THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l' *Institut National Polytechnique de Toulouse*

Spécialité : *Dynamique des fluides*

Présentée et soutenue par

Florian Moreau

le 29 Novembre 2010

Évaporation et dispersion d'un spray bi-composant dans un écoulement de canal chauffé fortement turbulent Une approche expérimentale

---

JURY

Christine Rousselle	Présidente
Pascale Desgroux	Rapporteur
Christophe Dumouchel	Rapporteur
Gérard Lavergne	Examinateur
Fabrice Lemoine	Examinateur
Rudy Bazile	Directeur de thèse

École doctorale : Mécanique, Energétique, Génie Civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche : Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)

Directeur de thèse : Rudy BAZILE

Résumé

Cette étude s'inscrit dans le cadre de la compréhension des phénomènes ayant lieu dans les chambres de combustion aéronautiques. Ces phénomènes étant multiples et complexes, des simplif cations sont nécessaires. L'étude se focalise uniquement sur l'évaporation de gouttelettes bi-composant en écoulements turbulents. De nombreux modèles d'évaporation existent mais l'inf uence de la turbulence dans le cas d'un spray est encore mal comprise. Alors que la turbulence augmente l'évaporation d'une goutte isolée, elle peut amener à la création d'amas de gouttes qui vont au contraire ralentir l'évaporation. Cette étude a donc pour but de fournir un certain nombre de données quantitatives permettant une meilleure compréhension de ces phénomènes et une amélioration des modèles.

L'approche est expérimentale. L'objectif est de quantif er, d'une part l'évaporation et la dispersion de gouttelettes, d'autre part le mélange vapeur dans un écoulement de canal dont les caractéristiques seront connues. Af n de simplif er les conditions expérimentales, la température est moins élevée que dans le cas réel et la pression est la pression atmosphérique. De plus, les gouttelettes sont bi-composant (octane/3-pentanone).

Le banc utilisé est divisé en deux parties. Sa partie supérieure est composée d'un système de génération de l'écoulement turbulent et d'un injecteur de gouttelettes. Sa partie inférieure est composée d'une veine dans laquelle l'écoulement diphasique est analysé.

L'écoulement porteur est étudié sans le spray par Anémométrie Laser Doppler. L'écoulement présente une forte turbulence, des prof ls plats de vitesses moyennes et de f uctuations de vitesses, en zone établie. Les propriétés d'isotropie et la décroissance de la turbulence sont proches de celles obtenues en turbulence de grille.

La phase dispersée est suivie à chaud à l'aide de deux méthodes : par Anémométrie Phase Doppler et par Fluorescence Laser Induite. L'Anémométrie Phase Doppler permet d'avoir accès simultanément au diamètre et à la vitesse de chaque goutte passant à travers le volume de mesure. En raison de la forte polydispersion, les comportements des gouttelettes vis à vis de la turbulence sont très différents. En revanche, l'homogénéisation est rapide quelque soit la classe de taille. La présence d'amas dont la quantité diminue en aval dans la veine est mis en avant. La Fluorescence Laser Induite mesure la quantité de molécules de 3-pentanone en phase liquide. L'évolution de la concentration liquide, des f ux de masse et des amas est décrite.

La Fluorescence Induite par Laser permet aussi de suivre la quantité de 3-pentanone en phase vapeur.

L’évolution des prof ls radiaux et axiaux de concentration moyenne et des f uctuations de concentration est présentée. L’homogénéisation du mélange est quantif ée.

Abstract

This work aims to understand the phenomena that occur in a combustion chamber. Due to the complexity of the phenomena encountered, simplifications are made. This study only focuses on multi-component droplet evaporation in turbulent flows. Many evaporation models exist, but the influence of turbulence on a spray is yet not well understood. On one hand, turbulence increases the droplet evaporation rate. On the other hand, it may generate clusters, in which saturation stops the process. This study aims to give a database that can be used to improve the physical understanding of the process and to improve model performances.

This is an experimental approach. The objective is to measure evaporation and dispersion of droplets and vapour mixing in a well-known turbulent flow. In the simplified test case studied here, the temperature is lower than in a real case and the pressure is atmospheric. The droplets are bi-component (octane/3-pentanone).

The experimental set-up is divided into two parts. The first part, at the top, consists in a turbulence flow generator and a droplet injection device. The second part is a channel in which the two-phase flow is analysed.

The carrier flow is measured using Laser Doppler Anemometry. The main flow properties are : high turbulence levels, flat profiles for the mean velocity and velocity fluctuations. The turbulence decreases and isotropic properties are close to those of grid turbulence.

The dispersed phase is measured using Phase Doppler Anemometry (PDA) and Laser Induced Fluorescence (LIF). The velocity and diameter of each droplet passing through the measurement volume is measured by the PDA technique. There is a large variety of droplet behaviours due to the large polydispersion and turbulence. Droplet clusters are measured. Their amounts decrease with the distance from the injector. The concentration of 3-pentanone can be measured with the LIF technique. The evolution of the liquid concentration, mass flux and droplet clusters is described. The mean vapour concentration and its fluctuations are measured along the axial and radial axis. The mixing of the vapour is characterised.

Remerciements

Je remercie l'ensemble des membres du jury : Christine Rousselle pour avoir accepté de présider le jury, Pascale Desgroux et Christophe Dumouchel pour avoir été rapporteurs de cette thèse et enf n Gérard Lavergne et Fabrice Lemoine pour avoir examiné ce travail. Je les remercie pour leurs critiques et les discussions que nous avons eues, qui ont permis d'enrichir ce travail.

La thèse est une aventure scientif que mais c'est aussi une aventure humaine. Je prof te donc de ces quelques lignes pour remercier tous ceux que j'ai pu côtoyer au long de ces années.

Commençons par les personnes qui m'ont accueilli au sein du laboratoire : Jacques Magnaudet, directeur de l'IMFT ; Henri Boisson, directeur adjoint ; Olivier Simonin, directeur du groupe PSC, et enf n Rudy Bazile, mon directeur de thèse. Je te remercie Rudy, au delà de notre collaboration scientif que, pour ton soutien humain infaillible.

Lorsque l'on fait une thèse basée sur des expériences, on est amené à travailler avec beaucoup de personnes. Sans elles, tout cela aurait souvent été beaucoup plus compliqué. Je tiens donc à remercier Doris, Sandrine, Muriel, Catherine, Sylvie, Lionel, Thierry, André et Bruno qui sont indispensables au bon fonctionnement et à la bonne ambiance du laboratoire et que j'ai eu l'occasion de croiser quasi quotidiennement.

Merci à Jean-Marc, Laurent et Jean-Pierre de l'atelier, pour leurs conseils, leurs idées et l'ensemble de leur travail sur le banc expérimental. Merci à l'ensemble du personnel du service informatique et en particulier à Yannick que j'ai le plus côtoyé. Merci aux membres du service signaux et images : Jean-Félix, Hervé pour tes montages électroniques et pour m'avoir prêté un nombre incalculable de fois ton matériel, Emmanuel pour tes conseils et tes réglages lasers. Merci Sébastien pour ta bonne humeur, ta vivacité d'esprit et tes connaissances encyclopédiques.

Je remercie l'ensemble des membres du PFA-ASTRA et en particulier ceux avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer étroitement : Virginel Bodoc, Yves Biscos, Mikael Orain et Gérard Lavergne.

Je remercie aussi les membres du groupe PSC. Ce groupe est déf nitivement un endroit très agréable pour faire une thèse. Florence, j'ai beaucoup apprécié ton sourire et ta protection en particulier quand j'en avais besoin en f n de thèse, après un report de la soutenance à cause de grève des transports puis de la neige... Gérard, ton expérience en mécanique et tes idées inépuisables ont permis d'arriver à adapter la manip'. Le groupe va perdre beaucoup lors de ton départ prochain à la retraite. Enf n Moïse ; ta disponibilité est d'un grand réconfort pour tout expérimentateur du groupe. Ta bonne humeur a rendu ces

longues campagnes de mesures bien plus agréables qu'elles ne l'auraient été autrement. Et au delà de ça, je suis heureux d'avoir partagé ces moments avec toi. Tu as été une des belles rencontres de cette thèse.

Merci aussi à Pascal, Hervé, Anaïg, Renaud, Benoît, Jean Luc, Dirk, Franck, Marco, Mariyana, Micheline, Virginie, Eric, Emre, Alessandro, et Ben.

Merci aux "jeunes" : à Aurélien et Marion P. -mes "chimistes" préférés-, Daniel -comique et photographe exceptionnel entre bien d'autres talents-, Guillaume -notre Kasparov sauce PSC-, Mehdi -j'ai beaucoup aimé nos discussions ; mais va maniper plutôt que de lire mes remerciements !-, mon seigneur Ali, Marion L. -la f lle la plus classe de l'IMF, encore un zeste de conf ance et tu seras la meilleure-, Adrien -dommage qu'on ne se soit pas connus plus tôt, je suis sûr que tu vas faire une super thèse-, MC -t'es vraiment une tueuse !-, Jérôme -notre beau gosse écolo et couch surfeur national-, Nico -pour la musique : les fameuses "chansons du Vendredi", les comp'îles, les TD ensemble, ...-, Romain -pour les jeux de sociétés, en particulier BSG et tous les jeux de goujats, les fajitas, ...-. Merci à tous pour les pauses, les repas du midi, les débats toujours calmes et mesurés, et les soirées passées ensembles.

Merci à Magali pour sa gentillesse et pour m'avoir bien passé le relai.

Merci à Anthony pour avoir initié les soirées pokers (devenues les IMFT Poker Tour) et pour les bons moments passés ensemble ; à Olivier P. pour associer à ce point ouverture d'esprit, intelligence et humilité ; à Nico G. pour avoir partagé avec moi la salle de manip' et quelques très bons repas ; à Zafer pour avoir été mon prof d'anglais, de turc et mon élève de français. Garde ton incroyable bonne humeur ; à Yannick pour tes innombrables connaissances techniques, tes supers idées pour la manip', le squash, le ski et tout ...

Merci à Enrica pour les potins, pour ta générosité et ton originalité. Merci d'avoir été la maman de tous les thésards pendant ces années. Merci à JF pour avoir refait quotidiennement la pédagogie, la science et le monde avec moi. ~~*Chicago*~~ Minneapolis avec vous c'était le bonheur !

Merci à Vivi, Liz et Alice pour avoir prêté vos copains et avoir fait cette aventure avec nous !

Je remercie aussi les f lles du groupe OTE : Emma et Julie.

Merci à mes collègues de bureau successifs : Xavier et le roi Arthur dans un premier temps avec qui j'ai débuté ma thèse en "salle sud" ; puis Florent, Roël et Laurent, grâce à vous ces années ont été parsemées d'échanges scientif ques, de débats et de rire. Merci à vous.

A l'IMFT j'ai eu la chance de rencontrer de nombreux chercheurs avec qui les échanges scientif ques et humains ont été enrichissants. Je pense à Thierry Poinsot, Eric Climent, François Charru, Patricia Ern, Catherine Colin, Veronique Roïg. Merci à Bernard Ferret pour m'avoir proposé les TD de thermodynamique à l'IUT. Je remercie aussi Frédéric Risso pour m'avoir permis de participer aux ateliers de la fête de la science et pour nos nombreuses discussions. Merci Dominique pour nous avoir supportés, JF et moi, pendant ces années et nous avoir laissé une grande liberté de ton dans l'approche de l'atelier de rhéologie ; j'ai beaucoup aimé discuter de science et de bien d'autres choses avec toi.

Plusieurs rencontres ont eu un impact important sur mon envie de faire de la science : Christiane qui m'a depuis toujours laissé penser que la science était accessible et ceux que je considère comme mes

mentors Richard Target, Joël Sornette et Cédric Poulain.

Merci à mes amis de toujours, qui ont suivi cette aventure, et avec qui je compte en suivre bien d'autres : Alicia, Marie, Mz, Leeyah, Greg, Polo, By, Oliv, Manu, Thierry et les Guéna.

Merci à ceux qui font aussi partie de ma famille, Lolo évidement, Martine, Stéphane, Christiane et Adonis.

Je remercie mes parents pour m'avoir laissé une liberté totale dans mes choix d'études, m'avoir encouragé et avoir toujours été là. Enf n merci Séverine pour ton charme, ta gentillesse, ta douceur et ton amour.

à ma grand mère,
à mes parents,
à Séverine.

Table des matières

1 Introduction **19**

1.1 Contexte général de l'étude 19

1.2 Contexte de l'étude dans la recherche actuelle 20

1.2.1 Approches de l'évaporation d'une goutte 20

1.2.2 Influenc des gouttes et de l'écoulement porteur sur l'évaporation 24

I Présentation de l'expérience **29**

2 Dispositif expérimental **31**

2.1 Dispositif préexistant 32

2.1.1 Comment créer de la turbulence expérimentalement ? 32

2.1.2 Génération de l'écoulement porteur 33

2.1.3 Veine d'essai 34

2.1.4 Système de déplacement 35

2.2 Adaptation du dispositif 35

2.3 Système d'injection liquide 36

2.3.1 Atomiseur 36

2.3.2 Contrôle du débit liquide 37

2.4 Définitio des axes et des vitesses 38

3 Techniques de mesures **39**

3.1 Choix des techniques 40

3.2 Principe de fonctionnement du laser 41

3.3 Anémométrie Laser Doppler et Anémométrie Phase Doppler 42

3.3.1 Principes de la méthode 42

3.3.2 Biais et corrections 47

3.3.3 Caractéristiques des systèmes utilisés 57

3.4 Fluorescence induite par laser 59

3.4.1 Principe de la technique . . . 59
3.4.2 L'espèce fluorescent . . . 60
3.4.3 Mise en place . . . 60
3.4.4 Les biais . . . 61
3.5 Autres techniques . . . 62
3.5.1 Débitmétrie . . . 62
3.5.2 Mesures de masse pour les mélanges . . . 63
3.5.3 Ombroscopie . . . 63
3.5.4 Thermométrie par thermocouple . . . 63

4 Post-traitement 65
4.1 Post-traitement en LDA et PDA . . . 65
4.2 Post-traitement en LIF . . . 69
4.2.1 Discrimination phase liquide / phase vapeur . . . 69
4.2.2 Étalonnage et détermination de la concentration . . . 78
4.2.3 Absorption et correction . . . 88
4.2.4 Algorithme de détermination des distances entre gouttes . . . 93

II Résultats 95

5 Écoulement porteur 97
5.1 Conditions expérimentales . . . 98
5.1.1 Choix des traceurs . . . 98
5.1.2 Gamme de mesure spatiale et définitio de axes . . . 100
5.2 Étude des propriétés de l'écoulement porteur . . . 102
5.2.1 Vitesses moyennes . . . 102
5.2.2 Les fluctuation de vitesse . . . 106
5.2.3 Intensité Turbulente . . . 109
5.2.4 Loi de décroissance de la turbulence . . . 110
5.2.5 Le rapport d'isotropie . . . 111
5.2.6 Tension de Reynolds . . . 113
5.2.7 Influenc de la vitesse débitante . . . 113
5.2.8 Comparaison avec l'étude précédente . . . 116
5.3 Étude thermique . . . 118

6 Phase dispersée 121
6.1 Étude préliminaire sur les conditions de fonctionnement . . . 122
6.1.1 Choix des composés . . . 122

6.1.2 Choix de la température 124
6.1.3 Choix du débit d'air 124
6.1.4 Choix du débit liquide 127
6.1.5 Choix de l'intensité de l'atomisation 127
6.2 Influenc de la température sur l'écoulement porteur 129
6.3 Conditions initiales 131
6.4 Étude de la dispersion des gouttes 133
6.4.1 Evolution des conditions initiales 133
6.4.2 Classes de taille et nombres caractéristiques 135
6.4.3 Evolution des statistiques de vitesse sur l'axe 136
6.4.4 Evolution radiale des statistiques de vitesse 139
6.4.5 Evolution radiale et axiale des distributions de diamètre 143
6.4.6 Influenc de la présence d'octane 146
6.4.7 Distribution des écarts des temps d'arrivée 148

7 Évolution du 3-pentanone en phase liquide et en phase vapeur 151
7.1 Evolution du 3-pentanone en phase liquide 152
7.1.1 Concentrations de 3-pentanone en phase liquide 152
7.1.2 Répartition des flu de masse de liquide 156
7.1.3 Distance entre les gouttes 158
7.2 Evolution du 3-pentanone en phase vapeur 160
7.2.1 Évolution des grandeurs moyennes de 3-pentanone vapeur 161
7.2.2 Evolution des fluctuation de concentration 163
7.2.3 Répartition des flu de masse de vapeur 168
7.2.4 Caractérisation des inhomogénéités spatiales du mélange 170
7.3 Retour sur les hypothèses d'explication de la diminution des diamètres 172

Nomenclature

LETTRES ROMAINES

Symbole	Déf nition
$< C >$	concentration moyenne sur un prof l, g/cm^3
$\dot{m}_{l_{3p\,injecte}}$	Flux de masse de 3-pentanone liquide initialement injecté, g/s
$\dot{m}_{l_{3p\,integre}}$	Flux de masse de 3-pentanone liquide intégré sur une section, g/s
u'	Composante f uctuante de la vitesse orthoradiale (m/s)
v'	Composante f uctuante de la vitesse transversale (m/s)
w'	Composante f uctuante de la vitesse longitudinale (m/s)
$\overline{C}$	concentration moyenne, g/cm^3
$\overline{U}$	Vitesse orthoradiale moyenne (m/s)
$\overline{V}$	Vitesse transverse moyenne (m/s)
$\overline{W}$	Vitesse longitudinale moyenne (m/s)
$\overline{W}_{vol}$	vitesse moyenne du volume des gouttes, m/s
$\underline{\underline{E}}$	champ électrique
C	concentration instantanée, g/cm^3
c'	composante f uctuante de la concentration, g/cm^3
e	vecteur unitaire
f	fréquence (Hz)
F_{ij}	facteur conversion de phase entre les photodétecteurs i et j
I	Intensité turbulente
m	indice relatif du milieu

N	Quantité de molécules par unité de volume
n_m	indice de réfraction du milieu
n_p	indice de réfraction de la particule
Re	Nombre de Reynolds
S_f	Signal de f uorescence
St	nombre de Stokes
T_e	Temps associé à l'échelle intégrale
u	Vitesse orthoradiale instantanée (m/s)
u_i	vitesse
v	Vitesse transversale instantanée (m/s)
w	Vitesse longitudinale instantanée (m/s)
w	densité d'énergie
W_e	nombre de Weber
W_t	vitesse terminale de chute
x	Axe horizontal, composante radiale
y	Axe horizontal, composante radiale
z	Axe vertical, composante axiale
c	Vitesse de la lumière (m/s)
E	Energie (J)
H	largeur de la veine
h	Constante de Plank

SYMBOLES GRECQUES

Symbole	**Déf nition**
β_{ij}	facteur conversion de phase entre les photodétecteurs i et j
λ	Longueur d'onde (nm)
ϕ_q	rendement quantique de f uorescence

ϕ_r	angle d'écart à l'axe (ou off-axis angle)
ψ_r	angles d'élévation (ou elevation angle)
ρ	Masse volumique
σ	section eff cace d'absorption moléculaire (cm^2/molécule
τ_k	Temps associé à l'échelle de Kolmogorov
θ	Angle entre deux faisceaux incidents monochromatiques LDA ou PDA

OPÉRATEURS MATHÉMATIQUES

Symbole	**Déf nition**
$\overline{X}$	Moyenne sur l'ensemble des réalisations
x'	Composante f uctuante de la décomposition de Reynolds

INDICES ET EXPOSANTS

Symbole	**Déf nition**
b	indice relatif au faisceau laser
D	Doppler
$p_\perp$	Composante orthogonale à l'axe de révolution du volume de mesure

ACRONYMES

Symbole	**Déf nition**
ADL	Anemometry Laser Doppler
IUPAC	International Union of Pure et Applied Chemistry
LASER	Light Amplif cation by Stimulated Emission of Radiation
LDA	Laser Doppler Anemometry
LIF	Laser Induced Fluorescence
PDA	Phase Doppler Anemometry

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Contexte général de l'étude 19

1.2 Contexte de l'étude dans la recherche actuelle 20

1.2.1 Approches de l'évaporation d'une goutte 20

1.2.2 Influenc des gouttes et de l'écoulement porteur sur l'évaporation 24

1.1 Contexte général de l'étude

Les fabricants de moteurs aéronautiques cherchent à respecter des normes environnementales de plus en plus strictes tout en rendant les chambres de combustion de plus en plus performantes. En particulier les questions d'utilisation de biofuels et de réallumage de moteurs en altitude sont au coeur des préoccupations des motoristes. Les expériences permettant de recréer les conditions d'altitude (température à $-40°$ C et pression 0.5Pa) sont complexes à mettre en place et coûteuses. Une solution est de rendre les codes de calculs, utilisés lors de la phase de conception des chambres, plus prédictifs. Dans cette perspective il est nécessaire de mieux comprendre les phénomènes physiques rencontrés afi de pouvoir les modéliser. Or ces phénomènes sont nombreux et complexes. Un liquide contenant plusieurs centaines d'espèces chimiques est injecté dans une atmosphère sous haute pression (3 MPa) et haute température (2300 K) ; il subit des phénomènes d'atomisation primaire, secondaire, de coalescence, de changement de phase, d'impact en paroi, la vapeur est brûlée, etc... Si l'on veut comprendre finemen ce qui se passe il faut commencer par décomposer le problème.

Dans cette perspective, un Projet Fédérateur Aérospatial, le PFA ASTRA, a été monté entre l'ONERA et plusieurs laboratoires du CNRS : le CORIA, le LEMTA et l'IMFT. L'objectif de ce projet est de développer simultanément des techniques de diagnostics optiques et des codes de calculs, en s'intéressant plus précisément aux phénomènes d'évaporation. Les expériences menées sont des expériences modèles plus ou moins complexes allant des trains de gouttes aux sprays. L'objectif est de quantifie finemen les

phénomènes physiques impliqués. Les codes de calculs sont améliorés en parallèle afin de simuler ces phénomènes.

Au sein de ce projet, le travail de l'IMFT objet de cette thèse, a été de caractériser la phase liquide dans un spray polydisperse bi-composant, injecté dans un écoulement turbulent chauffé. En comparaison avec le cas d'une chambre de combustion, la partie du problème étudié est restreinte ; l'expérience ne se focalise que sur la dispersion des gouttelettes et l'évolution d'un des deux composés initialement présent dans le mélange liquide. Les conditions expérimentales sont simplifées par rapport au cas réel ; le nombre de composés est réduit à deux, l'expérience est faite à température plus basse et à pression atmosphérique. Le banc expérimental utilisé ici a, en partie, été conçu lors d'une thèse précédente (Cochet, 2007). Cette thèse avait pour objectif l'étude de la phase vapeur après évaporation d'un spray monocomposant d'acétone.

L'objectif de la présente thèse est de fournir une base de données suffsamment importante pour permettre la validation, sur un cas plus simple que le cas réel, des codes de calculs prenant en compte l'évaporation.

1.2 Contexte de l'étude dans la recherche actuelle

Comme cela vient d'être précisé, l'objectif de cette étude est de se focaliser sur l'évaporation de gouttelettes dans un cas relativement simplifé. L'étude bibliographique suivante présente un état de l'art en partant des études simples concernant ce sujet et en allant jusqu'aux études proposant des modèles affnés. La thèse de M. Cochet offre une bibliographie relativement complète sur l'évaporation d'une goutte monocomposant ; le lecteur intéressé pourra y trouver plus de détails sur les différents modèles présentés ici.

1.2.1 Approches de l'évaporation d'une goutte

1.2.1.1 Une première approche

Une des premières approches proposées pour décrire l'évaporation d'une goutte est le modèle de Spalding ou loi du d^2 (Spalding, 1951) . Cette loi montre, sous certaines hypothèses que nous allons décrire, que l'évolution temporelle de l'évaporation d'une goutte se fait linéairement avec le carré de son diamètre. Cette approche a ensuite été affnée par de nombreux travaux.

Les hypothèses faites par Spalding sont les suivantes :

- (1) La goutte est isolée et immobile. Le gaz environnant est au repos. Il n'y pas de gravité. Le problème est alors à symétrie sphérique.
- (2) La température de la goutte est constante et uniforme.
- (3) Le liquide est mono-espèce.
- (4) Les gammes de pression et de température des gaz se situent sous les conditions critiques.

– (5) Les propriétés du gaz sont constantes.
– (6) Le processus est isobare.
– (7) Le processus est quasi-stationnaire et contrôlé par la diffusion de la vapeur de carburant dans le gaz environnant.
– (8) Le processus de changement de phase se produit beaucoup plus rapidement que le transport de vapeur dans l'air ambiant : l'interface liquide-vapeur est en équilibre thermodynamique. La vapeur produite est à la pression de vapeur saturante, calculée à la température de la goutte.
– (9) Le f ux de chaleur par rayonnement est négligeable.

L'ensemble de ces hypothèses permet d'aboutir à une loi simple d'évaporation concernant le diamètre d de la particule.

L'évolution de la masse m d'une goutte de masse volumique ρ_l et de diamètre d avec le temps s'écrit :

$$\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}\left(\frac{\pi}{6}\rho_l d^3\right)}{\mathrm{d}t} \tag{1.1}$$

$$= -2\pi d\rho_{vap}\mathcal{D}\,ln\left(\frac{1-Y_{vap\,\infty}}{1-Y_{vap\,S}}\right) \tag{1.2}$$

Avec : $Y_{vap\,S}$ et $Y_{vap\,\infty}$ la fraction massique de vapeur à la surface et à l'inf ni, $\mathcal{D}$ le coeff cient de diffusion et ρ_{vap}, la masse volumique de la vapeur.

Les deux équations précédentes conduisent à :

$$d^2 = d^2_{t=t_0} - K.t \tag{1.3}$$

avec

$$K = 8\mathcal{D}\frac{\rho_{vap}}{\rho_l}ln\left(\frac{1-Y_{vap\,\infty}}{1-Y_{vap\,S}}\right) \tag{1.4}$$

L'utilisation de nombre de Spalding B_M pour caractériser les échanges de masse ou du nombre de Spalding pour caractériser les transferts thermiques B_T permettent de réécrire cette loi :

$$B_M = \frac{Y_{vap\,S} - Y_{vap\,\infty}}{1-Y_{vap\,S}} \tag{1.5}$$

$$B_T = \frac{C_{p\,vap}(T_\infty - T_S)}{L_v} \tag{1.6}$$

Avec $C_{p\,vap}$ la capacité calorif que de la vapeur, L_v la chaleur latente de vaporisation.

La constante devient :

$$K = 8\mathcal{D}\frac{\rho_{vap}}{\rho_l}ln(1+B_M) \tag{1.7}$$

$$K = 8\frac{\lambda}{\rho_l C_{p\,vap}}ln(1+B_T) \tag{1.8}$$

Le transfert de masse s'écrit alors :

$$\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = -2\pi d\rho_{vap}\mathcal{D}\, ln(1+B_M) \tag{1.9}$$

$$= -2\pi d\frac{\lambda}{C_{p\ vap}} ln(1+B_T) \tag{1.10}$$

Il s'agit d'un modèle simple mais néanmoins souvent utilisé en raison de sa simplicité. On comprend facilement que de nombreuses hypothèses peuvent être remises en cause si l'on veut faire des modèles permettant de simuler des cas réels. Il s'agit en particulier des hypothèses (1), (2), (3) et (5)

1.2.1.2 Améliorations et modèle à composants discrets

Un retour sur les hypothèses et les améliorations possibles est maintenant présenté :

Hypothèse (3). Les équations précédentes sont modif ées en présence de plusieurs espèces. Par la suite, sont faites les hypothèses : que la phase gazeuse est un mélange de gaz idéaux et que la phase liquide est un mélange de liquides idéaux. Par la suite il y aura décomposition du problème pour chaque composant, i. Il s'agit de l'approche à *composants discrets*. Les améliorations possibles seront envisagées sous cet angle.

Hypothèse (5). Les propriétés du gaz peuvent subir des variations. Pour les prendre en compte, une possibilité est de considérer une couche de gaz, entourant la goutte, où ont lieu les transferts de masse et de température. Des grandeurs de référence sont calculées dans cette couche. Hubbard et al. (1975) proposent des corrélations simples sur la température et la fraction massique de référence prenant en compte les valeurs de la goutte (T_g) et celles à l'inf ni (T_∞). Les autres grandeurs pour les i espèces : masse volumique, conductivité thermique, coeff cient de diffusion sont calculées à partir de ces grandeurs de référence.

$$T_{ref} = T_g + \frac{1}{3}(T_\infty - T_g) \tag{1.11}$$

$$Y^i_{vap\ ref} = Y^i_{vap\ S} + \frac{1}{3}(Y^i_{vap\ \infty} - Y^i_{vap\ S}) \tag{1.12}$$

Hypothèse (1). Dans la plupart des écoulements réels, la goutte est en mouvement dans un écoulement d'air. En conséquence, la convection va avoir une inf uence et l'hypothèse de symétrie sphérique du problème est rompue. Les travaux de Abramzon and Sirignano (1989) font à nouveau l'hypothèse d'un f lm gazeux autour de la goutte au sein duquel ont lieu les transferts de masse (δ^i_M épaisseur du f lm massique pour l'espèce i) et de température (δ^i_T épaisseur du f lm thermique pour l'espèce i). Ils introduisent des nombres de Nusselt, Nu, et de Sherwood, Sh modif és af n de prendre en compte la convection.

$$Nu^i_{mod} = 2 + \frac{d}{\delta^i_M} \tag{1.13}$$

$$Sh^i_{mod} = 2 + \frac{d}{\delta^i_T} \tag{1.14}$$

On peut aussi citer les corrélations de Ranz and Marshall (1952); Frossling (1938).

Lorsqu'une goutte s'évapore, il y a production de vapeur à la périphérie de la goutte. Le souff age de cette vapeur est connu sous le nom d'*écoulement de Stefan*. Cet écoulement peut aussi être pris en compte dans les nombres de Nusselt et de Sherwood modif és. La fonction f caractérise l'épaississement.

$$Nu^{i*} = 2 + \frac{Nu^i_{mod} - 2}{f_T} \tag{1.15}$$

$$Sh^{i*} = 2 + \frac{Nu^i_{mod} - 2}{f_M} \tag{1.16}$$

Finalement :

$$\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = -\pi d \rho_{vap\ ref} \mathcal{D}^i_{ref} Sh^{i*} ln\left(1 + B^i_M\right) \tag{1.17}$$

$$= -\pi d \frac{\lambda^i_{ref}}{C_{p\ vap\ ref}} Nu^{i*} ln\left(1 + B^i_T\right) \tag{1.18}$$

avec le nombre de Spalding massique pour l'espèce i, B^i_M :

$$B^i_M = \frac{Y^i_{vap\ S} - Y^i_{vap\ \infty}}{\xi^i - Y^i_{vap\ S}} \tag{1.19}$$

où $\xi^i = \frac{\dot{m}^i}{\dot{m}}$

Hypothèse (2). La température de la goutte est modif ée en raison du f ux de chaleur provenant du gaz (en supposant que celui-ci est à une température supérieure à celle de la goutte). Plusieurs modèles existent pour prendre en compte les effets de la température dans la goutte. Les modèles à :

- diffusion inf nie : la distribution de la température et la concentration des espèces sont uniformes au sein de la goutte.
- diffusion limitée : les gradients thermiques et d'espèces sont calculés ; la convection est négligée.
- diffusion effective : la convection n'est plus négligée. Elle est prise en compte à l'aide de coeff - cients correctifs. L'hypothèse de symétrie sphérique est conservée.
- vortex de Hill : l'hypothèse de symétrie sphérique est remplacée par la symétrie axiale. Les re- circulations sont résolues dans la goutte.

1.2.1.3 L'approche à thermodynamique continue et l'approche aux moments

L'approche à composants discrets permet de suivre l'évolution de la concentration de chaque espèce dans la goutte. La difficulté de l'utilisation pratique de cette approche, à travers la simulation numérique, est que la quantité d'espèces pour lesquelles il faut résoudre les équations dans le cas réel est très importante. Entre autres, le temps de calcul nécessaire pour résoudre l'ensemble équations devient rapidement très élevé. Afin de s'affranchir de ce problème, une idée est de passer d'une approche discrète à une approche continue. C'est possible par exemple en modélisant la répartition des espèces par une fonction de densité de probabilité à l'aide d'une fonction Γ. Il s'agit en particulier des travaux de (Hallett, 2000). Seule la moyenne et l'écart type de la fonction sont résolus et non plus chaque équation pour chaque composant.

La résolution de la fonction continue par une fonction Γ présente cependant des limites en particulier dans le cas de re-condensation de la vapeur (Harstad et al., 2003). L'approche aux moments ou *Quadrature Method of Moment* (DQMOM) s'inspire des deux approches précédentes. Cette méthode, déjà utilisée dans le domaine des brouillards (McGraw, 1997; Marchisio and Fox, 2005), peut être appliquée au domaine de l'évaporation multi-composants (Laurent et al., 2010). La forme de la distribution n'est plus supposée a priori mais est représentée à l'aide de plusieurs Diracs (comme dans le cas de la méthode à composants discrets) dont la position évolue avec le temps lors de l'évaporation (comme dans le cas la thermodynamique continue). Chaque Dirac représente un "pseudo-composant" au sens : d'une part où le nombre de pseudo-composants est très réduit par rapport à la quantité de composants réels et d'autre part leur évolution permet de connaitre l'évolution de la pdf réelle. Cette méthode présente l'avantage d'améliorer les résultats dans le cas de la re-condensation avec des temps de calcul comparables.

1.2.2 Influence des gouttes et de l'écoulement porteur sur l'évaporation

Dans le cas d'un spray, il faut aussi prendre en compte l'influence de la présence d'autres gouttes. Cela revient à mettre à nouveau en cause une partie de l'hypothèse (1) concernant la goutte isolée et l'hypothèse (5) concernant les propriétés constantes du gaz. En effet, la présence d'autres gouttes intervient dans les propriétés de l'écoulement : changement de la fraction massique du gaz, de sa température et de la vitesse de l'écoulement. Ce qui se répercute directement sur la dynamique de l'évaporation.

1.2.2.1 Influence des gouttes entre elles

Les travaux numériques de Chiang and Sirignano (1993) et expérimentaux de Atthasit (2003) montrent l'impact du sillage induit par les gouttes voisines. Ces travaux concernent des trains de gouttes et montrent l'influence des gouttes sur les transferts massiques et thermiques. Des corrélations utilisant le paramètre de distance, C_d (qui correspond au rapport entre la distance entre deux gouttes et le diamètre des gouttes) sont déduites. Le coefficient de trainée ainsi que le débit de vapeur sont alors corrigés.

1.2.2.2 Inf uence de la turbulence sur une goutte isolée

L'étude de l'inf uence de la turbulence sur une goutte isolée est pertinente pour l'étude de spray pour deux raisons. D'une part, elle permet une simplif cation d'un problème complexe en isolant l'inf uence des autres gouttes. D'autre part, hors de la zone initiale particulièrement dense, les gouttes f nissent par se retrouver relativement isolées dans les zones peu denses. L'article de Birouk and Gokalp (2006) présente un état de l'art complet sur la question.

Plusieurs types d'études existent. Certains auteurs isolent une goutte dans une chambre et génèrent la turbulence à l'aide de haut-parleurs. L'avantage de ce type d'étude est de s'affranchir de l'inf uence de la convection et d'isoler les effets uniquement dus à l'agitation turbulente. Par ailleurs ce type de dispositif permet de générer de fortes f uctuations. Ces études montrent qu'en raison de la turbulence, l'évaporation est augmentée par rapport à la loi du d^2 classique.

Lorsque les gouttes sont placées dans un écoulement à vitesse non nulle, il y a inf uence simultanée de la convection et de l'agitation turbulente. Les différents auteurs ayant étudié cette question placent une goutte suspendue, dans un écoulement de canal, derrière un dispositif générant la turbulence. Les dispositifs habituellement utilisés génèrent des niveaux de f uctuations peu élevés, ce qui limite la validité des corrélations obtenues. Les auteurs aboutissent à de nouvelles corrections du nombre de Sherwood et du nombre de Nusselt.

1.2.2.3 Inf uence de la turbulence sur un spray

Les études concernant l'évaporation d'un brouillard de gouttelettes dans un écoulement turbulent en canal sont rares. Les travaux de Sornek et al. (2000) traitent l'inf uence de la dispersion sur l'évaporation dans un écoulement de canal derrière une turbulence de grille. Tous paramètres égaux par ailleurs (distribution de taille des gouttes, propriétés de la turbulence), l'utilisation de différentes grilles permet de faire varier la dispersion de gouttelettes dans la veine. Alors que la distribution des diamètres est la même, des dispersions plus ou moins homogènes des gouttelettes dans la veine conduisent à des taux d'évaporation différents. Les auteurs en déduisent que, dans le cas d'un spray, l'inf uence du comportement collectif et en particulier de la présence d'amas joue un rôle important sur le taux d'évaporation en bloquant l'évaporation. Les travaux numériques de Reveillon and Demoulin (2007) aff nent cette conclusion. Les auteurs distinguent trois phases lors de l'évaporation de gouttes issues d'un spray :

- Lors de la première phase les gouttes sont isolées et suivent relativement bien la loi du d^2.
- Lors de la seconde phase les gouttelettes sont regroupées. Dans ce cas la saturation est localement atteinte et l'évaporation diminue fortement. Elle peut reprendre si la goutte sort de l'amas (cas des gouttes fortement inertielles) ou si le f ux de vapeur des zones concentrées vers le zones peu concentrées est eff cace.
- Lors de la dernière phase les dernières gouttes non évaporées se retrouvent au sein du mélange gazeux en nombre trop peu important pour avoir une inf uence. Le mélange de la phase vapeur est

piloté par le mélange turbulent.

1.2.2.4 Inf uence des gouttes sur la turbulence

Les gouttelettes peuvent avoir un effet sur la turbulence. D'après Elghobashi (1994), les particules n'ont pas d'inf uence sur l'écoulement (one-way coupling) sous un chargement volumique de 10^{-6}. Il commence à y avoir interaction à partir de 10^{-6} et jusqu'à 10^{-3} (two-way coupling). Enf n, en plus de l'interaction des particules sur le f uide, il commence à y avoir interactions des particules entre elles à partir d'un chargement de 10^{-3} (four way-coupling). Dans le cadre de cette étude cette inf uence existe mais est limitée, puisque le chargement volumique est de l'ordre 10^{-5}.

Résumé et plan de l'étude

Cette étude s'inscrit dans le cadre de la compréhension des phénomènes complexes ayant lieu dans les chambres de combustion aéronautiques. Cette introduction présente une revue succincte des modèles utilisés actuellement en évaporation multi-composants.
L'inf uence des écoulements sur différentes situations de gouttelettes en évaporation est traitée : cela va des gouttelettes isolées supposées représentatives des zones diluées d'un spray jusqu'aux gouttelettes étudiées en spray. Or la turbulence peut avoir une inf uence contradictoire : d'un coté elle permet de façon générale d'augmenter l'évaporation d'une gouttelette isolée et de l'autre si l'on se trouve dans un régime où il y a apparition de paquets de gouttes, la turbulence va avoir pour effet de diminuer le taux d'évaporation.
Af n d'améliorer les modèles présentés, des études expérimentales sont nécessaires dans les gammes encore non explorées. Ce manque existe pour l'évaporation en écoulement fortement turbulent et avec plusieurs composés. Cette étude s'intéresse donc à ce sujet.

L'objectif est de générer un écoulement fortement turbulent dans lequel on va injecter un brouillard polydisperse de gouttelettes bi-composants. L'analyse faite permet de quantif er les propriétés de l'écoulement porteur, de la phase dispersée et du mélange en phase vapeur de l'un des composés évaporés.

Le dispositif expérimental permettant de générer l'écoulement turbulent et le brouillard de gouttelettes est décrit au chapitre 2.
Les techniques de mesures sont présentées au chapitre 3. Il s'agit principalement de techniques laser quantif ant la vitesse et le diamètre de gouttelettes ainsi que la quantité de molécules de l'un des composés en phase liquide et en phase vapeur. L'accent est mis sur les biais inhérents à ces techniques et à ceux rencontrés en raison de la conf guration de cette étude. Les erreurs de mesures sont quantif ées.
Les post-traitements nécessaires à l'obtention de l'information quantitative sont donnés au chapitre 4.
L'analyse de l'écoulement porteur est faite au chapitre 5. Cet écoulement présente une forte intensité de turbulence de l'ordre de 100% en entrée de veine, et de 40% en zone établie. Dans la zone établie les prof ls radiaux de vitesses sont relativement plats et les propriétés d'isotropie importantes.

La phase dispersée, sans distinction de composés, est quantif ée au chapitre 6. Les gouttelettes présentent une large gamme de comportement en raison de la forte polydispersion.
L'un des deux composés initialement présent en phase liquide est suivi : d'une part en phase liquide et d'autre part en phase vapeur au chapitre 7.

Première partie

Présentation de l'expérience

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Sommaire

2.1 Dispositif préexistant 32
2.1.1 Comment créer de la turbulence expérimentalement ? 32
2.1.2 Génération de l'écoulement porteur 33
2.1.3 Veine d'essai 34
2.1.4 Système de déplacement 35
2.2 Adaptation du dispositif 35
2.3 Système d'injection liquide 36
2.3.1 Atomiseur 36
2.3.2 Contrôle du débit liquide 37
2.4 Définitio des axes et des vitesses 38

L'objectif de ce travail est d'étudier l'évolution de gouttelettes dans un écoulement turbulent chauffé. Dans ce chapitre nous allons décrire le dispositif expérimental.

Le dispositif peut être divisé en deux parties :

- La préparation de l'expérience, dans la partie supérieure. Il s'agit d'une cuve dans laquelle l'air chauffé est introduit, la turbulence est générée et le brouillard de gouttelettes est créé.
- La veine expérimentale, dans la partie inférieure. Il s'agit d'un canal dans lequel sont envoyées les gouttelettes et l'air turbulent.

On s'intéressera à la génération de l'écoulement porteur et en particulier à la création d'une forte turbulence, puis à la génération du brouillard de gouttelettes.

Le banc expérimental utilisé lors de cette étude a été fabriqué, en partie, lors de la thèse de M. Cochet. Les éléments essentiels sont décrits dans ce chapitre. Plus de détails sont donnés dans (Cochet, 2007). Le banc initial a subi plusieurs modification afi de répondre aux demandes du projet ASTRA : nouvel injecteur et température de travail plus élevée. L'adaptation et les nouveaux éléments conçus sont décrits.

2.1 Dispositif préexistant

Dans cette section nous allons décrire le dispositif issu de plusieurs études antérieures (Videto and Santavicca, 1991; Bédat and Cheng, 1995), adapté et réalisé une première fois par Cochet (2007). L'objectif de l'expérience est d'étudier l'évaporation de gouttelettes bi-composants et le mélange de la vapeur qui en résulte dans une turbulence intense et ayant des propriétés d'isotropie.

2.1.1 Comment créer de la turbulence expérimentalement ?

Les équations régissant la turbulence sont extrêmement complexes. Afin de simplifier leur résolution, une solution est de se placer dans une turbulence homogène et isotrope ou *THI*. Cette simplification a permis d'apporter de nombreux développements théoriques.
Une des premières définitions, proposée par Taylor (1935), suppose : un domaine spatial illimité, l'invariance par translation de toute propriété statistique en un point, l'invariance par translation, rotation et symétrie plane de toute propriété statistique prise en au moins deux points. On trouve d'autres définitions, moins restrictives, de la turbulence homogène et isotrope dont celles de (Craya, 1958) et (Lesieur, 1990).

Il est impossible de retrouver expérimentalement les propriétés définissant la turbulence homogène et isotrope au sens de Taylor. Cependant, on peut s'en approcher à l'aide de certains dispositifs comme la turbulence de grille. Elle s'obtient en faisant passer un écoulement rectiligne et uniforme en moyenne à travers un dispositif muni de plusieurs orifices, (de taille caractéristique M) et placé transversalement à l'écoulement. Une amélioration du dispositif est proposé par (Comte-Bellot and Corrsin, 1966) en ajoutant une contraction après la grille. En effet, la grille étant perpendiculaire à l'écoulement, la composante longitudinale des fluctuations de vitesse est alimentée par l'écoulement moyen passant à travers la grille. La composante longitudinale est environ 20% plus élevée que les composantes transversales. L'ajout d'une contraction à une distance adaptée de la grille permet de compenser cet effet. La contraction a un effet d'étirement sur les tourbillons dans l'axe du convergent, ce qui augmente la composante énergétique transversale et diminue la composante longitudinale.
Les taux de turbulence ainsi obtenus sont de l'ordre de 5%.

D'autres dispositifs permettent d'obtenir une turbulence plus intense. Ce sont des dispositif comportant des grilles *actives*, par opposition à ceux cités précédemment. Betchov (1956) utilisent des jets multiples associés à des ventilateurs. Mydlarski and Warhaft (1996) utilisent des volets associés à une grille qui génèrent la turbulence.

Certains dispositifs génèrent une turbulence dans une boite fermée avec une vitesse moyenne quasi-nulle, à l'aide de haut-parleurs (Birouk et al., 2003; Hwang and Eaton, 2004) et dans une configuration non confinée (Goepfert et al., 2010). Dans le dernier cas, les gouttelettes sont suivies individuellement à l'aide de dispositifs d'holographie.

L'objectif de ce travail est d'étudier l'évolution de gouttelettes dans une turbulence intense. La tur-

bulence de grille classique est donc inadaptée. La section suivante décrit la solution retenue.

2.1.2 Génération de l'écoulement porteur

Le dispositif privilégié s'inspire des moteurs automobiles (Videto and Santavicca, 1991). En effet l'idée est de créer de grosses structures tourbillonnaires qui vont être brisées pour aboutir à une turbulence à échelle plus réduite mais très intense ; à l'image de ce qui se passe dans un moteur à piston. L'avantage de cette technique est d'avoir une vitesse débitante faible, ce qui permet d'observer l'évolution des gouttelettes sur des distances restreintes. Plusieurs adaptations ont été faites en s'inspirant d'auteurs successifs : un générateur de turbulence circulaire (Bédat and Cheng, 1995), muni de petits trous circulaires (Karpetis and Gomez, 2000) placés en couronnes. L'ensemble permet de faciliter la symétrie autour de l'axe longitudinal de la veine.

Le dessin du dispositif est présenté en Fig. 2.1. De l'air est introduit par la partie supérieure de la cuve (hauteur 500 mm et diamètre 355 mm). Une cuve large est utilisée afin d'obtenir une vitesse faible dans cette zone. Cela a en particulier pour intérêt de réduire l'impact de la présence du système d'injection (représenté en Fig. 2.3). En effet l'alimentation du système d'injection crée une dissymétrie dans la veine. La faible vitesse réduit l'effet du sillage derrière le coude.

L'air passe ensuite par une plaque circulaire composée de 45 trous de 3 mm situés à 125 mm du centre de la cuve. Ce dispositif permet la création de jets qui viennent impacter sur un convergent. Le convergent permet de passer de la section circulaire de la cuve à une section carrée de la veine (angle du convergent par rapport à la vertical 56.3°. L'air est ensuite envoyé dans la veine où a lieu l'étude de l'écoulement.

Contrôle thermique L'air est chauffé, en amont de son introduction dans la veine, à l'aide d'une lampe Osram d'une puissance de $8kW$. La température de la lampe est régulée par thermocouples.

Afin d'arriver rapidement à l'équilibre thermique et de limiter la température à imposer à l'air en entrée de cuve, l'ensemble de la cuve est chauffé par un cordon chauffant. La température de la cuve est contrôlée par une sonde platine placée sur la paroi extérieure. L'ensemble est contrôlé par un système de régulation PID.

Un passage étanche a été conçu afin de contrôler la température de la veine en aval de la section optique. Un thermocouple de contrôle est donc inséré en permanence. Connaissant les pertes thermiques dans la veine (section 5.3) entre deux sections métalliques et les pertes dues aux hublots, il est possible de savoir à quel moment l'entrée de la veine atteint la température d'équilibre souhaitée.

Contrôle du débit d'air Le débit de l'air est contrôlé en amont de l'insertion dans la cuve et en amont du passage dans la lampe Osram à l'aide d'un débitmètre massique (pour plus de précision sur la débimétrie voir la section 3.5.1).

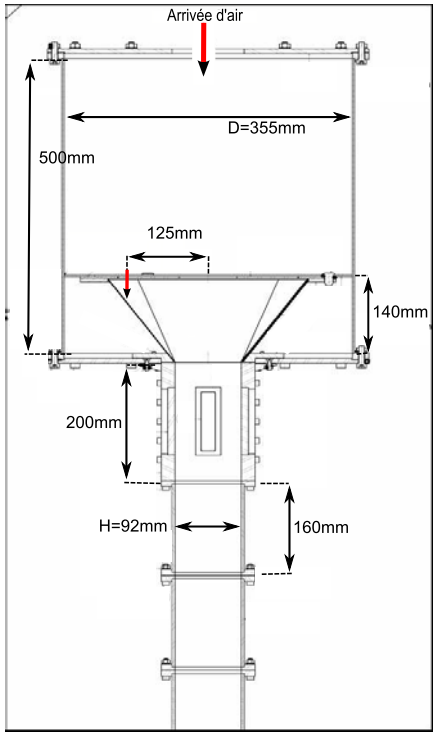

FIGURE 2.1 – Dimensions du dispositif expérimental et passages de l'écoulement d'air

2.1.3 Veine d'essai

Après avoir présenté la génération de l'écoulement d'air dans la section précédente, cette section décrit la veine dans laquelle les expériences sont menées.

Pour des raisons de symétrie de l'écoulement, la cuve est de section circulaire. En revanche, la veine d'essai est de section carrée. La raison de ce choix est double :

- Tout d'abord, comme on le verra par la suite (section 3.1), le choix des techniques d'investigation s'est porté sur des techniques optiques. L'utilisation d'une nappe laser et les réf exions possibles nécessitent un alignement parfait en section circulaire. Ce n'est pas le cas en section carrée.
- En second, la technique de f uorescence utilisée nécessite un rayonnement dans l'ultra-violet (UV). Or le verre classique coupe l'ultra-violet et l'on doit utiliser du quartz. La réalisation d'une veine circulaire en quartz est techniquement complexe et surtout extrêmement coûteuse. Le choix s'est donc porté vers une veine carrée de largeur $H = 92$ mm. Ce paramètre sera utilisé par la suite pour adimensionner les distances.

Pour pouvoir effectuer des mesures dans l'ensemble de la veine, l'idée est d'avoir une section optique et un ensemble de sections métalliques interchangeables. Quelle que soit la section, la géométrie interne est la même : section carrée de 92 mm de côté. La seule différence est d'ordre thermique, les pertes étant plus importantes à travers la section optique qu'à travers une section métallique (voire l'étude thermique

section 5.3).

Les sections métalliques sont en aluminium, de hauteur 160 mm et de largeur interne 92 mm. La section optique est en inox, hauteur 200 mm et largeur interne 92 mm. Elle est munie de 4 hublots :

- 2 Hublots en Pyrex Corning 7740, avec un critère de planéité en $\lambda/4$, hauteur 110 mm - largeur 82 mm, utilisés pour la visualisation à l'aide de caméra et le passage des faisceaux laser, des techniques LDA et PDA (section 3.3).
- 2 Hublots en quartz ou silice Corning 7980-5F, avec un critère de planéité en $\lambda/4$, hauteur 100 mm - largeur 10 mm, utilisés pour le passage de la nappe laser UV de la technique LIF (section 3.4).

Les sections sont séparées par des joints en silicone.

2.1.4 Système de déplacement

Nous verrrons en section 3.1, que le choix des techniques de mesure s'est fait en faveur des techniques laser. Ces techniques nécessitent un grand soin en ce qui concerne l'alignement. En particulier la technique PDA, présentée en section 3.3.1, met en oeuvre un émetteur et un récepteur. Ces derniers doivent être alignés avec des distances et des angles précis puisque les grandeurs mesurées en dépendent directement. Si l'on veut faire plusieurs points de mesure dans la veine, une solution simple consiste alors à déplacer la veine et non pas le système de mesure. L'ensemble de la veine est donc f xé à une table de déplacement 3D. La barre d'erreur associée est de 0.5 mm sur les positions données.

2.2 Adaptation du dispositif

Les produits qui sont utilisés dans ce travail nécessitent des températures de fonctionnement élevées, de l'ordre de 423 K. Les raisons du choix de ces produits, principalement relatives aux techniques laser, sont présentées en section 6.1.1.

Le dispositif précédemment décrit en section 2.1 a donc été adapté af n de permettre son utilisation dans une gamme de température plus élevée. Le système d'injection [1] ne peut supporter des températures de fonctionnement supérieures à 320 K. Il a donc fallu concevoir une protection thermique.

Une simple isolation thermique n'est pas suff sante, puisque la température d'équilibre est proche de la température de fonctionnement à l'entrée de la veine. Il faut donc un système de refroidissement. L'idée retenue est celle d'un système composé d'une coque étanche, entièrement en double parois Fig. 2.2 et Fig. 2.3. Une paroi est en contact avec l'extérieur et une autre maintient l'injecteur. De l'eau est utilisée comme liquide de refroidissement et circule en continu entre les deux coques. L'eau est injectée dans le cône inférieur, remonte le long du système et ressort par la partie supérieure. Le système d'injection, les alimentations électrique et liquide de l'injecteur sont complètement protégées de la température extérieure. La température au sein du système est contrôlée par la présence d'un thermocouple.

1. présenté en détail en section 2.3

L'inconvénient de ce système est la dissymétrie qu'il introduit dans l'écoulement par la présence des coudes d'entrée et de sortie. Le coude de sortie est particulièrement intrusif, cependant la vitesse de l'air étant très faible dans la cuve, la perturbation est minimisée.

L'avantage du système est qu'il est compact et eff cace en termes de refroidissement : il n'y a aucun point chaud risquant d'altérer l'intégrité de l'injecteur ou de son alimentation.



FIGURE 2.2 – Système de refroidissement avant montage

2.3 Système d'injection liquide

2.3.1 Atomiseur

Le système d'injection retenu est un atomiseur ultrasonique de la marque Sonics. C'est un atomiseur [2] à ultrasons de 130 W et 120 kHz. La sonde [3] sur laquelle a lieu l'atomisation est en alliage Titane, TI-6Al-4V avec un orif ce de sortie de 2.3 mm.

Le système convertit le signal du courant électrique en un signal à fréquences élevées. Ce signal passe ensuite dans un capteur piézoélectrique qui le convertit en vibration mécanique. La sonde amplif e les vibrations qui sont maximales à sa pointe. Le liquide débouche à la pointe de la sonde. Il se dépose sur une surface plate puis les vibrations entraînent la déstabilisation de la nappe liquide qui se rompt sous forme de gouttelettes.

Le processus de rupture est généralement expliqué par deux hypothèses : la cavitation et les ondes capillaires :

- Selon l'hypothèse de cavitation (Sollner, 1936), l'effondrement de bulles à la surface du liquide crée des chocs permettant l'éjection des gouttelettes.
- Selon l'hypothèse d'ondes capillaires, les gouttelettes sont issues du sommet de crêtes formées à la surface du liquide.

2. réf : USVC130AT
3. réf : US630-0545

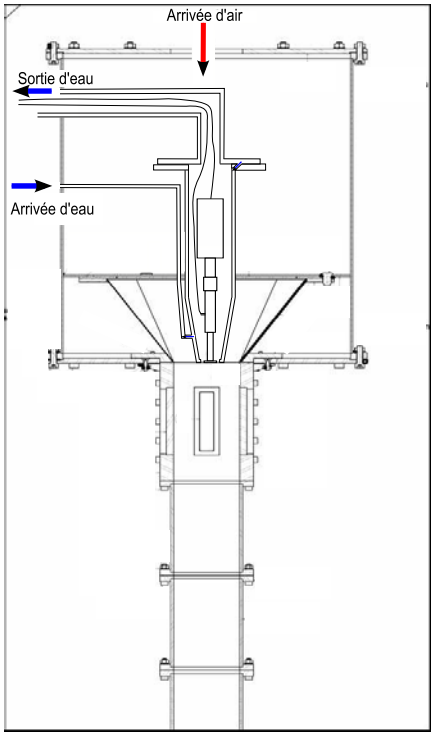

FIGURE 2.3 – Système de refroidissement

Ces deux hypothèses sont généralement associées pour décrire l'ensemble du mécanisme (Kirpalani and Toll, 2002).

Ce type d'injecteur a l'avantage de pouvoir créer à la fois des gouttelettes de petites tailles ($D_{10} \sim 60\ \mu$m et $D_{32} \sim 120\ \mu$m) et à faibles vitesses (~ 1 m/s) permettant ainsi un bon entrainement par l'écoulement d'air. De plus, l'encombrement spatial est relativement faible et permet l'insertion dans le dispositif de génération de turbulence.

Positionnement du système : Le système est placé de sorte que l'extrémité inférieure du porte injecteur et celle de l'injecteur tangentent le plan d'entrée de la veine (voir Fig. 2.3). Plusieurs positions ont été testées dans l'étude précédente et la position proposée ici semble la plus appropriée. Lorsque le système est placé plus en amont, de nombreuses gouttes impactent le convergent. Lorqu'il est placé plus en aval il y a formation d'un fort sillage instationnaire derrière l'injecteur. La position choisie correspond à l'origine de l'axe vertical.

2.3.2 Contrôle du débit liquide

Le liquide est envoyé dans le système d'atomisation à l'aide d'une pompe Tuthill et d'un système de régulation T-Veter d'une puissance de 0.2 kW. Le débit est contrôlé à l'aide d'un débitmètre à bille Brooks Sho-Rate muni d'un tube R-2-15-A et d'une bille en carboloy. Plus de détails sur la débitmétrie sont donnés en section 3.5.1.2. Le débit auquel sont faites les mesures est de 0.322 g/s. La justif cation

de ce choix de débit est donnée en section 6.1.4.

2.4 Déf nition des axes et des vitesses

Les écoulements étudiés ici sont turbulents. Il est d'usage d'effectuer une décomposition de chaque composante de vitesse U_i selon une grandeur moyenne $\overline{U}_i$ et une grandeur f uctuante u_i' : $U_i = \overline{U}_i + u_i'$. Les axes et les vitesses sont déf nis dans le tableau 2.1 et sur la Fig. 2.4. L'origine de l'axe vertical est prise au plan commun d'entrée de la veine et de sortie du système d'injection. L'origine des axes horizontaux est prise au centre de la veine. Le paramètre commun utilisé pour adimensionner les distances est la distance $H = 92$ mm, correspondant à la largeur du canal.

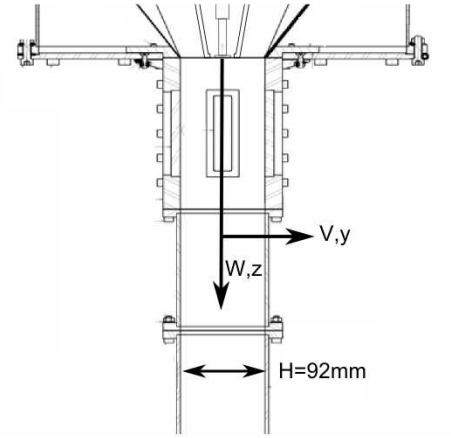

FIGURE 2.4 – Déf nitions des axes

Composante, Axe	longitudinale, z	orthoradiale, x	transversale, y
Composante moyenne de la vitesse	$\overline{W}$	$\overline{U}$	$\overline{V}$
Composante f uctuante de la vitesse	w'	u'	v'

TABLE 2.1 – Déf nition des axes et des vitesses

Par souci de ne pas alourdir la lecture, lorsque l'on décrira des évolutions suivant des axes privilégiés de l'écoulement on utilisera des termes particuliers :

- Le terme *axial* sera utilisé pour les évolutions suivant l'axe principal de l'écoulement : z.
- Le terme *radial* sera utilisé pour les évolutions transversales.

Chapitre 3

Techniques de mesures

Sommaire

3.1 Choix des techniques 40
3.2 Principe de fonctionnement du laser 41
3.3 Anémométrie Laser Doppler et Anémométrie Phase Doppler 42
3.3.1 Principes de la méthode 42
3.3.2 Biais et corrections 47
3.3.3 Caractéristiques des systèmes utilisés 57
3.4 Fluorescence induite par laser 59
3.4.1 Principe de la technique 59
3.4.2 L'espèce fluorescent 60
3.4.3 Mise en place 60
3.4.4 Les biais 61
3.5 Autres techniques 62
3.5.1 Débitmétrie 62
3.5.2 Mesures de masse pour les mélanges 63
3.5.3 Ombroscopie 63
3.5.4 Thermométrie par thermocouple 63

L'objectif de ce chapitre est de présenter les techniques de mesure utilisées au cours de cette thèse. Tout d'abord le choix des techniques laser comme méthode de mesure pour ce travail est justifié. Les bases du fonctionnement d'un laser sont présentées succinctement. Les trois techniques laser utilisées sont : l'Anémométrie Laser Doppler qui mesure la vitesse de particules, l'Anémométrie Phase Doppler qui mesure à la fois la vitesse et le diamètre des particules, et la Fluorescence Laser Induite qui permet la mesure de la quantité de molécules d'une espèce chimique. L'accent est mis sur les biais possibles inhérents à ces mesures, sur les biais particuliers rencontrés dans cette expérience et sur les méthodes utilisées pour les éviter. Lorsque la correction de ces biais nécessite des post-traitements, ceux-ci sont présentés dans le chapitre 4. Enfin, les techniques de mesure annexes sont décrites à leur tour.

3.1 Choix des techniques

Le choix des techniques de mesure s'est porté sur les techniques laser et ce pour plusieurs raisons. Toute technique de mesure perturbe l'objet de son étude. Cependant, les techniques lasers sont parmi les moins intrusives. En effet, aucun objet physique de taille importante ne vient perturber l'écoulement comme c'est le cas avec un tube de Pitot ou un fil chaud pour les mesures de vitesses en écoulement monophasique.
D'autre part, l'étude est faite dans un écoulement confiné. Introduire un fil chaud et assurer le déplacement 3D tout en préservant l'étanchéité, nécessite des constructions mécaniques complexes. Il est plus simple déplacer des faisceaux laser à travers des hublots.

En ce qui concerne les mesures de vitesse, un autre problème se pose. L'étude est faite dans des zones où les fluctuations de vitesse sont de l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne. Il peut donc y avoir des vitesses négatives. Les mesures par fil chaud ne sont pas capables de fournir le signe de la vitesse. Ce sont les raisons pour lesquelles les techniques laser ont été retenues dans cette étude.
La section suivante présente les différentes techniques laser utilisées, leurs biais et les moyens de les résoudre.

3.2 Principe de fonctionnement du laser

Afin de saisir les concepts énoncés par la suite, un bref rappel du fonctionnement des lasers est nécessaire. Considérons un rayonnement électromagnétique de longueur d'onde λ. Chaque photon associé à ce rayonnement a une énergie $E = \frac{hc}{\lambda}$, où h est la constante de Planck et c la célérité de la lumière. D'après le modèle idéalisé de Niels Bohr, un atome possède différents états énergétiques discrets et quantifiés. Le passage d'un état à un autre est appelé *transition énergétique*. Il existe deux types de transitions. L'*absorption* est le passage d'un atome de son état d'origine stable, E_1 à un état *excité* E_2 sous l'influence d'un rayonnement de longueur d'onde λ, avec $E_2 - E_1 = \frac{hc}{\lambda}$. L'*émission* correspond au passage de l'état énergétique excité E_2 à l'état stable E_1 avec émission du rayonnement correspondant.

Lorsqu'un atome se désexcite naturellement on parle d'émission spontanée. Cette transition génère un photon de direction et de phase aléatoire.
Lorsqu'un photon d'énergie E est envoyé sur un atome excité, dont l'énergie de transition vaut précisément E, l'atome émet un photon de même énergie, de même phase et de même direction que le photon incident. C'est l'*émission stimulée*. Comme on va le voir plus loin, cette émission est particulièrement intéressante pour les applications dont il est question ici. Or, à température ambiante, la quantité d'atomes présents dans l'état excité est très faible. Il existe plusieurs moyens, appelés *pompages*, de faire passer une population d'atomes d'un état fondamental à un état excité : en particulier, le pompage optique (utilisé ici en LIF) dans lequel une lampe émet un intense flash qui vient fournir l'énergie au milieu à exciter et le pompage électronique (utilisé ici en PDA) dans lequel des électrons sont accélérés puis cèdent leur énergie cinétique au milieu à exciter. Une fois le milieu excité obtenu, une certaine quantité de photons incidents permet d'obtenir un faisceau laser dont les propriétés sont les suivantes :

- Une direction de propagation unique, à la sortie de la cavité laser, ce qui permet de focaliser toute la puissance en un volume de mesure pour la technique LDA ou dans une nappe laser pour la LIF.
- Des photons incidents à la même longueur d'onde et en phase, ce qui permet d'obtenir des phénomènes d'interférences utilisés en LDA et une énergie précise et connue pour exciter le milieu à étudier en LIF.
- Une intensité dont le profil radial à la direction de propagation est gaussien. Dans le cas de la mesure par LIF, le laser utilisé est un laser Nd-Yag ; le profil d'énergie peut être plus irrégulier.

3.3 Anémométrie Laser Doppler et Anémométrie Phase Doppler

Ces deux techniques ont connu de nombreux développements depuis leurs premiers essais dans les années 60. Les bases des techniques seront données dans ce chapitre et les applications à cette étude seront explicitées.

3.3.1 Principes de la méthode

L'Anémométrie Doppler Laser (ADL ou en anglais LDA pour Laser Doppler Anemometry [1]) est une technique de mesure de la vitesse d'une particule dans un écoulement de f uide. Cette technique permet de mesurer indirectement la vitesse de l'écoulement, à condition que la particule soit suff samment peu inertielle pour suivre le f uide. Dans ce cas, la particule est considérée comme un *traceur*. Deux faisceaux de lumière cohérente viennent se croiser et former une ellipsoïde, qui constitue le volume de mesure. Lorsqu'une particule passe à travers le volume de mesure, elle renvoie de la lumière. L'analyse de ce signal permet de remonter à une des composantes de la vitesse de la particule. L'ajout éventuel d'une seconde puis d'une troisième paire de faisceaux fournit l'information sur une seconde puis une troisième composante de vitesse. Dans notre cas deux paires de faisceaux seront utilisées.

La mesure de la vitesse par effet Doppler Lorsqu'une onde électromagnétique est envoyée sur une particule, cette dernière renvoie l'onde avec un décalage fréquentiel du à sa propre vitesse. C'est ce que l'on appelle l'effet Doppler. En principe, connaissant précisément la fréquence de l'onde incidente, il suff t de placer un récepteur mesurant la fréquence de l'onde réémise par la particule pour en déduire sa vitesse. En pratique, la vitesse de la particule est très faible devant la vitesse de la lumière. Cela se traduit par un décalage fréquentiel sur l'onde réémise de l'ordre de 1 à 100.10^6 Hz, alors que la fréquence de l'onde incidente est de l'ordre de 10^{14} Hz. Les détecteurs couramment utilisés ne sont pas suff samment sensibles pour mesurer un si faible décalage.

Af n de s'affranchir de ce problème on utilise deux faisceaux (Fig. 3.1). Dans ce cas, les fréquences émises par la particule p se déplaçant à la vitesse v_p après avoir rencontré les faisceaux 1 et 2 dans le volume de mesure sont les suivantes :

$$f_1 = f_b + \frac{\mathbf{v}_p.(\mathbf{e}_{pr} - \mathbf{e}_1)}{\lambda_b},\ f_2 = f_b + \frac{\mathbf{v}_p.(\mathbf{e}_{pr} - \mathbf{e}_2)}{\lambda_b} \tag{3.1}$$

f_b est la fréquence du faisceau avant de rencontrer la particule, λ_b sa longueur d'onde. e_1, e_2, e_{pr} sont les vecteurs unitaires déf nis sur la Fig. 3.1.

Le signal obtenu au niveau du photodétecteur est modulé par une fréquence, la *fréquence Doppler* : f_D. Cette dernière correspond au déphasage suivant :

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{\mathbf{v}_p.(\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2)}{\lambda_b} \tag{3.2}$$

1. L'acronyme LDV pour Laser Doppler Velocimetry est aussi rencontré

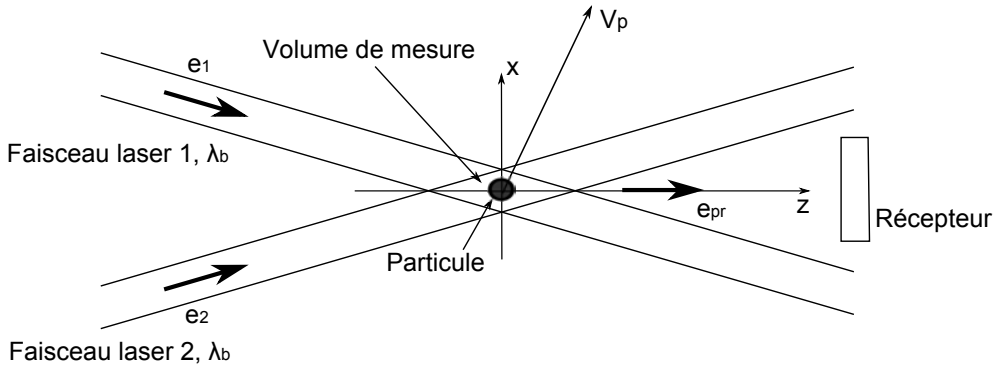

FIGURE 3.1 – Conf guration optique du système LDA.

Or géométriquement on trouve l'équation suivante Fig. 3.2 :

$$\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2 = 2sin(\theta/2)\mathbf{e}_z \tag{3.3}$$

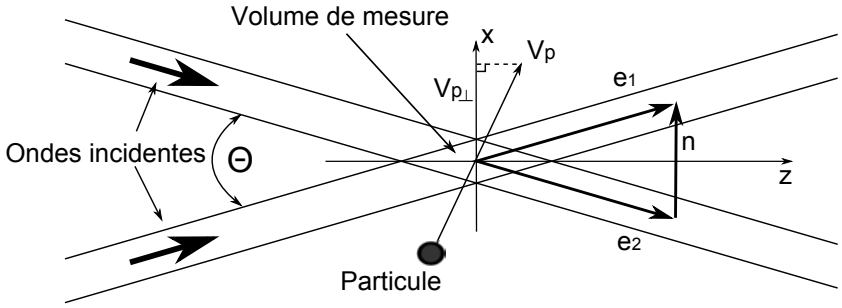

FIGURE 3.2 – Relations vectorielles dans la conf guration LDA

Ce qui amène à l'expression de la fréquence Doppler en fonction de $v_{p\perp}$. Où $v_{p\perp}$ est la composante de la vitesse de la particule, orthogonale à l'axe de révolution du volume de mesure et appartenant au plan déf ni par les faisceaux (voir Fig. 3.2) :

$$f_D = \frac{2sin(\theta/2)}{\lambda_b} v_{p\perp} \tag{3.4}$$

Où θ est l'angle entre les deux faisceaux.

La mesure de f_D, à l'aide d'un photodétecteur, permet donc de remonter à la composante $v_{p\perp}$ de la vitesse que l'on cherche à mesurer.

Les deux champs électriques émis par le laser s'écrivent :

$$\underline{E}_1 = E_0 exp\Big(j\left[\omega_b t - k_b\left(x\sin(\theta/2) + z\cos(\theta/2)\right) + \phi_1\right]\Big) \tag{3.5}$$

$$\underline{E}_2 = E_0 exp\Big(j\left[\omega_b t - k_b\left(-x\sin(\theta/2) + z\cos(\theta/2)\right) + \phi_2\right]\Big) \tag{3.6}$$

La densité d'énergie associée w s'écrit :

$$w = \varepsilon E^2$$

Les f uctuations de densité ne peuvent pas être mesurées à ces fréquences. Elles sont donc intégrées par le photodétecteur temporellement. L'intensité mesurée est :

$$I = \varepsilon c E_0^2\left[1 + \cos\left(2\pi\frac{2\sin(\theta/2)}{\lambda_b}x - \phi_1 + \phi_2\right)\right] \tag{3.7}$$

Cette dernière formule permet de remarquer que, dans le volume de mesure, il y a présence d'un champ d'interférences. L'écart interfrange est donné par :

$$\Delta x = \frac{\lambda_b}{2\sin(\theta/2)} \tag{3.8}$$

Avec $x = v_{p\perp}t$, l'intensité s'écrit :

$$I = \varepsilon c E_0^2\left[1 + \cos\left(2\pi\frac{v_{p\perp}t}{\Delta x} - \phi_1 + \phi_2\right)\right] \tag{3.9}$$

$$I = \varepsilon c E_0^2\left[1 + cos(2\pi f_D t - \phi_1 + \phi_2\right] \tag{3.10}$$

Le "modèle des franges" est parfois utilisé pour donner une interprétation physique intuitive du lien entre le signal renvoyé par la particule et la présence de franges dans le volume de mesure. L'idée est la suivante : si l'on suppose que la particule qui traverse le réseau de franges est très petite par rapport à l'interfrange, alors l'intensité à sa surface est uniforme. Le signal qu'elle réémet est donc le signal local du réseau.

Seulement, ce modèle n'est valable que dans le cas où $d_p << \lambda_b$. Ce qui est faux dans de nombreuses applications et en particulier dans notre cas. Pour les mesures LDA : $d_p \sim 1\mu m$ et pour les mesures PDA les diamètres vont jusqu'à : $d_p \sim 250\mu m$ alors que : $\lambda_b \sim 500nm$. L'intensité n'est donc plus constante sur la surface de la goutte. La particule agit alors comme un dioptre, ce qui induit des déphasages supplémentaires : ψ_1 et ψ_2. La goutte ne "voit" pas à proprement parler de volume de mesure et l'on parle de volume de mesure virtuel. En effet l'image de ce volume ne se forme que sur le détecteur. L'intensité mesurée par le photodétecteur devient :

$$I = \varepsilon c E_0^2\left[1 + cos(2\pi f_D t - \phi_1 + \phi_2 - \psi_1 + \psi_2)\right] \tag{3.11}$$

Le signal reçu est donc décalé en fréquence mais il est toujours modulé par la fréquence Doppler et l'équation 3.4 reste valide.

La mesure du diamètre L'Anémométrie Phase Doppler (ou PDA pour Phase Doppler Anemometry [2]) est une technique de mesure du diamètre des particules. L'idée est de placer deux récepteurs (d'indices 1 et 2) en différents lieux de l'espace de sorte, que le signal n'arrive pas simultanément sur chaque récepteur. Le déphasage entre les deux signaux $\Delta\Phi_{12}$, dû aux différences de chemin optique, est directement relié au diamètre de la particule.

La position du récepteur est importante puisque, suivant l'angle, un mode de réémission de la lumière sera privilégié plutôt qu'un autre. Les trois modes principaux sont (Fig. 3.3) :

- La réf exion (Fig. 3.3a) : le signal est directement réf échi sans être réfracté. Ce mode possède l'avantage de ne pas dépendre de l'indice de réfraction de la goutte ou du milieu. En revanche l'intensité réf échie est faible. Ce qui est pénalisant dans cette étude.
- La réfraction du premier ordre (Fig. 3.3b) : le signal est réfracté à l'entrée et à la sortie de la goutte sans réf exion interne. L'avantage de ce mode est que le signal est intense. Son inconvénient est la dépendance aux indices de réfraction. C'est cette méthode qui est utilisée la plupart du temps et qui le sera ici, en s'assurant que la dépendance à la variation de l'indice de réfraction est faible.
- La réfraction de second ordre (Fig. 3.3c) : le signal est réfracté à l'entrée et à la sortie de la goutte avec une réf exion interne. Dans ce cas le faisceau est fortement dévié avec l'indice de réfraction de la goutte. Cette technique est mise à prof t pour mesurer l'indice et le relier à la température de la goutte dans la technique de mesure Arc En Ciel (AEC).

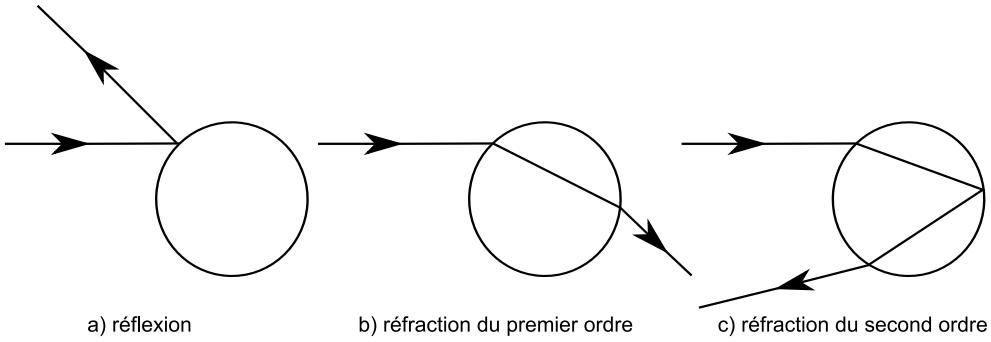

FIGURE 3.3 – Différents modes de réf exion et réfraction lorsqu'un faisceau de lumière monochromatique entre en interaction avec une goutte

Dans le cas de la réfraction du premier ordre, la formule reliant le déphase et le diamètre est la suivante (Flögel, 1987)) :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_{12} = \frac{4\pi}{\lambda_b} d_p \Big(&\sqrt{1+m^2-m\sqrt{2}\sqrt{1+\sin\psi_r \sin\theta/2+\cos\psi_r\cos\phi_r\cos\theta/2}} \\ &-\sqrt{1-m^2-m\sqrt{2}\sqrt{1-\sin\psi_r \sin\theta/2+\cos\psi_r\cos\phi_r\cos\theta/2}}\Big)\end{aligned} \tag{3.12}$$

2. Notons que d'autres acronymes existent pour décrire cette classe de méthodes de mesures PDPA (pour Phase Doppler Particle Analyzer), PDI (Phase Doppler Interferometer).

$$\Delta\Phi_{12} = F_{12}^{-1} d_p = \beta_{12} d_p \tag{3.13}$$

Avec F_{ij} appelé le facteur conversion de phase ou facteur de phase et β_{ij} l'inverse du facteur de phase ou facteur géométrique entre les photodétecteurs i et j.

Avec l'indice relatif du milieu : m, où l'indice de réfraction de la particule est : n_p et celui du milieu ambiant est : n_m.

$$m = \frac{n_p}{n_m} \tag{3.14}$$

Il apparait que les paramètres géométriques : les angles d'élévation ψ_r (avec ici $\psi_1 = -\psi_2$), l'angle d'écart à l'axe (ou off-axis angle) ϕ_r, θ (voir Fig. 3.4) et l'indice relatif du milieu doivent être connus puisqu'ils influencent directement la valeur du diamètre. La notion de biais qui résulte d'une variation de l'indice est évoquée à la section 3.3.2.5.

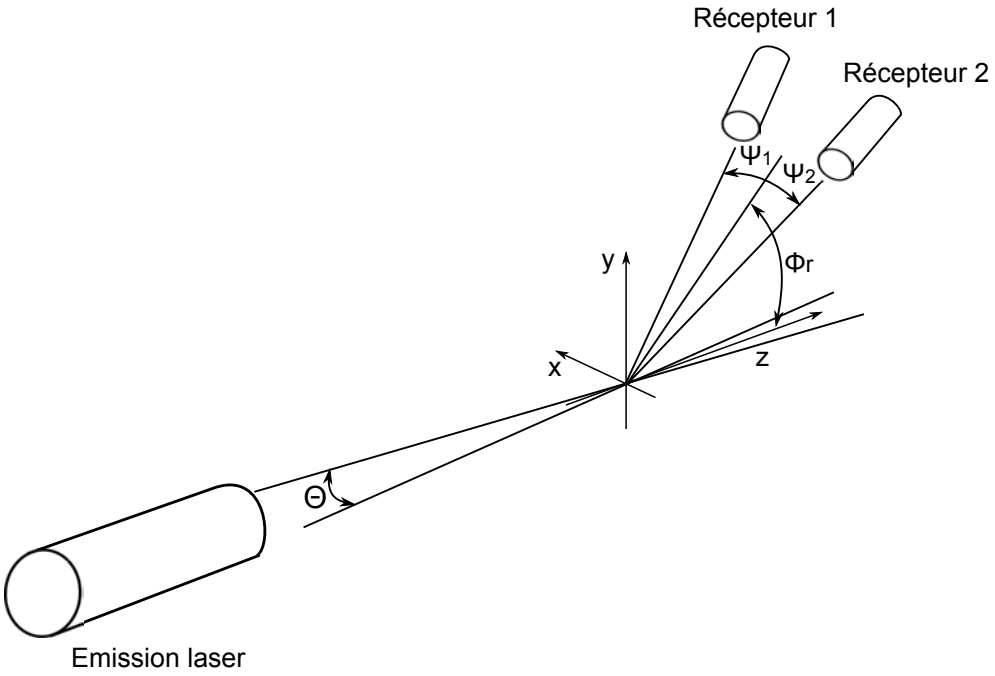

FIGURE 3.4 – Définition des angles utilisés pour l'alignement du système PDA

Le déphase $\Delta\Phi_{12}$ est une mesure entre 0 et 2π à laquelle est associée une gamme de diamètre. Au delà d'une certaine taille, une particule peut sortir de cette gamme. Ainsi, à un même déphasage, on peut associer plusieurs diamètres. On parle d'ambigüité de 2π. Afin de s'affranchir de cette ambigüité, on utilise un troisième photodétecteur d'indice 3. Le déphasage résultant, $\Delta\Phi_{13}$, permet de faire une mesure plus grossière mais couvrant une gamme bien plus large de diamètre. L'information combinée des deux déphasages permet alors de lever l'ambiguité tout en gardant une bonne précision de mesure.

3.3.2 Biais et corrections

Cette section aborde les différents biais rencontrés : biais de vitesse, de faisceau gaussien, influence de la température sur le milieu, etc...

3.3.2.1 Biais de vitesse

Le biais de vitesse est dû au fait que les particules dont la vitesse est plus importante ont une probabilité plus importante de passer à travers le volume de mesure. Cela engendre une surestimation de la vitesse moyenne.

Un exemple simple

Ce biais n'est pas très intuitif à comprendre. Voici un exemple simple permettant de clarifier les choses (Fig. 3.5). On met des particules agissant comme des traceurs dans un écoulement monodirectionnel dont on cherche à mesurer la vitesse. On distingue les phases où l'écoulement est plus rapide que sa vitesse moyenne et les phases où il est plus lent. Imaginons que ces phases soient égales en durée, Δt pour chaque phase. Pour simplifier encore, prenons l'exemple où l'écoulement possède une vitesse U_1 lors d'une phase 1 et une vitesse U_2 lors d'une phase 2. La vitesse du fluide pendant l'observation est donc :

$$U_f = (U_1 + U_2)/2$$

On suppose les particules réparties de manière homogène, le nombre de particules par unité de volume est n_p. On suppose que le volume de mesure a une longueur L dans le sens de l'écoulement et une surface S à travers laquelle passe le fluide.

Il y a N_1 particules qui passent à travers la surface S du volume de mesure durant la phase 1 :

$$N_1 = n_p U_1 S \Delta t$$

De même lors de la phase 2, il y a N_2 particules qui passent à travers le volume de mesure :

$$N_2 = n_p U_2 S \Delta t$$

Si l'on se contente de faire la moyenne arithmétique voici ce que l'on trouve :

$$\frac{\sum N_i U_i}{\sum N_i} = \frac{N_1 U_1 + N_2 U_2}{N_1 + N_2} \tag{3.15}$$

$$= \frac{U_1^2 + U_2^2}{U_1 + U_2} \tag{3.16}$$

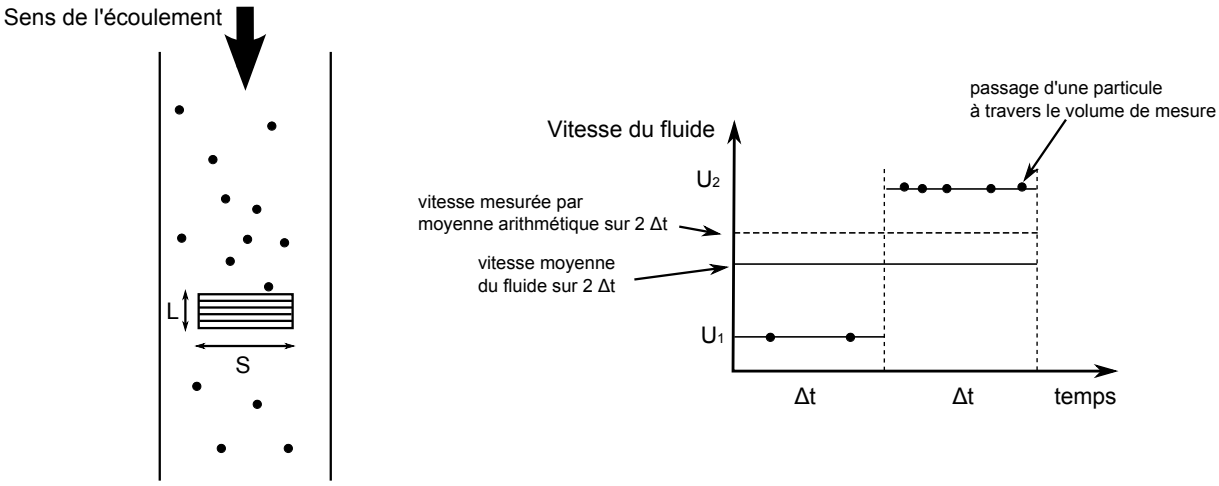

FIGURE 3.5 – Cas simple d'apparition d'un biais de vitesse

Ce qui n'est pas la vitesse attendue pour le fluide. La moyenne arithmétique n'est donc pas satisfaisante d'après ce contre exemple. Dans les exemples de corrections donnés par la suite, et en particulier avec celui retenu, la correction par temps de transit, il est facile de vérifier que l'on retombe bien sur la vitesse attendue.

Correction du biais de vitesse

Plusieurs méthodes de correction sont présentées dans la section 4.1 sur le post-traitement. La méthode de correction choisie est la pondération par le temps de transit.

3.3.2.2 Distribution des écarts des temps d'arrivée

La distribution des écarts des temps d'arrivée est couramment utilisé en LDA afin de détecter un certain nombre de biais.

Le temps d'arrivée t_i est le temps auquel une particule i commence à être détectée dans le volume de mesure. L'écart de temps d'arrivée entre deux particules successives i et $i+1$ est alors défini par $\Delta t_i = t_{i+1} - t_i$. Si l'on suppose que la répartition des gouttelettes est aléatoire et uniforme dans l'espace, que les gouttelettes se comportent comme des traceurs et que la vitesse du fluide est constante, alors la répartition des écarts entre deux temps d'arrivée successifs doit suivre une loi de Poisson. Parmi les premiers auteurs évoquant cette loi, on retiendra Feller (1957); Erdmann and Gellert (1976). Cette étude a été récemment reprise en détails par Van Maanen (1999).

La probabilité d'observer n particules, pendant un temps T, lorsque leur fréquence moyenne de passage sur cet intervalle est $\dot{N}$, est :

$$P(n,\dot{N}T) = \frac{(\dot{N}T)^n}{n!} e^{-\dot{N}T} \tag{3.17}$$

Plusieurs raisons peuvent expliquer des écarts à la loi de Poisson :

- Le signal est modulé par le bruit. Si cette modulation est forte, le système peut alors interpréter ces modulations issues d'une même goutte comme des signaux issus de plusieurs gouttes. C'est la validation multiple. Dans ce cas les écarts de temps faibles seront surestimés.
- La loi de Poisson est strictement valable pour les écoulements laminaires. Dans le cas d'écoulements turbulents, il est possible que la courbe présente un déf cit pour les Δt intermédiaires et des sur-valeurs Δt faibles et grands.
- L'utilisation d'un temps mort après une acquisition, af n d'éviter les validations multiples, peut conduire à une courbe brusquement tronquée aux écarts de temps les plus courts.
- Des erreurs d'arrondis peuvent générer des structures en créneaux.

La distribution des écarts de temps d'arrivée (Fig. 3.6) n'est présentée que sur une gamme d'écart de temps allant jusqu'à $5\,t_0$, où t_0 est la moyenne des écarts des temps d'arrivée. Au delà, les événements sont trop rares pour être représentatifs. Cette gamme, sur l'axe horizontal, correspond à environ deux décades sur l'axe vertical. L'interpolation est la loi de Poisson prenant en compte uniquement les écarts de temps sur la gamme 0-$5\,t_0$.

La représentation d'une pdf se fait de sorte que l'aire soit égale à 1. Pour ce type d'analyse le choix est différent. La représentation se fait en adimensionnant par le point le plus élevé de la courbe. Ce qui permet de faciliter la comparaison avec des courbes pour lesquelles les fréquences d'acquisition sont différentes. Une seule courbe est présentée ici mais ce type d'analyse sera à nouveau fait avec les techniques PDA et LIF.

La distribution présentée ci-dessous est celle que l'on rencontre dans le cas le plus défavorable, où la concentration en particules est la plus forte, la vitesse et l'intensité de turbulence sont les plus importantes, au centre en $z/H = 0.4$. Cette distribution suit presque parfaitement la loi de Poisson. Les problèmes expérimentaux cités ci-dessus sont négligeables.

Notons que pour les valeurs de vitesses mesurées, aucune sensibilité aux paramètres de réglage du système LDA n'a été constatée. Ces paramètres sont la tension appliquée aux photomultiplicateurs, le gain, le f ltrage du bruit ou encore la quantité de traceurs générés.

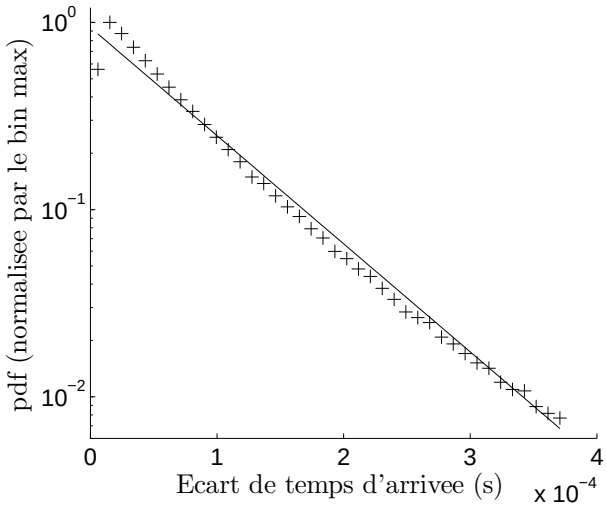

FIGURE 3.6 – Distribution des écarts de temps d'arrivée : mesures (+), interpolation (trait plein) sur l'axe en $z/H = 0.4$

3.3.2.3 Inf uence du faisceau gaussien

Comme on va le voir, ce biais ne concerne que la mesure PDA.
Chaque faisceau sortant du laser présente, dans la direction normale à sa direction de propagation, une intensité de prof l gaussien (Fig. 3.7) . Cela peut induire plusieurs biais.

Effet de trajectoire (trajectory effect ou gaussian beam effect)

Le lieu où les faisceaux se croisent correspond au volume de mesure illuminé. Cependant, le volume de mesure vu par le détecteur n'est pas exactement au même endroit, on parle de volume de mesure virtuel. Ce déplacement dépend du mode de propagation de la lumière à travers la goutte (réf exion ou réfraction), de l'indice de réfraction, de la taille de la goutte et de la position du détecteur.

Le fait que le prof l d'énergie soit gaussien induit ce qu'on appelle l'effet de faisceau gaussien. Cet effet apparait quelles que soient la taille de la particule et la position du détecteur. A un indice de réfraction et une position de détecteur donnés, la position du volume de mesure dépend donc de la taille des particules et du mode de propagation de la lumière à travers la goutte.

La f gure 3.7 montre que, si une particule se trouve dans la position B et se meut orthogonalement au plan de la f gure, alors son mode de réf exion privilégié sera la réf exion. Si elle se trouve dans la position A, ce sera la réfraction. Si cet effet n'est pas contrôlé cela a pour conséquence une mauvaise analyse du diamètre de la part du système. Cet effet a lieu pour des particules dont la taille est égale ou supérieure à la largeur du volume de mesure.

Pour s'en affranchir, plusieurs options combinables sont possibles. Tout d'abord la position du détecteur a été choisie pour que le mode de diffusion de la lumière dominant soit la réfraction du premier ordre, devant la réf exion et les autres ordres de réfractions. Le détecteur est placé à $\phi_r = 28°$.

Le phénomène est d'autant amplif é que la particule est grosse. L'idéal est de choisir un volume de mesure de sorte que la particule la plus grosse que l'on puisse mesurer soit deux fois plus petite que la largeur du volume de mesure. Cependant une telle condition pourrait conduire à la présence de plusieurs particules simultanément dans le volume de mesure, dans la région la plus dense du spray. Un compromis a donc été adopté avec un volume de mesure d'une largeur de 154µm .

La dernière méthode consiste à utiliser le critère de validation implémenté dans le système à trois photo-détecteurs que l'on utilise. Les mesures issues de la réf exion du signal lumineux et celles issues de la réfraction ont des réponses différentes envers les deux couples de photo-détecteurs. Le facteur de phase F est le lien entre la différence de phase et le diamètre déf ni (voir Eq. 3.13). Si le rapport des facteurs de phase F_{13}/F_{12} est entier, les signaux issus de réf exions et réfractions se retrouvent sur la même ligne sur le diagramme des phases et le système ne peut pas faire de discrimination. En revanche si le rapport des facteurs de phase est non entier, les signaux issus de réf exions et réfractions se retrouvent sur une ligne différente sur le diagramme des phases. Les mesures issues de réf exions sortent des bandes de tolérance. Ce rapport non-entier est obtenu lorsque les photo-détecteurs sont placés de manières non

symétriques autour de l'angle Φ_r. Dans le cas de cette étude le rapport vaut 2.85.

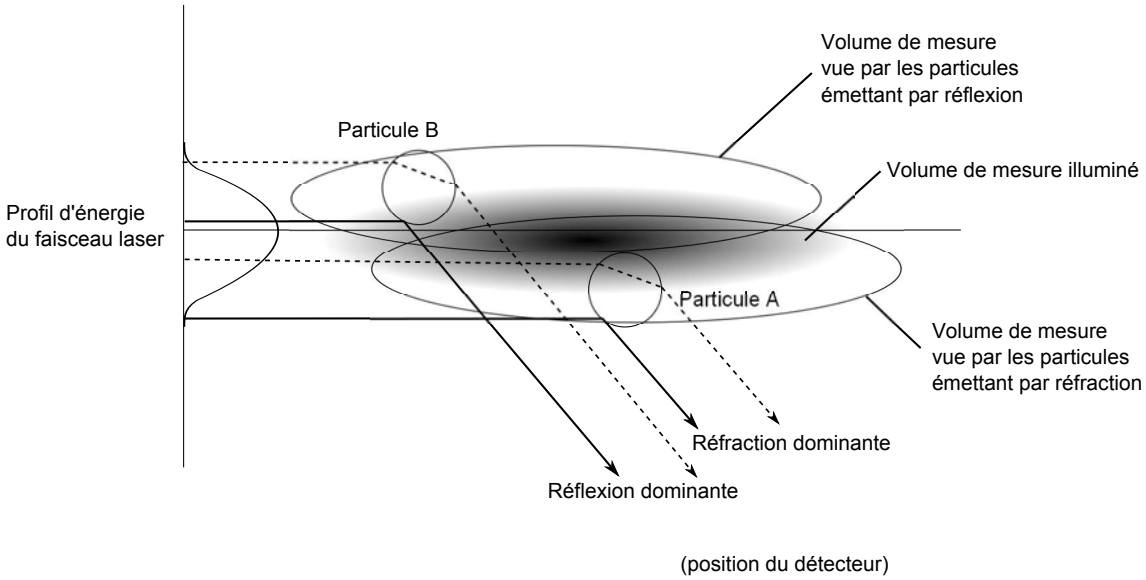

FIGURE 3.7 – Effet de faisceau gaussien, mode dominant (trait plein), mode non dominant (trait pointillé)

Slit effect

Il s'agit d'un effet relativement semblable à l'effet de faisceau gaussien mais basé sur une origine géométrique différente. Afin de faire la mesure du diamètre, le volume de mesure vu par le photo-détecteur est divisé en plusieurs parties. Pour cela des fentes (*slit*) sont placées devant le photo-détecteur. Lorsque les gouttes se trouvent à la frontière, un des modes peut être coupé. Dans le cas de la particule B, c'est la réfraction qui est coupée et seule la réflexion est visible. De la même manière que pour l'effet gaussien, cela peut conduire à une mauvaise mesure de diamètre. Les mêmes méthodes que celles précédemment citées peuvent être utilisées pour l'éviter.

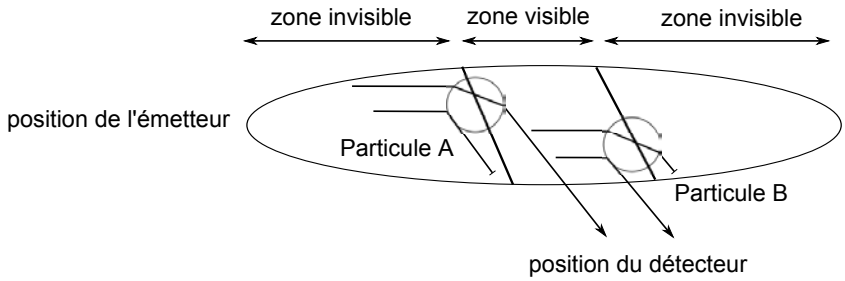

FIGURE 3.8 – Slite effect

Dépendance de la taille du volume de mesure en fonction de la taille des particules

L'intensité de la lumière réémise par une particule traversant le volume de mesure dépend de la taille de la particule. Le faisceau étant gaussien, les petites particules qui passent sur le bord du faisceau renverront peu de lumière. Il faut qu'elles se situent dans une partie du faisceau où la quantité de lumière est plus importante, pour commencer à être vues par le photo-détecteur. En revanche, les particules les plus grosses seront détectées dès le bord du faisceau. Il en résulte une sous-estimation du nombre de petites particules passant à travers le volume de mesure. Cela peut induire un biais sur les statistiques.

La méthode utilisée pour éviter ce biais consiste à travailler sur les caractéristiques du système de détection af n que même les plus petites gouttes puissent être vues. Albrecht et al. (2003); Kapulla and Najera (2006) abordent ces points. Plusieurs paramètres interviennent lors du réglage d'un système PDA : entre autres la tension appliquée aux photo-multiplicateurs (PM), le gain ajouté au signal, la puissance laser, le seuil de validation du rapport signal sur bruit. Pour une distribution de taille donnée, l'augmentation de la puissance laser, du gain ou de la tension appliquée au photo-multiplicateur va permettre d'augmenter la quantité de petites gouttes visibles. Le diamètre moyen va donc décroitre. En revanche, la trop forte augmentation de ces valeurs va induire un bruit qui ne pourra plus être f ltré par le système, ce qui va induire une augmentation du diamètre (Fig. 3.9). Le compromis à prendre se situe donc juste avant cette augmentation du diamètre. Dans le cas de cette étude le réglage est pris à 12 dB et 800 V.

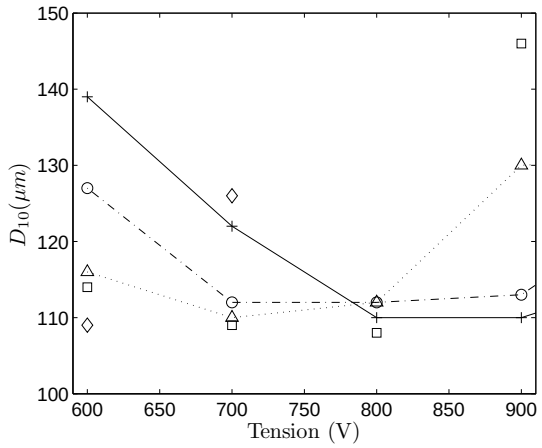

FIGURE 3.9 – Inf uence des paramètres de réglage sur le calcul du D_{10}. Evolution du D_{10} en fonction de la tension appliquée aux PM pour différents gains : 0 dB (+), 6 dB (○), 12 dB (△), 18 dB (□), 24 dB (♢),

3.3.2.4 Inf uence des hublots et de la température

A la traversée d'une interface, un rayon lumineux est dévié suivant les lois de Snell-Descartes. Lorsqu'un rayon laser traverse les hublots du montage expérimental, cette déviation a lieu. Cependant, à température ambiante dans la veine, le faisceau ressort du hublot parallèle au faisceau d'entrée puisque l'indice de l'air reste le même des deux cotés du hublot (Fig. 3.10).

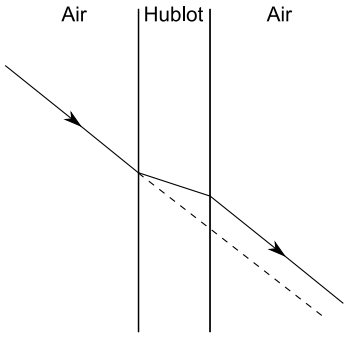

FIGURE 3.10 – Déviation du faisceau laser au passage du hublot (trait plein), absence de hublot (trait discontinu). Cas où l'indice de l'air est le même des deux cotés.

- Cette déviation aura pour conséquence de déplacer le volume de mesure par rapport au cas sans hublot (Fig. 3.11). On corrige cet effet en utilisant une mire af n de recentrer le volume de mesure.
- Il n'y aura aucune conséquence sur la géométrie du volume de mesure lui-même.

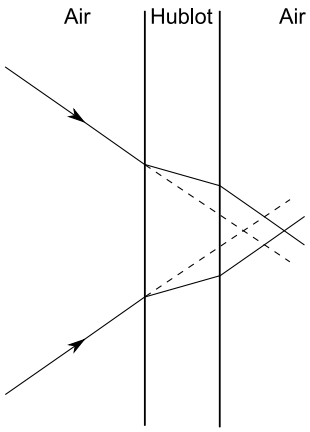

FIGURE 3.11 – Déplacement du volume de mesure dû à la présence du hublot (trait plein), en l'absence de hublot (trait discontinu).

En revanche, dans le cas où l'air est chauffé, son indice de réfraction change. Le hublot subit, lui aussi, un changement de température et d'indice. Le faisceau est dévié et ne ressort plus parallèle au faisceau d'entrée. La question de la déviation de faisceau due à la variation de l'indice de réfraction de l'air a été traité par (Resagk et al., 2003).

La variation de l'indice d'air en fonction de la température a été calculée par le NIST [3] avec l'équation d'Elden modif ée (Birch and Downs, 1993). Sur la gamme de validité de l'équation (entre -40 et 100°C) la variation est faible $n_{20°C} = 1.000273$ et $n_{100°C} = 1.000212$.
Le verre utilisé ici est du Pyrex Corning 7740. La loi de variation de l'indice de réfraction en fonction de la température n'a pas été trouvée dans la littérature pour ce matériau. En revanche, celle du Corning 7940 l'a été dans (Wray and Neu, 1969). Or l'indice de réfraction de ces deux matériaux est proche à température ambiante. Pour une longueur d'onde proche de celles de nos lasers : $\lambda = 546.07$ nm, la loi de variation (valable entre 26 et 471°C) donne $n_{26°C} = 1.46028$ et $n_{150°C} = 1.46213$.
Les mesures LDA ont été faites à froid et ne sont donc pas concernées par ce calcul. Les mesures PDA, en revanche, le sont. L'angle d'incidence, par rapport au hublot, est de 2.26°. On en déduit, en appliquant les relations de Snell-Descarte, que la déviation de l'angle est de 0.0001°. D'après l'eq.3.4, l'inf uence sur le calcul de vitesse est de 0.1%. Le déplacement du volume de mesure est de l'ordre de 5µm .

3.3.2.5 Inf uence de la variation de l'indice de réfraction

L'indice de réfraction du mélange varie de $n_{20°C} = 1.394$ à $n_{80°C} = 1.36$. Il s'agit là d'une surestimation de la gamme de température. Les simulations ne donnent jamais une température supérieure à 70°C quelle que soit la classe de taille. La dérivée logarithmique de l'Eq. 3.12 donne une erreur maximale sur le diamètre de 10%.

3.3.2.6 Vérif cation des distances focales

Le laboratoire ne dispose pas de système permettant l'étalonnage direct du système LDA. Une première étape de vérif cation est de tester les grandeurs données par les fabricants sur les valeurs des distances focales des lentilles. De ces valeurs on déduit l'angle Θ qui est le seul paramètre géométrique rentrant en compte dans le calcul de la vitesse.

Af n d'effectuer cette vérif cation, la lentille de la tête d'émission est démontée. On vérif e que les faisceaux sont bien parallèles. Par la suite la lentille est replacée et le laser est positionné à 6 m d'un écran. L'écart entre les faisceaux sur cet écran permet de remonter à la distance focale de la lentille. Pour les mesures LDA, une lentille de 159.8 mm est utilisée (spécif cation constructeur). La précision relative estimée sur chacune des longueurs mesurées est utilisée à travers une dérivée logarithmique pour estimer la précision globale. La mesure donne 161.7 ± 2.9 mm ce qui inclut la valeur du fabricant. La valeur du fabricant sera donc celle utilisée. Des expériences similaires ont été effectuées pour le système PDA avec des conclusions identiques.

3. National Institute of Standards and Technology

3.3.3 Caractéristiques des systèmes utilisés

Le système d'émission est le même pour les mesures LDA et PDA. En revanche les lentilles de l'émission sont différentes. L'objectif est d'avoir des volumes de mesures différents. Pour le LDA, l'écoulement est fortement chargé en petites particules, ce qui permet d'avoir un fort taux d'acquisition. Le volume de mesure est donc choisi petit, af n de ne pas avoir simultanément plusieurs particules qui le traversent.

Comme on l'a vu, pour le PDA il faut que le volume de mesure soit de taille suff sante vis à vis des particules af n d'éviter les biais induits par le faisceau gaussien. Il ne faut pas qu'il soit trop important non plus af n d'éviter le rejet de particules comme dans le cas du LDA, précédemment cité. D'autre part le système PDA est 1D, le laboratoire ne disposant pas de système de réception nécessaire à ces longueurs d'ondes.

Optique d'émission LDA	9066X0181 Oxxius
Système LASER	Continu Yag
Longueur d'onde du laser	532 nm - 561 nm
Diamètre du faisceau	2.2 mm - 2.2 mm
Distance focale de la lentille	159.8 mm
Distance séparant les faisceaux	39.40 mm - 39.41 mm $\pm$0.02 mm
Ratio d'expansion des faisceaux	1
Diamètre du volume de mesure	49 µm - 52 µm
Longueur du volume de mesure	402 µm - 424 µm
Nombre de frange	22
Distance interfrange	2.17 µm - 2.29 µm
Demi-angle entre faisceaux	7.03°
Fréquence de shift	40 Mhz

TABLE 3.1 – Caractéristiques du système LDA

Optique d'émission PDA	9066X0181 Oxxius
Système LASER	Continu Yag
Longueur d'onde du laser	532 nm
Diamètre du faisceau	2.2 mm
Distance focal de la lentille	500 mm
Distance séparant les faisceaux	39.40 mm $\pm$0.02 mm
Ratio d'expansion des faisceaux	1
Diamètre du volume de mesure	154 µm
Longueur du volume de mesure	3.90 mm
Nombre de frange	22
Distance interfrange	6.76 µm
Demi-angle entre faisceaux	2.26°
Fréquence de shift	40 Mhz
Optique de réception	
Distance focale de la lentille	600 mm
Indice de réfraction des gouttes	1.38
Angle Φ_r	27.5°
Diamètre maximal mesurable	370 µm
Largeur du f ltre spatial effectif	193.5 µm

TABLE 3.2 – Caractéristiques du système PDA

3.4 Fluorescence induite par laser

Comme on l'a vu dans la section 3.2, un atome soumis à un rayonnement d'une certaine quantité d'énergie peut passer d'un état stable à un état énergétique supérieur. Cet état étant instable, il réémet de la lumière lors de la phase d'émission aussi appelée *fluorescence*. La LIF (Fluorescence Induite par Laser ou en anglais Laser Induced Fluorescence) est une technique de mesure utilisant les propriétés de fluorescence de certains atomes ou de certaines molécules. Le signal réémis dépend de la pression, de la température et de la concentration des particules fluorescentes dans le milieu étudié. Ainsi cette technique peut être utilisée pour mesurer, suivant les cas, l'une de ces trois grandeurs. Dans cette étude c'est la concentration en espèces présentes dans le milieu liquide ou gazeux qui sera mesurée.

3.4.1 Principe de la technique

Le principe de la technique est basé sur la propriété de fluorescence de certains atomes ou molécules lorsqu'ils sont soumis à un rayonnement dont l'énergie correspond à la transition vers l'état excité de la molécule.
La fluorescence est un phénomène ayant des propriétés particulièrement intéressantes :

- C'est un phénomène rapide : au plus de l'ordre de 10^{-6} s, ce qui permet la visualisation d'évènements eux-mêmes à courte durée.
- Lorsqu'une molécule est dans un état excité, des phénomènes internes à la molécule ont lieu. Il s'agit de vibrations et de rotations qui ont pour effet de diminuer l'énergie de la molécule. Ainsi la transition se fera à plus faible énergie. Le rayonnement associé aura une longueur d'onde plus élevée. Ce décalage est particulièrement intéressant puisque l'on pourra filtrer le rayonnement incident, émis par le laser, à l'aide d'un filtre optique pour ne laisser passer que le rayonnement dû à la fluorescence.

La technique utilisée ici nécessite de créer, non pas un simple faisceau, mais une nappe laser afin d'exciter simultanément toute une tranche verticale de l'écoulement. Dans ce cas la technique peut aussi être appelée PLIF (Planar Laser Induced Fluorecence).

Le signal de fluorescence S_f, dépend des termes suivants :

- l'énergie laser incidente au point de la mesure, $I(x)$.
- la quantité de molécules par unité de volume, N, au point x
- le rendement quantique de fluorescence, ϕ_q, qui correspond au rapport entre le nombre de photons réémis et le nombre de photons absorbés. Il permet de quantifier la part des phénomènes de désexitation, émettant des photons ou phénomènes radiatifs et la part des phénomènes non-radiatifs. ϕ_q dépend de la température, T, de la pression P, de la longueur d'onde du faisceau incident λ et de N.
- de la section efficace d'absorption moléculaire σ. Elle dépend de T et λ.

Le terme $I(x)$ peut être détaillé pour prendre en compte l'énergie laser incidente I_0 et les phénomènes d'absorption de l'énergie par le milieu. $I(x) = I_0 e^{-\sigma \int N(x) \mathrm{d}x}$.

L'expression globale du signal de f uorescence est alors :

$$S(x) = I_0 N(x) \sigma(\lambda, T) \phi_q(\lambda, T, P, N) e^{-\sigma \int N(x) \mathrm{d}x} \tag{3.18}$$

3.4.2 L'espèce f uorescente

Comme cela est détaillé en section 6.1.1, le choix des composés s'est porté sur l'octane et le 3-pentanone dans les proportions (85/15). L'objectif de l'étude par f uorescence est de suivre le 3-pentanone en phase liquide et en phase vapeur sans perturbation par l'octane.

La transition électronique, impliquée ici, est de type $n \rightarrow \pi^*$. Un électron d'une orbitale non liante de l'atome d'oxygène peut être ainsi excité vers une orbitale anti-liante du groupe carbonyle. Cette transition est caractérisé par un spectre d'absorption du 3-pentanone qui s'étend de 220 à 330 nm avec un pic à 280 nm. L'utilisation d'un laser de longueur d'onde 266 nm est donc appropriée. Notons que l'octane ne f uoresce pas lorsqu'il est excité à cette longueur d'onde. L'octane ne vient donc pas perturber la mesure par son émission propre.

Le spectre de f uorescence s'étend, quant à lui, de 350 à 550 nm avec un pic à 430 nm. On constate donc que les spectres ne se superposent pas, ce qui permet d'éviter le phénomène de trapping. D'autre part, l'utilisation d'un f ltre optique passe bande sur la gamme $300 - 500$ nm permet d'observer la f uorescence tout en f ltrant les photons issus directement de l'excitation du laser.

Cette espèce a été étudié en détails par Modica (2006).

3.4.3 Mise en place

3.4.3.1 Le laser

Le laser utilisé, af n de générer la nappe laser, est un laser pulsé Quantel Twins CFR PIV 190, Nd :YAG délivrant 31 mJ à 266 nm. La fréquence d'utilisation est 10 Hz.

La nappe est générée à l'aide de deux lentilles :

- Une lentille convergente (de distance focale 1000 mm) permettant d'amincir horizontalement la nappe et d'assurer une puissance maximale précisément positionnée au centre de la veine.
- Une lentille divergente cylindrique (de distance focale -12.7 mm) permettant un élargissement vertical (uniquement) de la nappe.

3.4.3.2 La caméra

En raison de la faiblesse du signal émis par les particules, la caméra utilisée est une caméra munie d'un intensif cateur. Il s'agit d'un dispositif permettant d'augmenter la quantité de photons impactant sur le capteur de la caméra. La caméra est une caméra Princeton Pi-MAx2-1003-GEN2 munie d'un système

de refroidissement permettant de réduire le bruit caméra. La gamme spectrale de sensibilité de la caméra est 270 – 920 nm.

La caméra est munie d'une optique 58 mm associée à un f ltre BG 25 passe bande sur la gamme 300 – 500 nm. Ce f ltre coupe à la fois le faisceau UV utilisé pour l'excitation du 3-pentanone et le faisceau résiduel du laser à 532 nm.

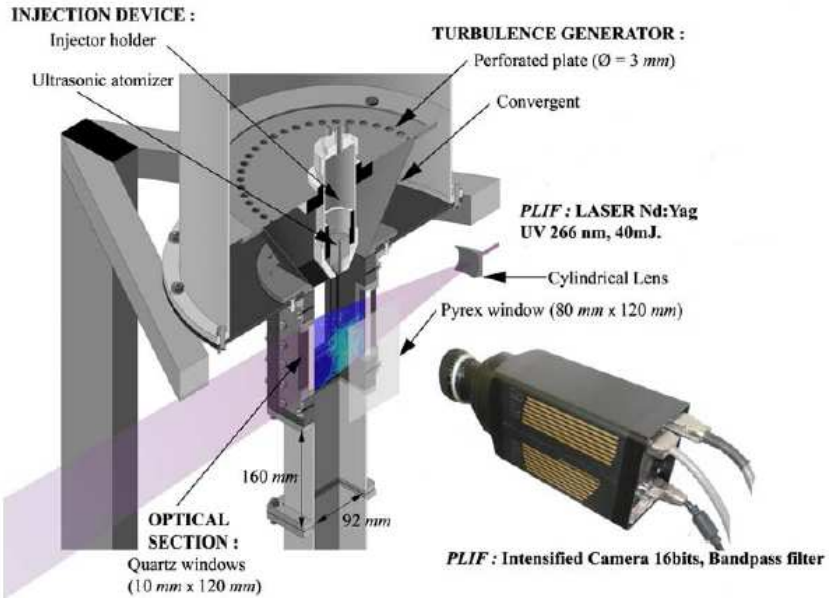

FIGURE 3.12 – Dispositif de mesure en LIF

3.4.4 Les biais

Les différents biais sont ici évoqués succinctement. Plus de détails sont donnés dans le chapitre concernant le post-traitement ; en particulier en section 4.2.2.

Comme on l'a vu, le signal de f uorescence est sensible à la température, à la pression et à la quantité d'espèces dans le milieu. Ici l'objectif est la mesure de la quantité d'espèces dans le milieu, la sensibilité aux autres paramètres est donc ici considérée comme un biais potentiel.

La pression est égale à la pression extérieure. Elle n'interviendra pas dans la suite. Les autres biais possibles sont les suivants :

- La température, que ce soit en phase liquide ou en phase vapeur ;
- Le quenching à l'oxygène. Les molécules excitées peuvent rentrer en contact avec d'autres molécules du milieu et ainsi se déexciter sans émettre de rayonnement. Ce phénomène de désactivation collisionnelle est appelé *quenching* ;
- L'inhomogénéite de l'intensité du signal incident. Or le signal peut varier pour trois raisons : temporellement : à cause des f uctuations tir à tir (quantif ées ci-dessous), spatialement à cause de

l'inhomogénéité verticale de la nappe et enf n à cause de l'absorption du milieu, ce qui constitue une inhomogénéité horizontale ;
– L'absorption.

Fluctuation tir à tir laser

Les f uctuations tir à tir jouent un rôle important sur le calcul des f uctuations de concentration. En revanche, leur effet est fortement atténué sur les valeurs moyennes de concentration. Or, l'expérience ne dispose pas d'un système permettant de quantif er les f uctuations à chaque tir. Un tel dispositif permettrait de corriger chaque image lors de la phase de post-traitement. Il est cependant possible de quantif er cette erreur. Pour cela la veine a été remplie de 3-pentanone en phase vapeur. D'une image à l'autre les conditions varient très peu. La f uctuation sera celle due à la f uctuation du laser. La mesure montre des f uctuations moyennes de l'ordre 5%.

3.5 Autres techniques

Les trois techniques présentées dans les sections précédentes ont été celles principalement utilisées au cours des campagnes de mesures. D'autres techniques ont été utilisées. Elles sont présentées succinctement ici.

3.5.1 Débitmétrie

3.5.1.1 Mesure du débit d'air

La mesure du débit d'air injecté est faite avec un débitmètre massique. L'intérêt de ce type de débitmètre est que le débit de masse d'air ne dépend pas de la température et de la pression contrairement au débit de volume d'air. Or pression et température ne sont pas constantes d'une campagne de mesure à l'autre en raison des variations de conditions extérieures. La mesure complète est celle du triplet : débit de volume d'air, température et pression qui est donc équivalente à un débit de masse d'air. En général, les débitmètres de ce type utilisent des *normolitres/minute* ou *nL/min*. Le normolitre étant le volume à température et pression f xées : $T = 0°\mathrm{C}$, et $P = 1$ atm. Il s'agit donc bien d'un débit de masse.

Concernant la précision de la mesure, celle donnée par le constructeur est de 1% sur la pleine échelle. L'adjonction en série d'un débitmètre de précision équivalente n'a pas donné de différence. Les débits d'air seront donc donnés à $\pm 1\%$.

3.5.1.2 Mesure du débit de liquide

Le débit liquide est contrôlé à l'aide d'un débitmètre à bille Brooks Sho-Rate muni d'un tube R-2-15-A et d'une bille en carboloy. L'incertitude cumulée de l'incertitude de lecture et de la reproductibilité de la mesure est de 3%. Le débit auquel sont faites les mesures est donc de 0.322 ± 0.005 g/s.

3.5.2 Mesures de masse pour les mélanges

La balance utilisée afin d'effectuer les mélanges est une balance Mettler Toledo d'une précision de 0.1 g ; les erreurs lors de l'opération, associées à la précision de l'instrument, induisent une erreur globale de $\pm 0.3\%$ sur la précision du mélange.

3.5.3 Ombroscopie

Cette technique de visualisation est une méthode d'imagerie utilisée ici pour caractériser l'évolution du spray en fonction du débit liquide et de l'amplitude d'atomisation. Cette méthode utilise une lampe émettant des flashs lumineux de durée courte : 25 ns, afin d'avoir une image parfaitement nette. La lampe est placée derrière un écran diffuseur permettant d'avoir une source lumineuse relativement homogène. Dans l'alignement de la lampe et de l'écran se trouvent le spray puis la caméra (Sensicam, 12 bits, $1280 * 1024$ pixels).

3.5.4 Thermométrie par thermocouple

Les thermocouples utilisés pour contrôler la température de la veine sont des thermocouples de type K dont la précision constructeur est donnée à 1.5°C. La gamme d'utilisation est -270 à 1270°C d'après (Bonnier and Devin, Bonnier and Devin).

Conclusion du chapitre

Ce chapitre présente les différentes techniques de mesures utilisées. Les techniques laser sont choisies en raison de leur aspect peu intrusif. Ces méthodes permettent de mesurer vitesse et diamètre de particules dans la veine, soit afin de quantifier le comportement de l'air à l'aide de traceurs, soit afin de suivre la dynamique des gouttelettes en évaporation. Les concentrations en phase liquide et vapeur du 3-pentanone sont aussi accessibles. Ces techniques possèdent des biais qui sont détaillés ici. Le chapitre suivant concerne le post-traitement des mesures ; ce post-traitement inclut une correction des biais lorsque cela est possible.

Chapitre 4

Post-traitement

Sommaire

4.1 Post-traitement en LDA et PDA 65
4.2 Post-traitement en LIF 69
4.2.1 Discrimination phase liquide / phase vapeur 69
4.2.2 Étalonnage et détermination de la concentration 78
4.2.3 Absorption et correction 88
4.2.4 Algorithme de détermination des distances entre gouttes 93

Ce chapitre concerne le post-traitement des mesures LDA, PDA et LIF. La mesure de vitesse en LDA est susceptible de présenter un biais de vitesse. Il est possible de compenser ce biais en utilisant une pondération. Les différentes pondérations existantes et celle choisie sont présentées. La mesure de concentration par LIF nécessite l'utilisation de post-traitement afi d'extraire l'information sur la phase liquide d'une part et la phase vapeur d'autre part. L'algorithme de discrimination est présenté. La sensibilité des différents paramètres utilisés dans cet algorithme est étudiée. Deux importants biais sont susceptibles de perturber la mesure : le premier est la température et le second l'absorption du faisceau laser par le milieu étudié. Ces biais sont quantifié et corrigés si nécessaire. Enfi l'algorithme de détection de gouttes est décrit.

4.1 Post-traitement en LDA et PDA

Calcul des vitesses en LDA et PDA

Comme on l'a vu en 3.3.2.1, il existe un biais de vitesse inhérent à la mesure par anémométrie laser.

Rappelons que ce biais est dû au fait que les particules dont la vitesse est plus importante ont une probabilité plus importante de passer à travers le volume de mesure. Cela engendre une surestimation de la vitesse moyenne.

Il existe plusieurs types de méthode de correction :

– les méthodes de reconstruction du champs de vitesse af n de faire un échantillonnage régulier
– les méthodes de pondération de la moyenne

Pour que la première catégorie soit utilisable, des critères sur la fréquence d'acquisition doivent être atteints. La fréquence d'acquisition $\dot{N}$ et l'échelle intégrale temporelle turbulente T_u doivent respecter : $\dot{N}T_u > 5$ (Edwards, 1987). Ce qui n'est pas le cas dans toutes les zones et tous les types d'écoulements. Cette catégorie ne sera pas présentée ici. Pour une revue complète se référer à Absil (1995).

Dans la seconde catégorie, le biais est corrigé en modif ant la moyenne à l'aide d'un coeff cient correcteur g_j :

$$\overline{U_i} = \frac{\sum_{j=1}^{n_{echant}} U_j g_j}{\sum_{j=1}^{n_{echant}} g_j} \tag{4.1}$$

Il existe plusieurs types de correction :

Pondération par l'amplitude du vecteur vitesse Lorsqu'un système de mesure 3D est disponible, une correction par l'amplitude du vecteur vitesse est possible depuis McLaughlin and Tiederman (1973). Cette pondération suppose un volume de mesure sphérique :

$$g_i = \frac{1}{\sqrt{U_i^2 + V_i^2 + W_i^2}} \tag{4.2}$$

Cette correction peut être étendue au cas d'un volume de mesure en ellipse depuis McDougall (1980). Avec a_0, le rayon du volume de mesure et c_0 la demi-longueur du volume de mesure :

$$g_i = \frac{1}{\sqrt{\frac{a_0^2}{c_0^2} U_i^2 + V_i^2 + W_i^2}} \tag{4.3}$$

Cette méthode est particulièrement sensible au bruit. Même un bruit faible peut générer des biais signif catifs. De plus, pour la mettre en place, il faut un système 3D. Cette méthode n'a donc pas été retenue.

Dans le cas d'un système 1D, McLaughlin and Tiederman (1973) proposent l'utilisation de la pondération suivante :

$$g_i = \frac{1}{\sqrt{U_i^2}} \tag{4.4}$$

Cependant cette pondération ne fonctionne que dans la cas d'un écoulement lui même 1D. Dans le cas d'écoulement 2D ou 3D la compensation devient trop forte (Buchhave et al., 1979). De plus, si

la particule traverse le volume de mesure orthogonalement à la mesure de vitesse, il se peut que la composante de vitesse mesurée soit nulle, ce qui conduit à une singularité.

Pondération par le temps d'arrivée Le temps d'arrivée t_i est l'instant auquel la particule i arrive dans le volume de mesure. Le facteur correctif proposé par Barnett and Bentley (1974) est le suivant :

$$g_i = t_i - t_{i-1} \tag{4.5}$$

Avec cette méthode, l'hypothèse que la vitesse du f uide est constante entre deux temps d'arrivée de particules est faite. Comme pour les méthodes de reconstruction du signal, cette méthode fonctionne bien lorsque :

$$\dot{N}T_u > 5$$

. De plus cette correction ne fonctionne pas correctement pour le calcul des fonctions de corrélations.

Pondération par le temps de transit Lorsque le temps de transit τ_j de la particule à travers le volume de mesure est fourni par le système de mesure, la pondération suivante est possible (Hoesel and Rodi, 1977; George, 1975) :

$$g_i = \tau_i \tag{4.6}$$

Si le volume de mesure est suff samment petit, on peut faire l'hypothèse que la vitesse de la particule est constante lors de son passage à travers le volume de mesure. Dans ce cas :

$$\overline{U_i} = \frac{1}{T}\int_0^T U(t)\,dt \approx \frac{\sum_{j=1}^{n_{echant}} U_j\tau_j}{\sum_{j=1}^{n_{echant}} \tau_j} \tag{4.7}$$

Pour les moments d'ordre un, la vitesse moyenne suivant l'axe i sera calculée par :

$$\overline{U_i} = \frac{\sum_{j=1}^{n_{echant}} U_j\tau_j}{\sum_{j=1}^{n_{echant}} \tau_j} \tag{4.8}$$

Pour les moments d'ordre deux, la f uctuation de vitesse suivant l'axe i sera calculée par :

$$u_{i_{rms}} = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{n_{echant}} \left(U_j - \overline{U_j}\right)^2 * \tau_j}{\sum_{j=1}^{n_{echant}} \tau_j}} \tag{4.9}$$

Fuchs et al. (1994) montre que dans un écoulement avec 100% de turbulence, la pondération par temps de transit donne d'excellents résultats quelle que soit la fréquence d'acquisition, contrairement aux autres pondérations. Cette pondération sera donc appliquée ici.

Cette méthode est appliquée aux mesures ADL et PDA.

4.2 Post-traitement en LIF

Le post-traitement des images de fluorescence du 3-pentanone est constitué de plusieurs étapes. La première consiste à séparer la phase liquide et la phase vapeur. La seconde étape consiste à traiter chacune de ces phases. Ce traitement permet de quantifier la concentration de la phase vapeur d'une part, et de quantifier la concentration de la phase liquide ainsi que des distances entre les gouttes d'autre part.

4.2.1 Discrimination phase liquide / phase vapeur

Cette section présente la méthode utilisée afin de séparer l'information se rapportant au liquide et l'information se rapportant à la vapeur sur les images de fluorescence. Lors des travaux de Cochet (2007), différentes méthodes ont été testées et c'est une méthode basée sur le filtrage de hautes fréquences spatiales qui a été retenue. Ces méthodes seront présentées succinctement. La méthode retenue et adaptée au cas de ce travail sera expliquée en détail.

4.2.1.1 Les différentes méthodes de discrimination

Méthode de seuillage des niveaux de gris à partir de la pression de vapeur saturante

Une première méthode est basée sur les niveaux de gris fournis par la vapeur saturante du produit fluorescent. Les niveaux de gris associés à la pression de vapeur saturante peuvent être associés à un seuil. Les pixels dont les niveaux de gris sont supérieurs à ce seuil correspondent à de la fluorescence issue du liquide.

Cette méthode présente deux défauts majeurs dans notre cas. Le premier est sa sensibilité à la valeur seuil choisie. La moindre erreur se répercute directement sur la mesure. Or il est difficile de trouver une valeur précise de la pression de vapeur saturante du 3-pentanone dans la littérature, comme cela est discuté en section 4.2.2.1. Le second défaut est lié aux faibles niveaux que peuvent, dans certains cas, présenter les gouttelettes. Par exemple le faisceau étant gaussien, la nappe présente moins d'intensité énergétique sur les bords. Les gouttelettes qui se situent à la frontière de la nappe, au moment du flash laser, fluorescent moins ; les niveaux de gris associés peuvent alors passer sous le seuil correspondant à de la vapeur saturante. Elles ne sont donc pas détectées. Ce défaut est moins présent dans le cas de la méthode retenue, qui est basée sur les gradients de niveau.

Méthode de seuillage des niveaux de gris à partir de la bi-modalité des histogrammes

Une seconde catégorie de méthodes est basée sur la bi-modalité de l'histogramme des niveaux de gris ; l'un des modes correspondant à la vapeur et l'autre au liquide. La détection d'un seuil permet alors de faire la discrimination. Plusieurs travaux utilisent ces méthodes : Bazile and Stepowski (1995); Lahbabi (1992); Risser (2007); Senechal (2005). Or dans cette étude les histogrammes sont monomodaux. En conséquence, ces méthodes ne sont pas applicables.

4.2.1.2 Méthode de f ltrage des hautes fréquences

L'idée de base de cette méthode est la suivante : sur une image de f uorescence, les gouttes correspondent à de forts gradients de niveaux de gris ; ce qui correspond à de hautes fréquences spatiales. Dans la première partie de la veine, la vapeur en formation n'est pas mélangée, ce qui se manifeste par de grosses structures. Cependant ces structures sont de tailles bien supérieures aux gouttes. Elles correspondent donc à des basses fréquences spatiales. En principe il suff t donc de f ltrer les hautes fréquences pour ne garder que la vapeur. L'image complémentaire permet de ne garder que le liquide.

Le résumé des étapes est présenté en Fig. 4.1. Un premier f ltrage est appliqué sur l'image de départ. Ce f ltrage donne une image qui ne laisse que les basses fréquences. (En Fig. 4.1 la dynamique a été choisie af n de voir simultanément liquide et vapeur, le liquide est donc complètement saturé. Sur l'image f ltrée les gouttes semblent encore présentes. En réalité les niveaux sont beaucoup plus faibles qu'avant f ltrage mais la saturation ne permet pas de s'en rendre compte visuellement). Par soustraction il est alors possible de créer une image ne contenant que les hautes fréquences. Cette image est ensuite rendue binaire. Elle constitue un masque. Ce masque est enf n appliqué à l'image de départ, ne laissant passer que le liquide ou que la vapeur suivant la phase qui est recherchée.

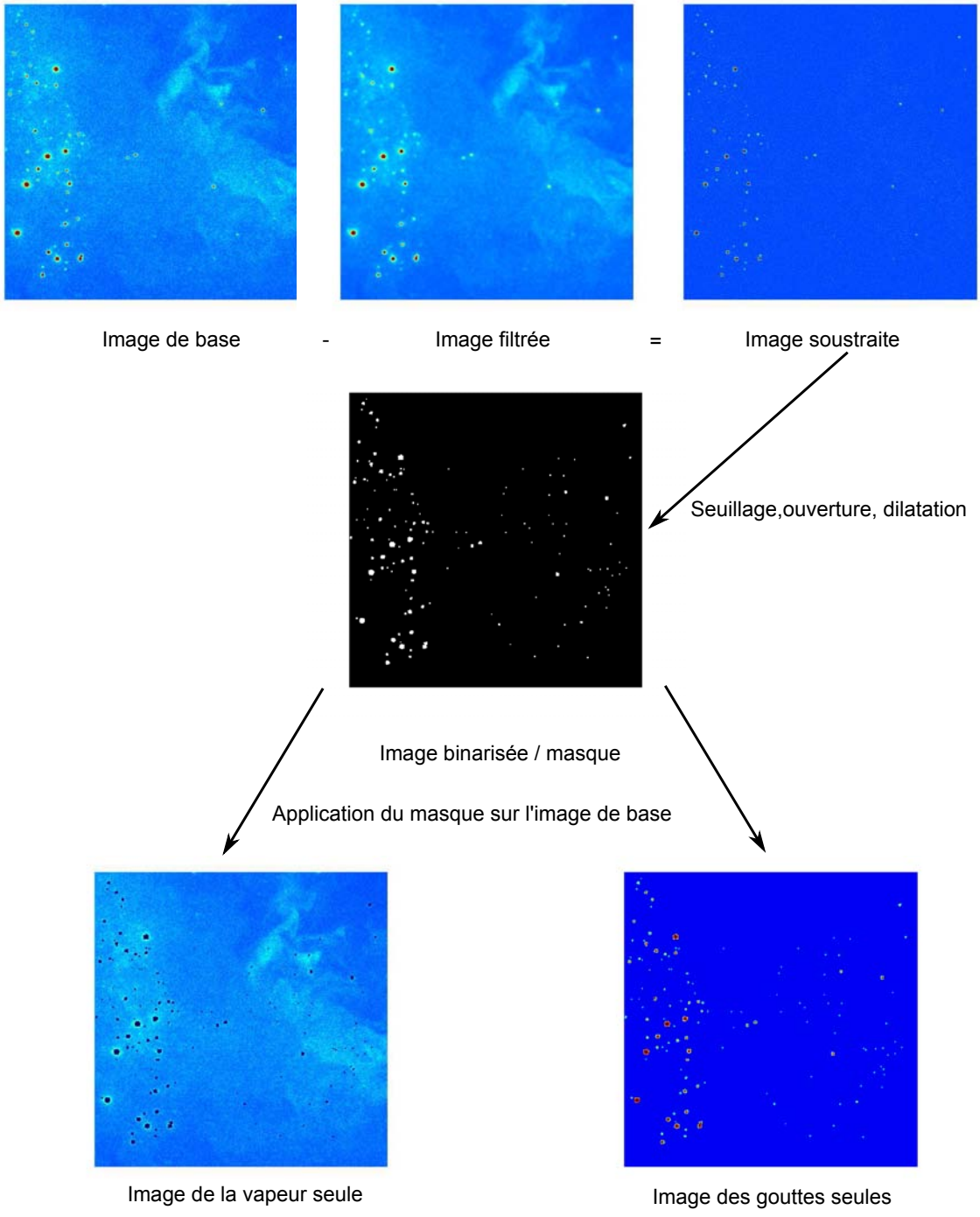

FIGURE 4.1 – Résumé des étapes de post-traitement de séparation des phases liquide et vapeur

Le premier f ltre appliqué est un f ltrage médian. Le principe est d'utiliser une matrice appelée *élément structurant* de taille prédéf nie qui va être déplacée dans la matrice à f ltrer. Le plus petit élément structurant symétrique est de taille 3x3. Le pixel au centre de cet élément structurant est remplacé par la valeur médiane [1] de l'ensemble des éléments de l'élément structurant. L'effet d'un tel f ltrage est de supprimer le bruit tout en préservant les frontières. Si l'on choisissait par exemple un f ltre moyen, remplaçant la valeur du pixel au centre par la valeur moyenne des autres pixels de l'élément structurant, les frontières seraient lissées.

La f gure 4.2 illustre un cas simplif é de f ltrage. La matrice à f ltrer est constituée d'un fond correspondant aux 1, de bruit correspondant au pixel 2 isolé et d'une grosse structure correspondant à la structure faite de 5. Après application du f ltrage médian avec un élément structurant 3x3, on constate plusieurs choses. Tout d'abord les frontières de la structure composée de 5 sont préservées. Cela n'est pas vrai à l'angle de la structure cependant dans le cas réel cela n'a que peu d'inf uence étant donné la taille des structures. De plus l'élément isolé a été supprimé.

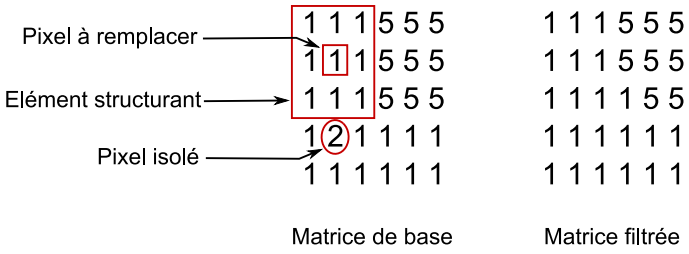

FIGURE 4.2 – Exemple de f ltrage médian avec un élément structurant 3x3

Dans le cas de cette étude, le f ltrage médian a pour effet de supprimer le bruit environnant et de supprimer ou fortement atténuer les gouttes (moyennant un élément structurant judicieusement choisi) tout en préservant les grosses structures dues à la vapeur. Le f ltre choisi est un f ltre 7x7. L'étude paramétrique justif ant ce choix est décrite en section 4.2.1.3.

Après avoir appliqué le f ltre médian, on obtient donc une image f ltrée. Cette image est soustraite à l'image de base. L'image soustraite ne comporte alors plus que les hautes fréquences et une partie de bruit. Un seuil est alors appliqué. Le seuil est choisi de manière à préserver les plus petites gouttes tout en supprimant une grande partie du bruit. Une étude paramétrique a été effectuée pour choisir ce seuil (voir section 4.2.1.3). L'image est alors rendue binaire.

L'étape suivante est une succession de trois opérations morphologiques permettant de déf nir le contour des gouttes. Les deux premières opérations sont une érosion et une dilatation. Ces deux opérations successives sont regroupées sous le nom d'ouverture. L'érosion permet de supprimer le bruit restant et d'atténuer les aspérités sur les structures correspondant aux gouttes sur l'image binaire. La dilatation comble les cavités et élargit les formes. Enf n une dilatation supplémentaire est effectuée af n

1. valeur séparant la série ordonnée en deux parties égales

de recouvrir totalement la tache lumineuse issue de la f uorescence du liquide. Ces opérations se font en utilisant à chaque fois un élément structurant : un premier pour l'ouverture de taille 2x2 et un second pour la dilatation supplémentaire de taille 3x3. Le choix de la taille de l'élément a, là aussi, fait l'objet d'une étude paramétrique (voir section 4.2.1.3).

4.2.1.3 Etude de sensibilité des différents paramètres intervenant dans le f ltrage

Comme on l'a vu dans dans le paragraphe précédent, quatre éléments rentrent en compte dans la discrimination de la phase vapeur et de la phase liquide

- la taille de l'élément structurant du f ltre médian
- la valeur du seuil du f ltrage conduisant à l'image binaire
- la taille de l'élément structurant de l'ouverture
- la taille de l'élément structurant de la dilatation

Tous ces paramètres sont interdépendants, il s'agit donc d'un problème à quatre dimensions. L'étude présentée ici est un résumé de l'étude complète partant directement du choix optimisé et ne faisant varier qu'un paramètre à la fois. Af n d'avoir un élément de comparaison similaire, toutes les inf uences sont rapportées au résultat f nal sur la sélection de la phase vapeur. Cette comparaison permet de voir quelles gouttes n'ont pas été traitées par l'algorithme et la vapeur qui a été traitée par erreur.

Inf uence de la taille de l'élément structurant du f ltre médian La Fig. 4.3 présente une image de base sur laquelle sont appliqués différents f ltres. L'utilisation d'un f ltre 3x3 est clairement insuff sante ; de nombreuses gouttes ne sont pas recouvertes. L'utilisation d'un f ltre 5x5 améliore le recouvrement mais ne l'assure pas totalement. A partir de 7x7 le résultat est satisfaisant. Pour une taille supérieure les résultats sont similaires et le temps de calcul de l'algorithme augmente fortement. Le choix est donc porté sur la taille 7x7.

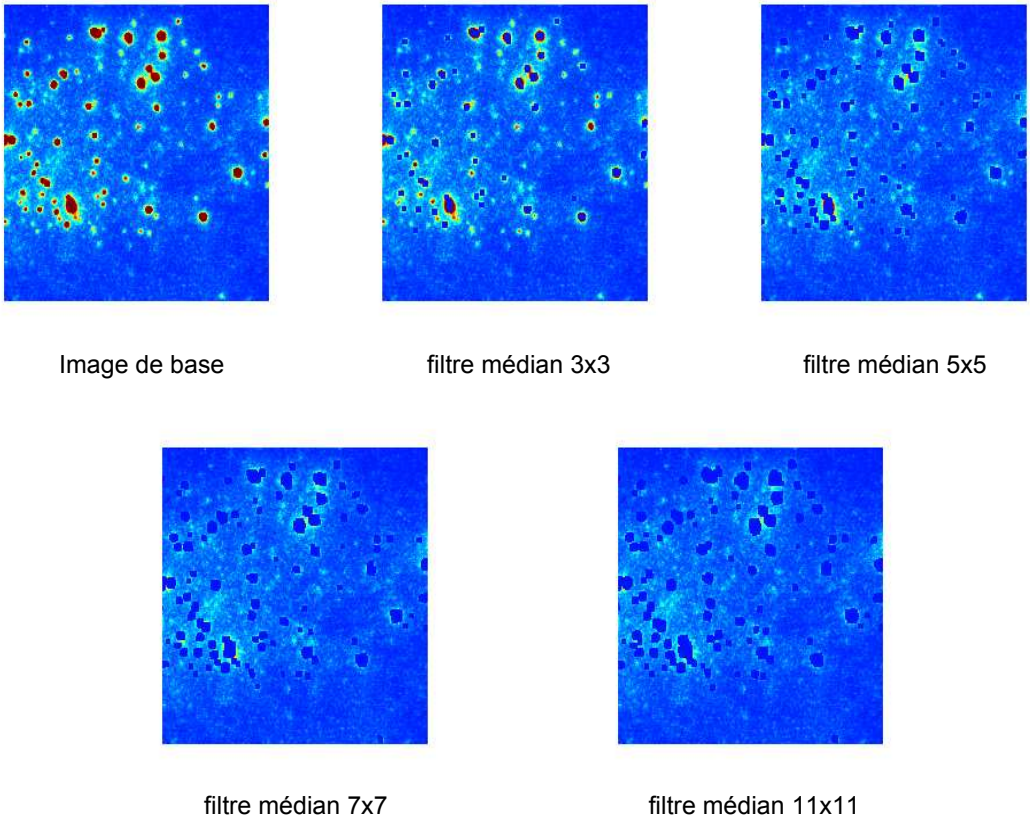

FIGURE 4.3 – Inf uence de la taille du f ltre médian

Inf uence de la valeur seuil Les résultats de l'inf uence de la valeur du seuillage sont présentés en Fig. 4.4. Comme dans le paragraphe précédent, une image de base contenant liquide et vapeur sert de référence. Différents seuillages sont présentés. Ils sont adimensionnés par la valeur de l'intensité de f uorescence à saturation. Un facteur 4 à 6 sépare les différents seuils testés. Plus le seuil est bas et plus la détection se fera de manière erronée sur du bruit ou sur des zones de vapeur. C'est le cas pour $S/S_{sat} = 0.001$ et $S/S_{sat} = 0.006$. Plus le seuil est haut en revanche et plus des gouttes seront non traitées. C'est le cas pour $S/S_{sat} = 0.1$. La valeur seuil à $S/S_{sat} = 0.025$ est un compromis acceptable.

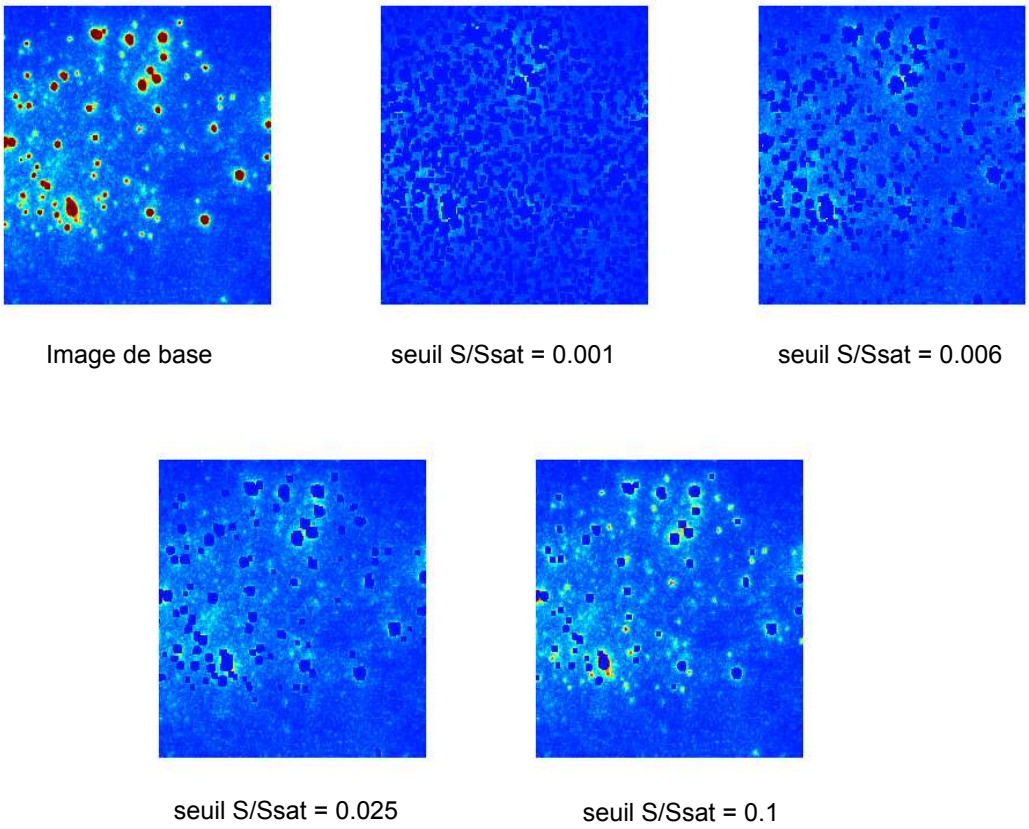

FIGURE 4.4 – Inf uence du seuil avant binarisation

Inf uence de la taille de l'élément structurant lors de l'ouverture Les résultats de l'inf uence de la taille de l'élément structurant, lors de la phase d'ouverture, sont présentés en Fig. 4.5. La première étape de l'ouverture est une érosion. Un élément structurant trop petit aura pour effet de ne pas enlever le bruit restant après l'étape de seuillage. En conséquence, de la vapeur pourra être traitée par erreur comme des gouttes, comme avec un élément de taille 2x2. Si au contraire, l'élément est de taille trop importante il éliminera les gouttes de petites tailles, comme avec un élément 4x4. Le compromis acceptable est donc un élément de taille 3x3.

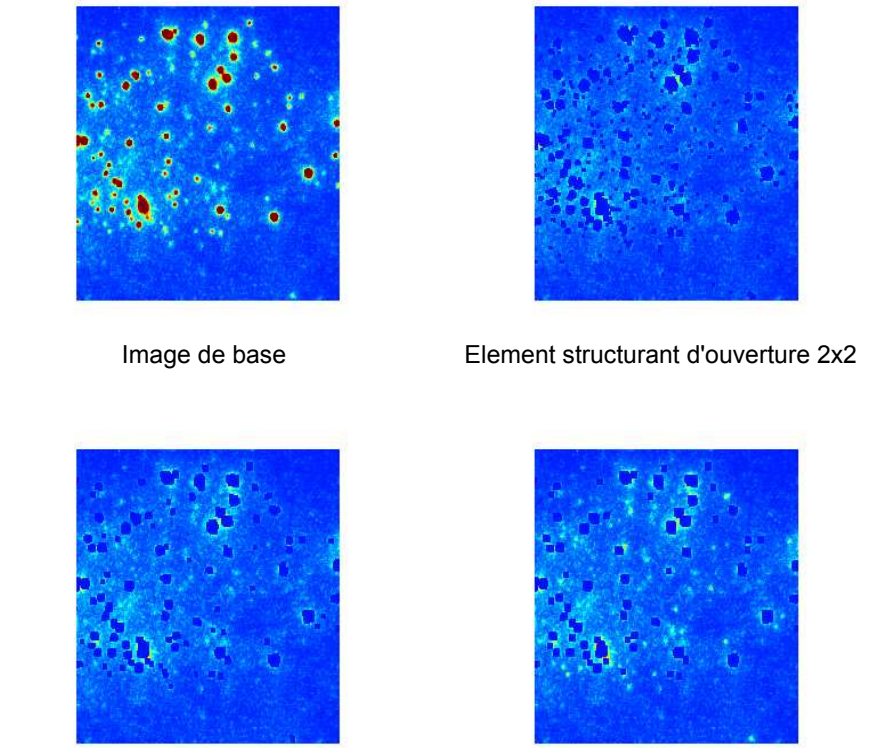

FIGURE 4.5 – Inf uence de la taille de l'élément structurant lors de l'ouverture

Inf uence de la taille de l'élément structurant lors de la dilatation La dilatation lors de l'étape terminale permet de supprimer la tache lumineuse issue du liquide. Les résultats de l'inf uence de la valeur de la taille de l'élément structurant sont présentés en Fig. 4.6. Sans dilatation il reste une tache. Si la dilatation est trop importante, pour l'élément de taille 5x5 par exemple, la tache recouvre inutilement de la vapeur. L'élément de taille 3x3 est donc choisi.

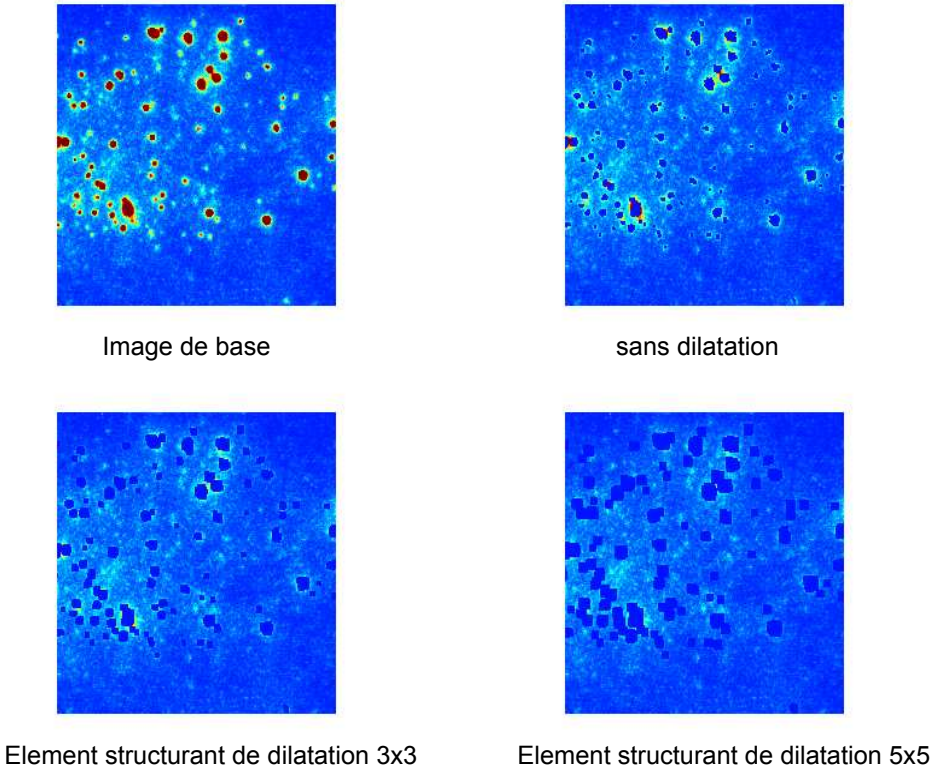

FIGURE 4.6 – Inf uence de la taille de l'élément structurant lors de la dilatation

4.2.2 Étalonnage et détermination de la concentration

Après avoir séparé les phases liquide et vapeur du 3-pentanone, cette section détaille le traitement de chacune de ces phases afin de déterminer les concentrations à partir des images de fluorescence.

4.2.2.1 Détermination de la concentration en phase vapeur homogène

Pour réaliser cet étalonnage, l'idée est de relier une concentration de référence à une valeur de signal fluorescent et ainsi déterminer la constante d'étalonnage.

Détermination de la concentration de référence

Pour obtenir cette concentration de référence, la veine a été remplie de 3-pentanone en saturation dans l'air à 293 K en pratiquant un balayage. De l'air comprimé est envoyé dans un bulleur contenant du 3-pentanone sous forme liquide et pur à 98% (Fig. 4.7). Le bulleur est une enceinte étanche munie d'un milieu poreux dans sa partie inférieure. L'air est introduit sous le bulleur à travers le milieu poreux. L'air ressort de ce milieu sous forme de très nombreuses bulles de petites tailles, ce qui permet d'augmenter la surface d'échange avec le 3-pentanone liquide. Il est alors possible de charger l'air en 3-pentanone jusqu'à sa pression de saturation.

L'air chargé en 3-pentanone est ensuite envoyé dans la veine. Il remplace progressivement l'air "pur" présent au début de l'expérience. Afin de s'assurer que l'ensemble de l'air initialement présent est chassé, des mesures ont été effectuées à intervalles de temps réguliers. Lorsque l'intensité de fluorescence reste constante sur plusieurs intervalles de temps successifs, la concentration maximale possible pour cette expérience est atteinte.

Plusieurs expériences ont été menées avec différentes hauteurs de 3-pentanone dans le bulleur. A partir d'une certaine quantité de 3-pentanone, si l'intensité de fluorescence reste la même, la pression de saturation a bien été atteinte. C'est ce qui est effectivement mesuré lorsque l'on trace des profils de fluorescence du 3-pentanone dans la veine pour différentes hauteurs de 3-pentanone liquide dans le bulleur Fig. 4.8.

Pour avoir la concentration de référence, il faut connaître la pression de vapeur saturante du 3-pentanone dans les conditions de l'expérience ($T = 293$ K et $p = p_{atm}$). Or il est délicat de trouver une valeur précise de la pression de vapeur saturante dans la littérature :

- Orain et al. (2008); Koch and Hanson (2003) donnent 4 kPa (sans plus de chiffres significatifs) (à 298 K)
- Les méthodes utilisant la loi de Clapeyron ne sont pas valables à la température à laquelle est faite l'expérience : 293 K. En particulier la loi de Wagner, dont les coefficients sont donnés dans Jaubert and Schuffenecker (1997), n'est valable qu'entre 330 K et 561 K. Si l'on effectue cependant une extrapolation, la valeur donnée par le calcul est de 3.56 kPa à 293 K.

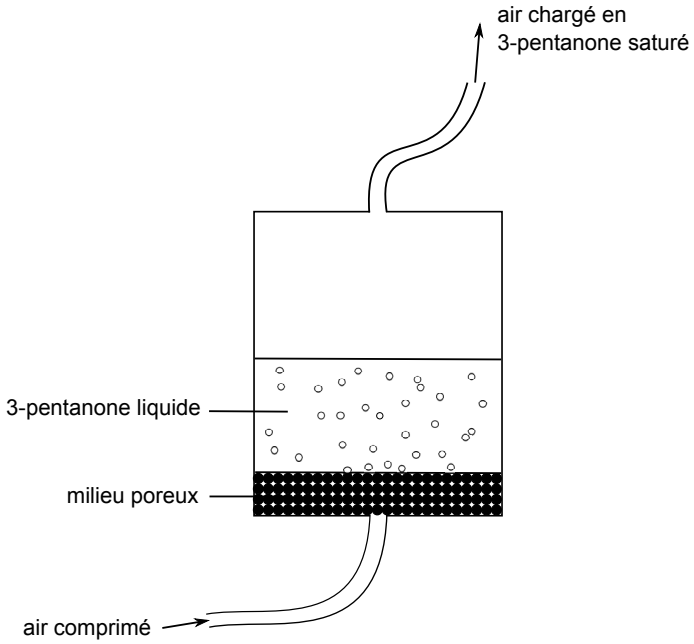

FIGURE 4.7 – Chargement de l'air en 3-pentanone

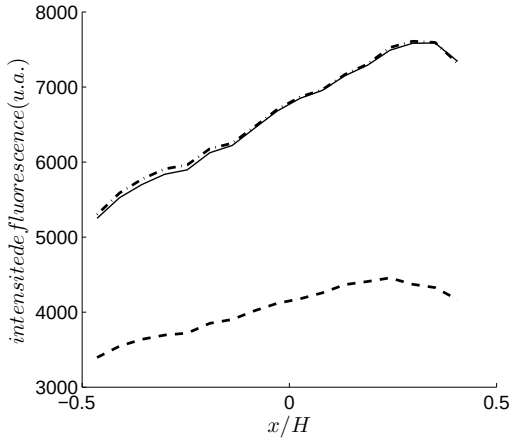

FIGURE 4.8 – Prof ls radiaux du signal de f uorescence obtenus pour trois hauteurs de 3-pentanone liquide dans le bulleur 20 mm (–), 40 mm (-.), 60 mm (trait plein)

– Le NIST préconise l'utilisation de la formule d'Antoine qui n'est valable qu'entre 310 K et 375 K. Si à nouveau on extrapole, la valeur trouvée est de 3.78 kPa à 293 K.

En résumé, il y a un accord des valeurs données dans la bibliographie entre 3.5 et 4 kPa mais avec une certaine dispersion.

Afin de trouver expérimentalement cette valeur, une possibilité consiste à supposer connue la section efficace d'absorption moléculaire du 3-pentanone. En effet, la littérature fournit les mêmes valeurs de la section efficace dans différentes publications $5.0.10^{-24}$ m^2/molécule d'après Koch et al. (2008); Martinez et al. (1992) pour une longueur d'onde d'excitation de 266 nm et une température de 298 K.

Une fois la section efficace d'absorption moléculaire connue, il reste à remonter au calcul de la concentration en utilisant la loi de Beer-Lambert à travers le profil radial de signal donné dans l'expérience. L'expression du signal de fluorescence est explicitée en Eq. 3.18. Dans cette expérience, la température, la pression, la longueur d'onde et la concentration sont constantes. La formule donnée en Eq. 3.18 est reprise en Eq. 4.10. La concentration étant constante dans la veine on aboutit à l'Eq. 4.11. L'Eq. 4.12 montre l'expression de décroissance du signal entre deux points d'abscisse connue sur le profil.

$$S_f(x) = I_0 \Phi \sigma N_{3p}(x) e^{-\sigma \int N_{3p}(x) \mathrm{d}x} \tag{4.10}$$

$$S_f(x) = I_0 \Phi \sigma N_{3p} e^{-\sigma N_{3p}.x} \tag{4.11}$$

$$\frac{S_f(x_2)}{S_f(x_1)} = e^{-\sigma N_{3p}.(x_2 - x_1)} \tag{4.12}$$

L'image du signal de fluorescence moyenné qui sert à l'étalonnage est donnée en Fig. 4.9. La nappe laser est envoyée par la droite de l'image. Sauf mention contraire pour toutes les images et tous les profils présentés ici et dans les chapitres suivants, le sens de la nappe laser se fera dans ce sens : de la droite vers la gauche. On constate que la décroissance du signal de fluorescence attendue est bien présente. Cependant l'intensité n'est pas la même au centre de l'image correspondant au centre optique et sur les bords. Cela provient du fait que le faisceau laser à l'origine de la nappe présente un profil transverse d'énergie qui s'approche d'un profil gaussien. D'autre part le système optique qui génère la nappe, ne permet pas de générer une nappe à bords parallèles, il subsiste une légère divergence. Toutes ces remarques font l'objet de corrections explicitées dans la section 4.2.3.

Concernant l'absorption, le tracé d'un profil radial le long de l'axe optique (Fig. 4.10) révèle trois zones : une zone de croissance du signal, une zone de décroissance exponentielle, une dernière zone de chute importante du signal. La première et la troisième zone sont en fait des zones non exploitables correspondant à des zones d'ombres dues à la conception de la section optique.

Pour pouvoir déterminer la concentration massique, le profil est interpolé entre deux points de la zone exploitable. Pour cela on effectue l'interpolation linéaire du logarithme du rapport des signaux obtenus en ces deux points (Eq. 4.13). Connaissant la section efficace d'absorption, on déduit la quantité de molécules par unité de volume, N_{3p}. L'Eq. 4.14 permet de trouver la concentration massique de 3-pentanone

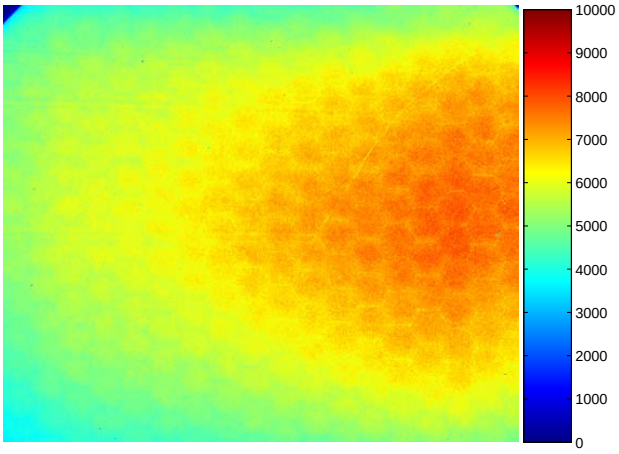

FIGURE 4.9 – Image du signal de fluorescence moyenné avec une veine remplie d'air chargé en 3-pentanone. Entrée du laser par la droite de l'image. Légende S_f en u.a.

à la saturation, $C_{vap\ 3p\ sat}$, (avec M_{3p} la masse molaire du 3-pentanone et Na le nombre d'Avogadro). En faisant l'hypothèse de mélange idéal de gaz parfaits on obtient l'Eq. 4.15 (où n_{3p} est le nombre de moles de 3-pentanone) qui permet de trouver la pression de vapeur saturante. La valeur trouvée est 4.090 kPa, proche de celles données par Orain et al. (2008); Koch and Hanson (2003).

$$ln\frac{S_f(x_2)}{S_f(x_1)} = -\sigma N_{3p}.(x_2 - x_1) \tag{4.13}$$

$$C_{vap\ 3p\ sat} = \frac{N_{3p}.M_{3p}}{Na} \tag{4.14}$$

$$\frac{n_{3p}}{n_{tot}} = \frac{N_{3p}}{N_{tot}} = \frac{p_{3p\ sat}}{p_{tot}} \tag{4.15}$$

Détermination du signal de fluorescence associé à la concentration de référence

La seconde étape de l'étalonnage consiste à trouver la valeur du signal de fluorescence qui aurait été obtenue à cette concentration s'il n'y avait pas la présence des zones non exploitables ni d'effet d'absorption. Pour cela on fait l'hypothèse que la loi de Beer-Lambert est valable sur toute la largeur de la veine. Le signal de fluorescence est reconstruit en prolongeant, jusqu'au bord de la veine, la courbe d'interpolation calculée. On obtient donc un signal de fluorescence extrapolé à l'entrée de la veine $S_{f\ vap}(x = 0)$. Ce signal de fluorescence a été obtenu pour une concentration de référence : $C_{vap\ 3p}$ précédemment calculée. De l'Eq. 3.18 et l'Eq. 4.14, on déduit l'Eq. 4.16. Cette relation n'est cependant valable, a priori, qu'à 293 K et en absence d'absorption. Rappelons qu'il n'y a pas de variation de pression et que la longueur d'onde d'excitation reste constante.

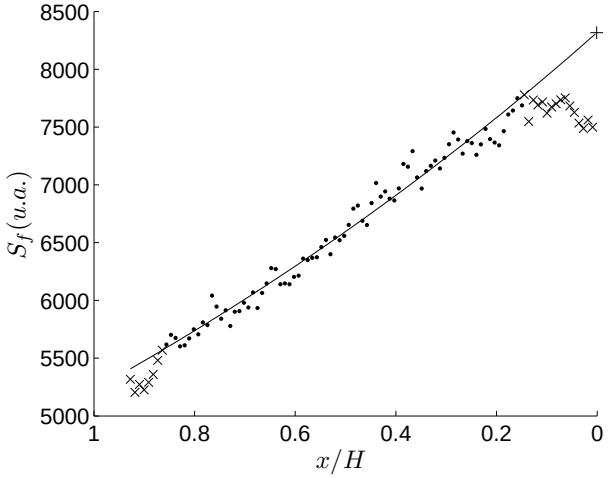

FIGURE 4.10 – Prof l radial du signal de f uorescence au centre optique, zone exploitable, utilisée pour l'interpolation (•), zone non exploitable (x), interpolation (trait plein), signal d'entrée reconstruit (+). Avec entrée du laser en $x/H = 0$.

$$C_{vap\ 3p} = K_{vap}.S_{f\ vap}, \quad \text{à } T = 293 \text{ K}, \qquad \text{avec} \quad K_{vap} = \frac{M_{3p}}{I_0 \Phi \sigma N a} \tag{4.16}$$

L'objectif est de pouvoir appliquer, par la suite, cette loi aux images de vapeur af n de déterminer les concentrations massiques moyennes et f uctuations de concentration. Comme cela a été dit, cette loi ne prend pas en compte l'absorption. Or celle-ci sera corrigée sur chaque image lors du post-traitement (voir section 4.2.3.2).

D'autre part cet étalonnage a été effectué à 293 K pour des raisons de simplif cations expérimentales. Or, les expériences ont été faites à 423 K. La section suivante montre l'inf uence de la température sur la constante d'étalonnage dans la gamme de température de l'étude.

Inf uence de la température sur la constante d'étalonnage en phase vapeur

Plusieurs auteurs Koch and Hanson (2003); Fujikawa et al. (1997); Ossler and Alden (1997) se sont intéressés à l'inf uence de la température sur le signal de f uorescence du 3-pentanone vapeur. Ces études font intervenir un signal rapporté à une autre grandeur :

- à la quantité de molécule par unité de volume, N_{3p}, dans ce cas il est noté $S_f^* = \frac{S_f}{N_{3p}}$.
- à la fraction molaire de 3-pentanone, x_{3p}, dans ce cas il est noté $S_f^+ = \frac{S_f}{x_{3p}}$.

La question à l'étude ici est de quantif er si le paramètre K_{vap} est sensible à la température, et d'après sa déf nition $K_{vap} \propto \frac{1}{\Phi\sigma}$. Or $S_f^* = \frac{S_f}{N_{3p}} \propto \Phi\sigma$. C'est donc l'étude de S_f^* qui est appropriée pour connaitre la dépendance de K_{vap} à la température.

L'évolution de S_f^* en fonction de la température est donnée en Fig. 4.11. Ces expériences ont été menées à la même longueur d'onde que celle du laser utilisé, 266 nm et sous azote. On constate que sur

la gamme de température associée au présent travail, l'influence est du même ordre que la dispersion des mesures, inférieure à 5%. On considérera donc que le signal de fluorescence émis par une molécule de 3-pentanone ne varie pas entre 293 K (température d'étalonnage) et 423 K (température maximale de la vapeur en écoulement).

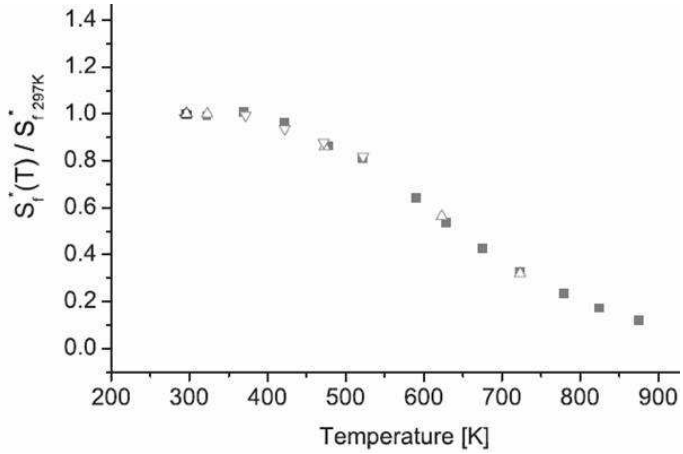

FIGURE 4.11 – Influence de la température sur le signal de fluorescence par molécule, S_f^* (issu de Koch and Hanson (2003)), △ : Ossler and Alden (1997), ▽ : Fujikawa et al. (1997), □ : Koch and Hanson (2003)

D'autre part, les travaux de Orain et al. (2008) montrent que l'influence du quenching par l'oxygène sur les molécules de 3-pentanone vapeur est négligeable sur la gamme de température qui nous intéresse et à pression atmosphérique. Les résultats sous azote sont donc transposables aux cas de cette étude. Ce qui amène à l'équation :

$$C_{vap\ 3p} = K_{vap}.S_{f\ vap} \quad \text{entre } 293 < T < 423 \text{ K} \tag{4.17}$$

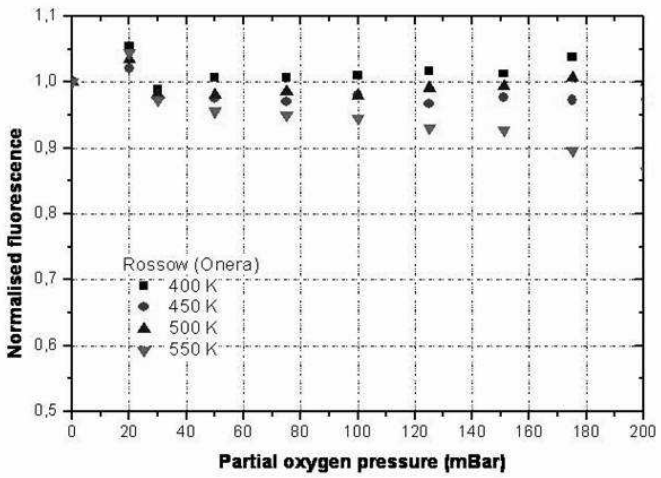

FIGURE 4.12 – Influence de la pression partielle de O_2 sur le signal de fluorescence normalisé (Orain et al., 2008)

4.2.2.2 Détermination de la concentration en phase liquide

De la même manière qu'en phase vapeur, un étalonnage est effectué. Ici il est simple de faire varier la quantité de 3-pentanone dans la phase liquide. Pour cela on effectue un étalonnage dans une cuve en quartz avec différentes concentrations de 3-pentanone et à différentes températures.

Comme dans le cas vapeur, le signal en cuve subit de l'absorption mais sur une distance bien plus courte, de l'ordre de 1 mm à 10 mm. Dans le cas des fortes concentrations, au point d'entrée du laser, le signal est particulièrement intense, à la limite de la saturation de la caméra. Le signal n'est pas maximal sur le bord de la cuve. Il y a alors un effet d'étalement du signal sur le capteur de la caméra. Le signal est alors reconstruit sur le même principe que dans la phase vapeur en faisant une extrapolation de la loi de Beer-Lambert.

Lors de l'expérience en spray, peu de liquide se retrouve dans la nappe au même moment. L'ouverture de la caméra doit être importante pour capter un maximum de signal. Lors de l'étalonnage en cuve, la totalité de la nappe traverse la cuve en quartz. La quantité de signal reçu est donc bien plus importante. Il n'est pas possible de se placer à la même ouverture sans risquer d'altérer le capteur de la caméra. L'ouverture de la caméra est donc réduite. Le signal obtenu en cuve, à ouverture réduite, est ensuite converti en signal qui aurait été obtenu à l'ouverture de l'expérience en spray. Pour faire cette conversion on fait l'hypothèse de linéarité de la réponse du système "caméra+optique".

Cette hypothèse est testée dans un premier temps. Il y a un écart de quatre ouvertures de diaphragme entre l'expérience en spray et l'expérience en cuve. On fait le test à une concentration suff samment faible pour pouvoir couvrir toutes les gammes d'ouverture sans pour autant saturer le capteur. Cet étalonnage réalisé pour quatre concentrations couvrant toutes les gammes du niveau de gris et pour les quatre ouvertures. Le signal à l'ouverture la plus faible sert de référence pour chaque concentration. Si le système "caméra+optique" a une réponse linéaire, à chaque ouverture le signal mesuré doit doubler en intensité. Sur la Fig. 4.13, en abscisse l'axe porte les valeurs de signal attendues pour le passage à une ouverture plus grande $[1,2,4,8]$. En ordonnée l'axe porte les valeurs de signal mesuré. La linéarité est respectée si les points se placent sur la courbe $y = x$. C'est bien ce qui est constaté avec un écart maximal à la linéarité de l'ordre de 5%. Cet écart sera ajouté à l'incertitude totale de la méthode de mesure.

L'étalonnage permet alors de remonter à la loi liant le signal de f uorescence à la masse de 3-pentanone par unité de volume :

$$C_{liq\ 3p} = K_{liq}.S_{f\ liq} \tag{4.18}$$

Cette loi est ensuite appliquée aux images de f uorescence en phase liquide af n de déterminer la concentration massique liquide présente la zone inspectée. L'inf uence de la température sur le signal est étudiée dans la section suivante.

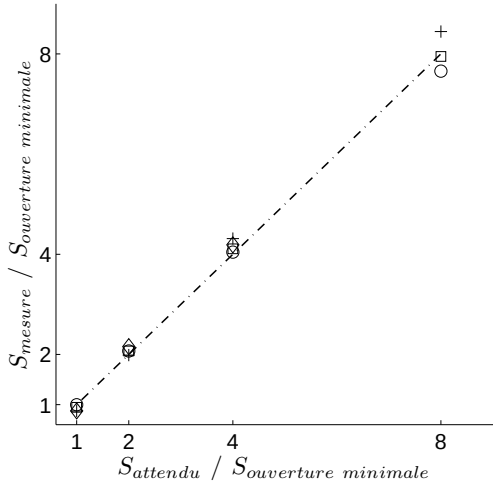

FIGURE 4.13 – Test de la linéarité de la caméra pour quatre concentrations (+, ∘, □, ◊)

Inf uence de la température sur le signal issu de la phase liquide

Contrairement au cas vapeur, les propriétés du 3-pentanone en phase liquide sont très peu référencées dans la littérature actuelle. Une expérience a donc été mise en place pour étudier cette dépendance. Il s'agit d'une expérience au cours de laquelle une cuve en quartz est plongée dans un bain-marie. La cuve est ensuite placée au centre de la veine. Elle est munie d'un thermocouple permettant d'associer une température au signal de f uorescence. Cette expérience est menée pour différentes concentrations. Les résultats sont portés en Fig. 4.14. Pour les concentrations de 3 à 12%, le signal de f uorescence n'évolue pas en fonction de la température. Pour le cas à 15% on observe une légère décroissance, de l'ordre de 8%. L'incertitude de mesure étant de l'ordre de 5%, on peut conclure que la température n'a pas d'inf uence signif cative sur le signal de f uorescence.

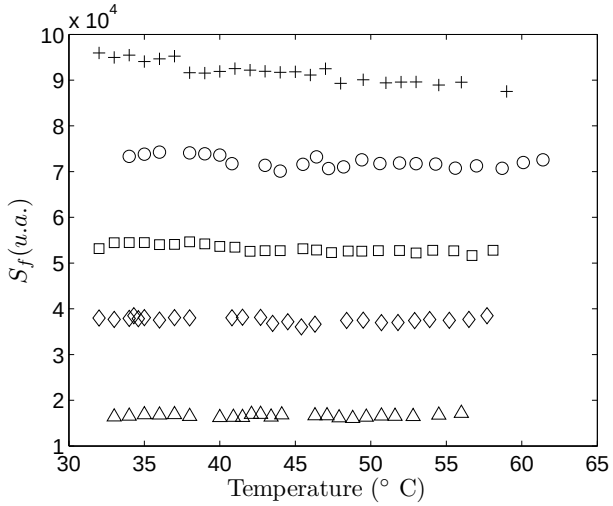

FIGURE 4.14 – Inf uence de la température sur le signal de f uorescence en phase liquide pour différentes concentrations de 3-pentanone : 15% (+), 12% (○), 9% (□), 6% (◊), 3% (△)

4.2.3 Absorption et correction

Dans le paragraphe précédent, l'absorption du faisceau laser par le milieu f uorescent a été utilisée af n de mesurer la concentration de ce milieu. Ici l'objectif est de connaître la concentration, directement à partir de l'intensité de f uorescence. L'absorption doit alors être évitée et, si ce n'est pas possible, elle doit être corrigée.

4.2.3.1 Absorption en phase liquide

A l'échelle de la largeur de la veine, si l'absorption était importante, les prof ls radiaux de concentration ne seraient pas centrés sur l'axe de la veine. Or les prof ls radiaux, en phase liquide, sans correction de l'absorption sont centrés (Fig. 7.1). Dans ce cas l'absorption ne nécessite pas de correction.

4.2.3.2 Absorption en phase vapeur

Contrairement au cas de la phase liquide, l'analyse des prof ls radiaux moyennés sur l'ensemble des images montre des prof ls décroissants. La correction de l'absorption est alors nécessaire. Chaque image instantanée devra donc être corrigée. Pour cela un algorithme de correction a été mis en place. Cet algorithme est décrit et testé dans cette section.

Af n d'effectuer la correction de l'absorption, l'image de référence obtenue précédemment sera corrigée directement à l'aide de la loi de Beer-Lambert. Puis l'algorithme permettant de corriger les images instantanées sera testé sur chacune des images. Les images seront moyennées et les résultats comparés.

Image de référence

La première étape consiste à obtenir une image de référence sur laquelle l'absorption a été corrigée. Le bruit est soustrait de l'image correspondant à la saturation de l'air en 3-pentanone (Fig. 4.16) (voir section 4.2.2.1 pour la description de l'expérience donnant cette image).

L'absorption est quantif ée sur l'axe optique (Fig. 4.15). Cela permet de mesurer la constante k de la décroissance du signal de f uorescence S_f le long de l'axe x :

$$S_f(x) = S_f(0)e^{-kx}$$

L'absorption est alors corrigée en multipliant chaque pixel par le coeff cient e^{+kx}
(Fig. 4.15). Cette correction est ensuite appliquée ligne par ligne sur toute l'image. Une image corrigée est obtenue (Fig. 4.17).

La correction de l'absorption est bien obtenue le long de l'axe optique, et ce par déf nition de la correction utilisée. En revanche, plus on s'écarte de l'axe et moins la correction est bonne en raison, d'une part de la divergence de la nappe, d'autre part de l'inhomogénéité du prof l laser qui ne permettent pas une parfaite correction de l'absorption. La zone qui sera utilisée pour traiter les images par la suite sera donc restreinte (Fig. 4.19). Les prof ls qui seront utilisés dans l'analyse de la f uorescence seront

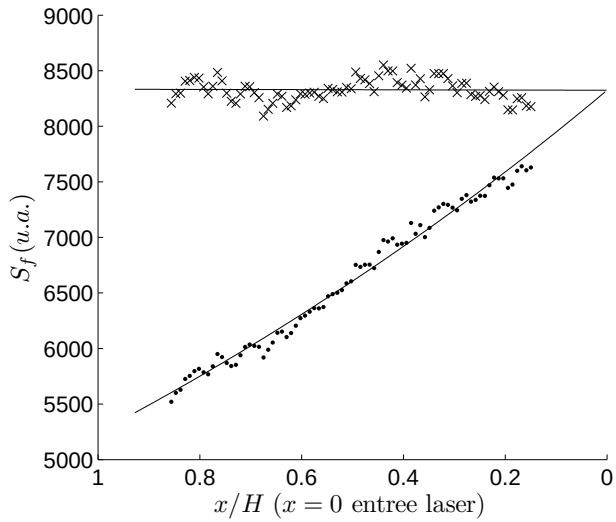

FIGURE 4.15 – Prof l radial du signal de f uorescence au centre optique sans correction (•) et avec correction (x), interpolation (trait plein)

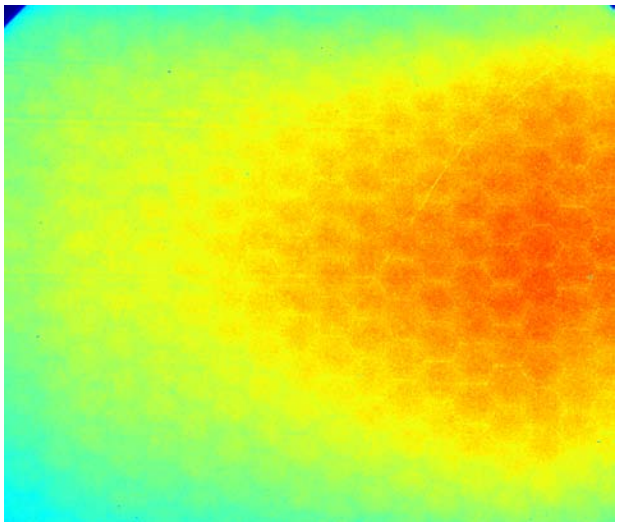

FIGURE 4.16 – Image homogène sans correction d'absorption

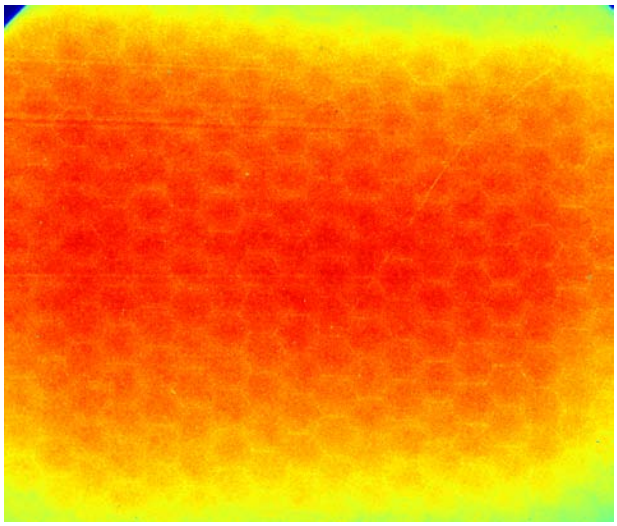

FIGURE 4.17 – Image homogène avec correction d'absorption

au nombre de trois par image : celui situé sur l'axe optique, un prof l inférieur à $z/H = -0.12$ de l'axe optique et un prof l supérieur à $z/H = +0.12$.

Le signal corrigé adimensionné par le signal d'entrée montre que ces prof ls sont plats et ont un très faible écart les uns par rapport aux autres. Dans la zone exploitable l'écart maximal est de 2.5%.

Pour la suite des analyses, le signal de f uorescence qui devrait être obtenu en entrée est à nouveau reconstruit ; cette fois pour les trois prof ls. Le signal sur l'axe optique sert alors de référence. Il y a un écart d'environ 4% entre le signal sur l'axe optique et les signaux du prof l supérieur et inférieur, cela à cause de l'inhomogénéité de la nappe. Ce léger écart est compensé par un coeff cient qui sera utilisé pour la suite des traitements.

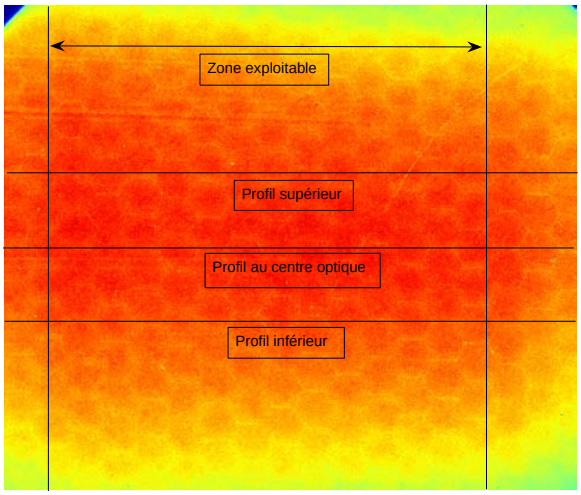

FIGURE 4.18 – Image homogène avec correction d'absorption, zone exploitable et position des différents profils utilisés dans l'analyse

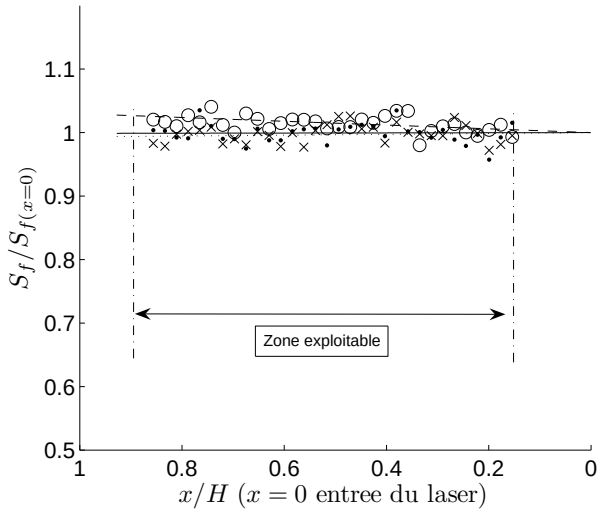

FIGURE 4.19 – Profils radiaux de signal de fluorescence adimensionnés par le signal d'entrée du laser pour les différents profils utilisés dans l'analyse : profil au centre optique (• : mesures, trait plein : interpolation), profil inférieur (O : mesures, – : interpolation), profil supérieur (x : mesures, .. :interpolation)

Correction des images instantannées

L'évolution du signal de f uorescence d'un pixel à l'autre s'écrit sous forme discrète de la manière suivante :

$$S_f(x) = I_0 \Phi \sigma N(x) e^{-\sigma \sum_0^x N(x')\Delta x'} \tag{4.19}$$

On déf nit le rapport R, par $R = I_0 \Phi \sigma = \frac{S_f(0)}{N(0)}$.

La quantité de molécules par unité de volume est alors :

$$N(x) = \frac{S_f(x)}{R} e^{\sigma \sum_{x'=0}^{x'} N(x')\Delta x'} \tag{4.20}$$

L'algorithme de correction des images instantanées est basé sur cette dernière formule. Le premier pixel mesuré n'est pas corrigé. Il permet de déterminer le rapport R. Le pixel suivant est corrigé en utilisant la formule précédente et ce jusqu'à la f n de la ligne.

Af n de tester cette correction pixel à pixel, celle-ci est appliquée aux images utilisées af n d'obtenir l'image de référence. L'ensemble des images corrigées est moyennée. Le résultat est comparé à la correction obtenue précédemment en multipliant chaque pixel par e^{+kx}. L'écart maximal inférieur à 1%.

4.2.4 Algorithme de détermination des distances entre gouttes

Lors de l'analyse des mesures, les distances entre les gouttes seront examinées afin de diagnostiquer une éventuelle non homogénéité de la répartition spatiale des gouttes. Pour cela un algorithme de détection des distances entre les gouttes est mis au point. L'algorithme de détection des gouttes se base sur l'algorithme de séparation des phases décrit précédemment (section 4.2.1.2). Cependant, dans la dernière étape, une dilatation était effectuée pour recouvrir totalement le halo lumineux issu de la phase liquide. Lorsque les gouttes sont proches, cela peut entraîner leur "fusion" sur le masque de l'image binaire. Ici l'objectif n'est pas de détecter l'ensemble de la phase liquide mais seulement le centre de gravité des gouttes. Il faut donc éviter cet effet. Pour cette raison la dernière dilatation n'est pas effectuée.

Résumé des principales étapes de l'algorithme :

- L'image binaire est créée comme expliqué en section 4.2.1.2.
- Sur l'image binaire résultante les gouttes sont repérées et indexées.
- A chaque goutte est associé un centre de gravité.
- Pour chaque goutte la distance au plus proche voisin est calculée. La goutte est alors retirée. Ces étapes sont réitérées pour l'ensemble des gouttes de l'image.

Conclusion

Ce chapitre présente les post-traitements utilisées en LDA, PDA et LIF. La correction du biais de vitesse en LDA et PDA est faite par pondération par le temps de transit. Concernant la mesure de concentration par fluorescence, l'algorithme de discrimination de la phase liquide et de la phase vapeur ainsi que l'optimisation des paramètres utilisés sont présentés.

- En phase vapeur, le biais que peut induire la température sur le signal de fluorescence est de 5%. Le quenching par l'oxygène est négligeable. Les fluctuations tir à tir du laser sont d'environ 5%. L'imprécision à l'issue de l'étalonnage sur la mesure absolue de la concentration est de 5%. L'absorption est corrigée avec des écarts maximaux de 5%. L'ensemble des incertitudes cumulées sur la phase vapeur est de 15% pour les valeurs moyennes et de 10% pour les fluctuations.
- En phase liquide, l'influence de la température peut induire jusqu'à 5% d'erreur ; l'étalonnage quant à lui jusqu'à 10%. L'incertitude totale en phase liquide est de l'ordre de 15%.

Deuxième partie

Résultats

Chapitre 5

Écoulement porteur

Sommaire

5.1 Conditions expérimentales 98
5.1.1 Choix des traceurs 98
5.1.2 Gamme de mesure spatiale et définitio de axes 100
5.2 Étude des propriétés de l'écoulement porteur 102
5.2.1 Vitesses moyennes 102
5.2.2 Les fluctuation de vitesse 106
5.2.3 Intensité Turbulente 109
5.2.4 Loi de décroissance de la turbulence 110
5.2.5 Le rapport d'isotropie 111
5.2.6 Tension de Reynolds 113
5.2.7 Influenc de la vitesse débitante 113
5.2.8 Comparaison avec l'étude précédente 116
5.3 Étude thermique 118

L'objectif de ce chapitre est de décrire les principales propriétés de l'écoulement porteur. L'étude expérimentale a été menée en utilisant la technique LDA présentée en section 3.3.

Lors de l'étude précédente (Cochet, 2007), l'écoulement porteur a déjà, en partie, été étudié par PIV. Il est cependant nécessaire de faire une nouvelle caractérisation de cet écoulement et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord un nouveau dispositif d'injection est utilisé. Il est associé à un nouveau système de refroidissement susceptible de changer et de perturber l'écoulement porteur. D'autre part, la technique LDA nous donne accès à de nouvelles grandeurs dont la vitesse V suivant l'axe des x. Cette grandeur n'était pas accessible par PIV lors de l'étude précédente.

L'écoulement est étudié en termes de vitesses moyennes et de fluctuation de vitesse, axialement et radialement pour les trois composantes de la vitesse. Les propriétés d'isotropie, de tension de Reynolds et

de décroissance de la turbulence sont quantifées. Les influences de la vitesse débitante et de la présence de l'injecteur sont décrites. Enfin, une comparaison avec les résultats de l'analyse précédente ainsi qu'une étude thermique sont proposées.

5.1 Conditions expérimentales

5.1.1 Choix des traceurs

Afin de mesurer le champ de vitesse de la phase porteuse, des particules d'huile d'olive d'environ 1 µm ont été injectées dans l'écoulement. Le nombre de Stokes, St, est le rapport entre un temps caractéristique de la gouttelette τ_p, ici son temps aérodynamique, et un temps caractéristique du fluide τ_f qui peut être le temps associé à l'échelle intégrale T_e ou le temps associé à l'échelle de Kolmogorov τ_k par exemple.

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_f} \tag{5.1}$$

Pour $St >> 1$ la gouttelette est inertielle, pour $St << 1$ la gouttelette est un traceur de l'écoulement.

Dans le cas présent, les grandeurs de l'écoulement seront prises égales à celles trouvées dans l'étude de Cochet (2007) : $\tau_k \simeq 1.75$ ms et $T_e \simeq 50$ ms. Comme on le verra par la suite (en section 5.2.8) l'écoulement présente de fortes similarités avec cette étude antérieure, ce qui justifie ce choix.

Le temps caractéristique de la particule est calculé ainsi :

$$\tau_p = \frac{\rho_p}{\rho_f}\frac{4}{3}\frac{d}{C_D \mid U_f - U_p \mid} \tag{5.2}$$

avec d le diamètre de la particule, ρ_p la masse volumique de la gouttelette, ρ_f la masse volumique du fluide, C_D le coefficient de trainée :

$$C_D = \frac{24}{Re_p}(1 + 1/6Re_p^{0.66}) \tag{5.3}$$

$$= \frac{24}{Re_p} \qquad \text{pour } Re_p << 1 \tag{5.4}$$

avec

$$Re_p = \frac{\rho_f d \mid U_f - U_p \mid}{\mu_f} \tag{5.5}$$

ce qui conduit dans le cas où $Re_p << 1$ à :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d^2}{18\mu_f} \tag{5.6}$$

Concernant les traceurs $St_{T_e} \simeq 10^{-5}$ et $St_{\tau_k} \simeq 10^{-3}$; assurant que les traceurs suivent l'ensemble des échelles de l'écoulement.

Le nombre de réalisations sur lequel sont faites les expériences est de 100000 af n d'assurer la convergence des mesures.

Ces gouttelettes sont injectées au niveau de l'entrée supérieure en haut de la bonbonne. Cela leur permet d'être parfaitement mélangées à l'écoulement au niveau de la génération de la turbulence. Or, lors de l'étude de l'évaporation du spray, l'air est injecté à 620 K en haut de la bonbonne, pour arriver à 423 K à l'entrée de la veine. A cette température, les gouttelettes seraient évaporées avant d'arriver dans la veine. Les mesures pour l'écoulement porteur ont donc été réalisées à température ambiante. Il sera montré dans la section 6.2 que les statistiques des plus petites gouttelettes ($0 - 25\ \mu m$) de la phase dispersée, étudiées à chaud, sont sensiblement les mêmes que les statistiques des gouttelettes d'huile d'olive, étudiées à froid. Les mesures des expériences réalisées à froid dans ce chapitre, concernant la phase porteuse, sont donc transposables aux mesures réalisées à chaud.

Une autre possibilité aurait été d'utiliser des particules solides. Au delà de la mise en oeuvre complexe, cette solution peut se révéler dangereuse pour la santé des personnes travaillant autour de l'expérience. Si toutes les précautions ne sont pas prises (parfaite étanchéité de l'expérience, utilisation de masque f ltrant les microparticules,...), les particules solides peuvent se f xer dans les poumons et ne sont pas éliminées contrairement aux particules liquides. En conséquence, cette solution n'est pas retenue.

5.1.2 Gamme de mesure spatiale et déf nition de axes

La section munie d'accès optiques n'est pas totalement transparente. En effet les supports en métaux maintenant les hublots bloquent une partie du champ visuel. Les gammes de mesures possibles ne sont donc pas les mêmes suivant les deux axes x et y. Les gammes sont les suivantes :

- suivant l'axe des y : $-0.33 < y/H < 0.33$
- suivant l'axe des x : $-0.44 < x/H < 0.44$

Les mesures de vitesse sont réalisées avec un système LDA qui ne donne accès qu'à deux composantes de la vitesse W et V (voir Tab. 2.1). Néanmoins le système de déplacement permet une translation suivant les deux axes : x et y. En faisant l'hypothèse de symétrie de l'expérience à 90° autour de l'axe principale, z, la composante V obtenue lors du déplacement suivant x (notée ici V_x) correspond à la composante U qui serait obtenue lors d'un déplacement suivant y (notée U_y), comme le montre le schéma en Fig. 5.1. Ainsi, les prof ls de vitesse V qui seront donnés suivant l'axe y correspondent effectivement à ceux de la composante V transversale, alors que les prof ls de V qui seront donnés suivant l'axe x (V_x) correspondent à ceux de la composante U orthoradiale suivant l'axe y (U_y).

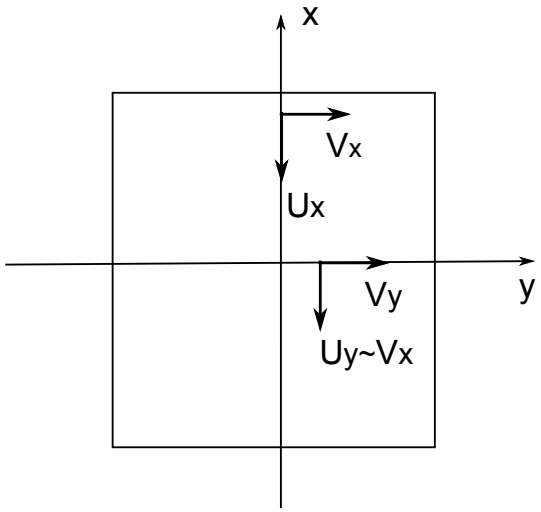

FIGURE 5.1 – Equivalence entre la vitesse orthoradiale suivant y et la vitesse transversale suivant x

La gamme de vitesses possibles pour l'écoulement se situe entre 0 et 2 m/s. Au delà, le temps de passage des gouttes dans la veine est trop court pour pouvoir observer le phénomène d'évaporation (voir les simulations en section 6.1.3). L'écoulement présente ses propriétés les plus intéressantes (symétrie, isotropie) dans le cas où la vitesse débitante est de 2 m/s. C'est ce cas que nous allons étudier ici. L'inf uence de la vitesse avec le cas à 1 m/s est étudiée en section 5.2.7. Les nombres de Reynolds basés sur la largeur de la veine sont Re_H(1m/s) = 5900 et Re_H(2m/s)= 11800.

Les conditions expérimentales sont données dans le tableau 5.1 ainsi que les caractéristiques du montage laser tableau 3.1.

Température	293 K
Pression	atmosphérique
Vitesse débitante	2 m/s

TABLE 5.1 – Conditions expérimentales pour la caractérisation de l'écoulement porteur

5.2 Étude des propriétés de l'écoulement porteur

5.2.1 Vitesses moyennes

Le calcul pratique des vitesses moyennes est donné en section 4.1.

L'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne, mesurée au centre de la veine $x = y = 0$, est donnée en Fig. 5.2. On distingue plusieurs zones :

1. Pour $0.4 < z/H < 2$, une zone avec une forte décroissance de vitesse.
2. Pour $2 < z/H < 4$, une zone d'inversion des vitesses.
3. Pour $4 < z/H$, une zone quasi-établie avec une faible augmentation des vitesses.

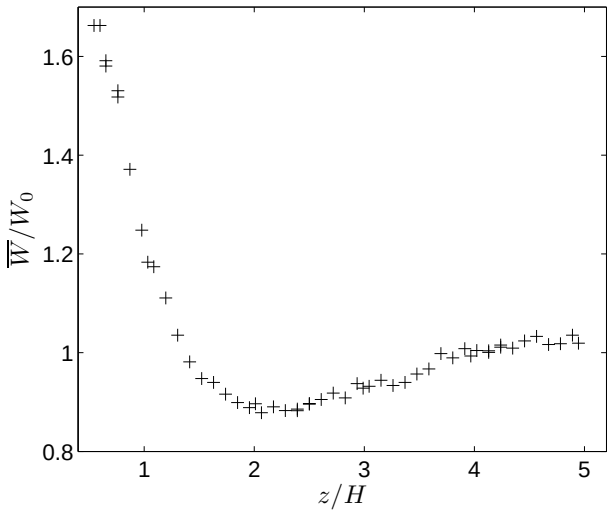

FIGURE 5.2 – Evolution axiale en $x = y = 0$ de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée $\overline{W}/W_0$

L'évolution axiale des prof ls radiaux,suivant x/H et y/H, de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée est donnée en Fig. 5.3. Par souci de lisibilité les Fig. 5.3a) sont sur une échelle dilatée par rapport aux autres Fig. 5.3b) à Fig. 5.3f). On observe différents comportements dans les différentes zones précédemment déf nies :

1. Pour $0.4 < z/H < 2$, la sur-vitesse au centre est compensée par une sous-vitesse en proche paroi.
2. Pour $2 < z/H < 4$, cette tendance s'inverse et est associée à une dissymétrie toujours inférieure à 15% de la vitesse débitante.
3. Pour $4 < z/H$, les prof ls deviennent pratiquement plats avec un écart maximal entre les valeurs extrêmes le long du prof l inférieur à 9%.

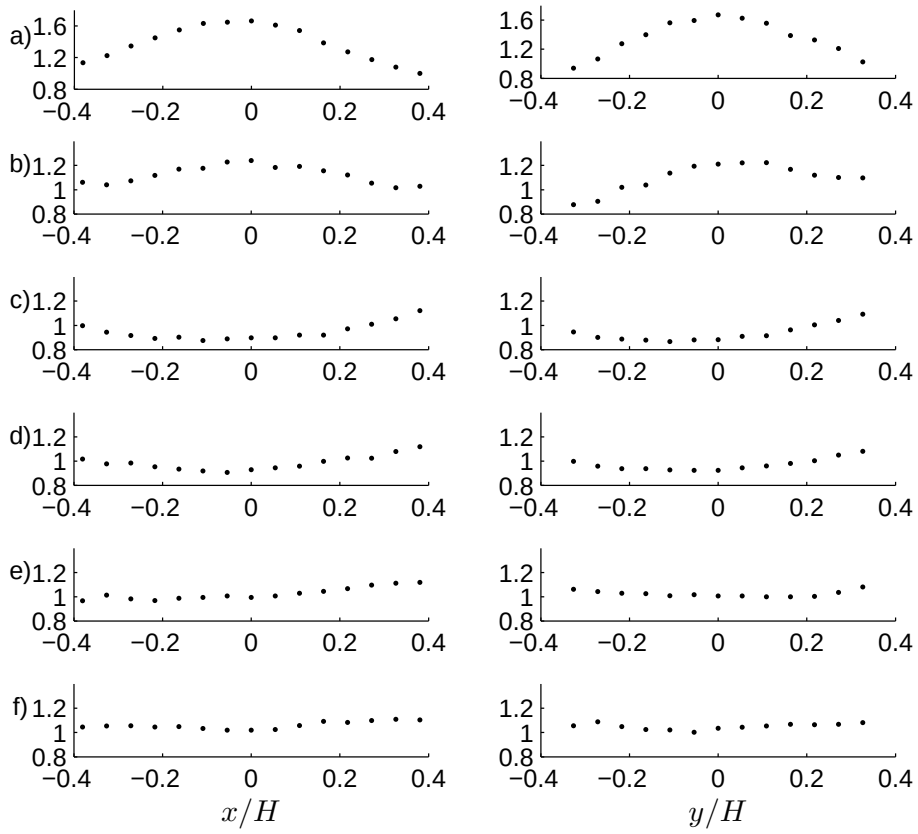

FIGURE 5.3 – Prof ls radiaux, x/H (à gauche) et y/H (à droite), des vitesses longitudinales moyennes adimensionnées $\overline{W}/W_0$ en a) $z/H = 0.60$, b) $z/H = 1.03$, c) $z/H = 2.01$, d) $z/H = 2.99$, e) $z/H = 3.97$, f) $z/H = 4.95$)

L'évolution axiale des prof ls radiaux de la vitesse transversale moyenne suivant l'axe des y est donnée en Fig. 5.4. Dans la première phase d'extension du jet jusqu'à $z/H = 1.03$ (Fig. 5.4a. et b.), les prof ls présentent une forme en S. On constate cependant une certaine dissymétrie. Au delà de $z/H = 1.03$, qui correspond à la f n de la zone de sur-vitesse au centre (Fig. 5.3b.), les prof ls restent plats. La vitesse transversale moyenne est alors nulle.

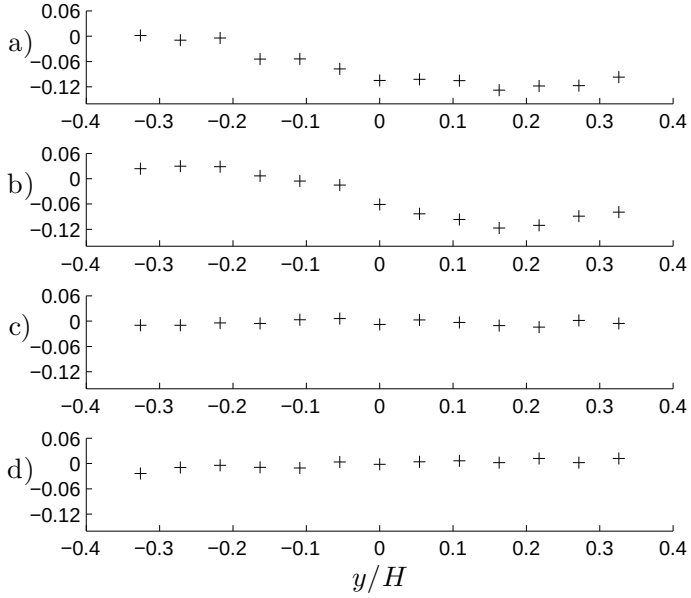

FIGURE 5.4 – Prof ls radiaux suivant y/H des vitesses transversales moyennes adimensionnées $\overline{V}/W_0$, en a) $z/H = 0.60$, b) $z/H = 1.03$, c) $z/H = 2.01$, d) $z/H = 2.99$

Comme cela a été précisé dans la section 5.1, l'étude de la composante V suivant l'axe x revient à l'étude de la composante orthoradiale U suivant l'axe des y, par hypothèse de symétrie. La Fig. 5.5 montre un effet de swirl de la composante orthoradiale. Cet effet est relativement important, puisqu'il atteint jusqu'à 30% de la vitesse débitante en proche paroi en entrée de veine $z/H = 0.60$. Il est réduit à environ 10% de la vitesse débitante en proche paroi à partir de $z/H = 3.48$. Une hypothèse d'explication est la présence d'une dissymétrie dans la géométrie de la veine. La présence du coude permettant l'alimentation du système d'injection peut induire un déf cit de vitesse sur une partie de la plaque générant la turbulence. Ce déf cit de vitesse peut alors à son tour générer une instabilité orthoradiale.

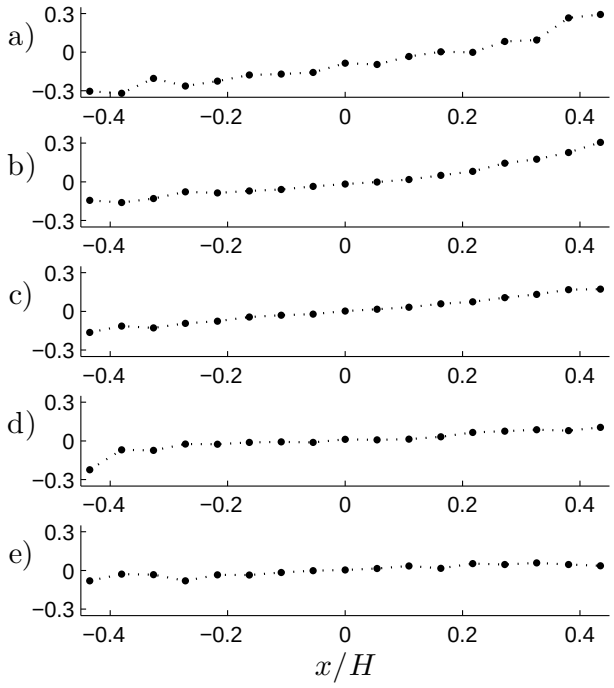

FIGURE 5.5 – Prof ls radiaux suivant x/H des vitesses transversales moyennes adimensionnées $\overline{V}/W_0$ (équivalent aux prof ls radiaux suivant y/H des vitesses orthoradiales moyennes adimensionnées $\overline{U}/W_0$), en a) $z/H = 0.60$, b) $z/H = 1.52$, c) $z/H = 2.50$, d) $z/H = 3.97$, e) $z/H = 4.95$

5.2.2 Les fluctuations de vitesse

On s'intéresse ici aux fluctuations des vitesses, définies pour chaque composante par :

$$u_{i_{rms}} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{j}^{n}\left(U_j - \overline{U_j}\right)^2}$$

Le calcul pratique de ces grandeurs est donné en section 4.1.

L'évolution axiale en $x = y = 0$ de ces grandeurs adimensionnées est donnée en Fig. 5.6. La turbulence est générée à l'entrée de la veine ; les fluctuations diminuent donc à mesure que l'on s'éloigne de l'injection. La loi de décroissance de la turbulence est examinée en section 5.2.4. De plus, on remarque que les valeurs dans les deux directions restent proches lors de cette évolution. Ce qui laisse penser que les relations d'isotropie sont bonnes. Cet aspect est détaillé en section 5.2.5.

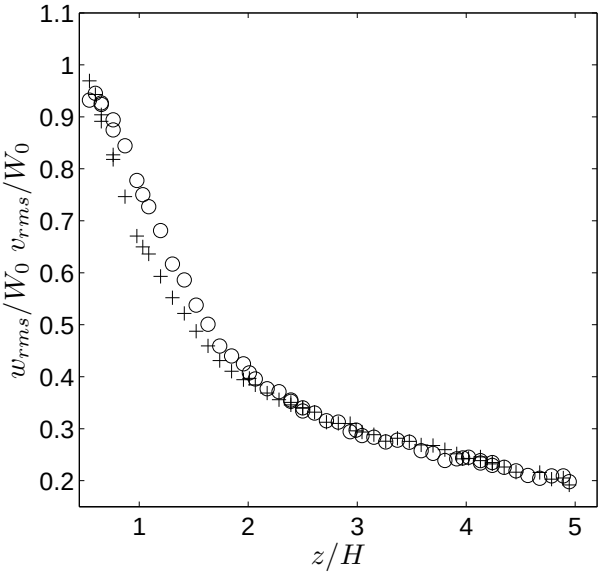

FIGURE 5.6 – Evolution axiale en $x = y = 0$ des fluctuations de vitesses longitudinales ($\circ$) et transversales ($+$) adimensionnées

Les profils radiaux suivant y/H, des fluctuations de vitesse longitudinale adimensionnées, w_{rms}/W_0, sont donnés Fig. 5.7. Ces fluctuations sont, dès les premières mesures après l'entrée de la veine ($z/H = 0.60$), du même ordre de grandeur le long de tout le profil radial. Dans le cas le plus désavantageux sur la courbe pour $z/H = 0.60$ l'écart maximal est de 10%. On oberserve les mêmes évolutions suivant l'axe, x/H.

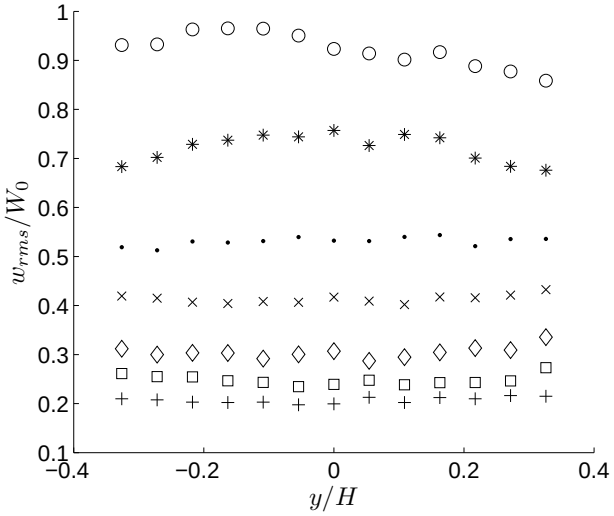

FIGURE 5.7 – Profils radiaux des fluctuations de vitesses longitudinales en $z/H = 0.60$ ($\circ$), $z/H = 1.03$ ($*$), $z/H = 1.52$ ($\bullet$), $z/H = 2.01$ ($\times$), $z/H = 2.99$ ($\diamond$), $z/H = 3.97$ ($\square$), $z/H = 4.95$ ($+$)

L'évolution de v_{rms}/W_0 dans les mêmes conditions, suivant les deux axes radiaux, Fig. 5.8, donne de la même manière des prof ls particulièrement plats.

Dans le cas du prof l suivant l'axe des x, v_{rms} mesure la composante orthoradiale des f uctuations de vitesse. Lorsque l'on s'approche de la paroi, il y semble que l'effet de cisaillement dû à la paroi augmente les f uctuations.

Suivant l'axe y, les prof ls sont plats (écarts entre les valeurs extrêmes le long du prof l inférieurs à 9%) à partir de $z/H = 1.03$. On observe que quel que soit le prof l, il y a une diminution des f uctuations transversales à mesure que l'on s'approche de la paroi.

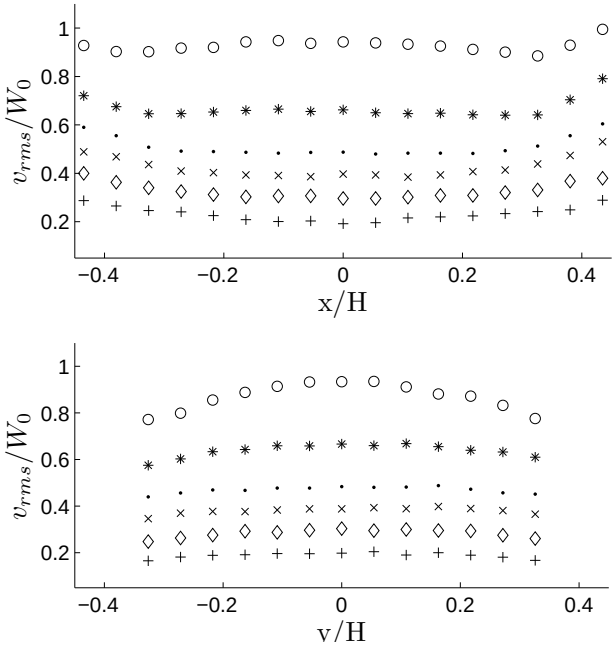

FIGURE 5.8 – Prof ls radiaux des f uctuations de vitesse transversale en $z/H = 0.60$ ($\circ$), $z/H = 1.03$ ($*$), $z/H = 1.52$ ($\bullet$), $z/H = 2.01$ ($\times$), $z/H = 2.99$ ($\diamond$), $z/H = 4.95$ ($+$)

5.2.3 Intensité Turbulente

L'intensité turbulente compare les contributions des trois composantes des f uctuations de vitesse aux trois composantes de vitesses moyennes. L'intensité turbulente est alors déf nie par :

$$I = \frac{\sqrt{\overline{w'^2} + \overline{v'^2} + \overline{u'^2}}}{\sqrt{\overline{W}^2 + \overline{V}^2 + \overline{U}^2}}$$

Cependant, dans cette étude expérimentale U et V ne sont pas disponibles simultanément. On peut s'affranchir de ce problème en utilisant l'hypothèse de symétrie et en remplaçant les termes de la composante V par les termes de la composante U dans cette formule. La formule théorique est donc :

$$I = \frac{\sqrt{\overline{w'^2} + 2\overline{v'^2}}}{\sqrt{\overline{W}^2 + 2\overline{V}^2}}$$

L'évolution axiale de l'intensité turbulente est donnée en Fig. 5.9. Il est notable que pour $z/H < 1.5$, l'intensité de la turbulence est très élevée : de l'ordre de 100%. Ce qui signif e que les f uctuations de vitesse sont du même ordre de grandeur que la vitesse moyenne. Ces valeurs décroissent à mesure que l'on s'éloigne de la zone d'injection de la turbulence. Dans la zone la plus éloignée, $z/H = 5$, l'intensité de la turbulence reste cependant élevée : de l'ordre de 30%.

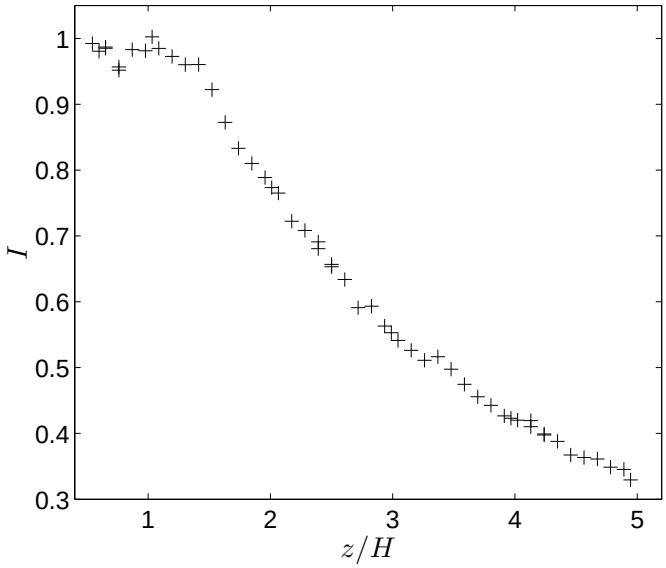

FIGURE 5.9 – Evolution axiale en $x = y = 0$ de l'intensité turbulente

5.2.4 Loi de décroissance de la turbulence

En turbulence de grille, plusieurs études cherchent à quantifier la décroissance spatiale de la turbulence. Dans le cadre de cette étude, la turbulence est générée de manière différente puisqu'il s'agit de jets impactant sur un convergent. Néanmoins, dans la zone où l'écoulement commence à être établi, il peut être intéressant de comparer le type de décroissance obtenue.

En considérant un temps t_0 fictif, on peut définir une distance amont fictive $t_0 W_0$ d'origine de la turbulence. M est la taille de la maille. Ainsi, la loi de décroissance classique en turbulence de grille est en :

$$\frac{\overline{w'^2}}{W_0^2} = \frac{1}{A}\left(\frac{tW_0}{M} - \frac{t_0 W_0}{M}\right)^{-n} \tag{5.7}$$

L'exposant n peut prendre des valeurs comprises entre 1.1 et 1.3 (Comte-Bellot and Corrsin, 1966).

Dans le cas de cette étude, à partir de $z/H = 2.0$ les profils de vitesses commencent à être plats (écarts à la vitesse débitante, inférieur à 10% sur tout le profil) et le rapport d'isotropie au centre ne dépasse plus 1.1 (voir section 5.2.5). L'interpolation de la décroissance de la turbulence se fera à partir de ce point (Fig. 5.10). Les facteurs A et M n'ont pas le même sens qu'en turbulence de grille et ne seront pas identifés.

L'exposant obtenu à l'issu de cette interpolation est $n = 1.52$. Le type de décroissance rencontrée suit donc, là aussi, une décroissance en loi puissance ; néanmoins la décroissance suivie n'est pas exactement celle qui est référencée dans la littérature, pour la turbulence de grille, mais s'en approche.

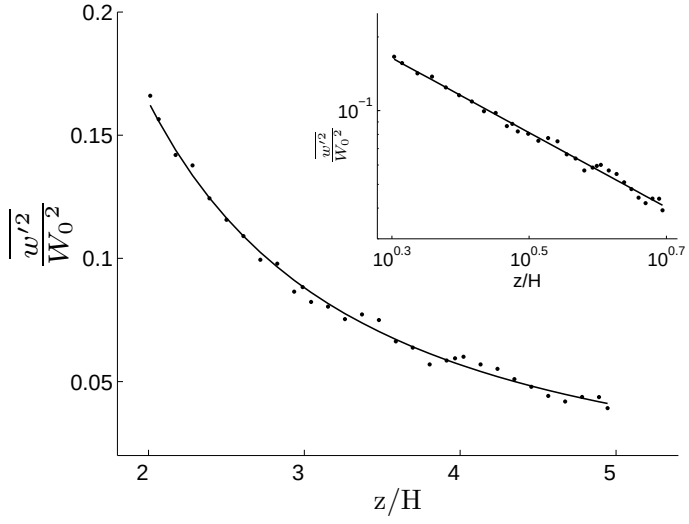

FIGURE 5.10 – Décroissance axiale de la turbulence, mesures (•) et interpolation (trait plein)

5.2.5 Le rapport d'isotropie

La section précédente a détaillé les fluctuations de vitesse indépendamment l'une de l'autre. Cette section les compare entre elles. Pour établir cette comparaison on utilise le rapport d'isotropie défini par $\frac{v_{rms}}{w_{rms}}$. Dans le cas d'une turbulence isotrope, on s'attend donc à ce que ce coefficient ait une valeur de 1. Son évolution axiale en $x = y = 0$ est donnée en Fig. 5.11. Au delà de $Z/H = 1.5$, l'écart à la valeur idéale de 1 n'excède plus 10%.

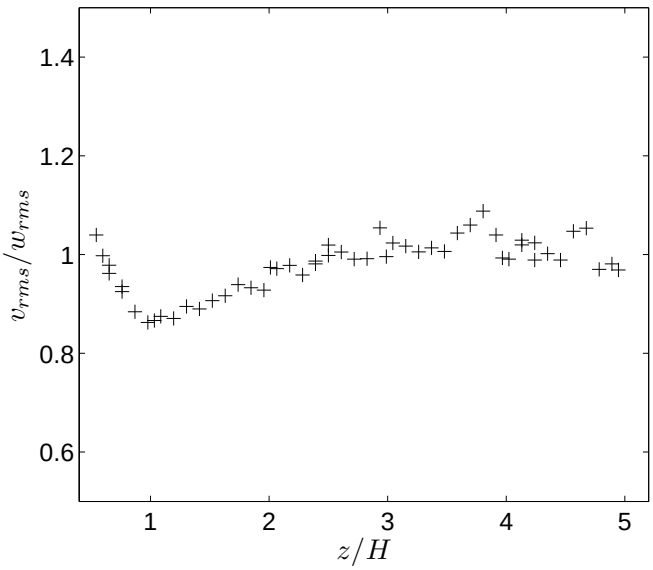

FIGURE 5.11 – Evolution axiale en $x = y = 0$ du rapport d'isotropie

L'évolution du rapport d'isotropie suivant les profils radiaux est donnée en Fig. 5.12. Le rapport s'éloigne de plus en plus de la valeur idéale de 1 à mesure que l'on s'éloigne du centre. Cela est du au fait que les fluctuations radiales diminuent lorsque l'on se rapproche de la paroi alors que les fluctuations longitudinales restent sensiblement constantes. L'hypothèse d'isotropie sera donc d'autant plus valable que l'on sera proche du centre de l'écoulement.

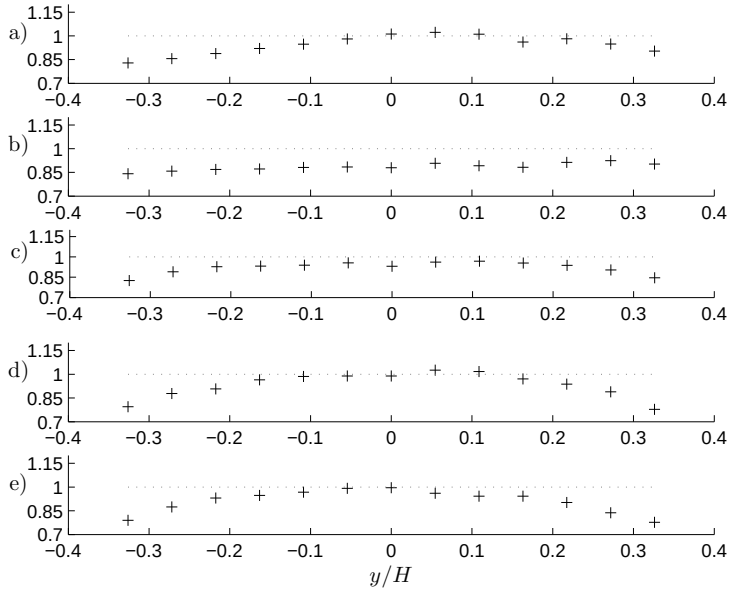

FIGURE 5.12 – Prof ls radiaux du rapport d'isotropie en a) $z/H = 0.60$, b) $z/H = 1.03$, c) $z/H = 2.01$, d) $z/H = 2.99$, e) $z/H = 4.95$

5.2.6 Tension de Reynolds

Les tensions de Reynolds adimensionnées sont déf nies par $\frac{\overline{w'v'}}{w_{rms}v_{rms}}$. L'évolution axiale en $x = y = 0$ des tensions de Reynolds est donnée en Fig. 5.13. Dans une turbulence isotrope on s'attend à ce que les différentes composantes des f uctuations soient décorrelées et donc à ce que $\frac{\overline{w'v'}}{w_{rms}v_{rms}} = 0$.

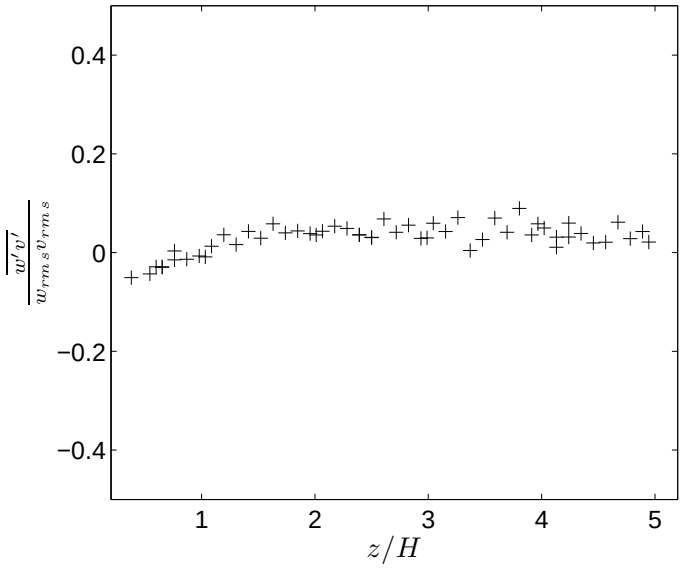

FIGURE 5.13 – Evolution axiale en $x = y = 0$ des tensions de Reynolds

5.2.7 Inf uence de la vitesse débitante

La comparaison sera limitée aux principales grandeurs sur l'axe en $x = y = 0$.
L'évolution axiale des vitesses longitudinales moyennes adimensionnées est présentée en Fig. 5.14. Le comportement global est le même que celui décrit dans la section 5.2.1.
En terme de comparaison, on distingue deux parties :

- La zone d'entrée de veine, associée à la zone d'inversion des vitesses pour lesquelles la courbe de vitesse à 1 m/s a des valeurs inférieures à celle à 2 m/s. Les écarts ne sont cependant pas supérieurs à 10%
- Au delà, à partir de $z/H = 2.5$, les vitesses sont superposées.

La zone d'entrée est donc légèrement sensible aux conditions initiales ce qui n'est plus le cas au delà.

Les évolutions des f uctuations de vitesses longitudinales et transversales,Fig. 5.15, sont quasi identiques pour les deux vitesses.

L'évolution axiale des intensités turbulentes, Fig. 5.16 (à gauche), présente des résultats différents dans la première phase ($z/H < 1.5$) puis, au delà, les résultats sont similaires. Cela provient du fait qu'en

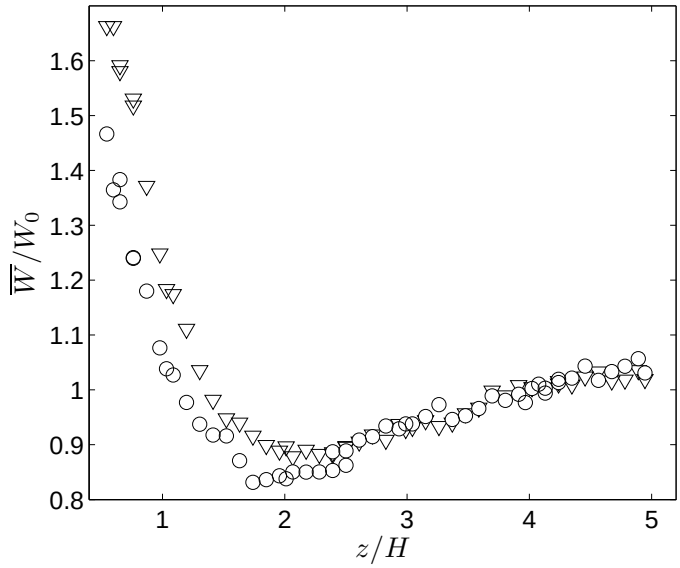

FIGURE 5.14 – Comparaison de l'évolution axiale des vitesses longitudinales moyennes pour 2 m/s (▽) et 1 m/s (○)

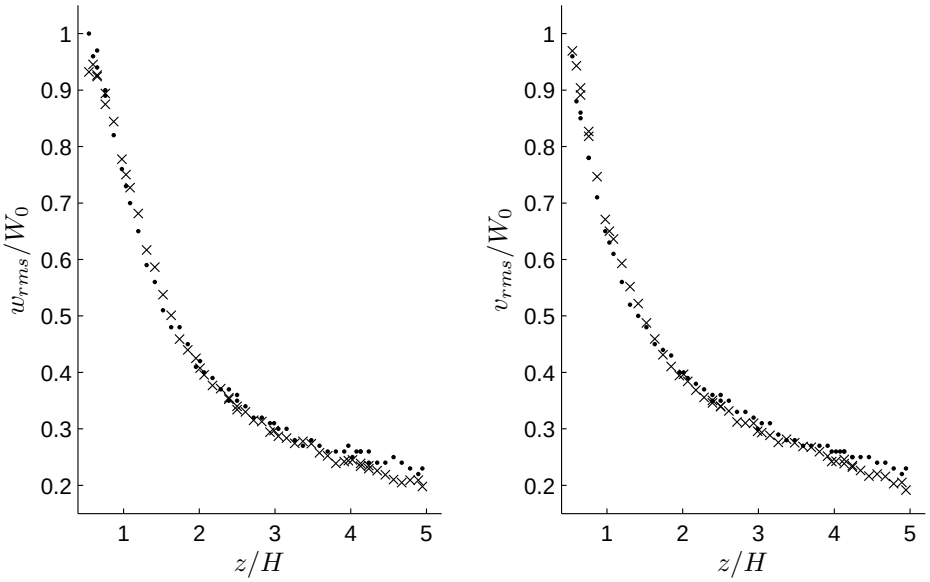

FIGURE 5.15 – Comparaison de l'évolution axiale des f uctuations de vitesses longitudinales (à gauche) et transversales (à droite) pour 2 m/s (+) et 1 m/s (●)

entrée les vitesses longitudinales moyennes décroissent moins vite dans le cas où la vitesse est de 2 m/s. Les tensions de Reynolds restent quasi nulles le long de l'axe Fig. 5.16 (à droite).

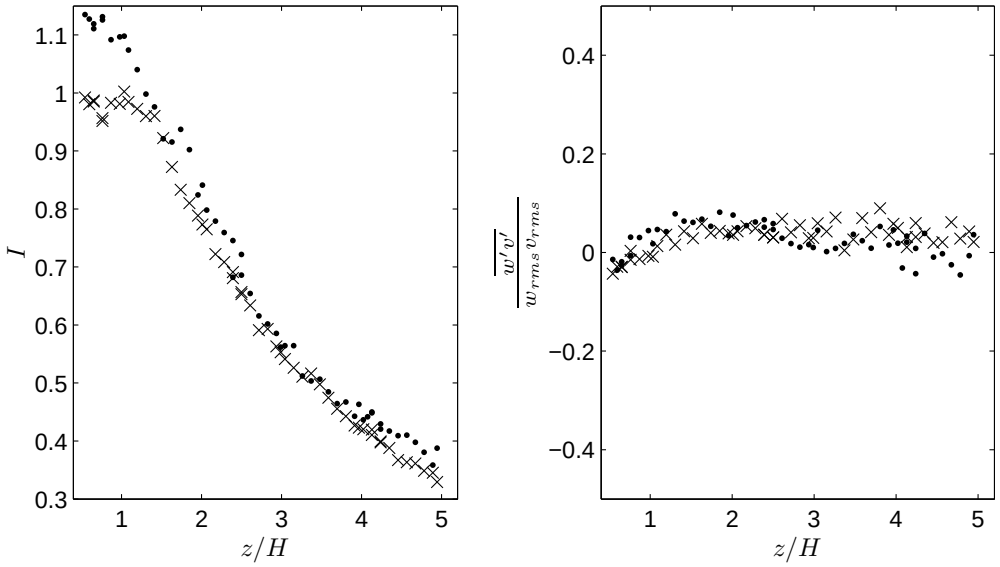

FIGURE 5.16 – Comparaison des évolutions axiales de l'intensité turbulente (à gauche) et des tensions de Reynolds (à droite) pour 2 m/s (×) et 1 m/s (•)

En conclusion, il y a peu de différences entre les propriétés données pour ces deux vitesses débitantes, à l'exception de la vitesse longitudinale moyenne et de ses conséquences directes sur l'intensité de la turbulence. Les fluctuations de vitesses, les rapports d'isotropie et les tensions de Reynolds sont sensiblement les mêmes. Quelle que soit la grandeur examinée, si l'on constate des écarts, ils n'excèdent pas 10% et sont présents uniquement dans la zone située en $z/H < 1.5$. Au delà, la vitesse débitante n'a pas d'influence.

5.2.8 Comparaison avec l'étude précédente

Comme cela a été précisé dans l'introduction de ce chapitre, la thèse précédente (Cochet, 2007) a été effectuée au moyen d'un injecteur et d'un porte injecteur différent. C'est la première raison pour laquelle cette étude de l'écoulement porteur a été menée. Cette section montre l'influence du nouveau porte injecteur. La comparaison est faite sur l'axe pour la vitesse longitudinale moyenne et les fluctuations de vitesse longitudinale et transverse. Les seules données disponibles sur la vitesse avec et sans porte injecteur dans l'étude précédente sont données à 1 m/s. On se placera donc dans le même cas.

La vitesse longitudinale moyenne (Fig. 5.17) présente un type d'évolution similaire dans cette étude et dans la précédente. On retrouve une zone de décroissance de la vitesse, suivie d'une zone d'inversion. En revanche, les valeurs sont différentes. L'encombrement de l'injecteur a donc clairement une influence en réduisant les effets de sur-vitesse créés. Ceci est en particulier mis en éviedence dans la zone de décroissance des vitesses, en deçà de $z/H = 1.5$, où les écarts entre le cas avec injecteur de cette étude et de l'étude précédente sont de l'ordre de 25 %. Au dela de $z/H = 2.5$ les écarts n'excèdent plus 8%. Cependant, en absence d'injecteur, les résultats sur les grandeurs n'excèdent jamais des écarts supérieurs à 10%.

L'évolution des fluctuations de vitesses longitudinales et transverses (Fig. 5.18) présente des comportements similaires et l'on constate une quasi superposition des valeurs, à l'exception de la fin de la veine où les fluctuations avec l'ancien injecteur donnent des niveaux plus bas.

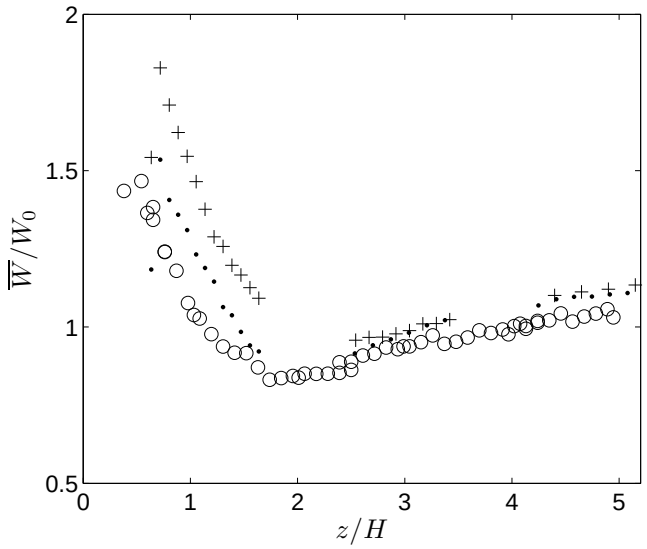

FIGURE 5.17 – Comparaison de l'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne le long de l'axe avec une vitesse débitante de 1 m/s, pour cette étude (○) à et pour l'étude précédente avec injecteur(+) et sans injecteur (●)

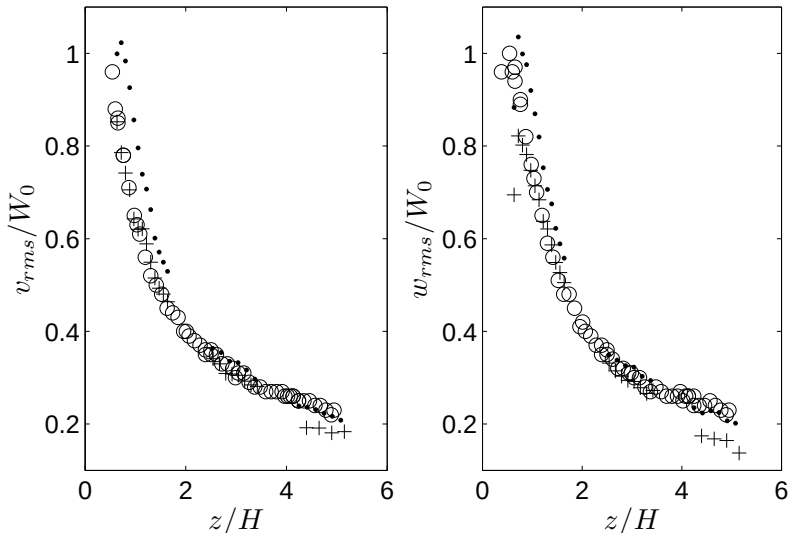

FIGURE 5.18 – Comparaison de l'évolution axiale des f uctuations de vitesse transverse (à gauche) et longitudinale (à droite) le long de l'axe avec une vitesse débitante de 1 m/s, pour cette étude (○) à et pour l'étude précédente avec injecteur(+) et sans injecteur (●)

5.3 Étude thermique

Contrairement à la section précédente, ce qui va suivre a été réalisé avec un écoulement porteur à chaud et toujours sans injection de liquide. Cette étude a été menée à l'occasion du stage de K. Collet (Collet, 2007). L'objectif est de quantifier les pertes thermiques dans la veine, dues à l'isolation imparfaite. L'étude a été menée avec un thermocouple de type K (voir section 3.5.4).

Deux cas ont été étudiés. Dans le premier cas (Fig. 5.19), on quantifie les pertes thermiques entre deux sections en métal placées directement l'une à la suite de l'autre. Dans le second cas (Fig. 5.20), la section optique est insérée entre les deux sections en métal. Dans les deux cas les profils sont effectués au centre des sections en métal.

Les résultats de cette étude montrent que les profils de température varient peu radialement. La diminution, néanmoins présente, s'amplifie à mesure que l'on s'approche des parois qui sont plus froides que l'écoulement. La diminution de température, en proche paroi, est amplifée avec l'insertion de la section optique (Fig. 5.20). Cela est probablement dû aux hublots en pyrex à travers lesquels les pertes thermiques augmentent.

Dans le premier cas, défini plus haut, la perte thermique est de l'ordre de 1.5°C. Dans le second cas elle est de l'ordre de 4°C.

Une loi approximative de décroissance de la température le long de la veine est donc d'environ 0.1°C/cm. Ce qui représente un flux de chaleur perdu, par cm de section traversée, de l'ordre de $\Phi_{perdu} = 1.5$ W/cm.

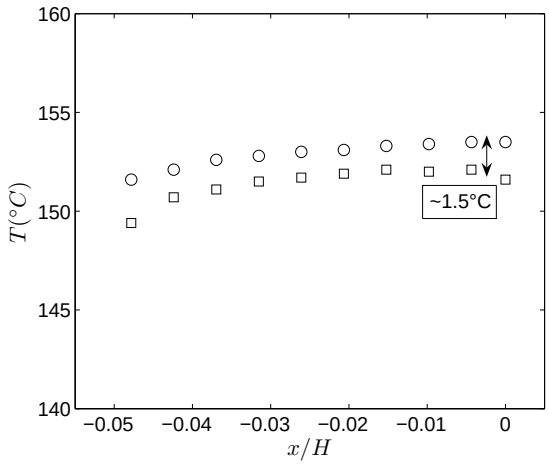

FIGURE 5.19 – Profils radiaux de température au centre de deux sections successives. Section supérieure (○), section inférieure (□)

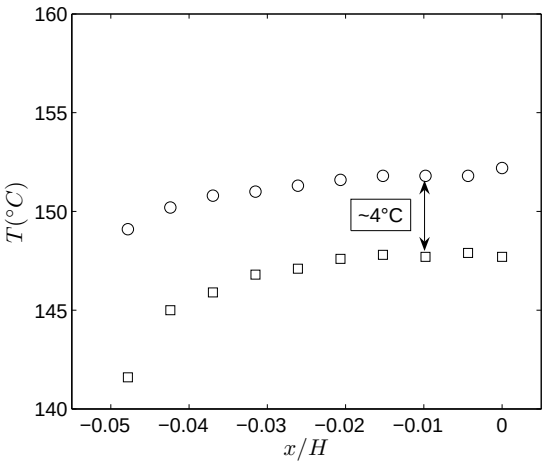

FIGURE 5.20 – Prof ls radiaux de température au centre de deux sections séparées par la section optique. Section supérieure (○), section inférieure (□)

Conclusion du chapitre

L'écoulement porteur a été caractérisé dans ce chapitre. La vitesse débitante choisie est 2 m/s. Le nombre de Reynolds, basé sur la largeur de la veine, vaut $Re_H = 11800$. Différentes zones ont été mises en évidence, basées sur l'analyse des vitesses moyennes : la zone d'entrée, jusqu'à $z/H = 2$, présentant des propriétés de jet et une dissymétrie des profils radiaux pour les vitesses moyennes, une zone d'inversion de vitesse, puis une zone quasi-établie à partir de $z/H = 4$ où les profils radiaux sont quasi plats avec des écarts entre les valeurs extrêmes inférieurs à 10%. Un effet de swirl a été constaté et quantifié. Cet effet est important, en proche paroi, en début de veine, il est de l'ordre de 30% de la vitesse débitante et diminue vers l'aval et ne vaut plus que 10% en $z/H = 3.5$.

Les profils de fluctuations de vitesse sont ,dès l'entrée de la veine, pratiquement plats avec des écarts à la valeur moyenne, inférieurs à 10%

La turbulence créée est très intense. A l'entrée de la veine les fluctuations sont de l'ordre de grandeur de la vitesse débitante soit 100% puis décroissent jusqu'à des taux de l'ordre de 30% en $z/H = 5$.

La méthode de création de la turbulence est différente de la méthode utilisée en turbulence de grille ; néanmoins les propriétés de décroissance s'en approchent.

L'écoulement possède un certain nombre de propriétés qui vérifient la turbulence homogène et isotrope. Le rapport d'isotropie sur l'axe est compris entre 0.9 et 1.1 à partir de $z/H = 1.5$. Radialement, la qualité de l'isotropie diminue à mesure que l'on s'approche des parois. Les tensions de Reynolds sur l'axe sont proches de zéro.

La vitesse débitante n'a d'influence que dans la zone d'entrée de veine, jusqu'à $z/H = 1$. Cette influence n'excède pas 10% quelle que soit la grandeur considérée. Au delà et pour toutes autres grandeurs, les propriétés sont identiques.

En comparaison à l'étude précédente de Cochet (2007), l'injecteur a une influence. La présence de l'injecteur induit un effet de l'ordre de 10% en zone d'entrée et chute à 7% à partir de $z/H = 2.5$. L'écoulement n'est donc pas complètement indépendant de la présence de l'injecteur. En revanche les fluctuations, comme précédement pour la vitesse débitante, ont une faible sensibilité à la présence de l'injecteur.

L'étude thermique de l'écoulement porteur montre des profils de température quasi-plats et légèrement décroissants en raison des pertes thermiques en paroi.

Chapitre 6

Phase dispersée

Sommaire

6.1 Étude préliminaire sur les conditions de fonctionnement 122
6.1.1 Choix des composés 122
6.1.2 Choix de la température 124
6.1.3 Choix du débit d'air 124
6.1.4 Choix du débit liquide 127
6.1.5 Choix de l'intensité de l'atomisation 127
6.2 Influenc de la température sur l'écoulement porteur 129
6.3 Conditions initiales 131
6.4 Étude de la dispersion des gouttes 133
6.4.1 Evolution des conditions initiales 133
6.4.2 Classes de taille et nombres caractéristiques 135
6.4.3 Evolution des statistiques de vitesse sur l'axe 136
6.4.4 Evolution radiale des statistiques de vitesse 139
6.4.5 Evolution radiale et axiale des distributions de diamètre 143
6.4.6 Influenc de la présence d'octane 146
6.4.7 Distribution des écarts des temps d'arrivée 148

Dans le chapitre précédent l'écoulement porteur a été analysé à froid. Dans ce chapitre l'écoulement est chauffé et des gouttelettes de carburant y sont injectées. Dans un premier temps, le choix des conditions expérimentales est justifié En raison de l'utilisation de micro-gouttelettes d'huile d'olive, l'étude de l'écoulement porteur a été effectué à froid ; or la suite de l'étude se fait à chaud en émettant l'hypothèse qu'il n'y a pas de changement significati de comportement de la phase porteuse avec la température ; une section est consacrée à la validation de cette hypothèse. Par la suite, les conditions initiales en proche sortie d'injecteur et à froid sont présentées. Enfi l'analyse de la dispersion des gouttes à travers l'évolution des statistiques de diamètres et de vitesses dans l'écoulement porteur à chaud est détaillée.

6.1 Étude préliminaire sur les conditions de fonctionnement

Un travail préliminaire à l'étude a été de déterminer les conditions expérimentales dans lesquelles pouvaient se faire l'expérience tout en répondant au cahier des charges du projet.

6.1.1 Choix des composés

Dans le cadre du projet ASTRA, il a été décidé que les composés utilisés, pour la phase dispersée, seraient l'octane et le 3-pentanone. Les raisons initiales de ce choix sont les suivantes :

- Le 3-pentanone a été choisi pour permettre les mesures de fluorescence à l'IMFT et à l'ONERA DMPH. La proportion de 15% de 3-pentanone dans le mélange a été privilégiée afin de limiter la toxicité et les problèmes d'absorption au cours des mesures LIF.
- Une collaboration a été effectuée avec l'ONERA DMAE. Cette collaboration concerne les mesures couplées :
  - de taille et de vitesse de gouttelette par PDA ;
  - de température moyenne de gouttelettes par Arc En Ciel Global (AECG).

  Cette dernière technique est basée sur la relation entre la valeur de l'indice de réfraction des gouttelettes et leur température. Or notre étude concerne un mélange bi-composants et chaque composé a son indice de réfraction propre. Lors de l'évaporation, l'indice du mélange va évoluer puisque les composés ne vont pas exactement s'évaporer de la même manière. Cela provoque donc un biais sur la mesure de température puisque celle-ci est directement reliée à la valeur de l'indice de réfraction. Afin de limiter ce biais il faut que les indices des composés soient proches. Or l'octane a un indice de réfraction proche du 3-pentanone.

  De plus l'objectif de la mesure par la fluorescence est de donner la concentration du 3-pentanone et ce sans perturbation provenant de l'octane. Or l'octane est transparent à la fluorescence à la longueur d'onde où l'on excite le 3-pentanone : 266 nm. Enfin ils sont relativement volatils tout en ayant des propriétés thermodynamiques suffisamment différentes pour qu'il n'y ait pas co-évaporation et ni un effet du mélange bi-composant. L'octane a donc initialement été associé au 3-pentanone pour ces raisons.

Quelques propriétés issues de la littérature pour ces deux composés sont résumés en Tab. 6.1.

Produit	Octane	3-pentanone
Nom IUPAC [1]	Octane	Penta-3-none
Famille	Alcane	Cetone
Formule brute	C_8H_{18}	$C_5H_{10}0$
Masse molaire (g/mol)	114.23	86.13
Masse volumique (Kg/m^3) à 298 K	698.6	809.8
Température de fusion (K)	216.33	234.15
Température d'ébullition (K)	398.82	381.15
Température d'auto-inf ammation (K)	493	723
Pression de vapeur saturante (kPa) à 293 K	1.33	4.090 [2]
Indice de refraction à 298 K à 589 nm	1.3944	1.3905
Pureté du produit choisi ($\geq$ %)	97%	98%

TABLE 6.1 – Propriétés physico-chimique de l'octane et du 3-pentanone, source (HBCP, 2010) ([2] mesuré en section 4.2.2.1)

6.1.2 Choix de la température

L'objectif initial est de chauffer le plus possible l'air af n de permettre l'évaporation tout en restant sous les températures d'auto-inf ammation des composés. Cette limite est de 493 K pour l'octane et de 723 K pour le 3-pentanone d'après (HBCP, 2010). D'autre part le système de refroidissement protégeant le porte injecteur refroidit fortement l'écoulement porteur avant son insertion dans la veine. Il faut donc surchauffer l'écoulement à l'entrée. Af n d'atteindre une température de 423 K en entrée de veine, cette surchauffe atteint 620 K en amont. Au delà, des risques de détérioration du matériel apparaissent. Le choix s'est porté sur une température de 423 K.

6.1.3 Choix du débit d'air

Le choix du débit d'air résulte d'un compromis entre :

- des propriétés aérodynamiques intéressantes pour l'écoulement porteur. Ce premier critère donne la vitesse débitante minimale, en déca de laquelle les propriétés de l'écoulement se dégradent.
- un temps de transit des gouttes dans la veine, suff samment long pour assurer leur évaporation. Ce second critère donne la vitesse débitante maximale.

Tout d'abord, l'étude de la phase porteuse a montré que les meilleures propriétés de symétries sont obtenues à des vitesses au moins égales à 2 m/s. Cette vitesse est donc la vitesse débitante minimale acceptable.

D'autre part, af n de savoir quelle est la vitesse maximale acceptable, une simulation numérique simple a été effectuée. L'idée est de quantif ée la vitesse débitante maximale, à partir de laquelle, les gouttes n'ont pas le temps de s'évaporer avant la f n de la veine. Pour cela un calcul simple est effectué, avec une goutte de diamètre représentatif d'une goutte moyenne dans le spray, et dans des conditions qui se rapprochent au mieux du cas de l'expérience. Ce calcul de prédimensionnement a été mené en collaboration avec V. Bodoc de l'ONERA DMAE à l'aide du code de N. Doué (Doué, 2005). Ce calcul est fait sur un train de gouttes monodisperses pour deux diamètres initiaux de 100µm et 150µm représentatifs des diamètres moyens que l'on trouve dans le spray. Les gouttes sont composées du mélange octane/3-pentanone dans les proportions (85/15). Le paramètre de distance correspond au rapport entre deux centres de gouttes et le diamètre d'une goutte. Il est choisi égal à 150, ce qui est représentatif de ce que l'on aurait dans la veine avec des gouttes réparties de manière homogène.
Concernant la partie thermique : la température d'injection est de 423 K pour l'air, 293 K pour les gouttes. Le code prend en compte le chauffage des gouttes.
Concernant la partie dynamique : le calcul est effectué pour différentes vitesses de glissement. Dans le cas de l'expérience réelle, la vitesse de glissement varie jusqu'à ce que la goutte atteigne sa vitesse de chute. Le code ne peut pas prendre en compte ce type de variation. On étudiera donc les deux cas extrêmes susceptibles d'être rencontrés : avec une vitesse de glissement nulle et avec un vitesse de glissement de 1 m/s ; le cas réel étant entre les deux, suivant la classe de taille considérée, comme on le verra

par la suite. Le temps d'évaporation est alors calculé. Ce temps est converti en distance équivalente dans la veine en multipliant par la vitesse débitante. Trois cas de vitesse débitante sont étudiés : 2, 4 et 6 m/s.

Pour un diamètre de 100 µm et une vitesse de glissement de 1 m/s (Fig. 6.1), on constate que les trois vitesses débitantes donnent des résultats satisfaisants. La goutte a pratiquement disparu avant $z/H = 6$, et cela quelle que soit la vitesse débitante. En revanche lorsque l'on passe au cas très restrictif d'une vitesse de glissement nulle (Fig. 6.2), la vitesse débitante de 6 m/s ne permet pas une évaporation complète. Pour un diamètre de 150 µm et une vitesse de glissement de 1 m/s (Fig. 6.3) seule la vitesse de 2 m/s permet d'atteindre une évaporation convenable avant la f n de la veine.

On souhaite obtenir des effets signif catifs sur l'évaporation avant $z/H = 5$, qui correspond à la f n de la veine. C'est le cas pour des gouttes de diamètre initial de 100 µm pour les trois vitesses testées. En revanche pour des gouttes de diamètre initial de 150 µm , ce n'est le cas que pour la vitesse débitante de 2 m/s. Af n de tenter de maximiser l'effet de l'évaporation le choix s'est donc porté sur cette vitesse.

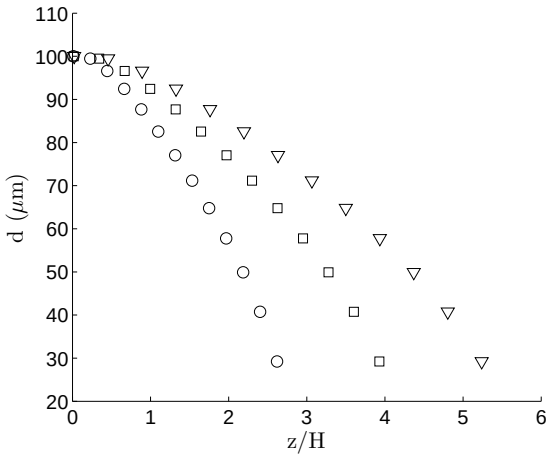

FIGURE 6.1 – Simulation de l'évaporation d'un train de gouttes monodisperses, diamètre initial 100µm , une vitesse de glissement de 1 m/s et pour différentes vitesses débitantes : 2 m/s (○), 4 m/s (□) et 6 m/s (▽)

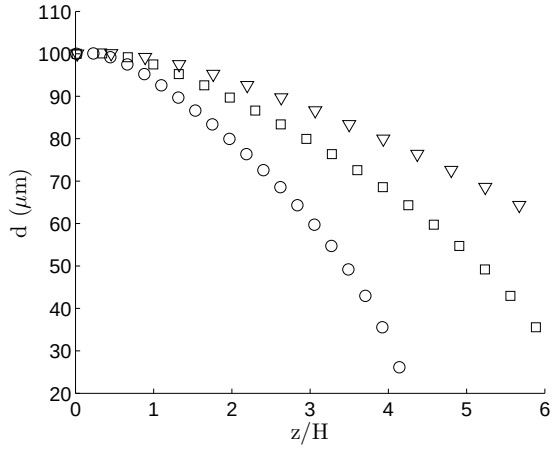

FIGURE 6.2 – Simulation de l'évaporation d'un train de gouttes monodisperses, diamètre initial 100µm , une vitesse de glissement de 0 m/s et pour différentes vitesses débitantes : 2 m/s (○), 4 m/s (□) et 6 m/s (▽)

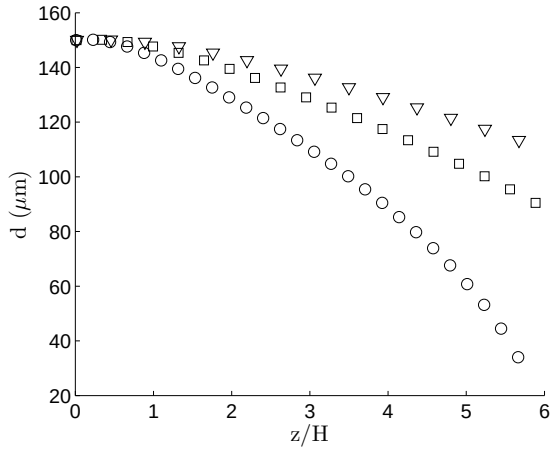

FIGURE 6.3 – Simulation de l'évaporation d'un train de gouttes monodisperses, diamètre initial 150µm , une vitesse de glissement de 1 m/s et pour différentes vitesses débitantes : 2 m/s (○), 4 m/s (□) et 6 m/s (▽)

6.1.4 Choix du débit liquide

Les forts niveaux de turbulence, de l'ordre de 100 % en entrée de veine, associés à l'atomisation du liquide créent un spray dont les gouttelettes impactent en paroi. Au delà d'un débit liquide d'environ 0.50 g/s, les gouttes impactent en si grand nombre qu'il y a création d'un f lm liquide. En cas de présence du f lm, les faisceaux laser sont déviés, les mesures PDA et LIF deviennent impossibles. C'est un effet indésirable puisque ce n'est pas le phénomène que l'on cherche à étudier. D'un autre côté, si le débit est trop faible, il devient diff cile de faire converger les mesures dans un temps raisonnable. Le compromis adopté a été de prendre un débit liquide de 0.322 g/s.

6.1.5 Choix de l'intensité de l'atomisation

Une étude préliminaire menée à l'aide d'un système d'ombroscopie, présenté en 3.5.3, a permis de mettre en évidence que plus l'intensité d'atomisation est importante, plus l'expansion du spray est grande. Or il est souhaitable de limiter les impacts des gouttes en parois. L'intensité d'atomisation doit donc être plutôt faible. D'autre part, si cette intensité est trop faible, l'atomisation peut devenir insuff - sante (Fig. 6.4), il peut aussi y avoir des phénomènes de battement (Fig. 6.5). La Fig. 6.6 résume ces points. Le compromis choisi est une intensité d'atomisation de 30 % par rapport à l'atomisation maximale pour ce modèle d'atomiseur.



FIGURE 6.4 – Exemple d'atomisation insuff sante

Un résumé des conditions de fonctionnement et des précisions sur les grandeurs en question est présenté en Tab. 6.2.

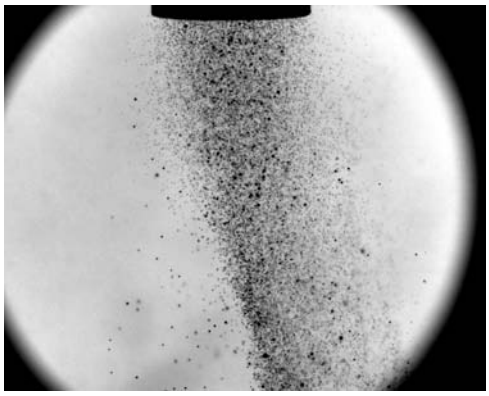

FIGURE 6.5 – Exemple de battement

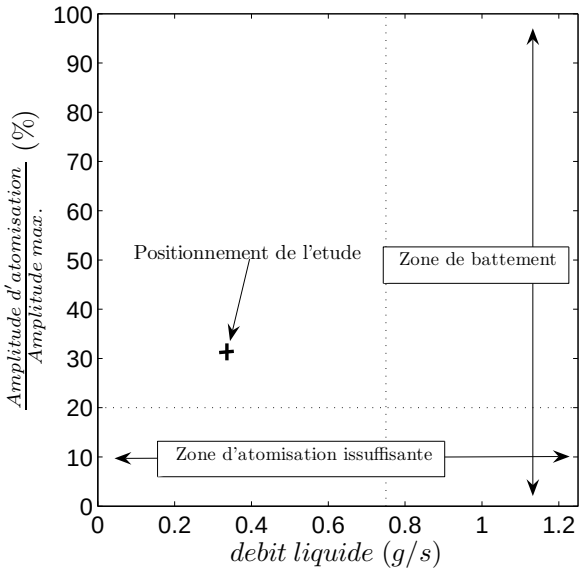

FIGURE 6.6 – Zones de fonctionnement du spray en fonction du débit liquide et de l'atomisation

Pression	atmosphérique
Température en entrée de veine	423 K $\pm$ 5 K
Débit masse d'air Vitesse débitante	14.3 ± 0.15 g/s 2 ± 0.02 m/s
Débit liquide	0.322 ± 0.005 g/s
Fraction volumique de 3-pentanone dans le mélange liquide $\frac{V_{3pentanone}}{V_{3pentanone}+V_{octane}}$	$15\% \pm 0.1\%$
Intensité d'atomisation/Intensité maximale	30%
Fraction massique $\frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_l+\dot{m}_g}$	2.2 %
Fraction volumique $\frac{\dot{V}_l}{\dot{V}_l+\dot{V}_g}$	$2.5.10^{-5}$

TABLE 6.2 – Conditions expérimentales pour la caractérisation de la phase dispersée

6.2 Inf uence de la température sur l'écoulement porteur

Dans le chapitre 5, section 5.1, il a été fait l'hypothèse que le comportement de l'écoulement à froid et à chaud était le même pour une même vitesse débitante. La validité de cette hypothèse est étudiée ici.

On compare donc :

- des mesures effectuées dans le cas *à froid* (293 K) avec des gouttelettes d'huile d'olive dont le diamètre est d'environ 1 µm .
- des mesures effectuées dans le cas *à chaud* (423 K) avec le brouillard polydisperse. On extrait les gouttelettes ayant un diamètre compris entre 0 et 25 µm . Cette gamme concerne des gouttes suff samment petites pour qu'elles soient considérées comme des traceurs. En effet, dans la zone établie, le nombre de Stokes des plus grosses gouttelettes (25µm) de la classe est de l'ordre de 2.10^{-2}. Af n de limiter le temps d'acquisition, le critère d'arrêt a été f xé à 50000 gouttes toutes classes confondues, ce qui assure la convergence des pdf de diamètres. En revanche les gouttes de la classe 0-25µm sont peu nombreuses dans ces mêmes pdf : $\simeq$ 1000gouttelettes. De ce fait la convergence statistique n'est pas totalement assurée et ceci explique la dispersion des mesures.

Les résultats dans les cas à froid et à chaud sont comparés pour la vitesse longitudinale moyenne Fig. 6.7 et pour les f uctuations de vitesse longitudinale Fig. 6.8. Les résultats de ces deux expériences sont en bon accord, excepté dans la zone initiale. Cela s'explique par le fait que les particules considérées dans le cas à chaud ne sont pas de parfaits traceurs, leur temps caractéristique est supérieur à celui des particules de 1 µm ; d'autre part, dans la zone initiale, la densité du spray est importante et peut donc modif er l'écoulement porteur. Cet effet diminue rapidement avec la dispersion du spray.

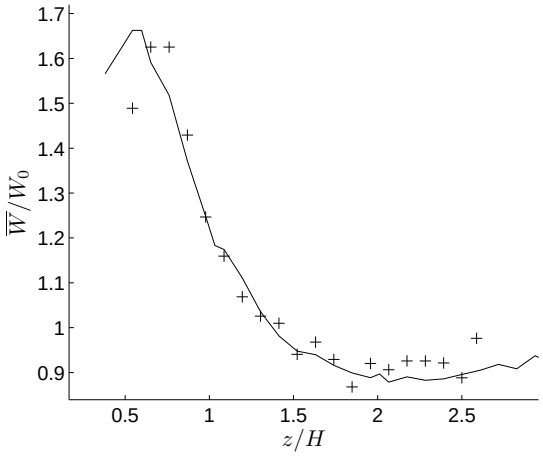

FIGURE 6.7 – Evolution axiale de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée en $x = y = 0$, pour les gouttelettes d'huile d'olive à 293 K (trait plein) et pour les gouttelettes de 0 à 25 µm du mélange à 423 K (+)

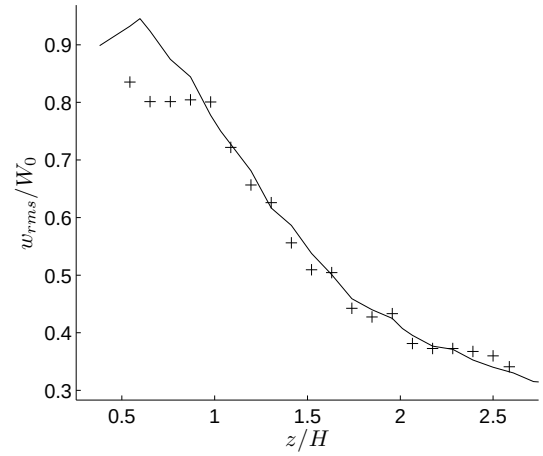

FIGURE 6.8 – Evolution axiale des f uctuations de vitesse longitudinale en $x = y = 0$, pour les gouttelettes d'huile d'olive à 293 K (trait plein) et pour les gouttelettes de 0 à 25 µm du mélange à 423 K (+)

6.3 Conditions initiales

Les conditions initiales à froid et sans écoulement d'air, en proche sortie du spray ($z/H = 0.25$), sont caractérisées ici. Il n'est pas possible de travailler simultanément à froid et avec écoulement d'air en raison des impacts en paroi. Dans le cas à froid, les impacts ne disparaissent pas et finissent par former un film qui rend impossible la mesure. Cette caractérisation est faite d'une part, afin de mettre en avant les phénomènes de dispersions et éventuellement de coalescence qui ont lieu dans les premiers centimètres après l'injection et d'autre part, afin de fournir des données pour permettre la simulation de ces phénomènes.
Le débit liquide utilisé est le même que dans les conditions de fonctionnement prises dans la suite : 0.322g/s. Cependant sans écoulement d'air le spray est dense. Le réglage optimisé du PDA ne peut être utilisé sans risquer d'altérer les photomultiplicateurs. L'intensité du laser a donc été atténuée pour être à la limite de la mesure possible sans altération. On sait (comme cela a été expliqué dans la section 3.3.2.3 présentant la technique PDA) que dans ces conditions les plus petites gouttes risquent de ne pas être vues. Ces mesures ne donnent donc qu'une indication qualitative en ce qui concerne les pdf de diamètre. Les pdf réelles sont probablement décalées vers la gauche.

On peut noter que les pdf de diamètres (Fig. 6.10) restent sensiblement les mêmes lorsque l'on se déplace radialement. Ce qui est en accord avec la littérature (Sindayihebura and Dumouchel, 1999) concernant les injecteurs ultrasoniques. De plus les vitesses moyennes et les fluctuations de vitesse (Fig. 6.9) sont sensiblement les mêmes quelle que soit la classe de taille. Cela constitue une condition initiale intéressante permettant de simplifier les conditions d'injection dans une simulation numérique.

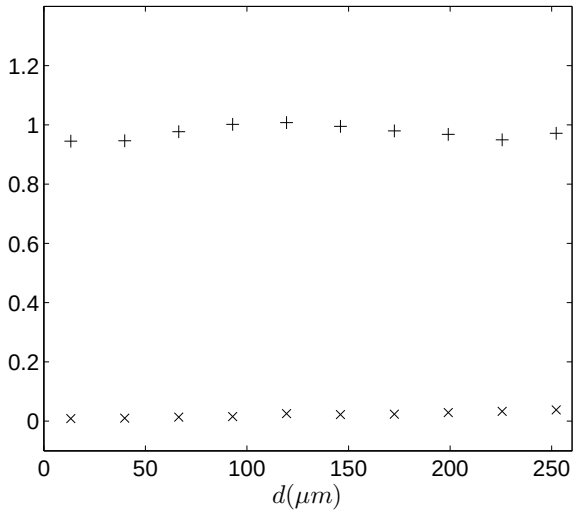

FIGURE 6.9 – Vitesses moyennes (+) et fluctuations de vitesse longitudinale (×) par classe de taille en proche sortie de l'injection en $z/H = 0.25$, en $x = y = 0$

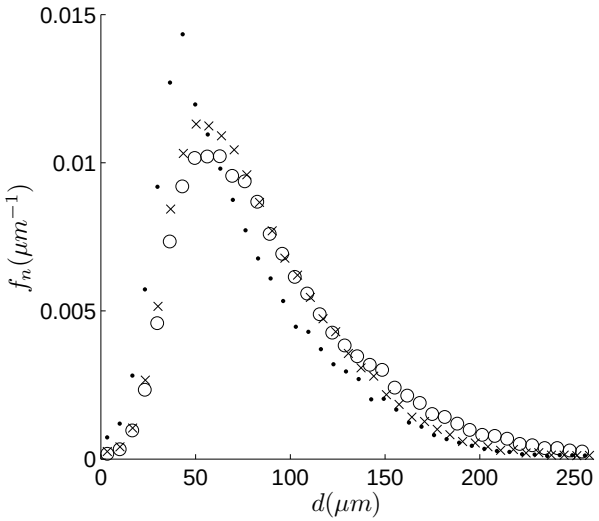

FIGURE 6.10 – Fonction de densité de probabilité des diamètres en nombre en proche sortie de l'injection en $z/H = 0.25$, en différentes positions radiales sur l'axe, $x/H = 0(\bullet)$, $x/H = 0.022(\times)$, $x/H = 0.044(\circ)$

6.4 Étude de la dispersion des gouttes

6.4.1 Evolution des conditions initiales

6.4.1.1 Approche expérimentale

L'évolution des conditions au début de la veine (que l'on appelle ici conditions initiales) entre le cas à froid sans écoulement et le cas à chaud avec écoulement est étudiée. Ces conditions sont comparées à la limite de la zone accessible avec le système PDA réglé de manière optimale en $z/H = 0.55$. Notons que dans le cas sans écoulement les pdf des diamètres en $z/H = 0.55$ et en $z/H = 0.25$ (présentées dans la section précédente) sont les mêmes. En effet, en $z/H = 0.25$, les vitesses sont identiques pour chaque classe et l'agitation est quasi nulle, il n'y a donc pas de coalescence sur une si faible distance.

On constate que pour un même point sur l'axe, $z/H = 0.55$, il y a une forte évolution des pdf de diamètre entre les deux cas : à froid sans écoulement et à chaud avec écoulement. La proportion de petites gouttes diminue fortement dans le cas à chaud avec écoulement au prof t de la proportion de grosses gouttes qui est bien plus importante (Fig. 6.11). Comme on le verra par la suite, lorsque l'on se déplace radialement, les pdf restent sensiblement les mêmes sur l'axe dans les deux cas. Cet effet n'est donc pas dû à une simple répartition radiale différente.

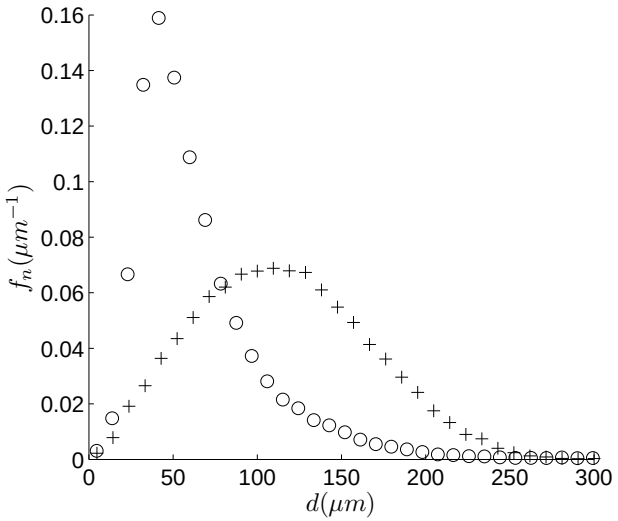

FIGURE 6.11 – Fonction de densité de probabilité des diamètres en nombre en $z/H = 0.55$, dans le cas sans écoulement d'air à froid ($\circ$) et dans le cas avec écoulement d'air à chaud ($+$), en $x = y = 0$

Cette évolution des pdf de diamètre peut être attribuée à deux effets conjoints :

– D'une part, la dispersion dans la zone initiale est très forte à cause de l'intensité de la turbulence. Les petites gouttes sont plus facilement transportées par l'air dans toute la largeur de la veine et en

particulier en paroi, ce qui peut entraîner leur disparition .

– D'autre part, la coalescence qui a tendance à réduire le nombre de petites gouttelettes au prof t des grosses.

Il n'est cependant pas possible d'avoir accès expérimentalement à la zone amont (avant $z/H = 0.55$) où ont lieu ces phénomènes. De plus les effets de la coalescence sont diff ciles à quantif er analytiquement simplement. On a alors recours à la simulation numérique pour tenter de voir si la coalescence peut être responsable de cette évolution.

6.4.1.2 Approche numérique

Un calcul a été mené en collaboration avec R. Belt en utilisant la méthode de Quadrature des Moments (DQMOM). L'idée initiale de cette méthode (Marchisio and Fox, 2005) est de modéliser la distribution des diamètres des gouttelettes à l'aide de Diracs, ici quatre. Les équations résolues (Belt and Simonin, 2009) transportent ensuite ces Diracs. Cette méthode ne permet pas de reconstruire parfaitement les pdf de diamètre. L'évolution des Diracs illustre cependant la tendance de l'évolution. Cela permet d'avoir une idée partielle de ce qu'est devenue la distribution à une certaine distance de l'injection en prenant en compte les effets de la coalescence.

La simulation ne prend pas en compte les effets de l'évaporation. En effet le but est d'isoler les effets dus à la coalescence uniquement. La distribution initiale, sur laquelle sont calculés les Diracs, est celle donnée en Fig. 6.10. Les conditions utilisées pour les vitesses sont celles données en Fig. 6.9. La vitesse de l'air est prise égale à la vitesse débitante avec une agitation turbulente de 100%. L'agitation des particules est calculée à partir de l'hypothèse de Chen (Hinze, 1975). Le calcul est 1D.

Plusieurs cas sont testés :

– Cas 1 : l'injection est strictement la même que celle mesurée en proche sortie du spray. Cette évolution est suivie sur la distance entre $z/H = 0.25$ et $z/H = 0.55$. Cependant cette évolution ne prend pas en compte la dispersion des gouttelettes puisque le code est 1D.
– Cas 2 : l'injection est prise avec la quantité de gouttelettes équivalente à une répartition sur une surface cinq fois supérieure à la surface initiale et non plus uniquement au niveau de l'injecteur
– Cas 3 : la surface est dix fois supérieure
– Cas 4 : la surface est cent fois supérieure. Cette dernière correspond à une distribution des gouttelettes sur l'ensemble de la largeur de la veine.

On constate que dans le cas 1, la coalescence ne peut pas être négligée et correspond sensiblement au type d'évolution que l'on retrouve expérimentalement. Il y a cependant une surestimation puisque l'on retrouve des gouttelettes dont le diamètre est de 350 µm . Ce qui n'est pas mesuré expérimentalement. Lorsque l'on prend en compte la dispersion en augmentant la surface de passage des gouttelettes, la coalescence diminue. A partir d'une diminution d'un facteur dix, elle devient très faible et à partir d'un facteur cent qui correspond à une distribution des gouttelettes sur toute la largeur de la veine, la coalescence devient négligeable.

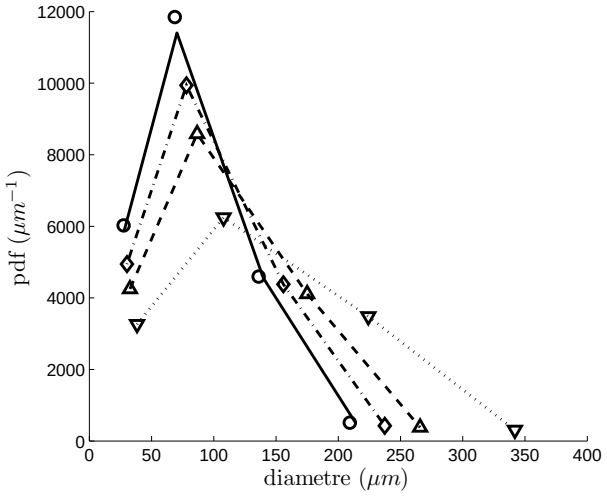

FIGURE 6.12 – Evolution des Diracs à partir des conditions initiales en $z/H = 0.25$ (trait plein) jusqu'en $z/H = 0.55$, cas 1 ($\triangledown$), cas 2 ($\triangle$), cas 3 ($\Diamond$), cas 4 ($\circ$). Approche numérique basée sur la méthode DQMOM

Ce calcul ne permet pas de trancher complètement la question. Ce que l'on apprend cependant, c'est que la coalescence peut être un moyen d'expliquer le type d'évolution que l'on constate. De plus, à partir de $z/H = 0.55$, alors que la distribution mesurée devient homogène, la coalescence peut être négligée.

6.4.2 Classes de taille et nombres caractéristiques

Quatre classes de diamètre ont été choisies afin d'étudier le comportement des gouttelettes le long de la veine axialement et radialement. Pour chaque classe, au diamètre moyen, on associe un nombre de Stokes moyen basé sur l'échelle intégrale (St_{T_e}) et sur l'échelle de Kolmogorov (St_{τ_k}), mesurés en zone établie (ces échelles proviennent de l'étude précédente et sont données dans une zone où les propriétés de l'écoulement sont identiques). Le tableau 6.3 résume les calculs (voir section 5.1.1 pour le calcul de St). La diversité des nombres de Stokes implique que les comportements des gouttelettes dans l'écoulement seront très différents.

Classe de diamètre (µm)	0-25	40-80	120-160	200-240
St_{T_e}	$7.5.10^{-3}$	0.15	0.70	1.5
St_{τ_k}	$2.2.10^{-1}$	4.5	20	42

TABLE 6.3 – Classe de taille des gouttes et nombre de Stokes moyen associé basé sur l'échelle intégrale et l'échelle de Kolmogorov en zone établie

Afin de quantifier la possibilité d'atomisation secondaire, on utilise le nombre de Weber, We. Ce nombre quantifie le rapport entre les forces aérodynamiques de l'écoulement porteur, déstabilisatrices,

susceptibles de rompre la goutte (indice p), et de la tension de surface de la goutte (σ), stabilisatrice. L'écoulement porteur a une masse volumique ρ_f et une vitesse u_f, la goutte a une vitesse $u_p$et un diamètre d :

$$We = \frac{\rho_f (u_f - u_p)^2 d}{\sigma} \tag{6.1}$$

or pour :

– $We < 1$ la goutte ne se déforme pas

– $1 < We < 3$ la goutte se déforme sans osciller

– $3 < We < 10$ la goutte se déforme en oscillant

– $3 < We < 10$ la goutte se brise

Dans le cas le plus défavorable : pour une goutte de 250µm , un cisaillement de 4m/s : $We = 0.2$. Il n'y a donc pas d'atomisation secondaire.

6.4.3 Evolution des statistiques de vitesse sur l'axe

Les gouttes sont injectées à une vitesse inférieure ($\simeq$ 1m/s) à celles de l'air. L'évolution du comportement des gouttes sur l'axe (Fig. 6.13) présente donc une première zone d'accélération. L'évolution de la vitesse de l'air le long de la veine sur l'axe présente une décélération comme on l'a déjà vu (section 5.2.1). Les gouttes sont dans un second temps décélérées. Enf n elles f nissent par atteindre une vitesse limite. Cette vitesse limite correspond à la vitesse de chute ou vitesse terminale, W_t, (Tab. 6.4) dans les cas extrêmes des plus petits (0-25µm) et plus gros diamètres (200-240µm) en revanche ce n'est pas le cas pour les valeurs intermédiaires. Cette écart n'a pu être expliquée. Remarquons qu'en raison du point de vue eulérien de l'analyse PDA et de l'évaporation, d'un symbole à l'autre il ne s'agit pas du même type de goutte.

diamètre (µm)	12	60	140	220
vitesse de chute W_t/W_0	0.90	0.93	1.08	1.24

TABLE 6.4 – Vitesses de chute pour différents diamètres dans les conditions de l'écoulement

L'évolution des f uctuations de vitesse (Fig. 6.15) montre une grande diversité de comportements en fonction de la classe de taille. Les plus petites gouttelettes, faiblement inertielles, suivent dès $z/H = 1$ les f uctuations de l'air alors que les plus grosses, les plus inertielles, ont une très faible augmentation de leur f uctuation.

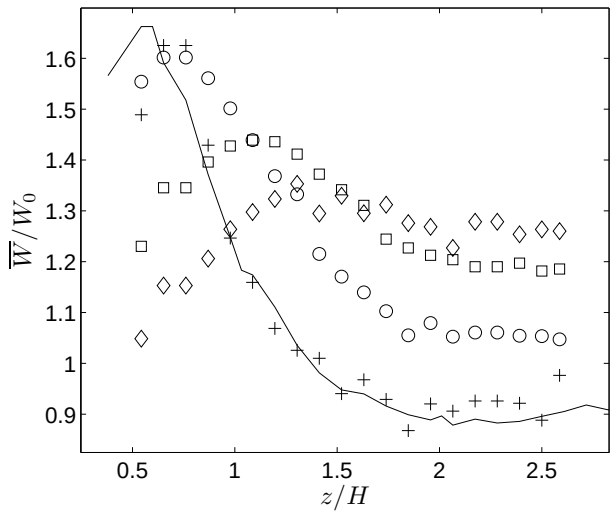

FIGURE 6.13 – Evolution des vitesses moyennes longitudinales adimensionnées, en $x = y = 0$, en fonction de z/H , pour l'air (trait plein) et les gouttelettes par classe de taille : 0-25µm (+), 40-80µm (○), 120-160µm (□), 200-240µm (◇)

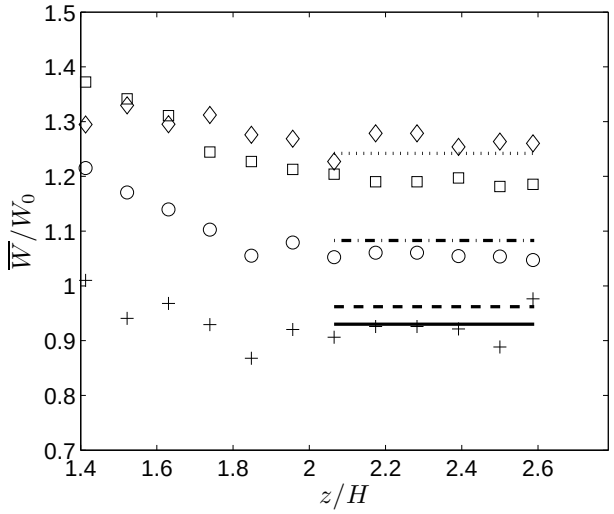

FIGURE 6.14 – Evolution des vitesses moyennes longitudinales adimensionnées, en $x = y = 0$, en fonction de z/H , pour l'air (trait plein) et les gouttelettes par classe de taille : 0-25µm (mesures(+),W_t(...)), 40-80µm (mesures(○),W_t(-.)), 120-160µm (mesures(□),W_t(- -)), 200-240µm (mesures(◇),W_t(–))

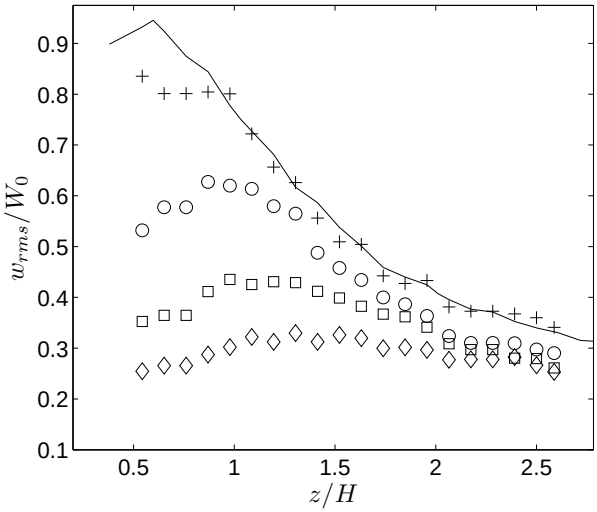

FIGURE 6.15 – Evolution des fluctuations des vitesses longitudinales adimensionnées, en $x = y = 0$, en fonction de z/H , pour l'air (trait plein) et les gouttelettes par classe de taille : 0-25µm (+), 40-80µm (○), 120-160µm (□), 200-240µm (◇)

6.4.4 Evolution radiale des statistiques de vitesse

Les évolutions radiales par classe de tailles des vitesses moyennes et des fluctuations de vitesses sont présentées en Fig. 6.16 à 6.21. Les profils des composantes moyennes présentent une sur-vitesse au centre, en cohérence avec le comportement de la phase porteuse qui présente, elle aussi, une sur-vitesse en entrée de veine due à la présence de l'injecteur au centre de la veine (voir section 5.2.1). Puis ces profils deviennent relativement plats (écart inférieur à 10% entre le centre et les bords) à partir de $z/H = 1.25$. La classe 0-25µm présente, comme précédemment une certaine dispersion en raison du petit nombre d'éléments dans cette classe. Les profils des fluctuations de vitesse présentent une très bonne homogénéité spatiale, dès $z/H = 0.82$, pour les classes au delà de 40-80µm . Puis au-delà de $z/H = 0.82$ cela devient vrai pour toutes les classes.
On peut donc considérer que l'écoulement induit une bonne homogénéisation des vitesses moyennes et des fluctuations de vitesse pour toutes les classes et suivant tout le profil radial à partir de $z/H = 1.25$.

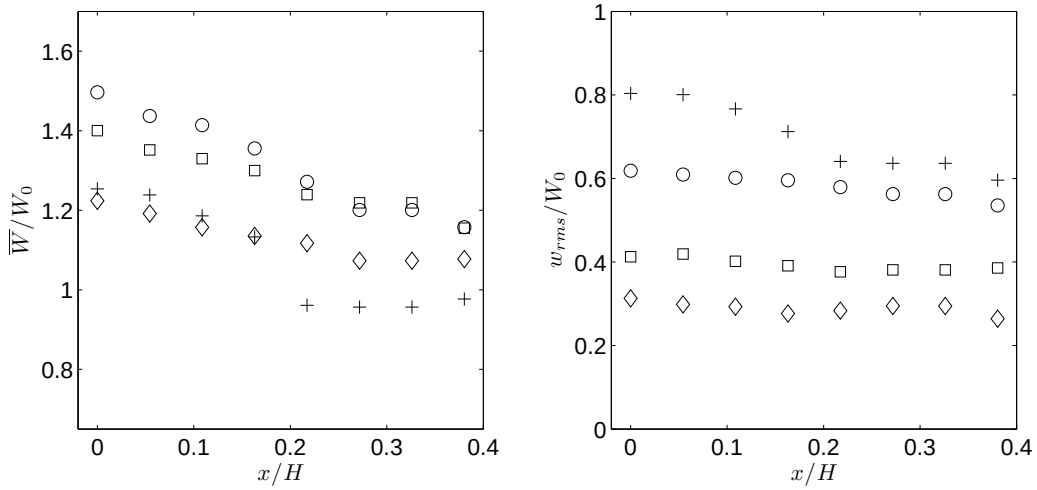

FIGURE 6.16 – Evolution radiale des vitesses longitudinales moyennes (à gauche) et des fluctuations de vitesses longitudinales (à droite), en $z/H = 0.82$, des gouttes par classe de taille : 0-25µm (+), 40-80µm (○), 120-160µm (□), 200-240µm (◇)

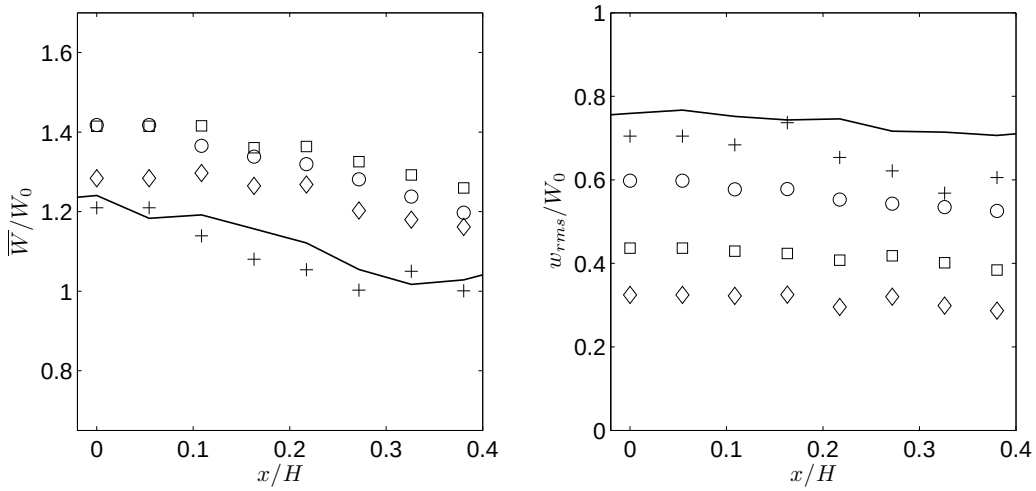

FIGURE 6.17 – Evolution radiale des vitesses longitudinales moyennes (à gauche) et des fluctuations de vitesses longitudinales (à droite), en $z/H = 1.03$, pour l'air (trait plein) et pour les gouttes par classe de taille : 0-25µm (+), 40-80µm (○), 120-160µm (□), 200-240µm (◇)

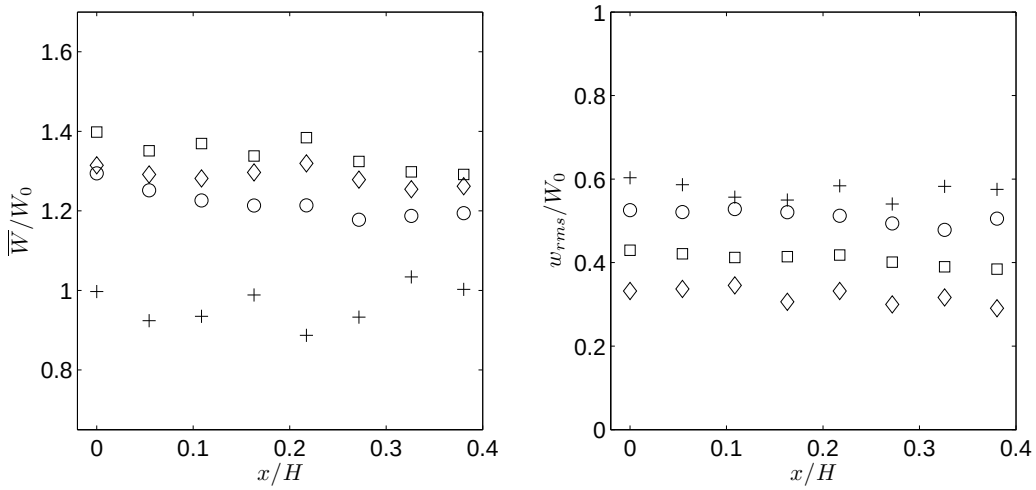

FIGURE 6.18 – Evolution radiale des vitesses longitudinales moyennes (à gauche) et des fluctuations de vitesses longitudinales (à droite), en $z/H = 1.25$, des gouttes par classe de taille : 0-25µm (+), 40-80µm (○), 120-160µm (□), 200-240µm (◇)

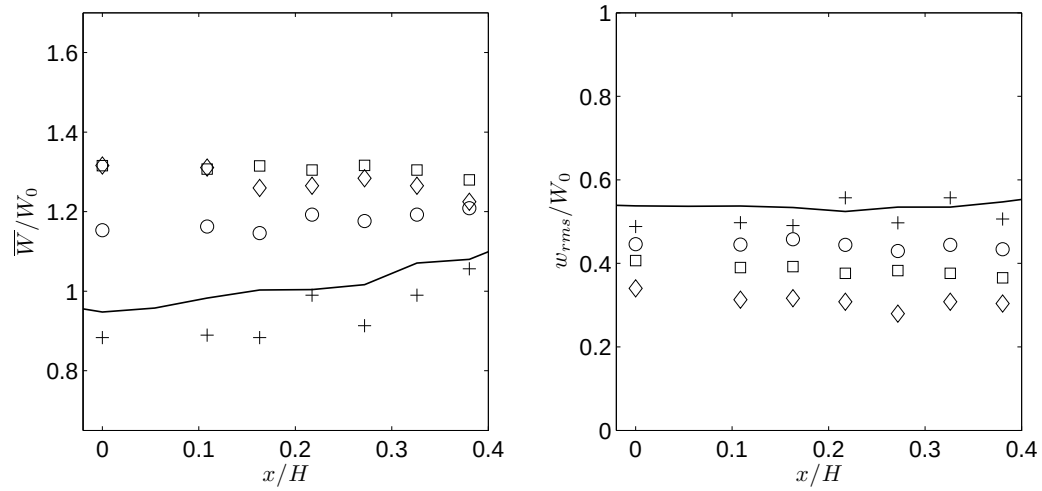

FIGURE 6.19 – Evolution radiale des vitesses longitudinales moyennes (à gauche) et des f uctuations de vitesses longitudinales (à droite), en $z/H = 1.52$, pour l'air (trait plein) et pour les gouttes par classe de taille : 0-25µm (+), 40-80µm (○), 120-160µm (□), 200-240µm (◇)

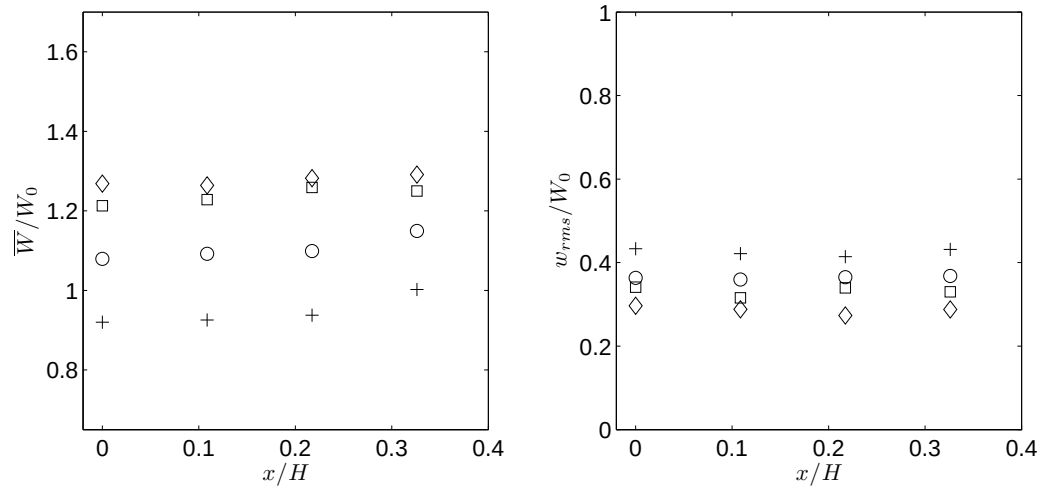

FIGURE 6.20 – Evolution radiale des vitesses axiales moyennes (à gauche) et des f uctuations de vitesses longitudinales (à droite), en $z/H = 1.96$, des gouttes par classe de taille : 0-25µm (+), 40-80µm (○), 120-160µm (□), 200-240µm (◇)

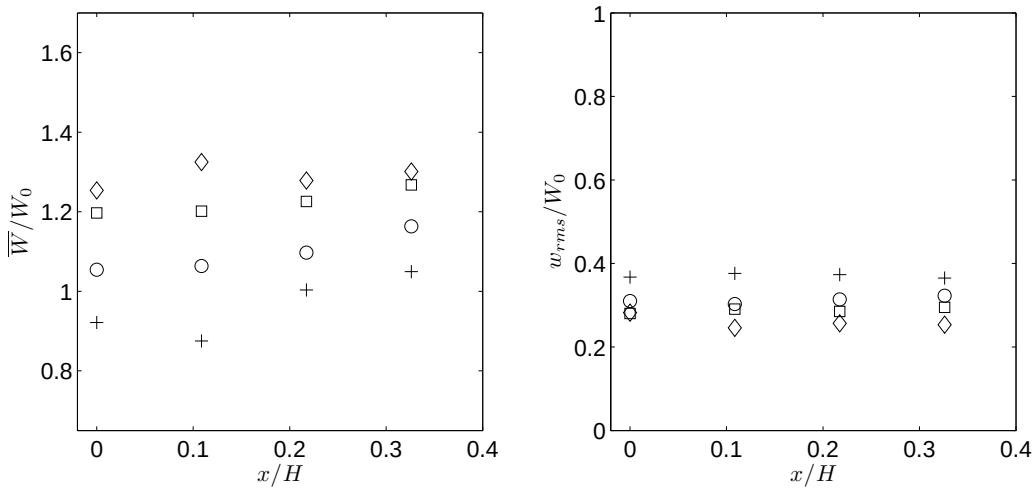

FIGURE 6.21 – Evolution radiale des vitesses longitudinales moyennes (à gauche) et des f uctuations de vitesses longitudinales (à droite), en $z/H = 2.39$, des gouttes par classe de taille : 0-25µm ($+$), 40-80µm ($\circ$), 120-160µm ($\square$), 200-240µm ($\diamond$)

6.4.5 Evolution radiale et axiale des distributions de diamètre

L'évolution des distributions de diamètres sur l'axe des x et à différentes distances de l'injection est présentée en Fig. 6.22. La répartition des diamètres évolue peu radialement. Ce qui montre que, dès l'entrée de la veine, les gouttes se répartissent de manière homogène, en terme de classe de taille, dans toute la largeur de la veine. On note cependant une légère tendance, qui reste vraie en aval et en amont : plus on s'approche de la paroi et moins on rencontre de gouttes de diamètre important au prof t des petites gouttes dont la proportion augmente. Cette tendance peut s'expliquer par le fait que les petites gouttes sont plus facilement chassées hors de l'axe que les grosses en raison de leur faible nombre de Stokes. Les répartitions ne sont présentées que pour $x/H = 0$ et $x/H = 0.22$ pour alléger les f gures. Cette tendance reste vraie pour $x/H = 0.11$ et $x/H = 0.33$.

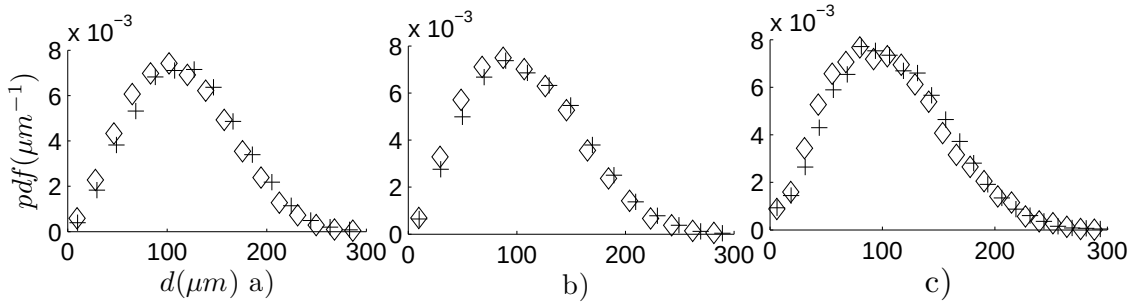

FIGURE 6.22 – Fonction de densité de probabilité des diamètres en nombre en $z/H = 1.03$ (a)), en $z/H = 1.52$(b)), en $z/H = 2.39$ (c)),en différentes positions radiales : $x/H = 0(+)$, $x/H = 0.22(\diamond)$

L'évolution des pdf, le long de l'axe de la veine (Fig. 6.23) montre, là aussi, des distributions de diamètre très proches. Ce résultat est étonnant car on s'attendrait à une évolution. Les gouttelettes les plus petites chauffent plus vite et s'évaporent plus rapidement ; ce qui doit avoir pour effet d'augmenter la proportion relative des grosses gouttelettes. D'autre part, les gouttelettes les plus nombreuses, présentes dans le pic, doivent diminuer en taille tout en restant les plus nombreuses ; on s'attend donc à un décalage du pic vers la gauche. Expérimentalement on constate que la quantité de gouttes diminue à un point tel qu'au delà de $z/H = 2.6$, la fréquence d'acquisition chute à 1 Hz. On peut alors penser que la quasi totalité des gouttes a changé de phase.

Le calcul suivant a été effectué (dans les conditions données précédemment section6.1.3) : la pdf initiale à $z/H = 0.55$ est prise comme référence. Sur cette référence cinq classes de taille sont choisies : 10, 20, 50, 100, 150 et 250µm . On regarde l'évolution que ces classes aurait connu si elles avaient été

dans un train de gouttes monodisperses (Fig. 6.24). Ce calcul est simpliste mais permet de donner une tendance. On constate effectivement une forte diminution des petits diamètres et une faible diminution des grands diamètres. Un tel comportement doit induire un décalage du pic vers les petits diamètres et une augmentation relative des gros diamètres.

L'expérience ne montre donc pas un comportement d'une telle importance. Plusieurs hypothèses peuvent être émises pour comprendre ce phénomène. Ces hypothèses seront reprisent dans le chapitre 7 concernant l'étude du 3-pentanone en section 7.3.

- Les gouttes s'évaporent peu et leur diminution est principalement due aux impacts en parois.
- La saturation est rapidement atteinte dans la veine bloquant le phénomène d'évaporation quelle que soit la classe de taille.

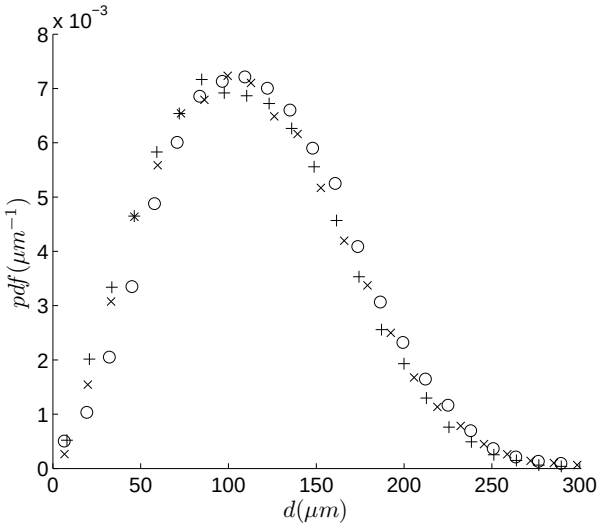

FIGURE 6.23 – Fonctions de densité de probabilité des diamètres en nombre en $x = y = 0$, en différents points le long de l'axe $z/H = 1.03(\times)$, $z/H = 1.52(\circ)$, $z/H = 2.39(\triangle)$

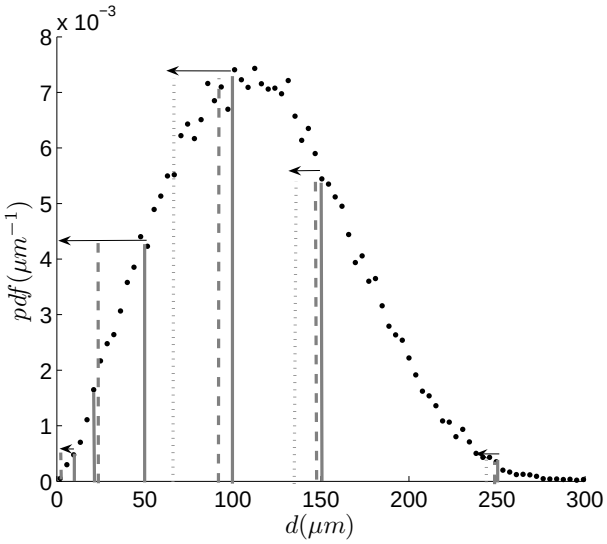

FIGURE 6.24 – Calcul de l'évolution d'une pdf des diamètres de référence prise en $z/H = 0.55$ décomposée en train de gouttes. Evaluation du train de gouttes en $z/H = 0.87$ (trait plein), $z/H = 1.25$ (pointillés longs), $z/H = 2.39$ (pointillés courts)

6.4.6 Inf uence de la présence d'octane

La comparaison entre un cas avec octane pur et un cas avec le mélange étudié, au milieu de la zone de mesure, en $z/H = 1.74$, montre que la présence de 3-pentanone n'a d'inf uence ni sur la répartition des diamètres (Fig. 6.25) ni sur la répartition des vitesses (Fig. 6.26).

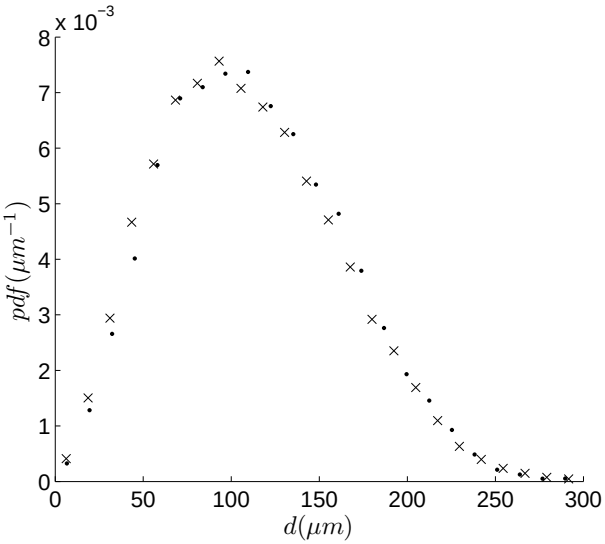

FIGURE 6.25 – Comparaison des fonctions de densité de probabilité des diamètres en nombre en $z/H = 1.74$ entre le cas à octane pur (•) et le cas du mélange à 15% (×)

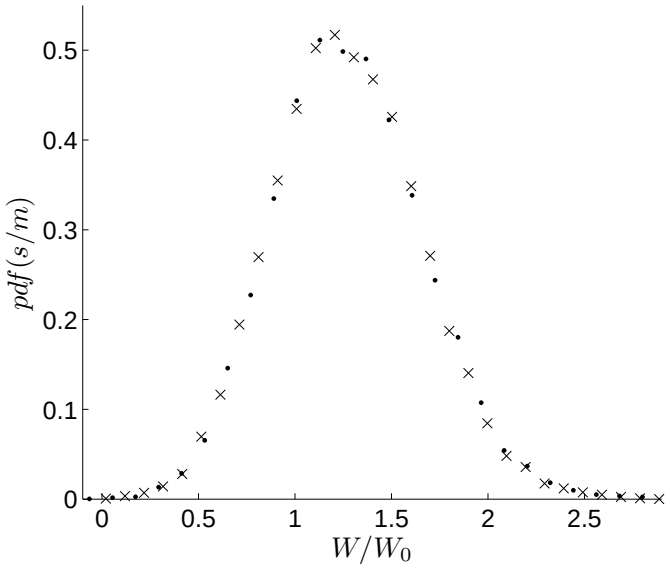

FIGURE 6.26 – Comparaison des fonctions de densité de probabilité des vitesses adimensionnées $z/H = 1.74$ entre le cas à octane pur (•) et le cas du mélange à 15% ($\times$)

6.4.7 Distribution des écarts des temps d'arrivée

Si l'on considère un écoulement laminaire dans lequel les particules sont réparties de manière aléatoire et uniforme, la distribution des écarts des temps d'arrivées suit une loi de Poisson. En section 3.3.2.2, il a été constaté qu'en utilisant des gouttelettes d'huile d'olive se comportant comme des traceurs, la répartition des temps d'arrivée suit une loi de Poisson. Dans le cas de la phase dispersée ce n'est plus le cas.

La répartition des temps d'arrivée en différents points sur l'axe, à différentes distances de l'injection, est présentée en Fig. 6.27. Comme dans le chapitre sur la phase porteuse, la gamme des écarts de temps d'arrivée est représentée sur chaque graphe est entre 0 et $5t0$. Les abscisses ne sont donc pas les mêmes. En revanche les ordonnées présentent le même nombre de décades. L'interpolation n'est faite que sur la partie linéaire.

Pour l'ensemble des pdf on constate une bon accord entre les mesures et la loi de Poisson sauf pour les petits écarts temps, pour lesquels on constate une déviation. Autrement dit, les gouttes du spray présentent une sur-représentation de gouttes proches (petits écarts entre deux gouttes successives) par rapport à une répartition aléatoire. Une interprétation possible est la présence d'amas de gouttelettes. On constate, d'autre part, que cette déviation s'atténue vers l'aval. Ce qui signif e que plus les gouttelettes évoluent vers l'aval, plus il y a homogénéisation et disparition des amas. Cette hypothèse est conf rmée par la suite en utilisant une technique de mesure différente (voir section 7.1.3). Ces mesures sont faites sur l'axe ; les mesures radiales montrent que ces conclusions restent valables sur toute la largeur de la veine.

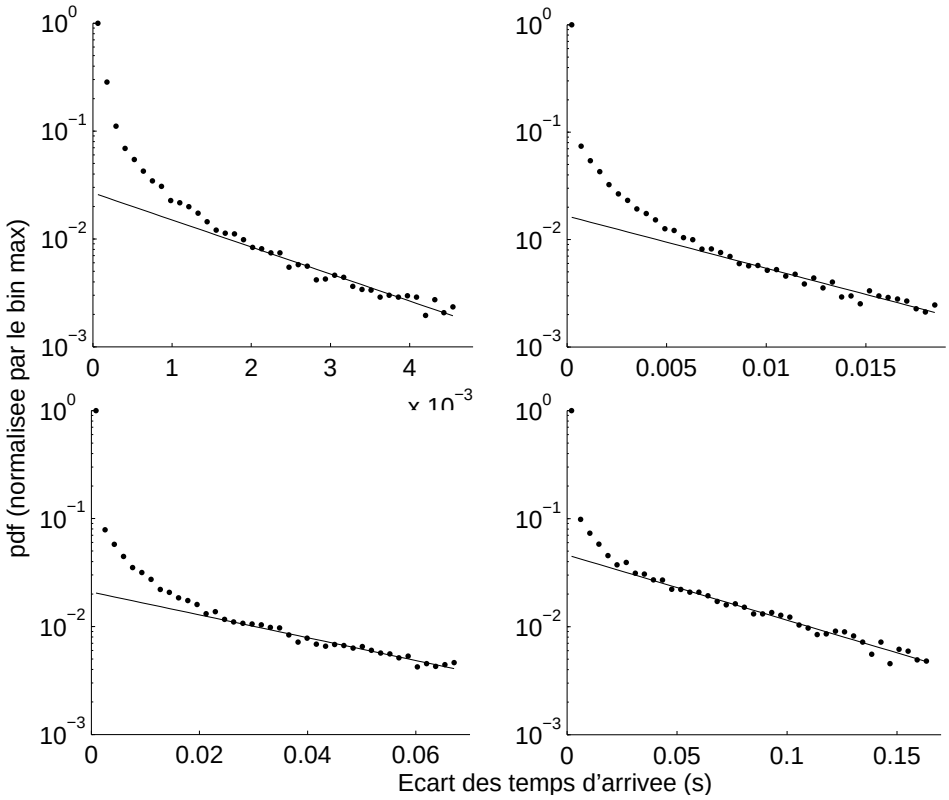

FIGURE 6.27 – Distribution des écarts de temps d'arrivée : mesures (+), interpolation (trait plein), en différents points le long de l'axe : $z/H = 0.65$ en haut à gauche, $z/H = 1.30$ en haut à droite, $z/H = 1.96$ en bas à gauche, $z/H = 2.61$ en bas à droite

Conclusion du chapitre

Le chapitre précédent a eu pour objectif la caractérisation de l'écoulement porteur à froid. Ce chapitre est consacré à l'étude la phase dispersée, dans son ensemble, à chaud. La première étape de cette partie de l'étude a permis de valider l'équivalence des résultats de la phase porteuse à froid et de la phase porteuse à chaud. Ce chapitre contient la caractérisation des conditions initiales du spray à froid et sans écoulement. Ces conditions évoluent fortement dans le spray à chaud en proche injection. Une simulation numérique, avec un code quantif ant la coalescence, a permis de mettre en évidence des effets de celle-ci, expliquant en partie l'évolution des diamètres. Hors de la zone de proche injection, la plus faible densité du spray ne permet pas de noter des effets signif catifs de coalescence. Il n'y a pas de phénomène d'atomisation secondaire.
Les nombres de Stokes des gouttelettes varient de 10^{-2} à 1.5, conduisant à des comportements très différents vis à vis de la turbulence. En effet, les évolutions longitudinales des vitesses moyennes et des f uctuations de vitesses permettent de constater des comportements très différents en fonction de la classe considérée : allant des quasi-traceurs de l'écoulement aux gouttelettes les plus inertielles ne voyant presque pas les f uctuations de l'écoulement. L'utilisation de modèle simple ne permet pas de prédire correctement les vitesses terminales de chute pour les gouttelettes, dont le nombre de Stokes est intermédiaire entre les traceurs et les gouttes les plus inertielles.
Les évolutions radiales des vitesses moyennes et des f uctuations de vitesses ont permis de montrer une homogénéisation dès $z/H = 1.25$, des prof ls et ce quelle que soit la classe de taille.
Un résultat étonnant concernant l'évolution des répartitions des diamètres, qui restent inchangées vers l'aval, a été constaté et plusieurs hypothèses d'explication ont été proposées. Ces hypothèses sont examinées dans le chapitre suivant.
Enf n la présence d'amas, particulièrement présents au début de la veine et dont la quantité diminue le long de la veine, a été quantif ée.

Le chapitre suivant se focalise uniquement sur l'évolution de l'un des deux composés, le 3-pentanone, dans la phase liquide et dans la phase vapeur.

Chapitre 7

Évolution du 3-pentanone en phase liquide et en phase vapeur

Sommaire

7.1 Evolution du 3-pentanone en phase liquide 152

7.1.1 Concentrations de 3-pentanone en phase liquide 152

7.1.2 Répartition des flu de masse de liquide 156

7.1.3 Distance entre les gouttes 158

7.2 Evolution du 3-pentanone en phase vapeur 160

7.2.1 Évolution des grandeurs moyennes de 3-pentanone vapeur 161

7.2.2 Evolution des fluctuation de concentration 163

7.2.3 Répartition des flu de masse de vapeur 168

7.2.4 Caractérisation des inhomogénéités spatiales du mélange 170

7.3 Retour sur les hypothèses d'explication de la diminution des diamètres 172

Dans le chapitre précédent, la phase dispersée a été décrite dans son ensemble (octane et 3-pentanone). Ce chapitre décrit l'évolution de l'un des deux composés uniquement, le 3-pentanone. La fluorescenc laser induite permet de suivre le 3-pentanone en phase liquide d'une part et en phase vapeur d'autre part. L'évolution axiale des profil radiaux de la concentration de 3-pentanone et l'évolution axiale des flu de masse par section sont quantifié pour la phase liquide et la phase vapeur. La présence d'amas de gouttelettes est décrite, à la suite des constatations du chapitre précédent. L'homogénéité temporelle et spatiale de la concentration de 3-pentanone en phase vapeur est analysée.

Rappelons que d'après les chapitres précédents sur les méthodes de mesure et sur les méthodes de post-traitement, l'ensemble des incertitudes cumulées donne une barre d'incertitude de l'ordre 15% sur les valeurs faisant intervenir des grandeurs moyennes et de l'ordre de 10% sur les valeurs faisant intervenir les fluctuation de ces grandeurs.

Déf nition des concentrations

De la même manière que pour la vitesse, la concentration instantanée C peut être décomposée en une partie moyenne $\overline{C}$ et une partie f uctuante c' :

$$C = \overline{C} + c'$$

Cette déf nition est valable en phase liquide (indice l) et en phase vapeur (indice vap). La concentration moyennée sur un prof l sera désignée par $< C >$.

7.1 Evolution du 3-pentanone en phase liquide

7.1.1 Concentrations de 3-pentanone en phase liquide

La méthode de post-traitement est décrite en section 4.2.1 pour la discrimination du liquide et de la vapeur sur les images de f uorescence, en section 4.2.2.2 pour la détermination de la concentration et en section 4.2.4 pour la distance entre gouttes.

Dans cette section, on cherche à caractériser dans un premier temps l'évolution axiale et l'évolution radiale de la concentration moyenne de 3-pentanone en phase liquide. Af n de calculer les prof ls radiaux, une moyenne spatiale est effectuée sur les images. Sur chaque image, le signal est moyenné autour de l'axe optique du laser sur une hauteur f ne de 1 mm ou $z/H = 0.011$. Cela permet de faire converger plus rapidement les mesures. Néanmoins, étant donné le nombre limité de gouttes dans la phase dispersée par unité de volume, il est diff cile de faire complètement converger les mesures en chaque point du prof l radial en un temps de mesure raisonnable. C'est la raison pour laquelle les prof ls sont bruités.
Les prof ls radiaux de concentration de 3-pentanone en phase liquide (Fig. 7.1) montrent une forte concentration de la masse liquide au centre de la veine puis un étalement progressif, associé à une diminution de la quantité de 3- pentanone liquide à mesure que l'on descend le long de la veine. La zone de forte concentration correspond à l'expansion du spray et l'étalement progressif correspond à une homogénéisation du spray dans la veine, associée à un changement de phase.

Ces prof ls sont ensuite intégrés af n d'obtenir le débit massique par section. Pour cela, on utilise les résultats de la phase dispersée, donnés par la technique PDA, af n de calculer une vitesse moyenne. Si l'on choisi, comme vitesse moyenne, la moyenne arithmétique des vitesses, il y aura une même pondération donnée à une petite goutte (par ex. de 10µm de diamètre) et à une goutte plus grosse (par ex. de 100µm de diamètre contenant pourtant 1000 fois plus de liquide). En conséquence, une pondération par la masse, dans le calcul de la vitesse moyenne, semble appropriée.

Une vitesse moyenne, $\overline{W}_{vol}$ associée au volume des gouttes et pondérée par la correction du temps de transit τ_i [1], est donc déf nie :

1. voir la section 4.1 pour le choix et l'explication de la pondération par temps de transit

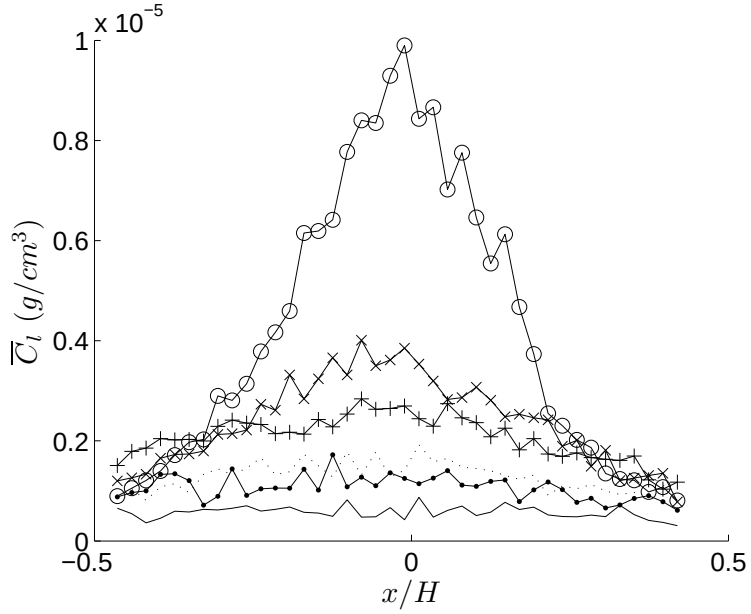

FIGURE 7.1 – Prof ls radiaux de concentration moyenne de 3-pentanone en phase liquide pour $z/H = 0.60$ (∘), $z/H = 0.82$ (x), $z/H = 1.03$ (+), $z/H = 1.25$ (…), $z/H = 1.52$ (•), $z/H = 1.96$ (—)

$$\overline{W}_{vol} = \frac{\sum_{i=1}^{n_{echant}} W_i d_i^3 \tau_i}{\sum_{i=1}^{n_{echant}} d_i^3 \tau_i} \tag{7.1}$$

On calcule le f ux de masse ou débit liquide de 3-pentanone à travers chaque section étudiée (Eq. 7.2), en faisant une hypothèse d'axisymétrie (Eq. 7.3) (Fig. 7.2). Cette hypothèse est justif ée par le fait que le système qui crée le brouillard de gouttelettes est lui même à section circulaire.

$$\dot{m}_{l_{3p\,integre}} = \int_0^{\frac{H}{2}} \int_0^{2\pi} \overline{C}_l(r,\theta)\overline{W}_{vol}(r,\theta) r \mathrm{d}r\mathrm{d}\theta \tag{7.2}$$

$$= 2\pi \int_0^{\frac{H}{2}} \overline{C}_l(r)\overline{W}_{vol}(r) r \mathrm{d}r \tag{7.3}$$

En effectuant une interpolation linéaire sur le logarithme du débit adimensionné en fonction de la distance on trouve une loi de décroissance exponentielle : $\dot{m}_{l_{3p\,integre}}/\dot{m}_{l_{3p\,injecte}} \propto e^{-1.1\frac{z}{H}}$.

Avec $\dot{m}_{l_{3p\,injecte}}$ le f ux de masse de 3-pentanone liquide initialement injecté.

Une comparaison avec un modèle simple d'évaporation bi-composant (voir section 6.1.3) est proposée en Fig. 7.4. On suit une goutte lors de son évaporation dans un train de gouttes. La goutte est initialement à 293 K et contient 15% de 3-pentanone. Le modèle prend en compte le chauffage de la goutte. Le diamètre utilisé pour représenter la goutte correspond au diamètre de Sauter, le D_{32} calculé à

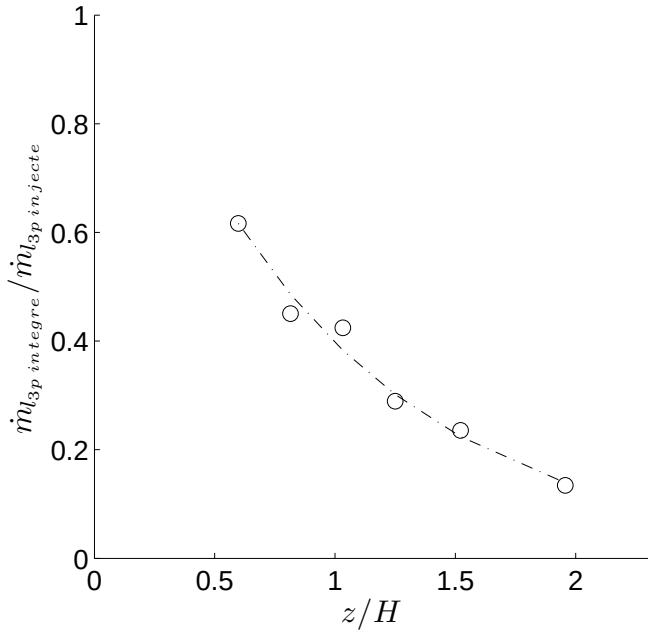

FIGURE 7.2 – Évolution axiale du débit liquide de 3-pentanone adimensionné par le débit injecté, mesures (○), interpolation exponentielle (pointillés)

partir des mesures PDA, $D_{32} = 157\mu m$. La vitesse de cisaillement est prise à 1 m/s.
Les évolutions, le long de la veine du débit liquide et du débit vapeur associé à ce modèle, sont présentées en Fig. 7.3. Lors de l'évaporation d'une goutte, une zone de chauffage est attendue, au cours de laquelle le diamètre reste pratiquement constant et où le débit liquide évolue donc peu. Cette zone est observée pour l'octane mais pas pour pour le 3-pentanone qui ne co-évapore pas avec l'octane ; il s'évapore plus vite.

La comparaison avec le modèle, Fig. 7.4, montre que celui-ci surestime systématiquement le débit mesuré. Ce résultat est évidement à prendre avec précaution. En effet rappelons que l'incertitude sur la mesure est de l'ordre de 15%. D'autre part, le modèle ne prend pas en compte l'impact sur les parois qui a une part, non quantif ée, dans la disparition de la masse. C'est donc une première possibilité d'explication. Enf n ce modèle est simpliste par rapport à la complexité des nombreux phénomènes intervenant dans le cas réel que l'on étudie ici.

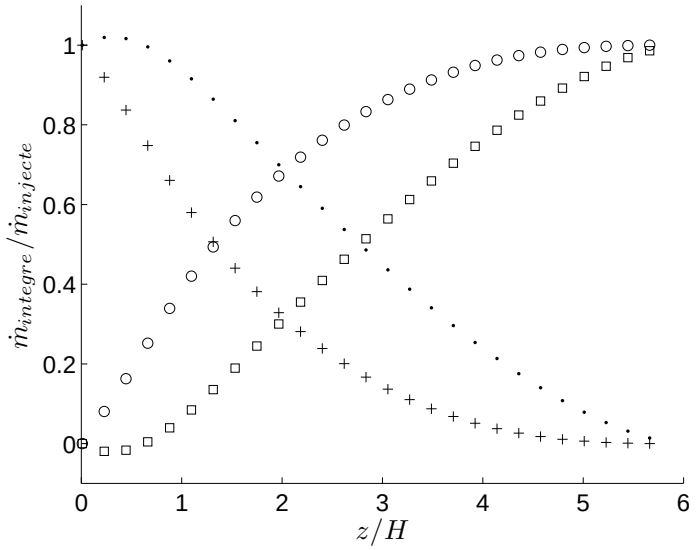

FIGURE 7.3 – Évolution axiale du débit de 3-pentanone liquide (+), vapeur (○) et d'octane liquide (●) et vapeur (□) adimensionné par le débit injecté

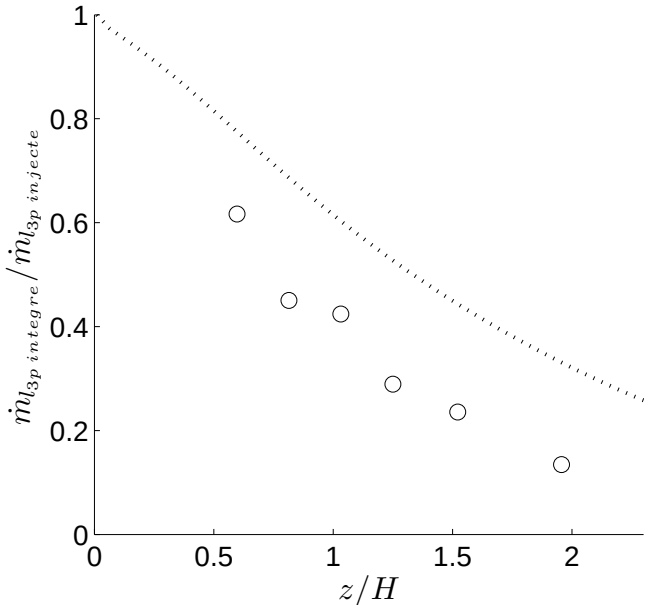

FIGURE 7.4 – Évolution axiale du débit liquide de 3-pentanone adimensionné par le débit injecté, mesures (○), modèle traint de goutte (pointillés)

7.1.2 Répartition des f ux de masse de liquide

Après avoir étudié les débits moyens par section, les débits instantanés et leur pdf sont examinées ici. La f gure 7.5 des pdf de débit de 3-pentanone liquide montre que plus la mesure est faite proche de l'inection plus il probable de trouver des débits instantanés forts et inversement : plus elle est faite loin dans la veine et plus il est probable de trouver des débits instantanés faibles. Ce qui est cohérent, puisque plus on descend le long de la veine, moins il y a de liquide. Lorsque l'on trace cette évolution adimensionnée par le débit obtenu par tranche (Fig. 7.6), on constate que tous les points se situent sur une même courbe. Autrement dit, malgré la disparition de liquide, la distribution des f ux de masse liquide relatifs reste la même le long de la veine. Le long de la veine, il y a donc iso-probabilité d'avoir un f ux très supérieur au f ux moyen intégré sur toute la section considérée. On peut alors être tenté de remettre en cause la présence d'amas. Cependant cette information est une information temporelle et intégrée sur tout un prof l.

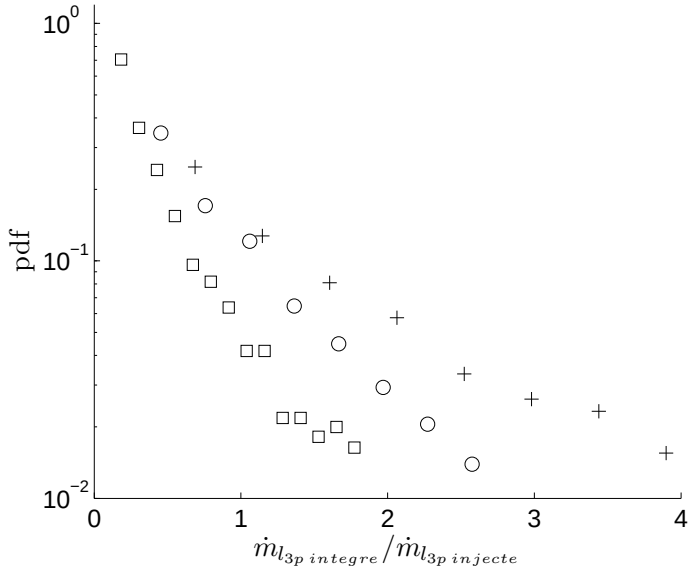

FIGURE 7.5 – Pdf des débits de 3-pentanone liquide adimensionné par le débit injecté, en $z/H = 0.60$ (+), $z/H = 1.25$ (○), $z/H = 1.96$ (□)

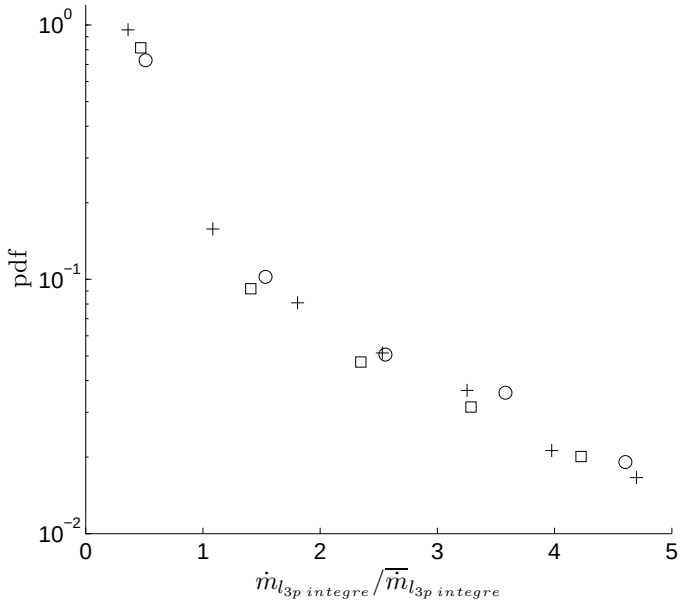

FIGURE 7.6 – Pdf des débits de 3-pentanone liquide adimensionné par le débit moyen à la section considérée, en $z/H = 0.60$ (+), $z/H = 1.25$ ($\circ$), $z/H = 1.96$ ($\square$)

7.1.3 Distance entre les gouttes

Considérons à nouveau (voir section 3.3.2.2) un écoulement où les particules sont réparties de manière aléatoire et uniforme. Si l'on place un volume de mesure dans cet écoulement et que l'on enregistre les temps d'arrivée des particules dans ce volume de mesure : la répartition de ces temps d'arrivée suit une loi de Poisson.

Concernant l'écoulement porteur, la loi est presque parfaitement suivie par les traceurs placés dans l'écoulement (voir section 3.3.2.2). En revanche il a été constaté en (section 6.4.7) que cette loi n'était pas valable pour les petits écarts de temps dans la zone la plus amont de l'écoulement. A mesure que l'on se déplace vers l'aval, la loi devient de plus en plus vraie. L'interprétation donnée est qu'en amont il y a une sur-représentation de gouttes proches, c'est à dire de paquets ou d'amas, favorisant les écarts de temps courts. La répartition des gouttes devient de plus en plus homogène en aval.

L'algorithme décrit en section 4.2.4 permet de trouver les distances entre les gouttes sur une image de fluorescence. Ce calcul, mené sur toutes les images d'une campagne, donne une répartition moyenne des écarts spatiaux entre gouttes. Ici il s'agit d'une mesure différente de la mesure menée par PDA. La mesure en PDA quantifie des écarts temporels, elle est faite sur l'axe avec un petit volume de mesure ($< 1mm$ de long) ; les gouttes peuvent arriver dans le volume de mesure à partir des trois directions de l'espace. La mesure en LIF va, quant à elle, quantifier des écarts spatiaux. Chaque zone d'étude est centrée sur le point où ont été faites les mesures PDA, sur une surface de hauteur et de largeur $z/H = x/H = 0.8$. De plus cette mesure est faite suivant un plan. Il s'agit donc de mesures différentes. Cependant moyennant une hypothèse de transformation du repère temporel en repère spatial à travers la vitesse débitante et l'hypothèse d'axisymétrie, qui permet de comparer des résultats 2D à des résultats 3D, il peut être intéressant de comparer les résultats donnés par l'analyse PDA et l'analyse LIF. Ainsi, la présence d'amas que la mesure PDA a permis de mettre en évidence doit pouvoir être mise en évidence, aussi, sur les images de fluorescence pour les gouttelettes contenant du 3-pentanone.

Les résultats (Fig. 7.7) ne sont présentés que pour des écarts entre les gouttes allant de 0 à 25 mm. Au delà il y a trop peu d'évènements pour que la mesure soit convergée. Afin de faciliter l'interprétation des courbes et de la même manière qu'avec les systèmes d'anémométrie, les pdf sont normalisées par la valeur maximale de la courbe. On remarque dans la partie gauche, correspondant aux petites distances inter-gouttes, une zone de forte décroissance. Cela est dû à la limite de l'analyse avec ce type d'imagerie et de traitement. En deçà d'une certaine distance inter-gouttes (de l'ordre du mm), les gouttes peuvent ne pas être distinguées sur l'image par le processus de traitement et peuvent fusionner ; ce qui induit une sous estimation de leur nombre.

Au delà de cette zone et pour les différentes distances par rapport à l'injection, on constate que plus la mesure est faite en aval et plus l'interpolation, correspondant à la loi de Poisson, est suivie. Ce qui correspond à l'analyse faite en section 6.4.7 : vers l'aval la présence d'amas diminue.

En conclusion, plus on se déplace vers l'aval et moins il y d'amas. Il y a donc une homogénéisation

des gouttelettes dans la veine. Cette homogénéisation est associée à une disparition de masse de liquide par changement de phase. La superposition des pdf de f ux relatifs associés à ce résultat peut être interprétée comme une homogénéisation radiale. Les f ux (intégré sur toute une section) conservent ainsi leur répartition tout en permettant une disparition des amas.

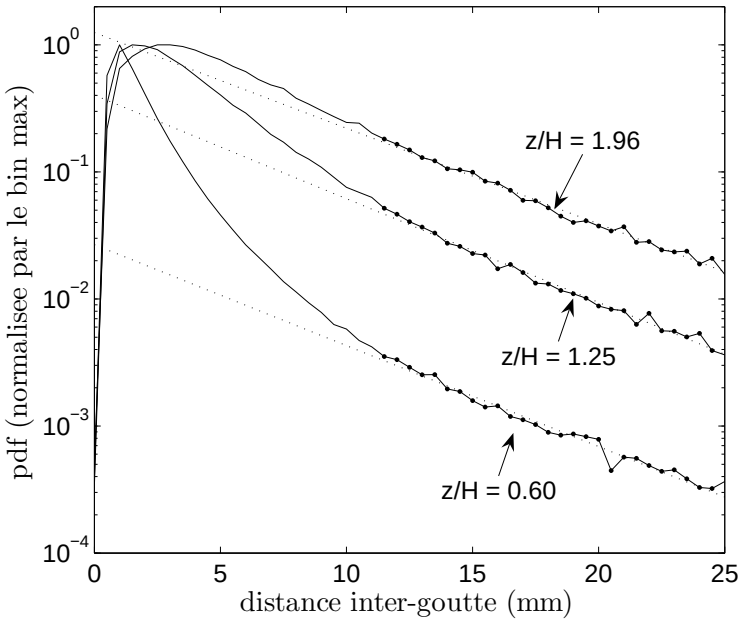

FIGURE 7.7 – Répartition des écarts inter-gouttes, mesures(trait plein), points utilisés pour l'interpolation (•), interpolation (...)

7.2 Evolution du 3-pentanone en phase vapeur

Avant toute analyse quantitative, une visualisation de quelques images de f uorescence du 3-pentanone, caractéristiques des écoulements que l'on rencontre dans la veine peut être intéressante (Fig. 7.8).
Les trois images du haut de la f gure sont prises dans la partie supérieure de la veine. On constate la présence de nombreuses gouttes, et de très fortes inhomogénéités spatiales. Les trois images du bas de la f gure sont prises dans la partie inférieure de la veine. On constate que le nombre de gouttes a très fortement diminué même s'il n'est pas nul. De plus l'homogénéisation rend l'image de vapeur presque homogène ; on distingue cependant encore quelques structures.
Tout cela va être décrit quantitativement dans la suite de cette section. Tout d'abord l'évolution des concentrations moyennes et les f uctuations de concentration seront présentées à travers leurs évolutions axiales et radiales. Puis, l'évolution des f ux de vapeur sera caractérisée. Enf n un opérateur permettant de caractériser l'inhomogénéité des concentrations de vapeur sera déf ni et son évolution axiale exposée.

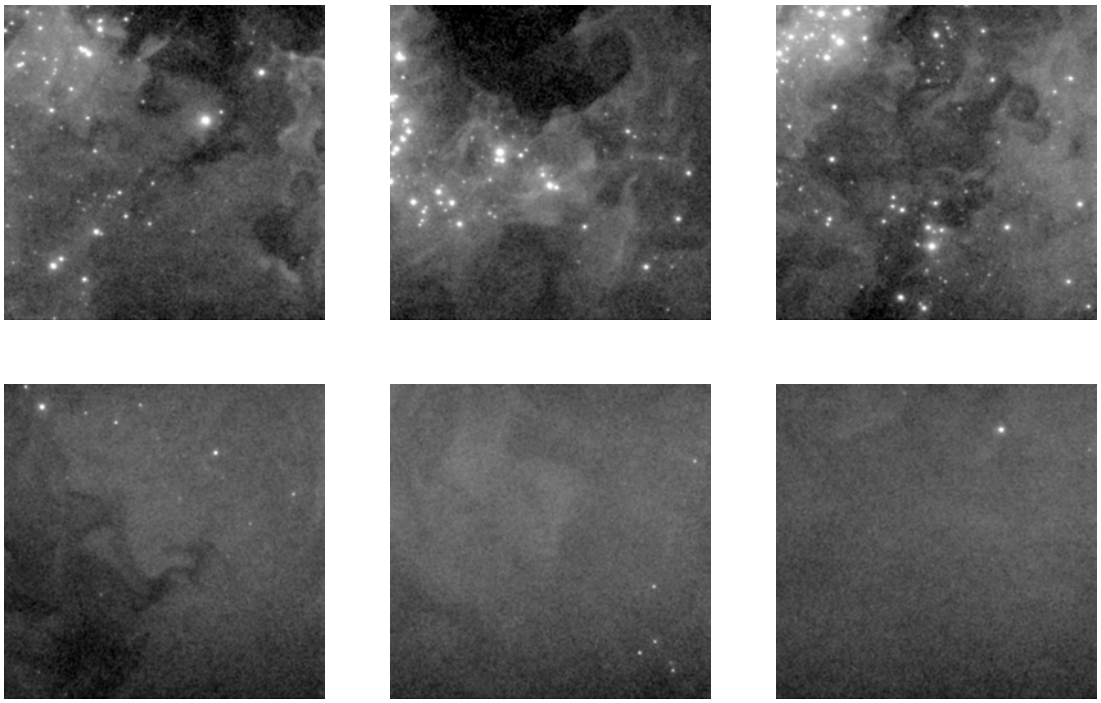

FIGURE 7.8 – Visualisation de quelques images de f uorescence du 3-pentanone issue de l'écoulement : les trois images supérieures sont obtenues dans le haut de la veine ($z/H = 1.5$), les trois images inférieures sont obtenues dans le bas de la veine ($z/H = 5$)

7.2.1 Évolution des grandeurs moyennes de 3-pentanone vapeur

De la même manière que pour la phase liquide, la méthode de post-traitement est décrite en section 4.2.1 pour la séparation du liquide et de la vapeur et en section 4.2.2.1 pour la méthode de détermination de la concentration en phase vapeur.

L'évolution axiale des prof ls radiaux de concentration de 3-pentanone en phase vapeur (Fig. 7.9) montrent des prof ls quasiment plats. On constate cependant une dissymétrie qui atteint 10% entre la partie droite et la partie gauche des prof ls, en $z/H = 4.88$. Il y a deux hypothèses d'explication : d'une part la dissymétrie de l'écoulement déjà constatée Fig. 5.3 et d'autre part l'absorption qui n'est pas parfaitement corrigée.

La dissymétrie des vitesses moyennes de l'écoulement porteur diminue vers l'aval (voir section 5.2.1), alors qu'ici la dissymétrie des concentrations moyennes augmente vers l'aval. L'explication de l'écoulement porteur n'est donc pas la bonne.

Vers l'aval la concentration de 3-pentanone en phase vapeur augmente. Or s'il y a un problème de correction d'absorption, ce problème sera d'autant plus important que la concentration sera élevée. C'est ce que l'on constate. L'hypothèse d'une correction imparfaite de l'absorption est donc la plus probable.

Les prof ls quasi-plats montrent que le mélange turbulent permet de répartir de manière homogène la vapeur du 3-pentanone sur l'ensemble de la largeur de la veine.

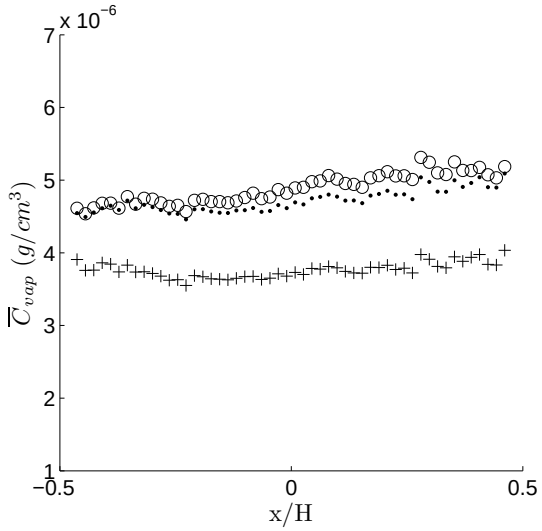

FIGURE 7.9 – Prof ls radiaux de 3-pentanone en phase vapeur en $z/H = 3.14$ (+), $z/H = 4.08$ (•), $z/H = 4.88$ (○)

Les prof ls sont ensuite intégrés.Pour cela, à nouveau, on fait une hypothèse d'axisymétrie. Les prof ls de vitesses axiales quasi-plats à partir de $z/H = 3$, permettent de faire l'hypothèse d'une même vitesse sur toute la largeur de la veine. On prend donc la vitesse débitante $W_0 = 2$ m/s. Cette hypothèse induit un biais puisque l'on néglige une partie de l'aire de la veine ; aire dans laquelle aucune information n'est expérimentalement accessible. On constate Fig. 7.10 qu'à partir de $z/H = 4$: 92 à 95% du débit liquide initialement injecté est retrouvé. Le débit n'augmente presque plus au delà de ce point. Les images (Fig. 7.8) montrent effectivement la présence de gouttes résiduelles contribuant à cet écart. Cepdendant, cette interprétation est à prendre avec précaution puisque la différence entre le débit mesuré et le débit injecté se situe dans la gamme de l'erreur de mesure.

Le modèle présenté en section 7.1.1, basé sur un train de gouttes, prédit une disparition du 3-pentanone liquide en $z/H = 5$. Avec une incertitude de 15% sur les grandeurs moyennes, il y a accord entre l'expérience et ce modèle simple. Comme dans le cas de l'analyse du débit liquide, ce résultat est à prendre avec discernement étant donné la simplicité du modèle par rapport à la complexité des phénomènes qui ne sont pas pris en compte : impact en paroi, évolution des grandeurs thermodynamiques et dynamiques le long de la veine, effet 3D...

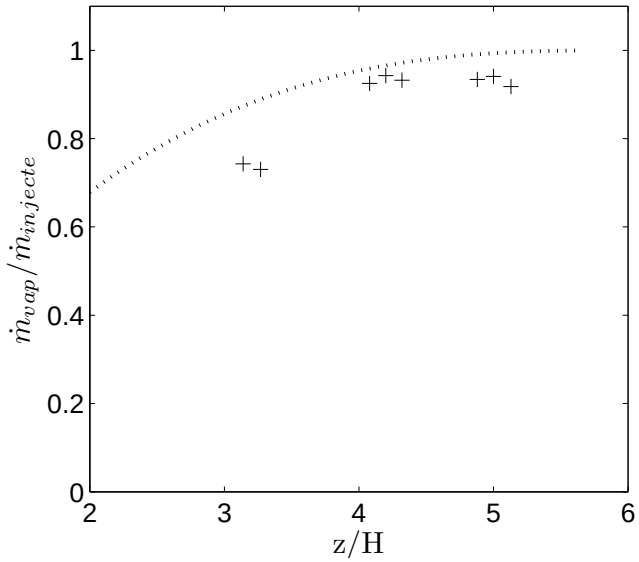

FIGURE 7.10 – Évolution axiale du débit vapeur de 3-pentanone : mesures (+), modèle train de gouttes (pointillés)

7.2.2 Evolution des f uctuations de concentration

Af n d'avoir une référence en terme de mélange, une expérience de mélange d'un scalaire passif a été menée. Pour des raisons pratiques, le scalaire injecté est de l'acétone et l'expérience est menée à froid. Néanmoins la dynamique de l'écoulement porteur à froid et à chaud est la même, comme cela a été montré en section 6.2. Le porte injecteur, qui inf uence l'aérodynamique, est laissé en place. En revanche, l'injecteur est remplacé par le système d'injection du scalaire passif. Les débits sont choisis de manière à ce que la vitesse débitante reste la même : 2 m/s et de manière à ce que l'injection se fasse à la même vitesse que l'écoulement d'air. Les f uctuations ont été intégrées sur une zone autour de l'axe optique, af n là aussi, de permettre une meilleure convergence des mesures.
On constate de très fortes f uctuations de concentration en entrée de veine, de l'ordre de 80% (Fig. 7.11). La décroissance de ces f uctuations est en loi puissance. La loi exacte trouvée par interpolation est $c'_{vap\ rms}/\overline{C}_{vap} \propto z/H^{(-1.04)}$, ce qui peut être ramené aux erreurs de mesures près à $c'_{vap\ rms}/\overline{C}_{vap} \propto \frac{1}{z/H}$. Les f uctuations deviennent particulièrement faibles, inférieures à 10%, en bas de la veine.

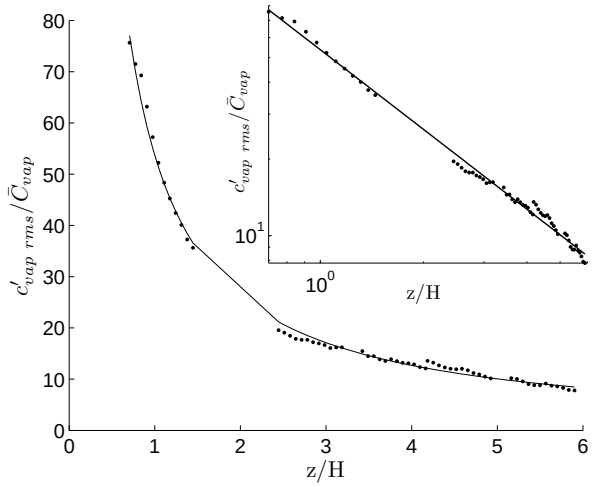

FIGURE 7.11 – Évolution axiale des f uctuations de concentration d'un traceur passif (acétone) en $x = y = 0$, mesures • et interpolation (trait plein)

Alors que les valeurs de concentration moyenne de 3-pentanone semblent avoir atteint un palier montrant que le processus de changement de phase est pratiquement terminé à partir $z/H = 4$, les f uctuations de concentration de 3-pentanone (Fig. 7.12) continuent, quant à elles, à diminuer axialement. Cette décroissance suit le même type de loi puissance que celle obtenue dans le cas du mélange d'un scalaire passif. En revanche l'exposant est plus grand $c'_{vaprms}/\overline{C}_{vap} \propto z/H^{(-0.602)}$; la décroissance est moins rapide. Alors qu'au départ ($z/H = 1.2$) les niveaux de f uctuations sont comparables, vers l'aval les niveaux de f uctuations de concentration du 3-pentanone restent supérieurs à ceux du scalaire passif (Fig. 7.13).
Le mélange semble donc moins eff cace dans le cas diphasique. La présence de gouttelettes peut permettre de favoriser le mélange ; néanmoins les gouttelettes sont elles même source de création de vapeur.

De la compétition de ces deux phénomènes, il résulte que le mélange en présence de gouttelettes est moins eff cace.

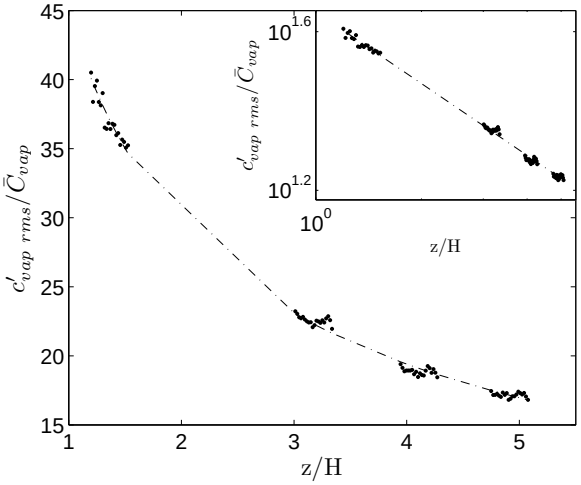

FIGURE 7.12 – Évolution axiale des f uctuations de concentration du 3-pentanone en phase vapeur en $x = y = 0$, mesures • et interpolation (trait plein)

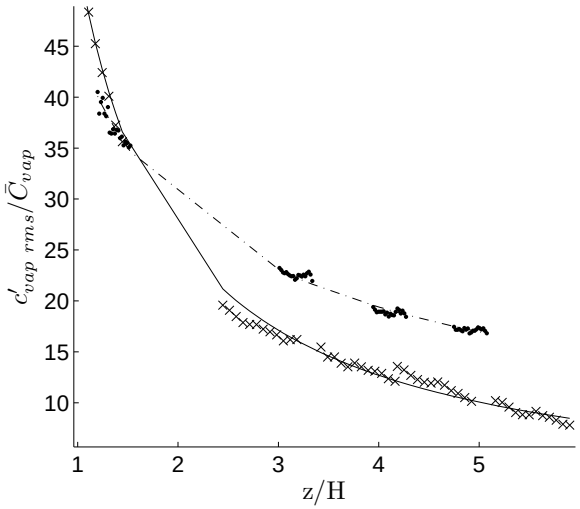

FIGURE 7.13 – Évolution axiale des f uctuations de concentration du scalaire passif (mesures : +, interpolation : trait plein) et du 3-pentanone vapeur en $x = y = 0$ (mesures : •, loi d'interpolation du 3-pentanone : trait pointillé)

Les prof ls radiaux des f uctuations de concentrations (Fig. 7.14) sont relativement plats mais présentent là aussi une légère dissymétrie, entre la partie droite et la partie gauche de la veine. Dans le cas le plus amont, qui présente le plus de dissymétrie, cet écart n'excède cependant pas 4%. Ce phénomène peut être en partie attribué à l'écoulement porteur qui présente lui aussi une légère dissymétrie en terme de f uctuation de vitesse (voir section 5.2.2, Fig. 5.7). D'autre part la correction de l'absorption n'est pas parfaite.

De la même manière que pour les prof ls de concentration moyenne, la présence de prof ls presque plats montre que l'écoulement turbulent homogénéise sur toute la largeur de la veine : à la fois les valeurs de concentration moyennes de 3-pentanone et les f uctuations de concentration. La présentation statistique faite ici est basée sur les différentes réalisations. Cette représentation ne renseigne pas sur l'homogénéité spatiale instantanée. Or l'analyse de quelques prof ls instantanés le long de la veine (Fig. 7.15) montre d'importantes inhomogénéités spatiales dans la partie supérieure, qui s'atténuent dans la partie inférieure. On peut alors se poser la question de l'importance des inhomogénéités spatiales par rapport aux inhomogénéités temporelles que l'on vient de mettre en évidence. La section 7.2.4 aborde cette question.

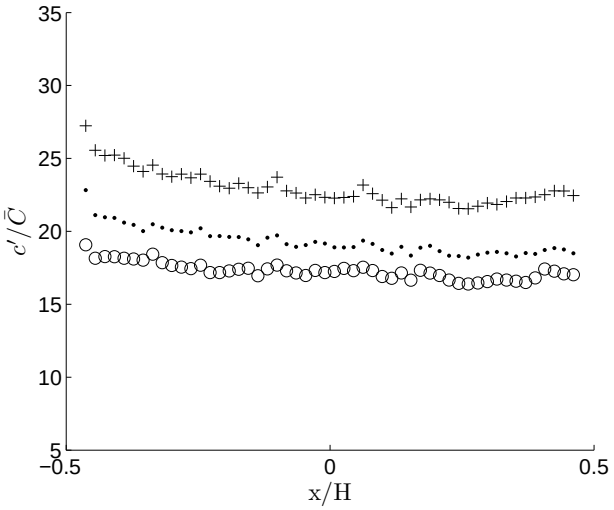

FIGURE 7.14 – Prof ls radiaux des f uctuations de concentration de 3-pentanone en phase vapeur en $z/H = 3.14$ (+), $z/H = 4.08$ (•), $z/H = 4.88$ (○)

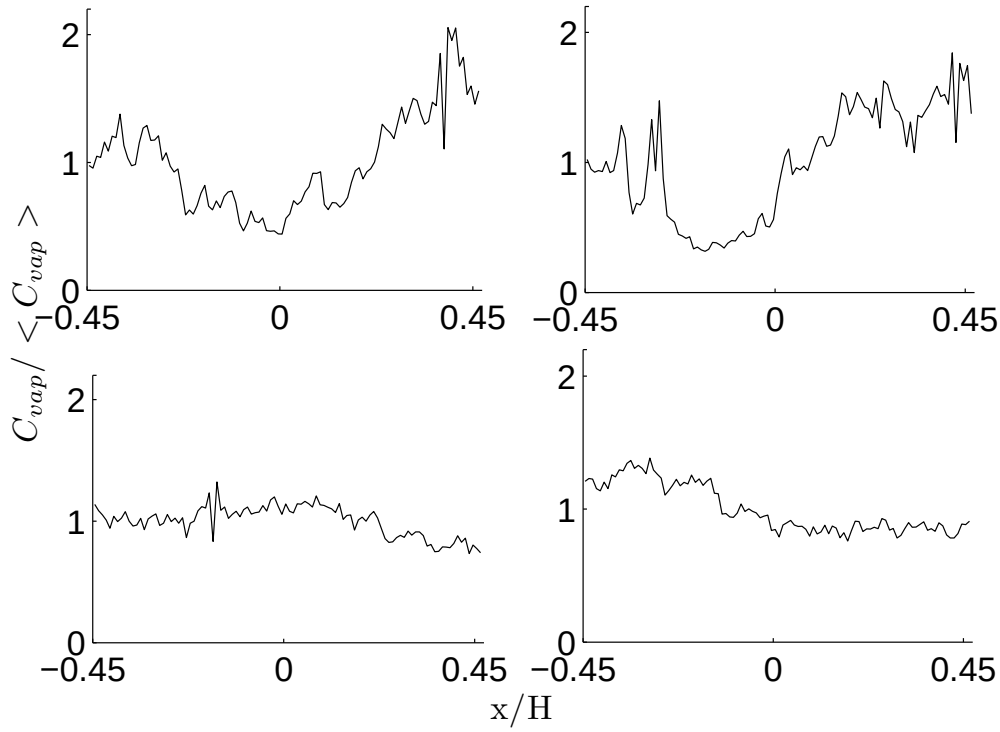

FIGURE 7.15 – Prof ls radiaux de concentration instantanée de 3-pentanone en phase vapeur adimensionnés par la valeur de concentration moyenne sur le prof l (< >). Les deux prof ls supérieurs sont obtenus dans le haut de la veine ($z/H = 1.5$), les deux prof ls inférieurs sont obtenus dans le bas de la veine ($z/H = 5$)

7.2.3 Répartition des f ux de masse de vapeur

De la même manière que cela a été fait pour les f ux de masse de liquide en section 7.1.2, l'analyse des f ux de masse vapeur est proposée ici.

Si la vapeur est répartie de manière homogène temporellement et si toute la phase liquide est passée en phase vapeur, alors la répartition des f ux de masse adimensionnés par le f ux de masse injecté doit être un dirac situé en 1.

Or l'examen de la répartition des f ux instantanés de masse, (Fig. 7.16) ne montre qu'en partie ce comportement.

La moyenne de la pdf, lorsque l'on descend le long de la veine, tend effectivement vers 1 en raison du changement de phase. La forme de la pdf tend progressivement vers un cas symétrique proche du cas gaussien. C'est ce qui est mis en évidence lorsque l'on adimensionne la répartition des f ux de masse par le débit moyen à la section considérée, Fig. 7.17. En amont la répartition est étalée sur une gamme plus large de débits. La proportion de débits forts et de débits faibles augmente ; ce qui diminue l'importance relative des débits moyens. Une interprétation possible est que l'on se trouve dans une zone de forte intermittence de vapeur. Cette interprétation est étayée par l'analyse d'images et des prof ls instantanés (Fig. 7.8 et Fig. 7.15). Cela peut être dû à la fois à l'évaporation et aux impacts en parois qui peuvent créer des poches de vapeurs. Par la suite le mélange turbulent homogénéise ces poches. L'intermittence est réduite, ce qui explique que les pdf des f ux de masse deviennent gaussiennes. La section suivante quantif e la présence de ces intermittences spatiales.

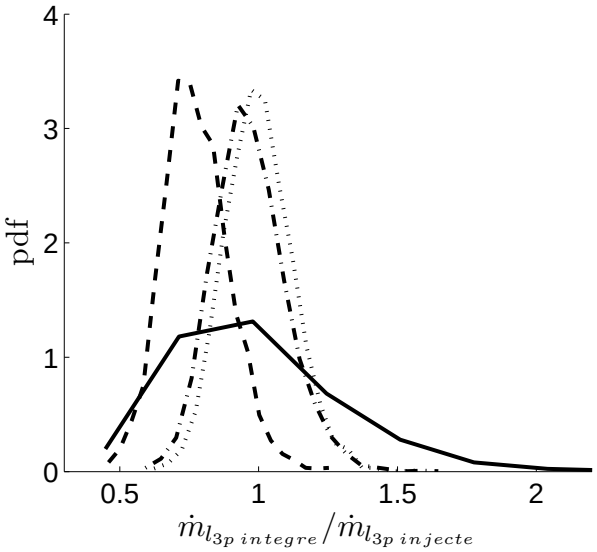

FIGURE 7.16 – Pdf des débits de 3-pentanone en phase vapeur adimensionnés par le débit injecté en $z/H = 1.45$ (trait plein),$z/H = 3.14$ (–), $z/H = 4.08$ (-.-.), $z/H = 4.88$ (...)

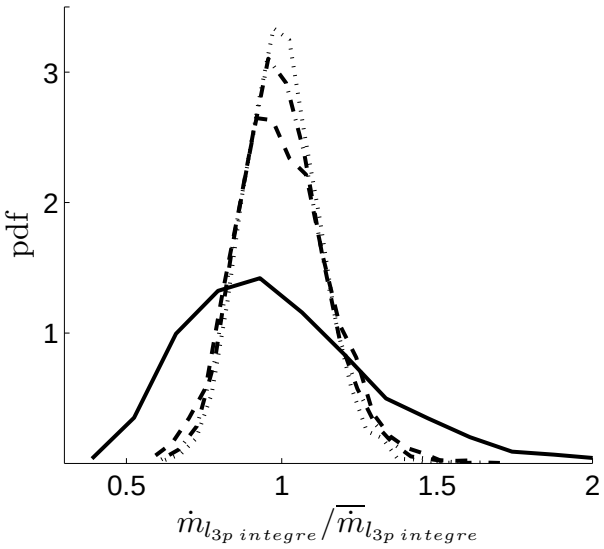

FIGURE 7.17 – Pdf des débits de 3-pentanone en phase vapeur adimensionnés par le débit moyen à la section considérée en $z/H = 1.45$ (trait plein),$z/H = 3.14$ (–), $z/H = 4.08$ (-.-.), $z/H = 4.88$ (...)

7.2.4 Caractérisation des inhomogénéités spatiales du mélange

Afin de quantifier les inhomogénéités spatiales du mélange, on définit le paramètre σ_{c_n} (voir Eq. 7.4). Ce paramètre quantifie l'écart de tous les points d'un profil n à la valeur moyenne, au sens spatial :<>, le long de ce profil. Lorsque $\sigma_{c_n} = 0$, le mélange est homogène le long du profil ; plus il s'écarte de 0 et plus le mélange est hétérogène.
La moyenne sur l'ensemble des réalisations de ce paramètre est $\overline{\sigma}_{c_n}$ (voir Eq. 7.5).

$$\sigma_{c_n} = \frac{1}{< C_n >} \sqrt{\frac{1}{I_{pixel}} \sum_{i=1}^{I_{pixel}} (c_i - < C_n >)^2} \tag{7.4}$$

$$\overline{\sigma}_c = \frac{1}{N_{image}} \sum_{n=1}^{N_{image}} \sigma_{c_n} \tag{7.5}$$

La répartition de σ_{c_n} en différents points le long de l'axe,Fig. 7.18, montre une diminution des valeurs extrêmes de σ_{c_n} ; c'est à dire des évènements extrêmes à forte hétérogénité et une diminution de la valeur moyenne (Fig. 7.19) ; c'est à dire une diminution de l'hétérogénéité de l'ensemble des évènements. Les poches de vapeur que l'on a pu distinguer en haut de la veine, dans la zone de formation de la vapeur, disparaissent donc progressivement le long de la veine au profit d'un mélange plus homogène.

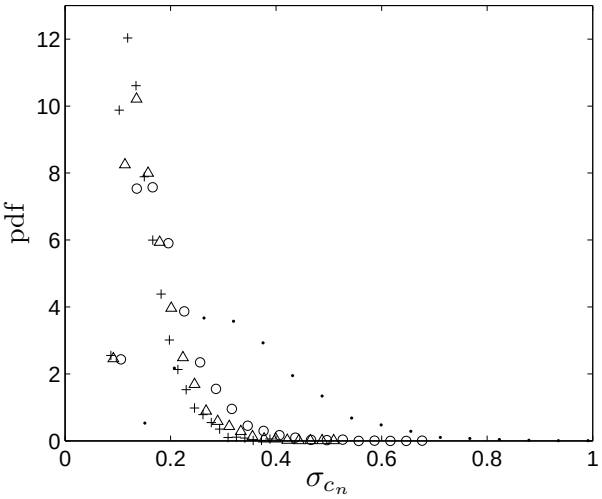

FIGURE 7.18 – Evolution des répartitions du paramètre de mélange, σ_{c_n}, en différents points le long de l'axe ; en $z/H = 1.41$ (•), $z/H = 3.14$ (○), $z/H = 4.08$ (△), $z/H = 4.88$ (+)

Ce résultat peut alors être mis en parallèle avec les fluctuations temporelles moyennées spatialement et caractérisées par $< c'_{vap\ rms}/\overline{C}_{vap} >$. En effet, cette quantité n'est autre qu'une caractérisation de l'inhomogénéité temporelle de la concentration intégrée spatialement sur la largeur de la veine. On constate que la diminution des fluctuations (Fig. 7.20) est proche dans les deux cas aux incertitudes de mesure près. L'homogénéisation spatiale et l'homogénéisation temporelle sont du même ordre.

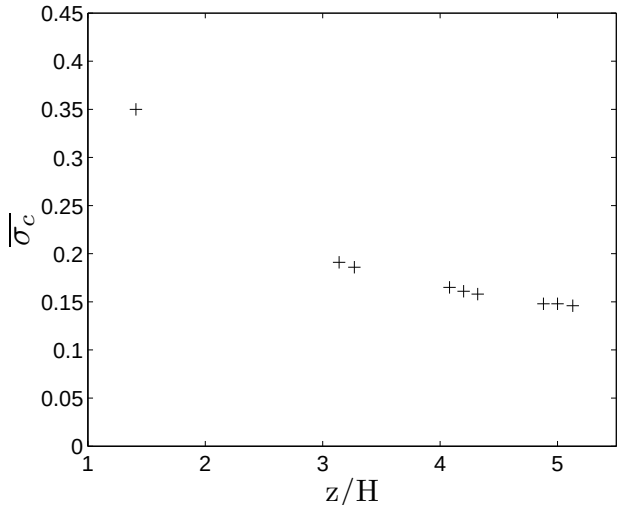

FIGURE 7.19 – Evolution axiale du paramètre de mélange moyenné $\overline{\sigma}_{c_n}$

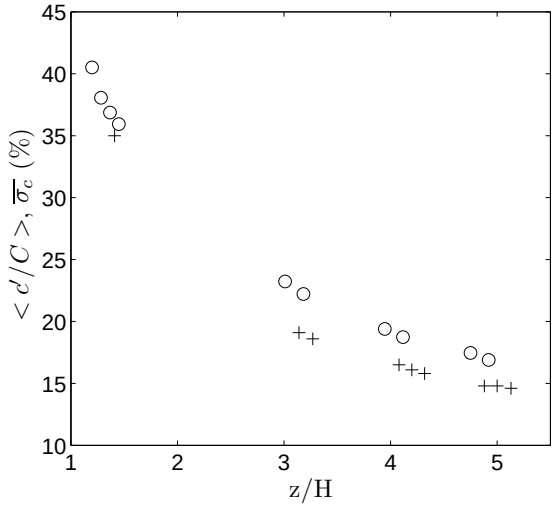

FIGURE 7.20 – Evolution axiale du paramètre de mélange moyenné $\overline{\sigma}_{c_n}$ (+) et des fluctuations de concentration $< c'_{vap\ rms}/\overline{C}_{vap} >$ (○)

7.3 Retour sur les hypothèses d'explication de la diminution des diamètres

Dans la section 6.4.5, concernant la répartition des diamètres, il a été noté que l'amplitude de l'évolution de cette répartition est particulièrement faible vis à vis de ce qu'un modèle et une analyse simples prédisent.

- Hypothèse 1 : Les gouttes s'évaporent peu et leur diminution est principalement due aux impacts en parois.

  Or les résultats de f uorescence ne montrent pas une concentration signif cativement supérieure de 3-pentanone le long des parois (voir section 7.2.1). Et cela aussi bien en termes de valeurs moyennes que de f uctuations. D'autre part aucun f lm liquide n'est observé sur les hublots.
- Hypothèse 2 : la saturation est rapidement atteinte dans la veine bloquant le phénomène d'évaporation quelle que soit la classe de taille.

  Les gouttent f nissent par s'évaporer complètement puisque d'une part la fréquence d'acquisition chute fortement lors de l'acquisition en PDA et d'autre part la saturation en 3-pentanone est atteinte (voir section 7.2.1).

Conclusion du chapitre

Après avoir caractérisé la phase dispersée dans sa globalité avec la technique PDA, ce chapitre a permis de décrire un seul des composés du mélange bi-composant. Ce composé a été étudié en phase liquide et phase vapeur à travers les concentrations moyennes, les fluctuations de concentration et l'évolution des flux de masse.

Concernant la phase liquide, une loi de décroissance exponentielle de la disparition du flux de masse a été mise en évidence. Une comparaison de ces mesures avec un modèle simple montre une tendance similaire et une sous-estimation de l'évaporation de la part du modèle. Ces différences peuvent être attribuées aux phénomènes non pris en compte par le modèle et aux hypothèses simplificatrices utilisées dans le modèle.

Enfin les écarts entre des distances mesurées entre gouttes et celles prédites par la loi de Poisson montrent la présence d'amas dont la quantité diminue le long de la veine. En revanche il y a iso-répartition des flux de masse relatifs. On en conclut que la disparition des amas est due à une homogénéisation radiale.

Concernant la phase vapeur, la qualité du mélange et l'évolution des inhomogénéités, importantes pour les motoristes qui s'intéressent aux propriétés des mélanges afin d'optimiser la combustion, a été quantifiée. En particulier il a été constaté que l'injection de gouttelettes modifie les propriétés de mélange par rapport au cas d'injection d'un scalaire passif en entrée de veine. La présence de gouttelettes induit une homogénéisation moins rapide que dans le cas mono-phasique. Les gouttelettes peuvent permettre un meilleur mélange de la phase vapeur, cependant elles sont aussi source de vapeur. De la compétition entre ces deux phénomènes, il résulte que le mélange en présence de gouttelettes évaporantes est ici moins efficace que sans gouttelette.

Les pdf des flux de masse montrent des répartitions gaussiennes à partir de $z/H = 3$. Plus en amont le mélange présente de fortes inhomogénéités. La présence de poches de vapeur ayant radicalement été réduite, cette limite présente des propriétés d'homogénéité intéressantes du point de vue du mélange en précombustion. Enfin l'évolution des fluctuations de concentration le long de la veine, suit sensiblement la même loi du point de vue temporel et du point de vue spatial.

Conclusion et perspectives

Cette étude a eu pour objectif la quantif cation des phénomènes d'évaporation d'un spray de gouttelettes dans un écoulement de canal chauffé et fortement turbulent. Le liquide injecté est bi-composants ; octane (85%) et 3-pentanone (15%).

La première partie du travail a consisté à adapter la veine aux conditions du projet ASTRA dans lequel s'inscrit ce travail.

A l'issu de cette adaptation l'écoulement porteur a été qualif é. Cet écoulement présente une vitesse débitante faible, 2 m/s, af n de permettre un temps de transit suff samment long des gouttelettes dans la veine. L'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe présente une zone de forte décroissance jusqu'en $z/H = 2$, puis une inversion des vitesses et une zone quasi établie à partir de $z/H = 4$. Les prof ls de vitesses moyennes sont quasi plats (écarts maximals de l'ordre de 10%) à partir de $z/H = 4$. Les prof ls de f uctuations de vitesses le sont dès l'entrée en $z/H = 0.65$. La turbulence est intense ; l'intensité est de 100% en entrée de veine et reste à 30% en $z/H = 5$ de l'injection. Néanmoins, la décroissance de la turbulence suit le même type de loi que ce qui est habituellement constaté en turbulence de grille. D'intéressantes propriétés d'isotropie sont mesurées : à partir de $z/H = 1.5$, le rapport d'isotropie sur l'axe est compris entre 0.9 et 1.1 et les tensions de Reynolds indiquent que les f uctuations de vitesse sont décorellées. La vitesse débitante a une inf uence inférieure à 10% quelle que soit la grandeur considérée. L'injecteur a une inf uence de l'ordre de 10% sur la vitesse moyenne en zone d'entrée et chute à 8% à partir de $z/H = 2.5$. L'écoulement n'est donc pas complètement indépendant de la présence de l'injecteur. En revanche les f uctuations ont une faible sensibilité à la présence de l'injecteur.

Une fois l'écoulement porteur qualif é, les gouttelettes sont injectées dans l'écoulement chauffé et elles sont étudiées grâce à la mesure de leur diamètre et de leur vitesse. Cette étude concerne le mélange octane/3-pentanone dans son ensemble.

Les conditions initiales du spray sans écoulement et à froid sont caractérisées. Ces conditions évoluent fortement en présence de l'écoulement et ce presque dès l'injection ; là où l'inf uence de l'évaporation est encore très faible. Cette évolution est attribuée à des phénomènes de coalescence. Ces phénomènes étant complexes à quantif er analytiquement, on a recourt à une simulation numérique. Celle-ci montre qu'ils ne sont effectivement pas négligeables dans cette zone. Au delà en revanche, la coalescence devient négligeable. D'autre part, l'analyse dimensionnelle montre qu'il n'y a pas d'atomisation secondaire.

Les nombres de Stokes des gouttelettes, basés sur l'échelle intégrale, varient de 0.01 à 1.5 conduisant à des comportements très différents vis à vis de la turbulence. Les évolutions axiales des vitesses moyennes et des fluctuations de vitesses montrent effectivement des comportements allant des quasi-traceurs de l'écoulement à des gouttes inertielles ne voyant presque pas les fluctuations du fluide. Les vitesses de chutes ne sont pas prédites correctement par un modèle simple pour les gouttelettes dont le nombre de Stokes est intermédiaire entre les traceurs et les gouttes les plus inertielles. L'homogénéisation des profils de vitesses moyennes des gouttelettes dans l'écoulement a lieu des $z/H = 1.25$ quelle que soit la classe de taille.
La répartition des diamètres est supposée montrer une évolution lors de l'évaporation. Les petites gouttes ont une inertie thermique plus faible que les grosses et moins de masse. Elles disparaissent donc plus vite. D'autre part, les gouttes les plus nombreuses formant le pic de la pdf doivent voir leur taille diminuer et donc le pic se décaler vers les petits diamètres. Cette idée est appuyée par une simulation numérique simple. Or on ne constate pas d'évolution. Plusieurs hypothèses sont proposées : les gouttes ne s'évaporent que peu et la diminution de la quantité de liquide est uniquement due aux impacts en paroi, la saturation est atteinte rapidement bloquant l'évaporation. Cependant ces hypothèses sont rejetées par la suite. Cette question reste donc ouverte. Enfin la présence d'amas particulièrement présents au début de la veine et dont la quantité diminue le long de la veine a été mise en évidence.

Enfin le dernier chapitre traite de l'évolution d'un des composés en phase liquide et en phase vapeur. Concernant la phase liquide, une loi de décroissance exponentielle de la disparition du flux de masse a été constatée. Une comparaison de ces mesures avec un modèle simple montre une tendance similaire mais une sous-estimation de l'évaporation de la part du modèle. Ces différences peuvent être attribuées aux phénomènes non pris en compte par le modèle, en particulier la présence d'impacts des gouttelettes en paroi mais aussi aux hypothèses simplificatrices utilisées dans le modèle.
Enfin les écarts entre des distances mesurées entre gouttes et celles prédites par la loi de Poisson montrent la présence d'amas dont la quantité diminue le long de la veine. En revanche il y a iso-répartition des flux de masse relatifs. On en conclut que la disparition des amas est due à une homogénéisation radiale.
Concernant la phase vapeur, la qualité du mélange et l'évolution des inhomogénéités, importantes pour les motoristes qui s'intéressent aux propriétés des mélanges afin d'optimiser la combustion, ont été quantifiées. En particulier il a été constaté que l'injection de gouttelettes modifie les propriétés de mélange par rapport au cas d'injection d'un scalaire passif en entrée de veine. La présence de gouttelettes induit une homogénéisation moins rapide que dans le cas mono-phasique. Or les gouttelettes peuvent permettre un meilleur mélange de la phase vapeur, cependant elles sont aussi source de vapeur. De la compétition entre ces deux phénomènes, il résulte que le mélange en présence de gouttelettes évaporantes est, ici, moins efficace. Les pdf des flux de masse montrent des répartitions gaussiennes à partir de $z/H = 3$. Plus en amont le mélange présente de fortes inhomogénéités. La présence de poches de vapeur ayant radicalement été réduite, cette limite présente des propriétés d'homogénéité intéressantes du point de vue du mélange en précombustion. Enfin l'évolution des fluctuations de concentration le long de la veine suit

sensiblement la même loi du point de vue temporel et du point de vue spatial.

Perspectives

Concernant les perspectives à court terme, ces données sont utilisées dans le cadre de la thèse de V. Bodoc afin de faire une validation du code de calcul CEDRE de l'ONERA.

A plus long terme, plusieurs voies pourront être explorées sur ce dispositif expérimental. Dans la continuité de cette étude il serait intéressant d'avoir accès simultanément à la phase porteuse et à la phase dispersée, en situation d'évaporation. Cela peut être possible en injectant des traceurs de taille supérieure et en travaillant à température plus basse, afin de limiter l'évaporation des traceurs. Pour cela la phase dispersée doit être constituée de composants plus volatiles afin qu'ils s'évaporent à des températures plus basses.

L'utilisation de la mesure par PDA afin d'avoir accès aux deux phases simultanément a été étudiée par Ferrand et al. (2003). Grâce à la mesure simultanée du diamètre et de la vitesse il est possible de savoir quand on est en présence d'un traceur ou d'une particule plus inertielle. La reconstruction du signal du fluide vue par les particules est alors envisageable.
Une autre technique envisageable est d'utiliser le système de LIF présenté précédemment mais avec les deux cavités du laser afin de faire du suivi de particules comme cela est fait en PIV, tout en ayant accès à l'information sur la concentration. Cependant, la dynamique de la caméra ne permet pas de visualiser simultanément les traceurs et les gouttelettes sans saturation. Si les traceurs ne fluorescent pas à la même longueur d'onde que les gouttelettes il est possible de séparer l'information. Pour cela on utilise un séparateur optique qui divise le signal en deux. Le premier signal passe par un filtre adapté à la longueur d'onde de la fluorescence des traceurs et est envoyé sur une caméra. Le second signal passe par un filtre adapté à la longueur d'onde de la fluorescence de la phase porteuse et est aussi envoyé sur une caméra. Cela permettrait de remonter aux vitesses relatives et fluctuations instantanées et de les corréler aux échanges entre phases.

Il pourrait aussi être intéressant d'injecter les particules, non pas dans la zone initiale, mais directement dans la zone établie présentant des profils de vitesse plats et d'intéressantes propriétés d'isotropie. Pour cela il faut complètement changer le dispositif d'injection de carburant et par exemple le remplacer par plusieurs petits injecteurs coudés. Une fois ce système conçu, l'étude de l'évaporation qui vient d'être évoquée peut être menée dans des conditions initiales mieux maitrisées que celles de cette étude. D'autre part l'étude de la coalescence en faisant varier des paramètres telles que la fraction massique, la vitesse de glissement, etc... peut être envisagée.

Enfin, on peut imaginer ne plus utiliser des gouttelettes comme phase dispersée mais plutôt des particules solides, afin de travailler sur les phénomènes de collision.

Bibliographie

Abramzon, B. and W. Sirignano (1989, September). Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *International Journal of Heat and Mass Transfer 32*(9), 1605–1618.

Absil, L. (1995). *Analysis of laser doppler measurement technique for application in turbulent flows*. Ph. D. thesis, Universite technique de Delft.

Albrecht, H.-E., M. Borys, N. Damaschke, and C. Tropea (2003). *Laser doppler and phase doppler measurement techniques*. Springer.

Atthasit, A. (2003). *Etude expérimentale des phénomènes d'interaction dans les jets diphasiques denses au moyen des jets rectilignes monodisperses.* Ph. D. thesis, ENSAE.

Barnett, D. and H. Bentley (1974). Statistical bias of individual realization laser velocimeters. *Proc. Second Int. Workshop Laser Velocimetry*.

Bazile, R. and D. Stepowski (1995, November). Measurements of vaporized and liquid fuel concentration f elds in a burning spray jet of acetone using planar laser-induced f uorescence. *Experiments In Fluids 20*(1), 1–9.

Bédat, B. and R. K. Cheng (1995, February). Experimental study of premixed f ames in intense isotropic turbulence. *Combustion and Flame 100*(3), 485–494.

Belt, R. and O. Simonin (2009). Quadrature method of moments for the pdf modeling of droplet coalescence in turbulent two phase f ows. In *Proceedings of FEDSM2009 ASME 2009 Fluids Engineering Division Summer Meeting August 2-6, 2009, Vail, Colorado USA*.

Betchov, R. (1956). An inequality concerning the production of vorticity in isotropic turbulence. *Journal Of Fluid Mechanics 1*, 497–504.

Birch, K. P. and M. J. Downs (1993, September). An updated edlen equation for the refractive-index of air. *Metrologia 30*(3), 155–162.

Birouk, M. and I. Gokalp (2006). Current status of droplet evaporation in turbulent f ows. *Progress in Energy and Combustion Science 32*, 408–423.

Birouk, M., B. Sarh, and I. Gokalp (2003). An attempt to realize experimental isotropic turbulence at low reynolds number. *Flow Turbulence And Combustion 70*(1-4), 325–348.

Bonnier, G. and E. Devin. Couples thermoélectriques. *Technique de l'ingénieur R 2 590 1*.

Buchhave, P., W. K. George, and J. Lumley (1979). The measurement of turbulence with the laser-doppler anemometer. *Annual Review of Fluid Mechanics 11*, 443–503.

Chiang, C. and W. Sirignano (1993). Axisymmetric calculation of three droplets interactions. *Atomization and Sprays 3*, 91–107.

Cochet, M. (2007). *Evaporation de gouttelettes polydispersées dans un écoulement de canal fortement turbulent. Analyse de la formation du mélange diphasique par image de fluorescence.* Ph. D. thesis, INPT.

Collet, K. (2007). Caracterisation thermique d´ une veine - responsables : Moreau f. et bazile r. Master's thesis, IUT Mesure physique / IMFT.

Comte-Bellot, C. and S. Corrsin (1966). The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. *Journal Of Fluid Mechanics 25*, 657–682.

Craya, A. (1958). Contribution à l'analyse de la turbulence associée à des vitesses moyennes. *Pub. Scien. Tech. Ministère de l'air 345*.

Doué, N. (2005). *Modélisation de l'évaporation de gouttes multicompsants*. Ph. D. thesis, ENSAE.

Edwards, R. V. (1987, June). Report of the special panel on statistical particle bias problems in laser anemometry. *Journal Of Fluids Engineering-Transactions Of The Asme 109*(2), 89–93.

Elghobashi, S. (1994). On predicting particle-laden turbulent f ows. *Applied Scientific Research 52*, 309–329.

Erdmann, J. C. and R. I. Gellert (1976). Particle arrival statistics in laser anemometry of turbulent-f ow. *Applied Physics Letters 29*(7), 408–411.

Feller, W. (1957). *An Introduction to Probability Theory and its Applications*, Volume 1. Wiley.

Ferrand, V., R. Bazile, J. Boree, and G. Charnay (2003). Gas droplet turbulent velocity correlations and two phase interaction in an axisymmetric jet laden with partly responsive droplets. *International Journal of Multiphase Flow 29*, 195–217.

Flögel, H. (1987). Untersuchung von teilchengeschwindigkeit und teilchengrösse mit einem laser-doppler-anemometer. Master's thesis, Diplomarbeit im Studiengang Physik, Universität Bremen, Bremen, Allemagne.

Frossling, N. (1938). Gerlands beiter. *Geophysics 52*, 170–216.

Fuchs, W., H. Nobach, and C. Tropea (1994, September). Laser-doppler anemometry data simulation - application to investigate the accuracy of statistical estimators. *Aiaa Journal 32*(9), 1883–1889.

Fujikawa, T., Y., and K. Aklhama (1997). Quantitative 2-d fuel distribution measurements in an si engine using laser-induced f uorescence with suitable combination of f uorescence tracer and excitation wavelength. *SAE Paper 972944*.

George, W. (1975). Limitations to measuring accuracy inherent in the laser doppler signal. *Proc. LDA Symp., Copenhagen*.

Goepfert, C., J.-L. Marie, D. Chareyron, and M. Lance (2010, May). Characterization of a system generating a homogeneous isotropic turbulence f eld by free synthetic jets. *Experiments in Fluids 48*(5), 809–822.

Hallett, W. L. H. (2000, April). A simple model for the vaporization of droplets with large numbers of components. *Combustion and Flame 121*(1-2), 334–344.

Harstad, K. G., P. C. Le Clercq, and J. Bellan (2003, October). Statistical model of multicomponent-fuel drop evaporation for many-drop f ow simulations. *Aiaa Journal 41*(10), 1858–1874.

HBCP (2009-2010). *Handbook of Chemistry & Physics, 90th Edition, Internet Version 2010*. CRC Press.

Hinze, J. (1975). *Turbulence*. McGraw Hill.

Hoesel, W. and W. Rodi (1977). New biasing elimination method for laser-doppler velocimeter counter processing. *Review of Scientific Instruments 48*(7), 910–919.

Hubbard, G., V. Denny, and A. Mills (1975, September). Droplet evaporation : Effects of transients and variable properties. *International Journal of Heat and Mass Transfer 18*(9), 1003–1008.

Hwang, W. and J. Eaton (2004, March). Creating homogeneous and isotropic turbulence without a mean f ow. *Experiments in Fluids 36*(3), 444–454.

Jaubert, J.-N. and Schuffenecker (1997). Pressions de vapeur saturantes des composés organiques. *Technique de l'ingénieur*, 670–1 670–15.

Kapulla, R. and S. B. Najera (2006). Operation conditions of a phase doppler anemometer : droplet size measurements with laser beam power, photomultiplier voltage, signal gain and signal-to-noise ratio as parameters. *Meas. Sci. Technol. 17*, 221–227.

Karpetis, A. and A. Gomez (2000). An experimental study of well-def ned turbulent nonpremixed spray f ames. *Combustion and Flame*.

Kirpalani, D. M. and F. Toll (2002). Revealing the physicochemical mechanism for ultrasonic separation of alcohol–water mixtures. *The Journal of Chemical Physics 117*(8), 3874–3877.

Koch, J. and R. Hanson (2003). Temperature and excitation wavelength dependencies of 3-pentanone absorption and f uorescence for plif applications. *Applied Physics B 76*, 319–324.

Koch, J. D., J. Gronki, and R. K. Hanson (2008, July). Measurements of near-uv absorption spectra of acetone and 3-pentanone at high temperatures. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 109*(11), 2037–2044.

Lahbabi, F. (1992). *frontières d'écoulements turbulent et traitement numérique d'images*. Ph. D. thesis, INPT.

Laurent, C., G. Lavergne, and P. Villedieu (2010, January). Quadrature method of moments for modeling multi-component spray vaporization. *International Journal of Multiphase Flow 36*(1), 51–59.

Lesieur, M. (1990). *Turbulence in fluids*. Kluwer Academic Publishers, second revised edition.

Marchisio, D. L. and R. O. Fox (2005, January). Solution of population balance equations using the direct quadrature method of moments. *Journal of Aerosol Science 36*(1), 43–73.

Martinez, R. D., A. A. Buitrago, N. W. Howell, C. H. Hearn, and J. A. Joens (1992, April). The near u.v. absorption spectra of several aliphatic aldehydes and ketones at 300 k. *Atmospheric Environment. Part A. General Topics 26*(5), 785–792.

McDougall, T. J. (1980). Bias correction for individual realisation lda measurements. *Journal of Physics E : Scientific Instruments 13*(1), 53.

McGraw, R. (1997). Description of aerosol dynamics by the quadrature method of moments. *Aerosol Science and Technology 27*, 255 – 265.

McLaughlin, D. K. and W. G. Tiederman (1973). Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent f ows. *Physics of Fluids 16*(12), 2082–2088.

Modica, V. (2006). *Developpement d'une mesure quantitative de concentration d"espèces dopées par fluorescence induite par laser. Application aux conditions moteur.* Ph. D. thesis, Université Paris VI.

Mydlarski, L. and Z. Warhaft (1996). On the onset of high-reynolds-number grid-generated wind tunnel turbulence. *Journal Of Fluid Mechanics 320*, 331–368.

Orain, M., F. Grisch, and B. Rossow (2008). Application de l'imagerie de f uorescence induite par laser à la mesure de richesse locale dans un spray multicomposants. In *Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2008, Futuroscope, 16 - 19 septembre 2008*.

Ossler, F. and M. Alden (1997, April). Measurements of picosecond laser induced f uorescence from gas phase 3-pentanone and acetone : Implications to combustion diagnostics. *Applied Physics B-Lasers And Optics 64*(4), 493–502.

Ranz, W. E. and W. R. Marshall (1952). Evaporation from drops. *Chemical Engineering and Processing 48*, 141–180.

Resagk, C., R. du Puits, and A. Thess (2003, October). Error estimation of laser-doppler anemometry measurements in f uids with spatial inhomogeneities of the refractive index. *Experiments In Fluids 35*(4), 357–363.

Reveillon, J. and F.-X. Demoulin (2007). Effects of the preferential segregation of droplets on evaporation and turbulent mixing. *Journal of Fluid Mechanics 583*, 273–302.

Risser, L. (2007). *Analyse quantitative de réseaux micro-vasculaires intra-corticaux*. Ph. D. thesis, INPT.

Senechal, J. (2005). *Etude et réalisation d'un système automatique de caractérisation des jets dies en champ proche et lointain*. Ph. D. thesis, Université Jean Monnet Saint-Etienne.

Sindayihebura, D. and C. Dumouchel (1999). Low-frequency ultrasonic atomisation of large liquid f ow rates. *Proc.ILASS Europe99 Toulouse*.

Sollner, K. (1936). *Trans. Faraday Soc. 32*, 1532.

Sornek, R. J., R. Dobashi, and T. Hirano (2000, March). Effect of turbulence on vaporization, mixing, and combustion of liquid-fuel sprays. *Combustion and Flame 120*(4), 479–491.

Spalding (1951). Combustion of fuel particles. *Fuel 30*.

Taylor, G. (1935). Statistical theory of turbulence. *Proc. Roy. Soc. (London) 151(Parts1-4)*, 421–478.

Van Maanen, H. R. E. (1999). *Retrieval of Turbulence and Turbulence Properties from Randomly sampled Laser-Doppler Anemometry Data with Noise*. Ph. D. thesis, Technische Universiteit Delft.

Videto, B. D. and D. A. Santavicca (1991). A turbulent-f ow system for studying turbulent combustion processes. *Combustion Science And Technology 76*(1-3), 159–164.

Wray, J. H. and J. T. Neu (1969). Refractive index of several glasses as a function of wavelength and temperature. *Journal of the optical Society of America 59*(6), 774–776.