *Proceedings of the combustion institute*, Volume 29 Numéro 1 pages 91–98.
- GOROKHOVSKI, M. et SAVELIEV, V., 2003
Analyses of Kolmogorov's model of breakup and its application into lagrangian computation of liquid sprays under air-blast atomization. *Physics of Fluids*, Volume 15 Numéro 1 pages 184–192.
- GOROKHOVSKI, M. et HERRMANN, M., 2008
Modeling primary atomization. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Volume 40 pages 343–366.
- GRANT, R. P. et MIDDLEMAN, S., 1966
Newtonian jet stability. *AIChE Journal*, Volume 12 Numéro 4 pages 669–678.
- GRENIER, N., LE TOUZÉ, D., COLAGROSSI, A., ANTUONO, M. et COLICCHIO, G., 2013
Viscous bubbly flows simulation with an interface sph model. *Ocean Engineering*, Volume 69 pages 88–102.
- GUEYFFIER, D., LI, J., NADIM, A., SCARDOVELLI, R. et ZALESKI, S., 1999
Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows. *Journal of Computational physics*, Volume 152 Numéro 2 pages 423–456.
- GUTMARK, E. et GUTMARK, E., 1997
Shear-flow role in combustion control. Issu de : *28th Fluid Dynamics Conference*, page 2113.
- HERRMANN, M., 2010a
Detailed numerical simulations of the primary atomization of a turbulent liquid jet in crossflow. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Volume 132 Numéro 6.
- HERRMANN, M., 2010b
A parallel eulerian interface tracking/lagrangian point particle multi-scale coupling procedure. *Journal of Computational Physics*, Volume 229 Numéro 3 pages 745–759.
- HERRMANN, M., 2015
A dual-scale les subgrid model for turbulent liquid/gas phase interface dynamics. Issu de : *ASME/JSME/KSME 2015 Joint Fluids Engineering Conference*. American Society of Mechanical Engineers.
- HERVO, L., 2017
Simulation numérique de l'écoulement d'un mélange air et phase dispersée pour l'allumage d'une chambre de combustion aéronautique via un formalisme Euler Lagrange. Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE) ; Université de Toulouse.
- HIGGINS, B., 1802
On the sound produced by a current of hydrogen gas passing through a tube. *Journal of natural philosophy, chemistry and the arts*, Volume 1 Numéro 129-131 pages 2.
- HIRT, C. W. et NICHOLS, B. D., 1981
Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, Volume 39 Numéro 1 pages 201–225.

- HSIANG, L.-P. et FAETH, G., 1995
Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 21 Numéro 4 pages 545–560.
- HUET, M. et GIAUQUE, A., 2013
A nonlinear model for indirect combustion noise through a compact nozzle. *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 733 pages 268–301.
- IATA, 2018
20 year passenger forecast.
- IDEL'CIK, I., 1969
Mémento des pertes de charge. coefficients de perte de charge singulières et de pertes de charge par frottement. Rapport technique, Eyrolles.
- INAMURA, T., 2000
Trajectory of a liquid jet traversing subsonic airstreams. *Journal of Propulsion and Power*, Volume 16 Numéro 1 pages 155–157.
- INAMURA, T. et NAGAI, N., 1997
Spray characteristics of liquid jet traversing subsonic airstreams. *Journal of Propulsion and Power*, Volume 13 Numéro 2 pages 250–256.
- INGEBO, R. D., 1985
Aerodynamic effect of combustor inlet air pressure on fuel jet atomization. *Journal of Propulsion and Power*, Volume 1 Numéro 2 pages 137–142.
- INGEBO, R. D. et FOSTER, H. H., 1957
Drop-size distribution for cross current breakup of liquid jets in airstreams.
- ISHII, M. et HIBIKI, T., 2011
Drift-flux model. Issu de : *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*, pages 361–395. Springer.
- JAEGLE, F., 2009
Large Eddy Simulation of evaporating sprays in complex geometries using Eulerian and Lagrangian methods. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse-INPT.
- JOUANGUY, J., 2007
Modélisation phénoménologique de pulvérisation de sprays couplée à une approche LES pour la phase gazeuse. Thèse de doctorat, Université de Rouen.
- KIHM, K. D., LYN, G. et SON, S., 1995
Atomization of cross-injecting sprays into convective air stream. *Atomization and Sprays*, Volume 5 Numéro 4&5.
- KOLMOGOROV, A. N., 1941
Dissipation of energy in locally isotropic turbulence. Issu de : *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, volume 32, pages 16–18.
- KREBS, W. *et al.*, 2013
Comparison of nonlinear to linear thermoacoustic stability analysis of a gas turbine combustion system. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Volume 135 Numéro 8.
- L'ÂÉRIEN, 2018
2017, année la plus sûre du transport aérien.

- LAURENT, C., RADENAC, E., LINASSIER, D., BERTHOUMIEU, P., SENONER, J. et VILLEDIEU, P., 2017
Modeling of drop reemission on a small scale rotating fan model : comparison between experimental and numerical results. Issu de : *7TH EUROPEAN CONFERENCE FOR AERONAUTICS AND SPACE SCIENCES (EUCASS)*, EUCASS, volume 517, page 2017.
- LAVALLE, G., VILA, J.-P., BLANCHARD, G., LAURENT, C. et CHARRU, F., 2014
A numerical reduced model for thin liquid films sheared by a gas flow. *Journal of Computational Physics*, Volume 301 pages 119–140.
- LE TOUZE, C., 2015
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.
- LEBAS, R., MENARD, T., BEAU, P.-A., BERLEMONT, A. et DEMOULIN, F.-X., 2009
Numerical simulation of primary break-up and atomization : Dns and modelling study. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 35 Numéro 3 pages 247–260.
- LEE, J.-Y., LUBARSKY, E. et ZINN, B. T., 2005
“slow” active control of combustion instabilities by modification of liquid fuel spray properties. *Proceedings of the Combustion Institute*, Volume 30 Numéro 2 pages 1757–1764.
- LEE, K., AALBURG, C., DIEZ, F. J., FAETH, G. M. et SALLAM, K. A., 2007
Primary breakup of turbulent round liquid jets in uniform crossflows. *AIAA journal*, Volume 45 Numéro 8 pages 1907–1916.
- LEFEBVRE, A. H., 1983
Gas Turbine Combustion. Hemisphere publishing corporation.
- LETERRIER, N., 2003
Discrétisation spatiale en maillage non-structuré de type général. Thèse de doctorat, Paris 6.
- LI, X. et SOTERIOU, M., 2014
High-fidelity simulation of high density-ratio liquid jet atomization in crossflow with experimental validation. Issu de : *ILASS Americas 26th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.
- LI, X. et SOTERIOU, M., 2012
Prediction of high density-ratio liquid jet atomization in crossflow using high fidelity simulations on HPC. Issu de : *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, page 175.
- LIEUWEN, T. et ZINN, B., 1998a
Theoretical investigation of combustion instability mechanisms in lean premixed gas turbines. Issu de : *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 641.
- LIEUWEN, T. et ZINN, B. T., 1998b
The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low NO_x gas turbines. Issu de : *Symposium (International) on Combustion*, volume 27, pages 1809–1816. Elsevier.
- LIN, K.-C., KENNEDY, P. et JACKSON, T., 2002
Penetration heights of liquid jets in high-speed crossflows. Issu de : *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, page 873.
- LIOVIC, P. et LAKEHAL, D., 2007
Multi-physics treatment in the vicinity of arbitrarily deformable gas–liquid interfaces. *Journal of Computational Physics*, Volume 222 Numéro 2 pages 504–535.

- MADABHUSHI, R. K., LEONG, M. Y., ARIENTI, M., BROWN, C. T. et McDONELL, V. G., 2006
On the breakup regime map of liquid jet in crossflow. Issu de : *19th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Toronto, Canada, May*, pages 23–26.
- MARBLE, F. et CANDEL, S., 1977
Acoustic disturbance from gas non-uniformities convected through a nozzle. *Journal of Sound and Vibration*, Volume 55 Numéro 2 pages 225–243.
- MARENGO, M. et TROPEA, C., 1999
Aufprall von tropfen auf flüssigkeitsfilme. *DFG, Berlin, Zwischenbericht zum Forschungsvorhaben*, Volume 194 pages 10–18.
- MASHAYEK, A. et ASHGRIZ, N., 2009
Model for deformation of drops and liquid jets in gaseous crossflows. *AIAA journal*, Volume 47 Numéro 2 pages 303–313.
- MASHAYEK, A. et ASHGRIZ, N., 2011
Atomization of a liquid jet in a crossflow. Issu de : *Handbook of Atomization and Sprays*, chapitre 29, pages 657–683. Springer.
- MASHAYEK, A., BEHZAD, M. et ASHGRIZ, N., 2011
Multiple injector model for primary breakup of a liquid jet in crossflow. *AIAA journal*, Volume 49 Numéro 11 pages 2407–2420.
- MASHAYEK, A., JAFARI, A. et ASHGRIZ, N., 2008
Improved model for the penetration of liquid jets in subsonic crossflows. *AIAA journal*, Volume 46 Numéro 11 pages 2674–2686.
- MASUDA, B., 2006
Penetration of a recessed distillate liquid jet into a crossflow at elevated pressure and temperature. Issu de : *Proc. 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS 2006*.
- MAXEY, M. R. et RILEY, J. J., 1983
Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *The Physics of Fluids*, Volume 26 Numéro 4 pages 883–889.
- MAXEY, M. et PATEL, B., 2001
Localized force representations for particles sedimenting in stokes flow. *International journal of multiphase flow*, Volume 27 Numéro 9 pages 1603–1626.
- MAXEY, M., PATEL, B., CHANG, E. et WANG, L., 1997
Simulations of dispersed turbulent multiphase flow. *Fluid Dynamics Research*, Volume 20 Numéro 1-6 pages 143.
- MAZALLON, J., DAI, Z. et FAETH, G., 1999
Primary breakup of nonturbulent round liquid jets in gas crossflows. *Atomization and Sprays*, Volume 9 Numéro 3.
- MÉNARD, T., TANGUY, S. et BERLEMONT, A., 2007
Coupling level set/vof/ghost fluid methods : Validation and application to 3d simulation of the primary break-up of a liquid jet. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 33 Numéro 5 pages 510–524.
- MINOTTI, A., 2004
Contribution à la mesure aéroacoustique par Vélocimétrie Laser Doppler. Thèse de doctorat, Toulouse, ENSAE.

- MOUREAU, V. et LARTIGUE, G., 2015
Yales2 www.coria-cfd.fr/index.php/yales2.
- MOVAGHAR, A., LINNE, M., HERRMANN, M., KERSTEIN, A. et OEVERMANN, M., 2018
Modeling and numerical study of primary breakup under diesel conditions. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 98 pages 110–119.
- MOVAGHAR, A., LINNE, M., OEVERMANN, M., MEISELBACH, F., SCHMIDT, H. et KERSTEIN, A. R., 2017
Numerical investigation of turbulent-jet primary breakup using one-dimensional turbulence. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 89 pages 241–254.
- MUNDO, C., TROPEA, C. et SOMMERFELD, M., 1997
Numerical and experimental investigation of spray characteristics in the vicinity of a rigid wall. *Experimental thermal and fluid science*, Volume 15 Numéro 3 pages 228–237.
- MUNJAL, M. L., 1987
Acoustics of ducts and mufflers with application to exhaust and ventilation system design. John Wiley & Sons.
- NAJAFI MARZBALI, S. et DOLATABADI, A., 2011
Near-field trajectory of circular liquid jets injected into subsonic gaseous crossflow. Issu de : *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, page 186.
- NG, C.-L., SALLAM, K., METWALLY, H. et AALBURG, C., 2005
Deformation and surface waves properties of round nonturbulent liquid jets in gaseous crossflow. Issu de : *ASME 2005 Fluids Engineering Division Summer Meeting*, pages 293–297. American Society of Mechanical Engineers.
- NGUYEN, T. et KARAGOZIAN, A., 1992
Liquid fuel jet in subsonic crossflow. *Journal of Propulsion and Power*, Volume 8 Numéro 1 pages 21–29.
- NICHOLLS, J. et RANGER, A., 1969
Aerodynamic shattering of liquid drops. *Aiaa Journal*, Volume 7 Numéro 2 pages 285–290.
- NICOUD, F. et POINSOT, T., 2005
Thermoacoustic instabilities : Should the Rayleigh criterion be extended to include entropy changes? *Combustion and Flame*, Volume 142 Numéro 1-2 pages 153–159.
- NO, S.-Y., 2015
A review on empirical correlations for jet/spray trajectory of liquid jet in uniform cross flow. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, Volume 7 Numéro 4 pages 283–313.
- NOIRAY, N., DUROX, D., SCHULLER, T. et CANDEL, S., 2008
A unified framework for nonlinear combustion instability analysis based on the flame describing function. *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 615 pages 139–167.
- O’ROURKE, P. J. et AMSDEN, A. A., 1987
The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup. Rapport technique, SAE Technical Paper.
- OSHER, S. et SETHIAN, J. A., 1988
Fronts propagating with curvature-dependent speed : algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *Journal of computational physics*, Volume 79 Numéro 1 pages 12–49.

- OSTA, A. et SALLAM, K., 2010
Nozzle-geometry effects on upwind-surface properties of turbulent liquid jets in gaseous cross-flow. *Journal of Propulsion and Power*, Volume 26 Numéro 5 pages 936–946.
- PAI, M. G., PITTSCH, H. et DESJARDINS, O., 2009
Detailed numerical simulations of primary atomization liquid jets in cross flow. Issu de : *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, FL, January*, pages 5–8.
- PARK, K. et WATKINS, A., 1996
Comparison of wall spray impaction models with experimental data on drop velocities and sizes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Volume 17 Numéro 4 pages 424–438.
- POINSOT, T. J., TROUVE, A. C., VEYNANTE, D. P., CANDEL, S. M. et ESPOSITO, E. J., 1987
Vortex-driven acoustically coupled combustion instabilities. *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 177 pages 265–292.
- POLIFKE, W., PASCHEREIT, C. O. et DÖBBELING, K., 2001
Constructive and destructive interference of acoustic and entropy waves in a premixed combustor with a choked exit. *Int. J. Acoust. Vib*, Volume 6 Numéro 3 pages 135–146.
- POPINET, S., 2003
Gerris : a tree-based adaptive solver for the incompressible euler equations in complex geometries. *Journal of Computational Physics*, Volume 190 Numéro 2 pages 572–600.
- PRAKASH, R. S., SINHA, A., TOMAR, G. et RAVIKRISHNA, R., 2018
Liquid jet in crossflow–effect of liquid entry conditions. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Volume 93 pages 45–56.
- PRAKASH, S., JAIN, S. S., RAGHUNANDAN, B. et TOMAR, G., 2017
Liquid jet in swirling cross flows-a numerical investigation.
- PUTNAM, A. A. et DENNIS, W. R., 1956
Survey of organ-pipe oscillations in combustion systems. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Volume 28 Numéro 2 pages 246–259.
- RACHNER, M., BECKER, J., HASSA, C. et DOERR, T., 2002
Modelling of the atomization of a plain liquid fuel jet in crossflow at gas turbine conditions. *Aerospace Science and Technology*, Volume 6 Numéro 7 pages 495–506.
- RAGUCCI, R., BELLOFIORE, A. et CAVALIERE, A., 2007
Trajectory and momentum coherence breakdown of a liquid jet in high-density air cross-flow. *Atomization and Sprays*, Volume 17 Numéro 1.
- RAYLEIGH, B., 1878
The theory of sound. vol. 2.
- REFLOCH, A. *et al.*, 2011
CEDRE software. *AerospaceLab*, Volume 2 pages 1–10.
- REITZ, R. et BRACCO, F., 1982
Mechanism of atomization of a liquid jet. *The physics of Fluids*, Volume 25 Numéro 10 pages 1730–1742.
- RIJKE, P. L., 1859
Lxxi. notice of a new method of causing a vibration of the air contained in a tube open at both ends. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Volume 17 Numéro 116 pages 419–422.

- SAAD, Y. et SCHULTZ, M. H., 1986
Gmres : A generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems. *SIAM Journal on scientific and statistical computing*, Volume 7 Numéro 3 pages 856–869.
- SAFFMAN, P., 1973
On the settling speed of free and fixed suspensions. *Studies in Applied Mathematics*, Volume 52 Numéro 2 pages 115–127.
- SALLAM, K., NG, C., SANKARAKRISHNAN, R., AALBURG, C. et LEE, K., 2006
Breakup of turbulent and non-turbulent liquid jets in gaseous crossflows. Issu de : *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 1517.
- SALLAM, K., AALBURG, C. et FAETH, G., 2004
Breakup of round nonturbulent liquid jets in gaseous crossflow. *AIAA journal*, Volume 42 Numéro 12 pages 2529–2540.
- SALLAM, K. et FAETH, G., 2003
Surface properties during primary breakup of turbulent liquid jets in still air. *AIAA journal*, Volume 41 Numéro 8 pages 1514–1524.
- SATTELMAYER, T., 2003
Influence of the combustor aerodynamics on combustion instabilities from equivalence ratio fluctuations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Volume 125 Numéro 1 pages 11–19.
- SAUER, B., SPYROU, N., SADIKI, A. et JANICKA, J., 2013
Numerical analysis of the primary breakup under high-altitude relight conditions applying the embedded dns approach to a generic prefilming airblast atomizer. Issu de : *ASME Turbo Expo 2013 : Turbine Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers.
- SCHILLER, L. et NAUMANN, A., 1935
A drag coefficient correlation. *VDI Zeitung*, Volume 77 pages 318–320.
- SCHULLER, T., 2003
Mécanismes de couplage dans les interactions acoustiques-combustion. Thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris.
- SCHULLER, T., DUCRUIX, S., DUROX, D. et CANDEL, S., 2002
Modeling tools for the prediction of premixed flame transfer functions. *Proceedings of the Combustion Institute*, Volume 29 Numéro 1 pages 107–113.
- SENONER, J.-M., 2010
Simulations aux grandes échelles de l'écoulement diphasique dans un brûleur aéronautique par une approche Euler-Lagrange. Thèse de doctorat, INPT.
- SHARMA, A. et LEE, J. G., 2018
Dynamics of near-field and far-field spray formed by liquid jet in oscillating crossflow. *Atomization and Sprays*, Volume 28 Numéro 1.
- SHEDD, T., CORN, M., COHEN, J., ARIENTI, M. et SOTERIOU, M., 2009
Liquid film formation by an impinging jet in a high-velocity air stream. Issu de : *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, page 998.
- SHIED, N., VILA, J. et VILLEDIEU, P., 2009
Programme compere-Développement d'un schéma bas Mach dans le code SLOSH. Rapport technique, ONERA/DMAE.

- SHIMIZU, M., ARAI, M. et HIROYASU, H., 1984
Measurements of breakup length in high speed jet. *Bulletin of JSME*, Volume 27 Numéro 230 pages 1709–1715.
- SHINJO, J. et UMEMURA, A., 2010
Simulation of liquid jet primary breakup : Dynamics of ligament and droplet formation. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 36 Numéro 7 pages 513–532.
- SIMON, F. et BIRON, D., 2004
Experimental acoustic reflections of choked inlet and outlet nozzles. *ONERA : Tire a Part*, Numéro 144 pages 1–9.
- SONG, J., CAIN, C. C. et LEE, J. G., 2015
Liquid jets in subsonic air crossflow at elevated pressure. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Volume 137 Numéro 4.
- SONG, J. et LEE, J. G., 2015
Characterization of spray formed by liquid jet injected into oscillating air crossflow. Issu de : *ASME Turbo Expo 2015 : Turbine Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers.
- SONG, J., RAMASUBRAMANIAN, C. et LEE, J. G., 2013
Response of liquid jet to modulated crossflow. Issu de : *ASME Turbo Expo 2013 : Turbine Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers.
- STENZLER, J. N., LEE, J. G., SANTAVICCA, D. A. et LEE, W., 2006
Penetration of liquid jets in a cross-flow. *Atomization and Sprays*, Volume 16 Numéro 8.
- STOW, C. et HADFIELD, M., 1981
An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface. *Proc. R. Soc. Lond. A*, Volume 373 Numéro 1755 pages 419–441.
- STRAHLE, W. C., 1971
On combustion generated noise. *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 49 Numéro 2 pages 399–414.
- SUSSMAN, M. et PUCKETT, E. G., 2000
A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3d and axisymmetric incompressible two-phase flows. *Journal of computational physics*, Volume 162 Numéro 2 pages 301–337.
- TAMBE, S., JENG, S.-M., MONGIA, H. et HSIAO, G., 2005
Liquid jets in subsonic crossflow. Issu de : *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 731.
- TOMAR, G., FUSTER, D., ZALESKI, S. et POPINET, S., 2010
Multiscale simulations of primary atomization. *Computers & Fluids*, Volume 39 Numéro 10 pages 1864–1874.
- TORO, E. F., 2013
Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics : a practical introduction. Springer Science & Business Media.
- TORO, E. F., SPRUCE, M. et SPEARES, W., 1994
Restoration of the contact surface in the hll-riemann solver. *Shock waves*, Volume 4 Numéro 1 pages 25–34.

- TRONTIN, P., ESTIVALEZES, J.-L., VINCENT, S. et CALTAGIRONE, J., 2014
A phase-conditioned filtering of incompressible interfacial multiphase flow equations : A priori study for the modeling of the subgrid scale terms. Issu de : *Turbulence and Interactions*, pages 165–172. Springer.
- TRONTIN, P., VINCENT, S., ESTIVALEZES, J. et CALTAGIRONE, J., 2010
Direct numerical simulation of a freely decaying turbulent interfacial flow. *International Journal of Multiphase Flow*, Volume 36 Numéro 11-12 pages 891–907.
- TRONTIN, P., 2009
Développement d'une approche de type LES pour la simulation d'écoulements diphasiques avec interface. Application à l'atomisation primaire. Thèse de doctorat, Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace.
- UNVERDI, S. O. et TRYGGVASON, G., 1992
A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows. *Journal of computational physics*, Volume 100 Numéro 1 pages 25–37.
- VALLET, A. et BORCHI, R., 1999
Modélisation eulerienne de l'atomisation d'un jet liquide. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IIB-Mechanics-Physics-Astronomy*, Volume 327 Numéro 10 pages 1015–1020.
- VAN LEER, B., 1979
Towards the ultimate conservative difference scheme. v. a second-order sequel to godunov's method. *Journal of computational Physics*, Volume 32 Numéro 1 pages 101–136.
- VICENTINI, M., 2016
Mise en évidence expérimentale et modélisation des régimes de combustion diphasique présents dans les foyers aéronautiques. Thèse de doctorat, Toulouse, ISAE.
- VINCENT, S., LAROCQUE, J., LACANETTE, D., TOUTANT, A., LUBIN, P. et SAGAUT, P., 2008
Numerical simulation of phase separation and a priori two-phase les filtering. *Computers & fluids*, Volume 37 Numéro 7 pages 898–906.
- WANG, S., HUANG, Y. et LIU, Z., 2014
Theoretical analysis of surface waves on a round liquid jet in a gaseous crossflow. *Atomization and Sprays*, Volume 24 Numéro 1.
- WEE, D., PARK, S., YI, T., ANNASWAMY, A. et GHONIEM, A., 2006
Model-based optimal active control of liquid-fueled combustion systems. *Combustion Processes in Propulsion : Control, Noise, and Pulse Detonation*, page 201.
- WILCOX, D. C., 1988
Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA journal*, Volume 26 Numéro 11 pages 1299–1310.
- WILLIAMS, F. A., 1958
Spray combustion and atomization. *The Physics of Fluids*, Volume 1 Numéro 6 pages 541–545.
- WOTEL, G., GALLAGHER, K., CARON, S., ROSFJORD, T., HAUTMAN, D. et SPADACCINI, L., 1991
High speed turboramjet combustor technology program. *Wright Lab., TR-91-2043, Wright-Patterson AFB, OH.*
- WU, P.-K., MIRANDA, R. et FAETH, G., 1994
Effects of initial flow conditions on primary breakup of nonturbulent and turbulent liquid jets. Issu de : *32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 561.

- WU, P.-K., KIRKENDALL, K. A., FULLER, R. P. et NEJAD, A. S., 1997
Breakup processes of liquid jets in subsonic crossflows. *Journal of Propulsion and Power*, Volume 13 Numéro 1 pages 64–73.
- WU, P.-K., KIRKENDALL, K. A., FULLER, R. P. et NEJAD, A. S., 1998
Spray structures of liquid jets atomized in subsonic crossflows. *Journal of propulsion and power*, Volume 14 Numéro 2 pages 173–182.
- XIAO, F., DIANAT, M. et MCGUIRK, J. J., 2013
Large eddy simulation of liquid-jet primary breakup in air crossflow. *AIAA journal*, Volume 51 Numéro 12 pages 2878–2893.
- YU, K. H., TROUVE, A. et DAILY, J. W., 1991
Low-frequency pressure oscillations in a model ramjet combustor. *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 232 pages 47–72.
- ZUZIO, D. et ESTIVALEZES, J., 2011
An efficient block parallel amr method for two phase interfacial flow simulations. *Computers & Fluids*, Volume 44 Numéro 1 pages 339–357.
- ZUZIO, D. *et al.*, 2013a
Cedre, solveur multi-fluides : travaux 2011-2012. Rapport technique, ONERA.
- ZUZIO, D., 2010
Direct numerical simulation of two phase flows with adaptive mesh refinement. Thèse de doctorat, Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace.
- ZUZIO, D., ESTIVALÈZES, J.-L. et DIPIERRO, B., 2016
An improved multiscale eulerian-lagrangian method for simulation of atomization process. *Computers & Fluids*.
- ZUZIO, D., ESTIVALEZES, J.-L., VILLEDIEU, P. et BLANCHARD, G., 2013b
Numerical simulation of primary and secondary atomization. *Comptes Rendus Mécanique*, Volume 341 Numéro 1-2 pages 15–25.
- ZUZIO, D., THUILLET, S., SENONER, J.-M., LAURENT, C., ROUZAUD, O. et GAJAN, P., 2017
Les simulation of the atomization of a cross-flow liquid jet in a channel. *Proceedings of the 4th INCA Colloquium Paris-Saclay*.

Simulation multi-échelle de l'atomisation d'un jet liquide sous l'effet d'un écoulement gazeux transverse en présence d'une perturbation acoustique

La réduction des émissions polluantes est actuellement un enjeu majeur au sein du secteur aéronautique. Parmi les solutions développées par les motoristes, la combustion en régime pauvre apparaît comme une technologie efficace pour réduire l'impact de la combustion sur l'environnement. Or, ce type de technologie favorise l'apparition d'instabilités de combustion issues d'un couplage thermo-acoustique. Des études expérimentales précédemment menées à l'ONERA ont mis en évidence l'importance de l'atomisation au sein d'un injecteur multipoint sur le phénomène d'instabilités de combustion. L'objectif de cette thèse est de mettre en place la méthodologie multi-échelle pour reproduire les phénomènes de couplage entre l'atomisation du jet liquide en présence d'un écoulement gazeux transverse (configuration simplifiée d'un point d'injection d'un injecteur multipoint) et d'une perturbation acoustique imposée, représentative de l'effet d'une instabilité de combustion. Ce type d'approche pourra, à terme, être utilisé pour la simulation instationnaire LES d'un système de combustion, et permettra de déterminer les temps caractéristiques de convection du carburant liquide pouvant affecter les phénomènes d'évaporation et de combustion, et donc l'apparition des instabilités de combustions. Afin de valider cette approche, les résultats issus des simulations sont systématiquement comparés aux observations expérimentales obtenues dans le cadre du projet SIGMA. Dans un premier temps, une simulation du jet liquide en présence d'un écoulement gazeux transverse est réalisée. Cette simulation a permis de valider l'approche multi-échelle : pour cela, les grandes échelles du jet, ainsi que les mécanismes d'atomisation reproduits par les simulations, sont analysés. Ensuite, l'influence d'une perturbation acoustique sur l'atomisation du jet liquide est étudiée. Les comportements instationnaires du jet et du spray issu de l'atomisation sont comparés aux résultats expérimentaux à l'aide des moyennes temporelles et des moyennes de phase.

Mots-clés : simulation multi-échelle, jet liquide en présence d'un écoulement transverse, perturbation acoustique, atomisation, couplage Euler-Lagrange

Multiscale simulation of the atomization of a liquid jet in oscillating gaseous cross-flow

The reduction of polluting emissions is currently a major issue in the aeronautics industry. Among the solutions developed by the engine manufacturers, lean combustion appears as an effective technology to reduce the impact of combustion on the environment. However, this type of technology enhances the onset of combustion instabilities, resulting from a thermo-acoustic coupling. Experimental studies previously conducted at ONERA have highlighted the importance of atomization in a multipoint injector to the combustion instabilities. The aim of this thesis is to implement the multi-scale methodology to reproduce the coupling phenomena between the atomization of the liquid jet in the presence of a crossflow (which is a simplified configuration of an injection point of a multipoint injector) and an imposed acoustic perturbation, representative of the effect of combustion instabilities. This type of approach can ultimately be used for the unsteady simulation of a combustion system, and will determine the characteristic convection times of the liquid fuel that can affect the phenomena of evaporation and combustion, and therefore the appearance of combustion instabilities. In order to validate this approach, the results obtained from the simulations are systematically compared with the experimental observations obtained within the framework of the SIGMA project. First, a simulation of the liquid jet in gaseous cross-flow is performed. This simulation enabled us to validate the multi-scale approach : to this end, the large scales of the jet, as well as the atomization mechanisms reproduced by the simulations, are analyzed. Then, the influence of an acoustic perturbation on the atomization of the liquid jet is studied. The unsteady behavior of the jet and the spray resulting from the atomization are compared with the experimental results using time averages and phase averages.

Keywords : multiscale simulation, liquid jet in crossflow, acoustic perturbation, atomization, Euler-Lagrange coupling