



**HAL**  
open science

# Réponse de la dynamique d'une flamme prémélangée à des modes acoustiques transverses

Florian Lespinasse

► **To cite this version:**

Florian Lespinasse. Réponse de la dynamique d'une flamme prémélangée à des modes acoustiques transverses. Milieux fluides et réactifs. Université de Rouen Normandie, 2014. Français. NNT : . tel-02024412

**HAL Id: tel-02024412**

**<https://hal.science/tel-02024412>**

Submitted on 19 Feb 2019

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

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

# THÈSE

présentée par

**Florian LESPINASSE**

en vue de l'obtention du grade de :

**Docteur de Normandie Université**

délivré par

**l'Université de Rouen**

Discipline : Physique

Spécialité : Énergétique

## Réponse de la dynamique d'une flamme prémélangée à des modes acoustiques transverses

soutenue le 30 octobre 2014

*Devant le jury composé de :*

Rapporteurs :

**Sébastien CANDEL** Professeur des Universités École Centrale Paris, laboratoire EM2C  
**Laurent GICQUEL** Docteur Ingénieur de Recherche, CERFACS

Examineurs :

**Joël QUINARD** Directeur de Recherche CNRS, laboratoire IRPHE  
**Vincent MOUREAU** Chargé de Recherche CNRS, laboratoire CORIA  
**Carlos CRUZ** Docteur Ingénieur de Recherche, SAFRAN

Directrice de thèse :

**Françoise BAILLOT** Professeure des Universités, Université de Rouen, laboratoire CORIA

## Résumé

Cette étude concerne les instabilités de combustion. Elle analyse la dynamique de flammes soumises à une perturbation acoustique azimutale et les mécanismes la pilotant. Pour cela, une flamme laminaire prémélangée en cône inversé est placée en différentes positions d'un champ acoustique stationnaire transverse de fréquence  $f_0$  moyenne à haute.

Le comportement du système fluide (jet et flamme) a été classé suivant les bassins d'influence des ventres de pression (VP), intensité (VI) et vitesse acoustiques (VV). La pression acoustique du champ impose un mécanisme de conversion du mode transverse en un mode longitudinal en sortie de brûleur dont l'amplitude, lentement décroissante de VP vers VI, décroît fortement de VI à VV où les effets de pression sont résiduels. L'adaptation du jet à l'environnement de pression fluctuante produit des vortex en sortie de brûleur et à l'arrière de la tige de stabilisation. En tout point du champ, l'écoulement, lors de son développement, est caractérisé par un champ aérodynamique résultant de la superposition de perturbations de natures acoustique et convective. La flamme en réponse au jet perturbé présente des fluctuations d'émission  $\text{CH}^*$ , représentatives des fluctuations du taux de dégagement de chaleur  $\dot{q}'$ , dues à la variation de son aire par l'action des vortex. La stabilisation de la flamme est pilotée par la dynamique du pied dont la fréquence de déplacement est toujours à  $f_0$ . Le mouvement périodique du pied, d'un simple déplacement vertical en VP, évolue vers un mouvement complexe, combinant avec ce dernier un déplacement latéral qui est maximal en ventre de vitesse.

Dans le bassin de VP, la flamme admet des comportements non-linéaires issus des non-linéarités hydrodynamiques ou inhérentes à la combustion. Des scénarios de bifurcations fréquentielles de l'émission  $\text{CH}^*$  entre  $f_0$ , son sous-harmonique  $f_0/2$  et/ou un état aperiodique ont été identifiés.

Dans le bassin de VI, le gradient de pression suivant l'axe acoustique provoque la dissymétrisation des propriétés de l'écoulement (vitesse, vorticité, aire du jet, écoulement de retour...) et de la flamme (plissements, aire, émission  $\text{CH}^*$ ,...) par rapport au plan acoustique contenant l'axe du brûleur. Le maximum de dissymétrie est observé au point de densité volumique d'énergie acoustique potentielle maximale, soit VI.

Dans le bassin de VV, la vitesse acoustique provoque une fluctuation latérale du système fluide qui n'induit pas de fluctuation  $\dot{q}'$  contrairement à la pression acoustique résiduelle dont l'impact sur  $\dot{q}'$  est néanmoins faible. Une déviation stationnaire des gaz chauds et de la flamme vers un VP résulte d'une action d'acoustique non-linéaire impliquant des effets de pression de radiation.

Dans un contexte où plusieurs flammes seraient allumées le long de l'axe acoustique, la non-uniformité spatiale du champ transverse conduit à la présence simultanée de flammes de types différents (non perturbées, perturbées à  $f_0$ ,    $f_0/2$ , aperiodique et soufflées). En particulier, une flamme localement éteinte pourrait être rallum e par les gaz chauds d'une flamme voisine. La non-uniformité du champ acoustique rendrait possible une succession d'allumages et d'extinctions locaux. La dissymétrie du système fluide dans le bassin de

VI et la déviation des gaz chauds et de la flamme dans celui de VV conduiraient à une topologie du système fluide convergente entre VV et VI qui pourrait modifier la dynamique des flammes par interactions de fronts.

Il a été montré la possibilité d'implication de ces comportements de flammes dans des boucles de couplage complexes de systèmes auto-oscillants, notamment via des changements de mode. Le saut d'un type de perturbation à un autre peut conduire successivement à l'apparition et à la disparition des instabilités thermoacoustiques.

## Abstract

This study concerns combustion instabilities. It analyzes the dynamics of flames submitted to an azimuthal acoustic perturbation and its driving mechanisms. For that purpose, an inverted conical laminar premixed flame is placed at different positions in a standing transverse acoustic field from middle to high frequencies  $f_0$ .

The fluidic system behavior has been classified in the basins of influence of three antinodes : acoustic pressure (VP), acoustic intensity (VI) and acoustic velocity (VV). The acoustic pressure of the field imposes a mode conversion from the transverse wave to a longitudinal wave at the burner exit, the amplitude of which, slowly decreasing from VP to VI, strongly diminishes from VI to VV where pressure effects are residual. The jet adaptation to the fluctuating pressure environment produces vortices at the burner exit and at the rear of the stabilisation rod. At any points of the field, the flow as it develops, is characterized by an aerodynamic field resulting from the superimposition of perturbations of acoustic and convective natures. Flame responses to the perturbed jet present  $\text{CH}^*$  emission fluctuations, representative of heat release rate fluctuations  $\dot{q}'$  related to its area variation under vortical actions. The flame stabilization is piloted by its foot dynamics, the displacement frequency of which is always  $f_0$ . The foot periodic movement, from a simple vertical displacement at VP, evolves towards a complex movement combining the vertical displacement with the lateral one which is maximum at VV.

In the basin of VP, the flame shows nonlinear behaviors related to hydrodynamic nonlinearities or inherent nonlinearities to combustion. Scenarios of frequency bifurcations of  $\text{CH}^*$  emission between  $f_0$ , its subharmonic  $f_0/2$  and/or an aperiodic state have been identified.

In the basin of VI, the pressure gradient along the acoustic axis induces asymmetry of flow (velocity, vorticity, jet area, reverse flows,...) and flame (wrinkling, area,  $\text{CH}^*$  emission,...) properties according to the acoustic plane containing the burner axis. Asymmetry is maximum at the point of maximum volumic acoustic potential energy density, i.e. VI.

In the basin of VV, the acoustic velocity imposes a fluctuating lateral displacement to the fluidic system, which does not impose any fluctuation  $\dot{q}'$  contrary to the residual acoustic pressure whose impact on  $\dot{q}'$  is however weak. A steady deviation of hot gases and the flame towards VP results from a nonlinear acoustic action involving radiation pressure effects.

In a context where several flames would be present along the acoustic axis, the spatial non-uniformity of the transverse field leads to the simultaneous presence of various flames (unperturbed, perturbed at  $f_0$ , at  $f_0/2$ , aperiodic and extinguished). In particular, a locally extinguished flame could be re-ignited by hot gases of a flame in its vicinity. Then, the acoustic field non-uniformity would allow a succession of local ignition and extinction. The fluidic system asymmetry in the basin of VI and the steady deviation of the hot gases and the flame in VV would create a topology of the fluidic system which converges towards a point located between VV and VI, which could modify flame dynamics by front

interactions.

It has been shown the possibility to imply these flame behaviors in complex coupling loops of self-excited systems, in particular via mode changes. The jump from one kind of perturbation to another, may lead to the appearance and disappearance of thermoacoustic instabilities.

## Publications

### Articles de revues

1. F. Baillot, F. Lespinasse, (CORIA-UMR6614 CNRS), "Response of a laminar premixed V-flame to a high-frequency transverse acoustic field", *Combustion and Flame*, 2014, 161, 1247-1267
2. F. Lespinasse<sup>a</sup>, F. Baillot<sup>a</sup>, T. Boushaki<sup>b</sup> (a CORIA, b ICARE-UPR3021 CNRS), "Responses of V-flames placed in an HF transverse acoustic field from a velocity to pressure antinode", *C. R. Mecanique* 2013, 341, 110-120

### Conférences Internationales avec actes

1. F. Lespinasse, F. Baillot, (CORIA), "Flame subharmonic frequency bifurcation in response to jet dynamics modulated by an HF transverse acoustic field", *ICDERS 2013*, Taipei (Tw), July 28 - August 2
2. F. Lespinasse, F. Baillot, E. Domingues, (CORIA), "Responses of laminar premixed flames to a high frequency transverse acoustic field", *ECM 2011*, Cardiff (UK), June 28 - July 1

### Conférence internationale

1. F. Lespinasse, F. Baillot, (CORIA), "Flame blowout in an HF transverse acoustic field from a velocity to pressure antinode", *Euromech Colloquium 546*, 2013, Menaggio (It), May 13 - 16

### Conférences Nationales avec actes

1. F. Lespinasse, F. Baillot, E. Domingues, B. Patte-Rouland, "Réponse non-linéaire de flamme de prémélange dans un champ acoustique transverse ", *CFM 2011 (Congrès Français de mécanique)*, Besançon (Fr), 28 Août - 02 Septembre 2011
2. F. Lespinasse, F. Baillot, "Analyse de la dynamique tourbillonnaire et filamentaire d'un jet générée par un champ acoustique transverse sur la bifurcation fréquentielle de la réponse d'une flamme de prémélange ", *JAUM/AFM 2012 (Journées des Activités Universitaires en Mécanique / Association Française de Mécanique)*, Rouen (Fr), 29 - 31 Août 2012

### Conférence Nationale

1. F. Lespinasse, F. Baillot, L. Mayeur, "Responses of a laminar premixed V-flame placed at any point from a velocity antinode to a pressure antinode in a high frequency transverse acoustic field", *3rd INCA Colloquium 2011*, Onera Toulouse (Fr), 17 - 18 Nov. 2011

---

## Remerciements

Mener à bien une thèse est un projet personnel très enrichissant et un travail qui demande beaucoup de temps et d'énergie à la personne qui s'y consacre. Mais une thèse de doctorat n'est pas un travail isolé et il ne peut être mené à bien sans la participation et l'aide de nombreuses personnes, tant sur le plan professionnel que sur le plan personnel.

C'est pourquoi j'aimerais profiter de ces quelques lignes pour remercier les personnes sans qui la réalisation de cette thèse n'aurait pas été possible. Ma thèse ayant été réalisée au laboratoire CORIA, j'aimerais remercier en premier lieu son directeur, Mourad Abdelkrim Boukhalfa professeur à l'INSA de Rouen, pour m'avoir accueilli dans ses locaux jusqu'au moment de la soutenance de thèse.

Merci également au soutien de l'ANR MICCA qui a financé l'étude, et aux personnes qui en ont fait partie. Je garderais un très bon souvenir de ces réunions de travail avec Sébastien Candé, Professeur à École Centrale Paris, Daniel Durox, Docteur Ingénieur de Recherche à École Centrale Paris, Thierry Schuller, Professeur à École Centrale Paris, Franck Nicoud, Professeur à l'Université de Montpellier ainsi qu'avec leurs doctorants Paul Palies, Frédéric Boudy, Alexis Cuquel et Jean-François Bourgouing.

Je remercie les membres de mon jury, Joël Quinard, Directeur de Recherche CNRS au laboratoire IRPHE pour l'avoir présidé, Sébastien Candé, Professeur à École Centrale Paris et Laurent Gicquel, Docteur Ingénieur de Recherche au laboratoire CERFACS pour en avoir été les rapporteurs, Carlos Cruz, Docteur Ingénieur de Recherche à SAFRAN et Vincent Moureau, Chargé de Recherche CNRS au laboratoire CORIA pour avoir été mes examinateurs.

Je tiens tout particulièrement à remercier ma directrice de thèse, Françoise Baillot, Professeure à l'Université de Rouen. Son importante connaissance théorique et pratique de la physique, ainsi que son esprit scientifique aguerri ont été d'une importance capitale pour la réussite de cette étude de doctorat. Sa disponibilité, malgré ses nombreuses fonctions occupées, et sa capacité à résoudre les problèmes théoriques ou expérimentaux m'ont apporté une aide cruciale tout au long de ma thèse.

Je tiens à remercier les autres personnes du CORIA ayant travaillé directement avec moi : Éric Domingues, Maître de Conférences à l'Université de Rouen et Béatrice Patte-Rouland, Professeure à l'IUT de Rouen. Un merci particulier à Toufik Boushaki, post-doctorant sur mon sujet lors de mes débuts en thèse, il m'a beaucoup aidé à prendre en main cette étude.

Les différents stagiaires recrutés sur mon sujet de thèse, Loïc M., Arezki B. et Marcos C., ont également été d'une grande aide et je les en remercie. Tout comme je remercie mes voisins de manips, Jiesheng M. et Manu M. O., avec qui nous avons partagé la salle d'expérience mais également beaucoup d'idées et de bons moments, et bien sûr notre directrice de thèse.

Je voudrais remercier le service métrologie avec Gilles G., Carole G. et Alexis V. Leur aide a été plus que précieuse pour la réalisation des expériences. Merci également aux



personnels de l'atelier, de l'informatique, de l'électronique et de l'administration qui ont fait que cette étude a pu se dérouler dans les meilleures conditions et dans la meilleure des ambiances.

Ce travail a été rendu possible également par le partage d'idées avec les autres doctorants et post-doctorants, ainsi que par la bonne ambiance et le soutien créé grâce à eux.

J'aimerais les en remercier, à commencer par les membres fidèles du PMU, père Grout et Marie, père NicoV, la Brayonne, père Gazon et Pauline, Pool et Mool, Carlos et Carlita, Alex, Noémie. Ils m'ont rapidement intégré et m'ont toujours soutenu, même encore après leur départ du CORIA.

Merci également au tout nouveau docteur Pradip X., ami Nack Muay, avec qui j'ai partagé bien plus qu'un bureau.

Je remercie également la Grisch-team avec Frédéric Grisch, ainsi que Ben et Caro, Julien, Bjorn et également Thomas G.

Et de manière plus générale, merci aux nombreux collègues doctorants ou post-doctorants que j'ai pu côtoyer tout au long de ma thèse. Les futurs docteurs : Alex, Manu, Chanisa, Andrès, Yi, Erwan, Edouard, Louise, Alexandre B, Yann et Wilfried. Et également les anciens : Nico Fdida, la Berrichonne, Chloé, Guimch, père Cordier, Cécé, Marianne, Dounia.

Je tiens également à remercier mes amis, extérieurs au monde de la recherche, qui ont su m'encourager et me soutenir tout au long de ma thèse : Guillaume et Maria R., Julio et Armelle, Pico, la colok avec Nico, Mimi, Titou, Juju et Guillaume L.

Enfin un très grand merci à ma famille, soutien indéfectible quelles que soient les conditions, à commencer par mes parents Patrick et Claudie, ma sœur Céline, et Romain mon beauf, ainsi que mes neveux Nolan, Tristan et le petit Léo.

Pour finir, j'ai une pensée particulière pour Tiphannie, pour sa grande aide et son immense soutien moral et physique. Un très grand merci à elle. Elle m'a entraîné vers le haut et encouragé dans les bons moments et, quoi qu'il arrive, m'a toujours soutenu et remonté le moral dans les moments les plus pénibles.

# Table des matières

Résumé	iv
Abstract	vi
Publications	vii
Remerciements	ix
Nomenclature	xiii
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Caractérisation du système fluide et du champ acoustique expérimentaux</b>	<b>13</b>
<b>2 Dispositif expérimental et système fluide de référence</b>	<b>15</b>
2.1 Éléments constitutifs du dispositif . . . . .	15
2.1.1 Cavité acoustique . . . . .	16
2.1.2 Brûleur . . . . .	16
2.2 Diagnostics . . . . .	19
2.2.1 Mesures de vitesses et visualisation du jet . . . . .	19
2.2.2 Visualisation de la flamme . . . . .	21
2.2.3 Mesures de pression acoustique . . . . .	22
2.3 Système fluide réactif sans acoustique . . . . .	24
2.3.1 Choix des conditions d'écoulement . . . . .	24
2.3.2 Configuration de la flamme laminaire de prémélange en cône inversé . . . . .	24
<b>3 Champ acoustique dans la cavité sans combustion</b>	<b>27</b>
3.1 Théorie de l'acoustique linéaire . . . . .	27
3.1.1 Équations de l'acoustique linéaire . . . . .	27
3.1.2 Ondes acoustiques . . . . .	29
3.1.3 Énergie acoustique . . . . .	29
3.1.4 Modes acoustiques résonants . . . . .	30

3.2	Caractérisation du champ acoustique de l'expérience. . . . .	31
3.2.1	Comportement des fluctuations de pression . . . . .	31
3.2.2	Le minimum de pression . . . . .	32
3.2.3	Amplitude des fluctuations des vitesses. . . . .	35
<b>II Effet du champ de pression transverse sur le système fluide réactif en flamme inversée</b>		<b>37</b>
<b>4</b>	<b>Éléments introductifs</b>	<b>39</b>
4.1	Conditions d'existence des flammes perturbées . . . . .	39
4.2	Grandeurs physiques prédominantes : trois bassins d'influence . . . . .	41
4.3	Méthodologie pour la quantification du système fluide. . . . .	43
4.3.1	Quantification de l'écoulement . . . . .	43
4.3.2	Structure du jet. . . . .	46
4.3.3	Comportement de flamme . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Système fluide en ventre de pression acoustique</b>	<b>51</b>
5.1	Structures de l'écoulement . . . . .	51
5.1.1	Mécanisme de formation du jet perturbé en sortie de brûleur . . . . .	51
5.1.2	Développement du jet perturbé . . . . .	56
5.1.3	Dynamique des vortex . . . . .	70
5.2	Caractérisation des réponses de flammes . . . . .	85
5.2.1	Flamme faiblement plissée . . . . .	90
5.2.2	Flamme sous-harmonique fortement enroulée . . . . .	92
5.2.3	Flamme fluctuante apériodique . . . . .	94
5.2.4	Flamme plissée allongée . . . . .	96
5.3	Mécanismes pilotant la dynamique de flamme . . . . .	99
5.3.1	Stabilisation du pied de flamme . . . . .	99
5.3.2	Éléments de la <i>Flame Describing Function</i> en ventre de pression . . .	103
5.3.3	Mécanismes possibles de comportement d'un système bi-modal . . .	108
5.4	Conclusion . . . . .	110
<b>6</b>	<b>Système fluide en ventre d'intensité acoustique</b>	<b>113</b>
6.1	Effet du ventre d'intensité acoustique sur l'écoulement : dissymétrie de la fluctuation et des structures du jet . . . . .	113
6.1.1	Initiation du jet en sortie de brûleur . . . . .	113
6.1.2	Développement du jet . . . . .	118
6.1.3	Impact du ventre d'intensité acoustique sur le développement des vortex . . . . .	126

6.2	Effet du ventre d'intensité acoustique sur les réponses de flammes . . . . .	129
6.2.1	Dissymétrie de la déformation temporelle de flamme . . . . .	130
6.2.2	Mécanisme pilotant la dissymétrie de flamme : densité d'énergie acoustique . . . . .	134
6.3	Mécanismes pilotant la dynamique de flamme . . . . .	135
6.3.1	Stabilisation du pied de flamme . . . . .	135
6.3.2	Éléments de la <i>Flame Describing Function</i> dans le ventre d'intensité acoustique . . . . .	137
6.4	Conclusion . . . . .	139
<b>7</b>	<b>Système fluide en ventre de vitesse acoustique</b>	<b>141</b>
7.1	Structures de l'écoulement . . . . .	141
7.1.1	Initiation du jet en sortie de brûleur . . . . .	141
7.1.2	Développement du jet . . . . .	146
7.2	Dynamique des flammes et mécanismes pilotes . . . . .	150
7.2.1	Déformation stationnaire. . . . .	150
7.2.2	Faible plissement périodique des flammes . . . . .	159
7.2.3	Déplacement périodique des flammes dans leur ensemble. . . . .	160
7.2.4	Stabilisation du pied de flamme . . . . .	161
7.2.5	Éléments de la <i>Flame Describing Function</i> en ventre de vitesse acous- tique . . . . .	162
7.3	Effet d'acoustique non-linéaire sur les gaz chauds . . . . .	164
7.3.1	Observation du phénomène de déviation des gaz chauds et de la flamme. . . . .	164
7.3.2	Notion de force de radiation . . . . .	166
7.3.3	Estimation de l'angle de déviation dans les gaz chauds . . . . .	170
7.4	Conclusion . . . . .	172
<b>8</b>	<b>Caractérisation globale du système fluide dans le champ acoustique transverse stationnaire</b>	<b>175</b>
8.1	Résumé du comportement du système fluide dans les différents bassins d'influence du champ acoustique . . . . .	175
8.1.1	Mécanismes principaux. . . . .	175
8.1.2	Non-linéarité du système fluide et boucles de couplage . . . . .	179
8.2	Comportement du système fluide en terme de multi-injections dans l'en- semble du champ acoustique . . . . .	182
8.2.1	Bassins d'existence des différents types de flamme . . . . .	182
8.2.2	Couplage multi-injecteur possible . . . . .	183
8.2.3	Soufflage de la flamme . . . . .	187

---

Conclusion et perspectives	189
A : vues tomographiques du jet de réactants sans flamme	193
B : Champ PIV horizontal du jet avec flamme	197
Bibliographie	210

# Nomenclature

## Acronymes

- CVL* Couche de vorticité contra-rotative  
*FDF* *Flame Describing Function*  
*LDV* Vélocimétrie laser Doppler  
*PIV* Vélocimétrie par Image de Particules  
*TFTC* Transformée de Fourier à Court Terme  
*VI* Ventre d'Intensité acoustique  
*VP* Ventre de Pression acoustique  
*VV* Ventre de Vitesse acoustique

## Exposants

- $\bar{G}$  Moyenne temporelle de la grandeur  $G$   
 $\langle G \rangle$  Moyenne de phase de la grandeur  $G$   
 $\widehat{G}$  Moyenne d'ensemble des moyennes de phases de la grandeur  $\langle G \rangle$   
 $\tilde{G}$  Amplitude de la grandeur  $G$   
*b.o.* Condition de soufflage de la flamme (blowout)  
 $G'$  Fluctuations de la grandeur  $G$   
*ref* Condition de référence ( $x = 0$  mm,  $y = 20$  mm,  $z = 10$  mm)

## Symboles grecs

- $\delta_f^0$  Épaisseur de flamme  
 $\epsilon_l$  Excentricité géométrique locale  
 $\eta$   $\rho_0/\rho_1$ , Rapport de densité entre l'air extérieur et les gaz chauds  
 $\gamma_p^*$   $dU_p^*/dt$ , accélération moyennée spatialement

---

$\lambda$	Longueur de l'onde acoustique
$\lambda_{conv}$	Longueur convective entre deux vortex successifs
$\Omega$	Vorticité du cœur de vortex
$\omega$	Fréquence angulaire
$\phi$	Richesse du prémélange gazeux
$\Pi_{x_i}$	Plan perpendiculaire à l'axe acoustique et passant par l'axe du brûleur
$\Psi$	$\tilde{U}_p^*/\tilde{V}_{ref}$ , rapport entre l'amplitude de la moyenne spatiale de vitesse verticale et l'amplitude de vitesse acoustique transverse associée
$\rho$	Masse volumique
$\theta$	Angle moyen d'ouverture de la flamme
$\theta_d$	Angle de déviation des gaz chauds
$\theta_n$	Épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite externe du jet
$\varphi$	Déphasage d'une fonction de transfert entre deux grandeurs

### Indices

0	État stationnaire
1 ou <i>GC</i>	Gaz chauds
<i>a</i> ou <i>ac</i>	Acoustique
<i>b.e.</i>	Sortie de brûleur (burner exit)
<i>cv</i>	Convectif
<i>flame</i>	Voisinage du front de flamme
<i>foot</i>	Pied de flamme
<i>init</i>	Zone d'initiation d'un vortex
<i>mean</i>	Moyenne temporelle d'une grandeur
<i>p</i>	État perturbé
<i>propa</i>	Onde propagative
<i>rms</i>	Écart-type temporel d'une grandeur
<i>statio</i>	Onde stationnaire

### Symboles latins

$\dot{q}$	Taux de dégagement de chaleur produit par la flamme
-----------	---

---

$\mathcal{D}_{1/2}$	Domaine horizontal dont la projection coïncide avec une demi-section de sortie du brûleur limité par le plan $\Pi_{X_i}$
$A_{jet}^*$	Aire d'une section horizontale $S_{jet}$ du jet contenue dans le domaine $\mathcal{D}_{1/2}$
$a_M$	Rayon le plus long d'un vortex
$a_m$	Rayon le plus court d'un vortex
$C$	Ligne médiane de flamme
$c$	Vitesse du son
$D$	Diamètre interne de la buse de sortie du brûleur
$d_g$	Espacement annulaire libéré par la tige de stabilisation en sortie de buse
$d_r$	Diamètre de la tige de stabilisation
$f_0$	Fréquence de forçage acoustique
$f_f$	Fréquence dominante du front de flamme
$f_H$	Fréquence de résonance du brûleur, de type résonateur de Helmholtz
$f_n$	Fréquence du mode le plus amplifié de la couche limite externe du jet
$F_r$	Force de radiation
$G_i$	Point de la ligne de gradient maximal de niveau de gris d'une image moyenne
$i$	$i^{\text{ème}}$ ligne horizontale de l'image
$I_{CH^*}$	Intensité de l'émission $CH^*$ de flamme
$I_{front}$	Intensité de l'émission $CH^*$ à la position moyenne du front de flamme
$I_{G_i}$	Intensité de l'émission $CH^*$ de flamme au point $G_i$
$k$	Nombre d'onde acoustique
$L_c$	Longueur horizontale de la cavité dans la direction acoustique
$L_e$	Longueur effective du brûleur
$l_r$	Distance entre l'extrémité libre de la tige et la sortie du brûleur
$P'$	Pression acoustique
$P_r$	Pression de radiation
$Re$	Nombre de Reynolds
$St_D$	$f_0 D / U_{bulk}$ , nombre de Strouhal basé sur $D$
$St_n$	Nombre de Strouhal du mode naturel du jet le plus amplifié



---

$St_{d_r}$	$f_0 d_r / U_{bulk}$ , nombre de Strouhal basé sur $d_r$
$t$	Temps
$U$	Vitesse verticale de l'écoulement
$U_p^*$	Vitesse verticale moyennée spatialement en sortie de brûleur le long d'un rayon porté par l'axe acoustique
$U_L$	Vitesse de propagation de flamme relative aux gaz frais
$U_\theta$	Vitesse tangentielle maximale du vortex
$U_{bulk}$	Vitesse débitante
$U_{conv}$	Vitesse de déplacement du vortex
$V$	Vitesse radiale de l'écoulement
$V1$	Vortex externe de forte vortacité
$V2$	Vortex externe de faible vortacité
$V_a$	$(P_a / \rho_0)(k_X / (2\pi f_0))$ , amplitude de vitesse acoustique
$V_{ref}$	Amplitude de vitesse acoustique au point de référence
$w$	Largueur de la flamme
$X$	Coordonnée horizontale parallèle à l'axe acoustique du repère attachée au centre de la cavité
$x$	Coordonnée horizontale du repère attachée au centre de la section de sortie du brûleur
$Z$	Coordonnée verticale parallèle à l'axe acoustique du repère attachée au centre de la cavité
$z$	Coordonnée verticale du repère attachée au centre de la section de sortie du brûleur

# Chapitre 1

## Introduction

### Contexte de l'étude

La combustion est la principale source d'énergie produite actuellement. Elle représentait en 2010 plus de 80% de l'énergie consommée dans le monde, que ce soit pour la production de puissance, le transport, l'industrie ou le domestique [Sawyer, 2009]. Son succès est dû à sa facilité d'utilisation, son rendement ainsi que le stockage et le transport des carburants utilisés.

Malheureusement, ce mode de production d'énergie a un impact négatif sur l'environnement et participe à sa pollution. Les carburants utilisés étant principalement issus de matières fossiles, leur combustion avec l'air libère du dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ) et, lorsqu'elle est imparfaite, produit également du monoxyde de carbone ( $\text{CO}$ ) et des oxydes d'azote ( $\text{NO}_x$ ). Au vu de l'impact de la combustion sur l'environnement, des réglementations drastiques ont été mises en place sur l'émission de polluants générée par son utilisation [Lefebvre and Ballal, 2010]. La diminution du rejet de  $\text{CO}_2$  peut se faire par un meilleur rendement de la combustion, en augmentant la température et la pression dans la chambre de combustion par exemple. Toutefois, l'émission de  $\text{NO}_x$  croissant de façon exponentielle avec la température, il est nécessaire d'abaisser cette dernière dans la chambre de combustion afin de réduire la production de ce polluant. La recherche d'un processus le moins polluant possible doit donc relever des défis qui peuvent apparaître contradictoires.

Dans ce but, il a été nécessaire de concevoir de nouvelles technologies pour les systèmes de combustion et d'élaborer des méthodes de combustion innovantes. Ainsi, dans les turbines à gaz, les développements techniques ont conduit aux systèmes *Lean Premixed* (LP) ou *Lean Premixed Prevaporized* (LPP) qui permettent de mélanger l'air avec le carburant en amont de la chambre de combustion. Fonctionnant avec une plus grande dilution du carburant à l'air, ils assurent un meilleur rendement ainsi qu'un abaissement de la température dans la zone de combustion, et donc de l'émission de  $\text{NO}_x$ . Mais en contrepartie, ces nouvelles technologies sont plus sensibles aux extinctions locales et aux instabilités de combustion thermoacoustiques. Ces instabilités diminuent l'efficacité de

la combustion et, par la présence de fortes vibrations mécaniques accroissent la fatigue des pièces du moteur, pouvant aller jusqu'à la détérioration des chambres de combustion [Lieuwen and Yang, 2005, Culick, 2006, Candel et al., 2009] (voir exemples sur la figure 1.1). Elles induisent également une combustion inhomogène avec la présence de points chauds, ce qui favorise l'émission de polluants et augmente les phénomènes d'extinction, à l'encontre des objectifs initiaux.

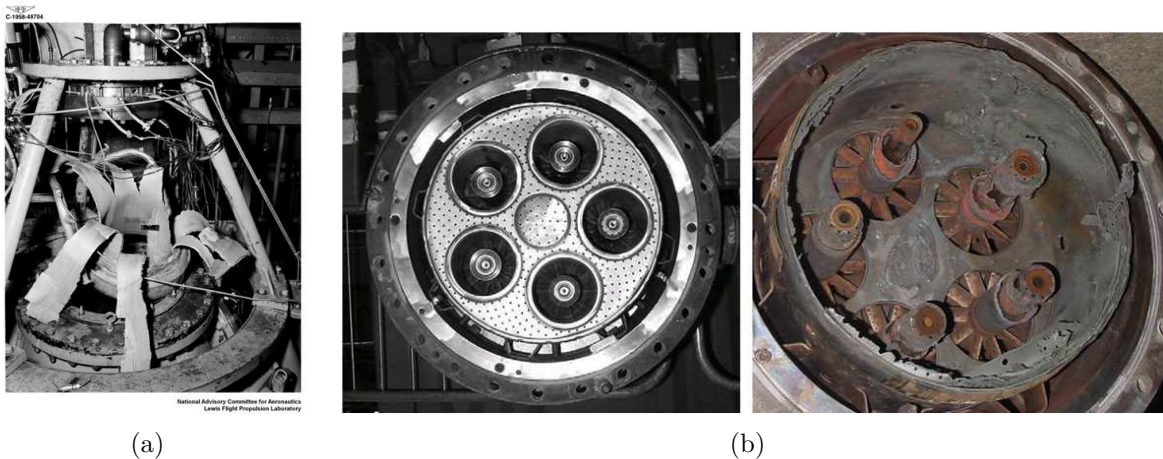


FIGURE 1.1 – Exemples de dommages causés par des instabilités de combustion : (a) Moteur fusée endommagé par son explosion à l'allumage (NASA); (b) tête d'injecteurs multiples swirlés avant utilisation (image de gauche) et après l'apparition d'instabilités de combustion (image de droite) [Goy et al., 2006].

La maîtrise de ces instabilités, voire leur annihilation, reste donc un sujet d'une forte actualité tant sur le plan des applications industrielles que sur celui de l'analyse physique et de l'approche fondamentale des processus qui les pilotent.

## Les instabilités de combustion

### Boucle de couplage

Durant le siècle dernier, les questions relatives aux instabilités thermoacoustiques de la combustion ont fait l'objet d'une attention toute particulière (voir les revues de synthèse proposées par [Putnam, 1971, Yang and Anderson, 1995, Candel et al., 2001, Lieuwen, 2003, Lieuwen and Yang, 2005, Culick, 2006]). La variation de la richesse du mélange de réactants et de l'aire des fronts de flamme, crée des fluctuations ( $\dot{q}'$ ) de son taux de dégagement de chaleur volumique, sources elles-mêmes de fluctuations de pression ( $p'$ ). Cette action de la combustion comme terme source (bruit direct de combustion) est introduite ci-dessous dans l'équation 1.1 d'onde acoustique pour des gaz parfaits [Kotake,

1975] :

$$\vec{\nabla} \cdot (c_0^2 \vec{\nabla} p') - \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = -(\gamma - 1) \frac{\partial \dot{q}'}{\partial t} \quad (1.1)$$

avec  $\gamma = C_p/C_v$  le coefficient adiabatique. D'un autre côté, les fluctuations de pression initialement présentes dans la chambre de combustion agissent sur la flamme, notamment via des perturbations aérodynamiques de l'écoulement ( $u'$ ), et produisent des fluctuations du taux de dégagement de chaleur volumique ( $\dot{q}'$ ). Un modèle de base a été développé par [Crocco and Cheng, 1956] afin de relier  $u'$  à  $\dot{q}'$ . L'équation 1.2 est la formulation mathématique de ce modèle, appelé  $n - \tau$  :

$$\dot{q}'(t) = nu'(t - \tau) \quad (1.2)$$

avec  $n$  l'indice du couplage (gain ou intensité) et  $\tau$  le retard de transmission d'information correspondant au temps de vol entre le lieu de formation de la perturbation et celui de l'impact sur la flamme.

Ainsi un couplage peut se mettre en place entre les fluctuations de pression et celles du taux de dégagement de chaleur, tour à tour terme source (actionneur) et grandeur perturbée par la source pouvant mener à l'apparition d'instabilités de combustion. Un schéma de boucle de couplage des instabilités thermoacoustiques est reporté sur la figure 1.2.

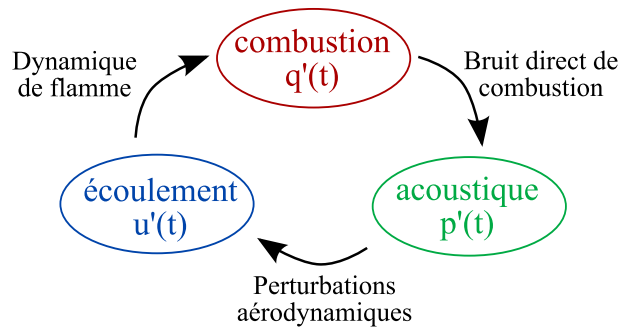


FIGURE 1.2 – Schéma de la boucle de couplage thermoacoustique

Les travaux précurseurs de [Rayleigh, 1878] ont montré que, pour qu'une instabilité thermoacoustique ait lieu, il faut que les fluctuations du taux de dégagement de chaleur nourrissent celles du champ acoustique. Pour des grandeurs périodiques à même fréquence, cette condition nécessaire se traduit par une fluctuation en phase entre  $p'$  et  $\dot{q}'$ , écrite sous forme mathématique par l'équation 1.3.

$$\int_V \int_0^\tau p'(t) \dot{q}'(t) dt dV > 0 \quad (1.3)$$

où  $V$  est le volume de la chambre de combustion et  $\tau$ , un multiple de la période d'oscillation acoustique  $T_0 = 1/f_0$ . Toutefois, cette condition n'est pas suffisante pour que les

instabilités thermoacoustiques s'installent. En effet, l'équation de bilan d'énergie acoustique (cf. équation 1.4 pour un mélange de gaz parfait) indique que, pour que l'énergie acoustique d'un système croisse au cours du temps, il faut que le terme source dû au couplage soit supérieur aux termes de flux d'énergie acoustique et d'amortissement du système.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \frac{p'^2}{\rho_0 c_0^2} + \frac{1}{2} \rho_0 \vec{u}' \cdot \vec{u}' \right) + \vec{\nabla} \cdot (p' \vec{u}') = \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2} p' \dot{q}' - \mathcal{D}_a \quad (1.4)$$

Ceci est le cas lorsque l'acoustique se fixe sur un mode de résonance de la chambre de combustion. L'équation correspondante à ce critère est reportée ci-dessous (cf. équation 1.5).

$$\frac{(\gamma - 1)}{\gamma p_0} \int_V \int_0^\tau p'(t) \dot{q}'(t) dt dV > \int_A \int_0^\tau p'(t) \vec{u}'(t) \cdot \vec{n} dt dA + \int_V \int_0^\tau \mathcal{D}_a(t) dt dV \quad (1.5)$$

avec  $p_0$  la pression moyenne,  $A$  la surface de la chambre de combustion et  $\mathcal{D}_a$  un terme volumique d'amortissement. Il peut y avoir accroissement des instabilités thermoacoustiques tant que le terme source via le couplage  $p' \dot{q}'$  est supérieur aux termes d'amortissement et de flux. Lorsque ces deux parties s'égalisent, un cycle limite apparaît, qui stoppe toute amplification des instabilités de combustion [Noiray et al., 2008, Boudy et al., 2013].

## Modes acoustiques

Dans les chambres de combustion, les instabilités ont été identifiées comme étant caractéristiques de différents modes acoustiques dépendant de la géométrie de la chambre. Les principaux sont tout d'abord les modes longitudinaux, qui se développent dans la direction de l'injection des réactants, généralement aux plus basses fréquences. Les modes azimutaux aux fréquences plus hautes qui prennent place dans le cas de chambres de combustion circulaires ou annulaires peuvent être (progressifs) tournants ou stationnaires ; dans le cas de géométrie parallélépipédique ils se présentent sous forme d'ondes stationnaires transverses. Les modes radiaux à très haute fréquence sont très difficilement excités. Des études, telles que celle de [Bourgouin, 2014], ont montré qu'un couplage entre les modes longitudinaux et les modes azimutaux était naturellement possible avec, par exemple le développement d'un mode longitudinal dans le plénum et un mode azimutal dans la chambre de combustion.

## Études des systèmes auto-instables

Plusieurs études menées ont porté sur des systèmes auto-instables où l'instabilité thermoacoustique complète se met en place naturellement, que ce soit en mode longitudinal ou en mode transverse, le but étant d'améliorer la compréhension des mécanismes ayant lieu dans la boucle de couplage complète. Ces études ont permis de développer et de vérifier

les modèles d'instabilités thermoacoustiques. Les modèles récents ont proposé de décrire l'effet du taux de dégagement de chaleur en tant qu'actionneur acoustique et la chambre de combustion en tant que résonateur acoustique. C'est le cas des modèles proposés par [Polifke et al., 2001, Polifke and Lawn, 2007, Noiray et al., 2008, Balasubramanian and Sujith, 2008, Nagaraja et al., 2009, Preetham et al., 2008, Palies et al., 2011a, Boudy et al., 2011]. Parallèlement, des outils d'analyse spécifiques ont été développés pour quantifier les boucles de couplage, notamment pour la prise en compte des nonlinéarités du système [Noiray et al., 2006, Candel et al., 2012, Kabiraj et al., 2012, Boudy et al., 2013]. Des calculs numériques simulant des systèmes auto-instables ont également participé à améliorer les prédictions des instabilités thermoacoustiques pouvant avoir lieu dans les moteurs réels [Roux et al., 2005, Kaess et al., 2008].

Des études sur l'auto-instabilité de mode azimutal ont ainsi pu être réalisées dans des chambres de combustion annulaires industrielles [Krebs et al., 2002] ou de laboratoires comprenant un système multi-injecteurs swirlés [Worth and Dawson, 2013, Dawson and Worth, 2014, Bourgouin, 2014]. D'autres études ont utilisés des tubes de Rijke comme systèmes de substitution à la combustion et les ont placés dans une cavité annulaire (voir les travaux de [Moeck et al., 2010, Gelbert et al., 2012]). Cela permet de contrôler les fluctuations du taux de dégagement de chaleur afin d'appliquer un contrôle actif sur les instabilités thermoacoustiques pour développer un modèle de régulation des instabilités thermoacoustique.

## Études des différents branches du couplage prises indépendamment

En parallèle de ces études sur des systèmes auto-instables, des travaux ont été entrepris sur chacune des branches de la boucle de couplage thermoacoustique (cf. figure 1.2), afin d'affiner une approche quantitative des mécanismes à la base d'un couplage.

### Bruit de combustion

L'action des fluctuations du taux de dégagement de chaleur sur celles de la pression est due au bruit de combustion. Celui-ci peut être direct lorsqu'il provient de la flamme elle-même, ou indirect via des ondes d'entropie ou de vorticité dues à la présence de singularité dans l'écoulement aval (tuyère, pôles,...). Dans l'hypothèse d'une absence de confinement, le bruit de combustion indirect peut être négligé. Concernant le bruit direct, une approche moderne du bruit de combustion faite par [Strahle, 1985] montre que, en l'absence de confinement, la pression rayonnée en champ lointain peut être obtenue par l'équation 1.6 suivante :

$$p'(r, t) = -\frac{\gamma - 1}{4\pi r c_0^2} \frac{d}{dt} \left[ \int \dot{q}' dV \right]_{t-\tau} \quad (1.6)$$

avec  $\tau = r/c_0$  le temps de propagation de l'onde acoustique pour couvrir la distance  $r$  entre la source de combustion et le récepteur. Dans le cas de flamme de prémélange,

$\dot{q}'$  peut être relié à  $A'$ , la fluctuation de surface de flamme, et l'équation précédente peut s'écrire sous la forme de l'équation 1.7 ci-dessous [Abugov and Obrezkov, 1978, Clavin and Siggia, 1991, Truffaut et al., 1998] :

$$p'_{\infty} = \frac{\rho_{\infty}}{4\pi r} \left( \frac{\rho_u}{\rho_b} - 1 \right) S_d \left[ \frac{dA}{dt} \right]_{t-\tau} \quad (1.7)$$

avec  $S_d$  la vitesse de déplacement du front de flamme,  $\rho_u$  la masse volumique des réactifs,  $\rho_b$  celle des gaz brûlés et  $\rho_{\infty}$  celle de l'air au point d'observation. Cette expression indique que, dans le cas de flamme de prémélange, la pression est directement reliée à la variation de surface de flamme.

## Perturbation de la dynamique de l'écoulement et de la flamme

Les études menées sur l'action des fluctuations de pression sur celles du taux de dégagement de chaleur cherchent à caractériser les mécanismes responsables de la réponse de flamme au forçage d'une perturbation acoustique externe. Comme cela a été vu précédemment, l'action sur  $\dot{q}'$  peut être directement due à  $p'$  ou via la perturbation aérodynamique ( $u'$ ) de l'écoulement de réactants.

L'action directe de  $p'$  sur  $\dot{q}'$  a fait l'objet de différents travaux théoriques et expérimentaux [Dunlap, 1950, Clavin et al., 1990, McIntosh, 1991, Wangher et al., 2008]. Ces derniers indiquent qu'en considérant une réaction chimique comme étant gouvernée par une loi de type Arrhénius, le taux de réaction doit alors être sensible aux fluctuations de pression via la densité et la température. Toutefois, la comparaison entre la théorie et les expériences n'est pas concluante à ce jour. La question posée reste ouverte.

Concernant l'action de  $u'$  sur  $\dot{q}'$ , de nombreux travaux ont été effectués pour différentes configurations de flamme et de forçage acoustique. Ceci est rappelé ci-après.

### Mode longitudinal

Plusieurs études ont eu pour but de caractériser les mécanismes pilotant la dynamique de la flamme. Ces études impliquent des configurations simples, telles que celles faites sur des flammes planes [Searby and Rochwerger, 1991], coniques [Markstein, 1948, Baillot et al., 1992, Baillot et al., 1996, Bourehla and Baillot, 1998, Mejia, 2014], en cône inversé [Durox et al., 2005, Durox et al., 2009], diédrique inversé [Boyer and Quinard, 1990, Shanbhogue et al., 2009] ou pour des flammes multiples [Durox et al., 2009]. Elles ont permis d'élaborer des modèles pour la dynamique de flamme de prémélange (voir par exemple les études de [Perry and Blackshear, 1953, Boyer and Quinard, 1990, Baillot et al., 1992, Baillot et al., 1996, Schuller et al., 2002, Schuller et al., 2003b, Lee and Lieuwen, 2003, Balachandran et al., 2005]). Dans ce contexte, [Bourehla and Baillot, 1998] ont mis en évidence qu'il est nécessaire de prendre en compte la nature, acoustique et convective, des perturbations de l'écoulement dans les modèles de dynamique de flamme.

Un des outils fréquemment utilisés pour caractériser la réponse fréquentielle de la

flamme à une perturbation harmonique de l'écoulement est la *Flame Transfer Function* (FTF). Dans ce cas, la flamme étant considérée comme compacte par rapport à la longueur d'onde du phénomène, c'est le taux de dégagement de chaleur  $\dot{Q}$  intégré sur le volume d'étude qui est quantifié. Elle est définie par l'équation 1.8 suivante (en écriture complexe) :

$$\mathcal{F}(\omega_0) = \frac{\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}}{u'/\bar{u}} \quad (1.8)$$

avec  $\omega_0 = 2\pi f_0$  la fréquence angulaire du mode de l'instabilité étudiée,  $\bar{\dot{Q}}$  la valeur moyenne du taux de dégagement de chaleur global,  $\dot{Q}'$  sa fluctuation,  $\bar{u}$  la valeur moyenne de la vitesse et  $u'$  sa fluctuation, ces deux dernières étant mesurées en un point d'espace compatible avec la notion de compacité de flamme. La FTF peut être déterminée expérimentalement, ou être établie par des modèles pour des configurations simples [Noiray et al., 2006, Cuquel, 2013]. Les méthodes basées sur la FTF permettent de prédire les modes linéairement instables dans le cas de faibles amplitudes de perturbations. Toutefois, cela ne permet pas d'expliquer et de prédire l'existence de mécanismes non-linéaires tels que des cycles limites. Pour cela, la FTF a été étendue au concept de la *Flame Describing Function* (FDF), qui caractérise la réponse de la flamme à différents niveaux de perturbation de l'écoulement, dans le but de tenir compte des effets non-linéaires [Dowling, 1999, Noiray et al., 2008]. Son expression est donnée par l'équation 1.9.

$$\mathcal{F}(\omega_0, |u'/\bar{u}|) = G(\omega_0, |u'/\bar{u}|) e^{i\varphi(\omega_0, |u'/\bar{u}|)} = \frac{\tilde{\dot{Q}}'/\bar{\dot{Q}}}{u'/\bar{u}} \quad (1.9)$$

À l'aide de la FDF des études de stabilité ont mis en évidence l'existence de cycles limites, mais aussi de phénomène d'hystérésis, de déclenchement d'instabilités ou de sauts de modes, et ont prédit les amplitudes et les fréquences de ces phénomènes [Noiray et al., 2008, Boudy et al., 2011, Palies et al., 2011a].

### Études de mode azimutal

Concernant les modes azimutaux, un essor croissant d'études numériques [Cazalens et al., 2008, Staffelbach et al., 2009, Sensiau et al., 2009, Wolf et al., 2012, Blimbaum et al., 2012] et théoriques [Stow and Dowling, 2001, Laverdant and Thevenin, 2003, Schuermans et al., 2003, Stow and Dowling, 2004, Schuermans et al., 2006, Acharya et al., 2009, Moeck et al., 2009] a vu le jour ces dernières années. Les simulations de [Staffelbach et al., 2009, Wolf et al., 2012] d'une chambre annulaire complète ont établi que l'onde azimutale a comme effet principal d'induire des fluctuations longitudinales de l'écoulement en sortie d'injecteur. Ils ont également montré que, bien qu'un mode tournant soit présent, le mode azimutal dominant est un mode stationnaire.

Encore peu d'études expérimentales ont été entreprises en vue d'identifier, de quantifier et d'expliquer les mécanismes impliquant les modes azimutaux. Concernant la caractérisation de la dynamique de flamme en réponse à un forçage acoustique externe, on notera



les études effectuées pour de hautes fréquences, sur des systèmes fluides non prémélangés non réactifs [Davis and Chehroudi, 2006, Baillot et al., 2009] et réactifs multi-injecteurs [Marshall et al., 2006, Richecoeur et al., 2006, Méry et al., 2013]. D'autres études ont été réalisées sur des systèmes réactifs de prémélange utilisant un unique injecteur swirlé dans le cadre de forçages moyennes fréquences ( $\approx 150$  Hz) [Hauser et al., 2010] et hautes fréquences (400-1200 Hz) [O'Connor and Lieuwen, 2011, O'Connor and Lieuwen, 2012, Lespinasse et al., 2013, Baillot and Lespinasse, 2014]. Ces auteurs ont développé des montages expérimentaux constitués d'une cavité dans laquelle est créé un champ acoustique transverse. D'après [O'Connor and Lieuwen, 2012] alors que la formation et le développement d'allées tourbillonnaires ainsi que la structure de la flamme sont essentiellement axisymétriques en ventre de pression acoustique, le ventre de vitesse acoustique montre des perturbations tourbillonnaires dissymétriques que les auteurs associent à la présence possible de structures hélicoïdales. De plus, l'étude en ventre de vitesse acoustique suggère que l'écoulement en sortie d'injecteur est caractérisé par une superposition de perturbations acoustiques (longitudinale et transverse) et tourbillonnaire [O'Connor and Lieuwen, 2011]. D'après ces auteurs, l'écoulement peut alors être découpé en zones d'action des différents types de perturbations : les fluctuations de vitesses longitudinales sont dominantes dans les couches limites du jet tandis que les fluctuations de vitesses transverses sont essentiellement présentes dans le centre du jet. Ainsi, près de la base de la flamme les fluctuations de vitesses longitudinales et transverses se superposent tandis que plus en aval dans la chambre de combustion les fluctuations de vitesses sont exclusivement transverses. Les travaux de [Lespinasse et al., 2013, Baillot and Lespinasse, 2014] sont intégré à ce mémoire.

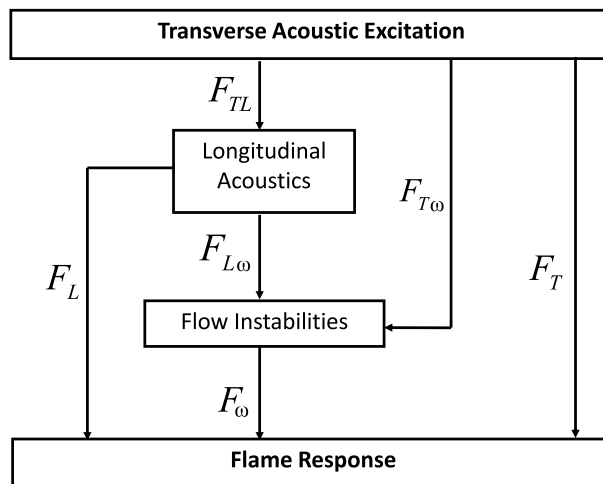


FIGURE 1.3 – Mécanismes possibles de perturbation d'une flamme pour un forçage acoustique transverse :  $F_T, F_L, F_{TL}, \dots$  représente les fonctions de transfert associées aux mécanismes transverse ( $T$ ), longitudinal ( $L$ ) et de vortex ( $\omega$ ) [O'Connor and Lieuwen, 2012].

Très peu d'études ont entrepris de calculer la FTF afin de caractériser la réponse de

la flamme soumise à une onde acoustique transverse. [O'Connor and Acharya, 2013] ont entrepris une telle démarche, mais les auteurs rappellent la difficulté que cela entraîne, au vu de la multitude de mécanismes sur lesquels peut agir une onde acoustique transverse pour piloter la dynamique de la flamme (cf. figure 1.3). Pour cela, une fonction de transfert entre les fluctuations de vitesse transverse et les fluctuations de vitesse longitudinale a d'abord été calculée afin de prendre en compte la réponse de l'injecteur au forçage transverse. Dans un deuxième temps, les auteurs ont calculé la FTF de la flamme à partir de ces fluctuations de vitesse longitudinale obtenues en supposant que les fluctuations du taux de dégagement de chaleur étaient pilotées par ces fluctuations longitudinales de vitesse. Aucune étude n'a cependant été menée jusqu'à présent sur la détermination de la FDF pour un forçage transverse sur l'ensemble du champ acoustique.

Finalement, les travaux de [O'Connor et al., 2013] ont comparé les résultats obtenus pour des flammes auto-instables dans une chambre annulaire et ceux obtenus avec une flamme soumise à un champ acoustique transverse stationnaire. Les auteurs mettent en évidence les similitudes de comportement des flammes dans les deux configurations, validant ainsi l'utilisation du forçage transverse stationnaire pour l'étude de la dynamique de flamme dans les instabilités de combustion azimutales.

Malgré ces différents travaux, des études spécifiques fines sont encore nécessaires pour mettre en évidence les phénomènes physiques de base pilotés par les modes azimutaux et leurs couplages avec la flamme dans l'ensemble du champ acoustique.

## Objectifs de la thèse

Dans ce contexte, le but de cette thèse est d'identifier et d'expliquer les mécanismes induits par le champ acoustique transverse responsables des perturbations aérodynamiques et de la réponse dynamique de flamme en vue de contribuer à améliorer la connaissance des boucles de couplage thermoacoustique prenant place dans les instabilités transverses.

Pour cela, une flamme laminaire en cône inversé est produite à partir de la combustion d'un écoulement de prémélange de réactants air/méthane, soumis à un champ acoustique transverse stationnaire. Afin de simplifier les diagnostics et de faciliter le forçage transverse, une géométrie cartésienne faisant intervenir un champ transverse a été préférée à une géométrie cylindrique et un champ azimutal. Celle-ci peut être par ailleurs considérée comme un secteur d'une géométrie annulaire de large diamètre en absence d'interaction de fronts de flammes ou d'effets collectifs. Ce champ stationnaire permet d'étudier l'impact des bassins d'influence des différentes grandeurs acoustiques. Dans le but de déterminer de façon précise l'impact du champ acoustique sur la dynamique du système fluide et de ne pas être perturbé par d'autres phénomènes physiques tel que la turbulence, l'écoulement est choisi laminaire.

**La première partie** du manuscrit s'intéresse à la caractérisation du système fluide et du champ acoustique. Pour cela, le montage expérimental est présenté de manière détaillée dans le chapitre 2. La cavité permettant de générer le champ acoustique transverse

est décrite, ainsi que le brûleur utilisé pour la production de la flamme en cône inversé. La réponse acoustique du brûleur est aussi caractérisée dans ce chapitre. Sont ensuite présentés les diagnostics optiques utilisés pour la mesure des vitesses des gaz frais (ADL, PIV haute cadence), la visualisation de l'écoulement (tomographie rapide) et celle de la flamme (chimiluminescence  $\text{CH}^*$ , émission directe, trace de la flamme). Ils servent notamment à la quantification des grandeurs physiques nécessaires à la compréhension des mécanismes. Les capteurs de pression utilisés pour les mesures acoustiques sont également introduits. Le système fluide utilisé comme référence est caractérisé sans forçage acoustique à la fin de ce chapitre. Le chapitre 3 présente, dans un premier temps, la théorie de l'acoustique linéaire qui sera utilisée par la suite. Les propriétés du champ acoustique généré dans la cavité sont ensuite étudiées. On montre qu'il est alors possible de définir un domaine d'étude dans lequel le champ acoustique pourra être approché par un modèle d'onde stationnaire 1D. Une attention particulière est portée sur le champ acoustique dans la zone du ventre de vitesse où un modèle de superposition d'ondes stationnaire et progressive est proposé; la confrontation des résultats de ce modèle avec ceux obtenus expérimentalement valide ce dernier.

**Dans la deuxième partie** de ce manuscrit, les effets du champ transverse sur le système fluide réactif sont étudiés. Une vue d'ensemble de la réponse du jet et de la flamme est proposée en chapitre 4. Cela permet de définir les conditions acoustiques assurant l'existence des flammes perturbées et les domaines de prédominance de trois bassins d'influence basés sur les grandeurs physiques suivantes : pression, intensité et vitesse acoustiques. À partir de ces résultats, une méthodologie pour la quantification de la réponse du jet et de la flamme est proposée en vue d'être appliquée dans chacun des bassins. La quantification de l'écoulement est faite en sortie de brûleur par le calcul de la moyenne spatiale de la vitesse verticale, faite le long d'un demi-rayon annulaire porté par l'axe acoustique, ainsi que par celui des aires globales du jet. L'étude de l'amplitude et du déphasage du jet perturbé est faite à l'aide d'une fonction de transfert de vitesse depuis la sortie du brûleur jusqu'à la flamme. Le champ de moment cinétique de ce jet est utilisé dans le but de repérer les structures tourbillonnaires qui y sont présentes, et ainsi les quantifier à l'aide de leur vorticité et de leur excentricité. La réponse de la flamme est quantifiée par son émission  $\text{CH}^*$  globale et locale. Le suivi de son émission  $\text{CH}^*$  permet également de caractériser la position moyenne de son front ainsi que de son barycentre par la détermination des lignes médianes de flamme. La dynamique du pied de flamme est quantifiée par un suivi temporel de sa position à l'aide des composantes verticale et horizontale ainsi que de sa largeur et de son angle d'ouverture par rapport à la direction verticale. Finalement, la dynamique d'ensemble de la flamme est caractérisée à l'aide de la *Flame Describing Function* (FDF). Cette démarche est appliquée dans les chapitres 5, 6 et 7 correspondant respectivement aux bassins des ventres de pression, d'intensité et de vitesse acoustiques et permet de déterminer les mécanismes de couplages entre le champ acoustique et le système fluide.

---

Dans chacun de ces chapitres la structure de l'écoulement perturbé est détaillée, d'abord en sortie de brûleur puis lors de son développement spatio-temporel et par la caractérisation de ses structures tourbillonnaires. La réponse de la dynamique de la flamme à cet écoulement perturbé est ensuite décrite puis quantifiée. Enfin, les mécanismes pilotant la dynamique de la flamme sont détaillés. Une attention particulière est portée à l'étude du pied de flamme dont dépend la stabilisation et l'existence de la flamme avant son soufflage, par la détermination de la FDF et par la détermination de mécanismes non-linéaires induits par le système fluide. À la fin de cette partie, le chapitre 8 regroupe les résultats obtenus dans les différentes zones du champ acoustique et propose une caractérisation globale du comportement du système fluide dans l'ensemble du champ acoustique. Pour cela, les principaux résultats obtenus dans chacun des bassins d'influence sont rappelés. Les comportements non-linéaires mis en évidence dans les chapitres précédents sont repris plus en détails, et des boucles de couplage possibles mettant en jeu ces non-linéarités sont proposées. Finalement, les résultats obtenus de manière indépendante dans les différents bassins d'influence sont projetés dans l'hypothèse d'un système multi-injecteurs dans l'ensemble du champ acoustique. L'existence des différents types de flammes et les couplages possibles sont alors envisagés, et les mécanismes communs de soufflage de la flamme sont mis en évidence.



## Première partie

Caractérisation du système fluide et  
du champ acoustique expérimentaux



# Chapitre 2

## Dispositif expérimental et système fluide de référence

*Le dispositif expérimental est constitué d'une cavité acoustique, dont les caractéristiques sont détaillées à la section 2.1.1, utilisée pour produire un champ acoustique stationnaire transverse, et d'un brûleur permettant de produire une flamme issue de la combustion de méthane et d'air prémélangés. Les spécificités du brûleur sont décrites à la section 2.1.2. Afin de déterminer les grandeurs caractéristiques du champ acoustique et du système fluide, des techniques de mesures spécifiques ont été utilisées. Le matériel et les diagnostics choisis pour la mesure des grandeurs de l'écoulement sont présentés à la section 2.2.1 et ceux pour caractériser la flamme en section 2.2.2. Enfin les grandeurs acoustiques ont été obtenues à l'aide de diagnostics dont les caractéristiques sont données à la section 2.2.3.*

### 2.1 Éléments constitutifs du dispositif

Le dispositif expérimental est placé dans une enceinte cubique de  $27\text{m}^3$ , suffisamment grande pour ne pas perturber les mesures. Afin de protéger les opérateurs des niveaux sonores élevés requis par l'étude, l'isolation phonique est réalisée à l'aide de parois équipées de 100 mm d'épaisseur de laine de roche. Elle sert également de protection contre les rayonnements des lasers utilisés par les diagnostics optiques ainsi que d'enceinte de confinement lors de l'ensemencement de particules dans l'air pour les mesures PIV, comme cela est expliqué en section 2.2.1.2. Elle est dotée d'un accès optique et de différents passages séparés pour les câbles électriques et les tuyaux d'alimentation des combustibles, ainsi que d'une hotte d'évacuation des gaz chauds constituée d'un faux plafond servant de silencieux.



### 2.1.1 Cavité acoustique

Le champ acoustique est produit à l'intérieur d'une cavité semi-ouverte en acier composée d'une plaque horizontale et de deux plaques verticales se faisant face l'une l'autre (voir la représentation sur la figure 2.1). Sur chacune des plaques verticales est intégrée une chambre de compression Beyma CP-850 Nd ; le brûleur est positionné au centre de la plaque horizontale. Les chambres de compression fonctionnent sur une large gamme de fréquences comprises entre 0.5 et 20 kHz et admettent une sensibilité de 112 dB mesurée à une distance axiale de 1 m pour une puissance d'entrée de 1 W. Elles sont connectées à un amplificateur PV 900 délivrant une puissance maximale de 2x180 W rms, lui même relié à un filtre fréquentiel MCX-200/SW (fréquence de coupure réglée à 500 Hz) et à un générateur de fréquences Hameg HM8150 ayant une gamme de fonctionnement comprise entre 10 mHz et 12.5 MHz en fréquence et de 20 mV à 20 V en tension.

Les plaques verticales de la cavité peuvent glisser le long de rails horizontaux, permettant de faire varier la distance  $L_c$  les sépare, comme l'indique la figure 2.1. Pour une fréquence donnée,  $L_c$  est ajustée au voisinage de la longueur d'onde acoustique théorique afin d'assurer la résonance du champ de pression et d'exciter le second mode de cavité. Cela permet de créer dans la cavité un champ acoustique 1D de haute intensité dans la gamme de fréquences comprise entre 0.5 et 1.2 kHz. Une fois  $L_c$  fixée, les plaques, maintenues par deux barres de petite section droite, peuvent facilement glisser ensemble ce qui revient à placer le brûleur à la position voulue dans le champ acoustique.

### 2.1.2 Brûleur

Le brûleur cylindrique est composé de trois parties (voir la figure 2.2) : un tube de 135 mm de long ayant un diamètre interne de 65 mm, un convergent profilé de 59 mm de hauteur avec un diamètre interne se réduisant de 65 à 22 mm, et finalement une buse convergente ayant un diamètre de sortie  $D = 10$  mm. Afin d'obtenir une flamme en cône inversé, notée "flamme en V" par la suite, une tige centrale est introduite dans le brûleur et est alignée avec son axe. Le diamètre de la tige  $d_r$  est de 3 mm, ce qui crée un espacement annulaire  $d_g = D - d_r/2$  de 3.5 mm. L'extrémité de la tige dépasse d'une longueur  $l_r$  égale à 2.5 mm.

La réponse du brûleur à une excitation acoustique sinusoïdale externe est déterminée sans écoulement, en dehors de la cavité, en champ libre, pour une gamme de fréquences allant de 10 à 1100 Hz. Pour cela, un haut-parleur est positionné à 26 cm de l'axe horizontal du brûleur tel que son axe de symétrie soit 6 cm au-dessus de la sortie du brûleur et parallèle à lui, comme indiqué sur la figure 2.3(a). Les signaux de pression sont mesurés simultanément par deux microphones, l'un placé dans le fond du brûleur et l'autre à 8 cm du haut-parleur, le long de l'axe acoustique. Les résultats, reportés sur la figure 2.3(b), montrent que le brûleur se comporte comme un résonateur de Helmholtz avec un pic à  $f_H \approx 130$  Hz, sauf autour de 1000 Hz où un pic secondaire est mesuré.

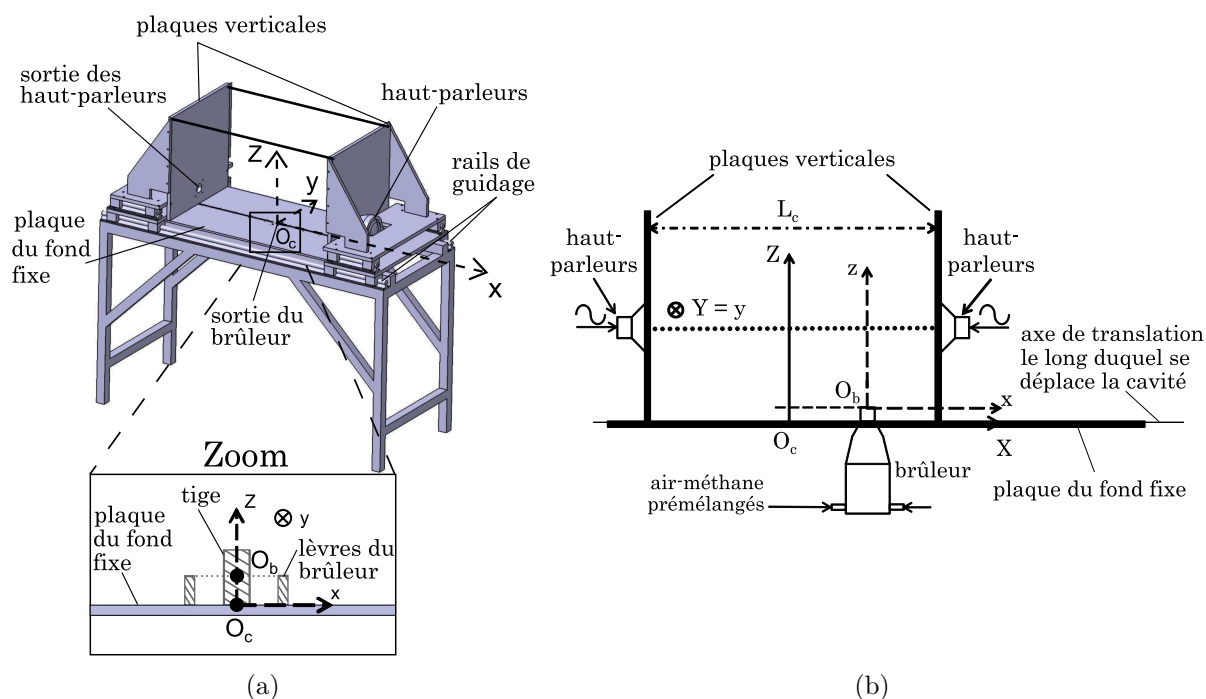


FIGURE 2.1 – Schéma de la cavité acoustique avec la position des chambres de compression et du brûleur : (a) Représentation 3D (b) Schéma 2D avec emplacement des haut-parleurs et du brûleur.

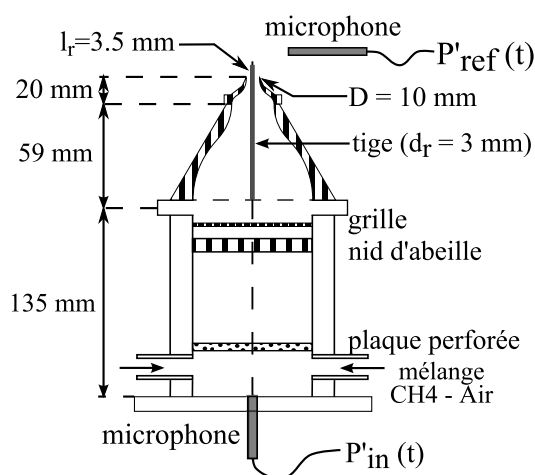


FIGURE 2.2 – Schéma du brûleur avec les deux microphones positionnés pour les mesures de  $P'_{in}(t)$  et  $P'_{ref}(t)$ .

En effet, pour une cavité équipée d'une sortie convergente, la fréquence angulaire de

résonance  $\omega_0$  est donnée par la relation [Hirschberg, 2001] :

$$\omega_0^2 = (2\pi f)^2 = (c_0^2 S_1)/(V L_e) \quad (2.1)$$

$$\text{avec } L_e = \int_0^1 [S_1/S(z)] dz + \int_1^2 [S_2/S(z)] dz + 0.6D/2 \quad (2.2)$$

On note  $c_0$  la vitesse du son,  $V$  le volume total de la cavité,  $S_1$  la section finale du convergent profilé,  $S_2$  la section finale de la buse convergente et  $L_e$  une longueur effective [Schuller et al., 2003a, Bourguin, 2014].  $L_e$  est le résultat de l'addition de trois longueurs : la longueur barycentrique obtenue à partir de l'intégrale des longueurs élémentaires constituant le convergent profilé, pondéré par l'inverse des aires locales associées ; la longueur barycentrique de la buse convergente de sortie ; et une longueur égale à  $0.6D/2$  correspondant à une correction acoustique de sortie. Pour les conditions de cette thèse,  $L_e = 22.3$  mm. L'estimation de la fréquence de résonance par ce calcul donne une valeur de 131 Hz, qui coïncide avec la fréquence mesurée. Le pic autour de 1000 Hz est interprété comme étant la signature du mode 3/4 d'onde d'un tube équivalent à une section constante et de longueur égale à la somme des hauteurs du tube de section droite, du convergent profilé et de la buse convergente additionné à la correction acoustique de sortie.

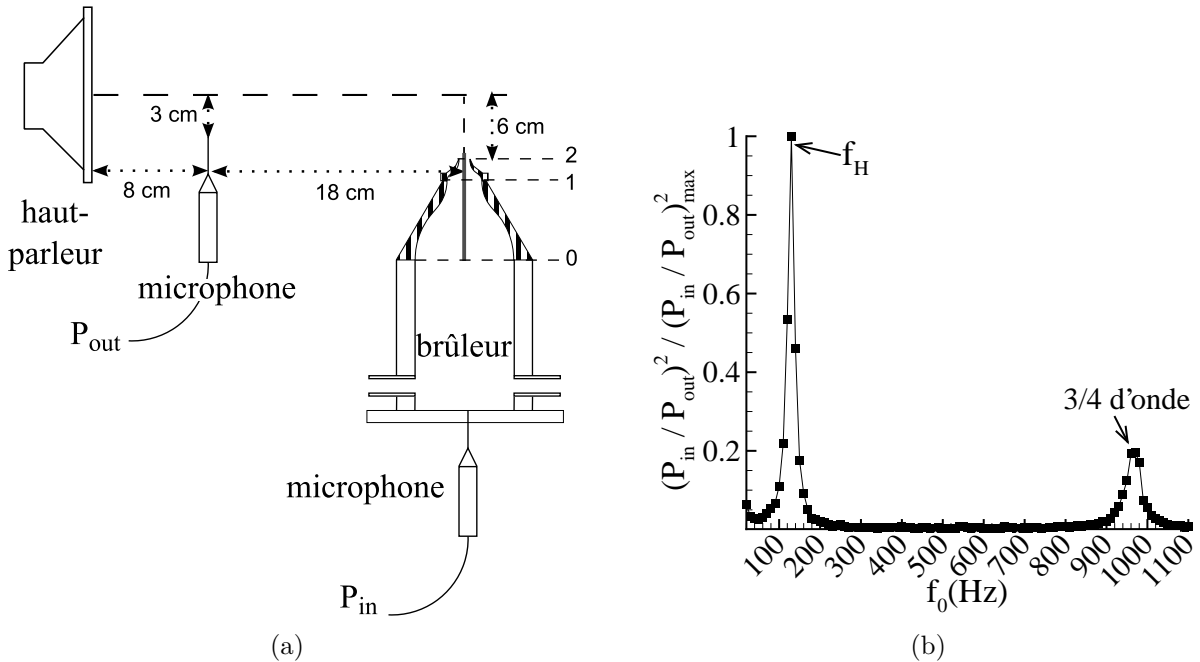


FIGURE 2.3 – Réponse acoustique du brûleur : (a) schéma de mesure de la réponse acoustique du brûleur ; (b) Réponse acoustique du brûleur.

Le brûleur est fixé verticalement au centre de la plaque horizontale de la cavité. La position d'un point dans la cavité est repérée à l'aide du système de coordonnées car-

tésiennes ( $O_c, X, Y, Z$ ) où  $O_c$  est le centre de la plaque horizontale de la cavité,  $O_cX$  est l'axe horizontal perpendiculaire aux plaques verticales et  $O_cZ$  est l'axe vertical ascendant (voir la figure 2.1). Le point du centre de la sortie du brûleur  $O_b$  est repéré par ses coordonnées ( $X_b, Y_b = 0, Z_b = 20$  mm). Par la suite, la position relative au plan de sortie du brûleur pour une quantité donnée est définie par le système de coordonnées ( $O_b, x = X - X_b, y = Y, z = Z - Z_b$ ). Comme mentionné précédemment, en déplaçant les deux plaques verticales le brûleur peut être positionné à n'importe quel endroit dans le champ acoustique. Les flammes, stabilisées derrière la tige du brûleur, sont produites par le prémélange d'écoulements de méthane et d'air dont les débits massiques sont mesurés séparément par des débitmètres Teledyne Hastings.

## 2.2 Diagnostics

### 2.2.1 Mesures de vitesses et visualisation du jet

#### 2.2.1.1 Anémométrie Doppler Laser

Les vitesses verticale et radiale, respectivement  $U(t)$  et  $V(t)$ , sont mesurées par un système de Vélocimétrie Doppler Laser (LDV) à deux composantes, constitué d'une source lumineuse produite par un laser ion argon délivrant une puissance de 4 W, un système TSI équipé de cellules de Bragg et utilisant une sonde à fibres optiques, et un processeur IFA 755. La sonde est équipée d'une lentille ayant une focale de 350 mm donnant un demi-angle de  $3.97^\circ$  entre les faisceaux. Le volume de mesure correspondant est une ellipsoïde de diamètre maximal égal à  $159 \mu\text{m}$  pour une longueur maximale de 2.29 mm. Les particules de diffusion servant à étudier les quantités, sont des particules d'huile, ayant un diamètre moyen de  $1 \mu\text{m}$ . Considérant la taille du montage expérimental, ceci permet d'effectuer les mesures à partir de 3 mm au-dessus de la sortie du brûleur, ce qui correspond à  $0.86 \times d_g$ .

Le nombre de Stokes d'une particule d'huile,  $S_k$ , est définie comme le rapport de sa réponse inertielle,  $\tau_p$ , sur le temps acoustique,  $\tau_{ac}$ .  $S_k = \tau_p / \tau_{ac} = \frac{\rho_p d_p^2 f_0}{18\mu}$  est inférieur à  $3.10^{-3}$  dans la gamme de fréquences choisies ici (510 – 1 010 Hz). Cela assure que les gouttelettes d'huile sont de bons traceurs de l'écoulement. De plus, l'échantillonnage est supérieur à 20 000 mesures validées par secondes ; en moyenne, 40 – 50 (20 – 25) mesures par cycle sont validées pour chaque série de mesures à 510 Hz (1 010 Hz). Les mesures obtenues sont donc résolues en temps au regard des échelles du temps acoustique. Lorsque des champs de vitesse complets sont recherchés il lui est préféré la technique PIV présentée ci-dessous.

#### 2.2.1.2 Vélocimétrie par images de particules

La mesure des vitesses de l'écoulement par **Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) haute cadence** permet d'obtenir simultanément un bon échantillonnage spatial des mesures et d'assurer une bonne résolution temporelle, même si elle reste moins

performante que celle de la LDV. Pour cette technique, le jet de prémélange est aussiensemencé de gouttelettes d’huile. De plus, afin de pouvoir mesurer les vitesses dans la couche limite externe et à l’extérieur du jet de prémélange, l’air environnant dans l’ensemble de l’enceinte estensemencé avec des gouttelettes d’un mélange glycérol-triglycol. Le système est composé d’un laser double pulse Quantronix Darwin Dual Nd :YLF haute cadence (5000 Hz par tête) et d’une caméra CCD rapide Phantom V9, fonctionnant ici à 9000 im/s avec une résolution spatiale de  $576 \times 288$  pixels. Le temps entre deux pulses est de  $30 \mu\text{s}$  et la résolution spatiale est de 30 pixels/mm. Les vitesses sont calculées grâce à un traitement à plusieurs étapes, chaque étape utilisant les résultats de l’étape précédente. La taille des fenêtres d’interrogation passe de  $64 \times 64$  pixels à  $16 \times 16$  pixels, avec un recouvrement de 50%, et pour chaque taille de fenêtre les calculs sont faits deux fois de suite. Pour chaque condition de fonctionnement, une série de 5000 champs de vitesses est calculée. La série est aussi exploitée pour donner l’évolution de 18 (9) moyennes de phases du champ de vitesse lors d’une période du phénomène étudié pour une fréquence de forçage de 510 Hz (1010 Hz).

En complément de cette chaîne haute cadence, une chaîne **PIV classique** cadencée à 10 Hz est aussi utilisée lorsque les mesures en moyennes de phase sont recherchées sans résolution temporelle. Elle utilise un montage similaire mais avec une caméra LaVision Imager pro X 2M ayant une résolution spatiale de  $1600 \times 1200$  pixels et un laser double pulse Quantel Twins BSL Nd :YAG.

Les mesures de PIV sont réalisées dans le plan vertical  $(O, x, z)$  passant par l’axe du brûleur ( $y = 0$  mm) et également dans le plan horizontal  $(O, x, y)$  passant par  $z = 1$  mm. Le long de son trajet, le faisceau laser est protégé de l’ensemencement extérieur par des carters dans lesquels est envoyé de l’air nonensemencé en légère surpression (quelques bars). Cela empêche les gouttelettes de glycérol-triglycol de pénétrer dans les carters. Ainsi le faisceau laser est protégé de diffusions parasites, ce qui induirait une diminution de son efficacité énergétique. Le montage est reporté à la figure 2.4.

### 2.2.1.3 Tomographie laser haute cadence

La tomographie laser résolue en temps est appliquée dans le but d’étudier l’évolution du jet et de ses structures. Afin de visualiser l’ensemble du jet, les particules d’ensemencement placées dans l’écoulement de prémélange sont illuminées par une nappe laser 2D, horizontale ou verticale, produite par un laser continu CNI MGL - W532 de 1.2 W. Ces nappes sont filmées par une caméra haute cadence Phantom V12.1 fonctionnant à 7920 images/s pour une résolution spatiale de  $1024 \times 768$  pixels et une dynamique de 12 bit. La caméra est équipée d’un objectif Nikon AF Nikkor de 180 mm pour une ouverture de  $f/2.8$ , donnant une résolution de 0.034 mm/pixel. Pour les plans axiaux, la caméra est positionnée perpendiculairement à l’axe acoustique. Pour les plans horizontaux, la caméra est inclinée de  $13.5^\circ$  par rapport à l’axe vertical au-dessus du jet ; la nappe horizontale est

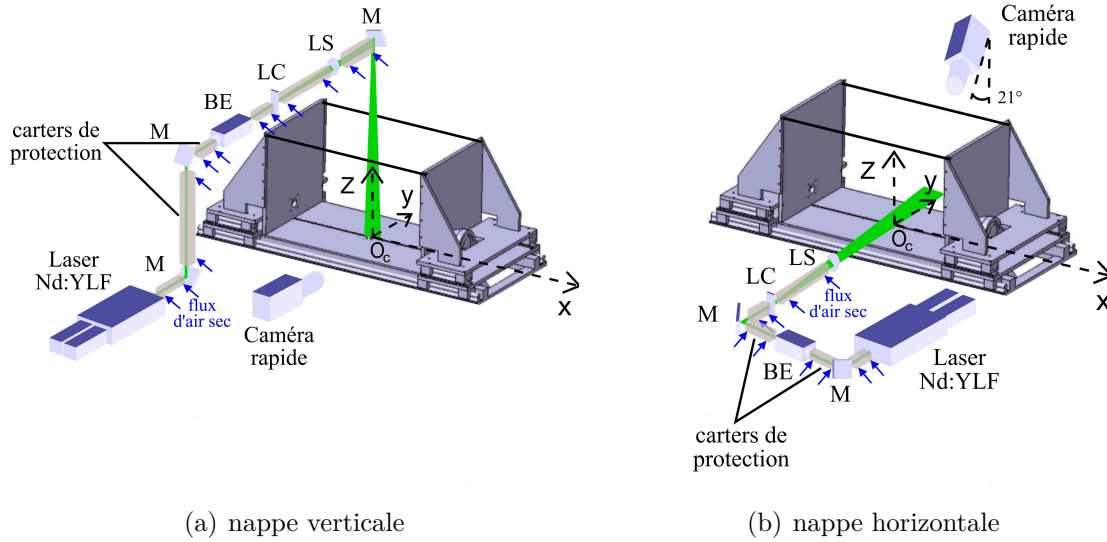


FIGURE 2.4 – Schémas de montage pour les mesures de vitesses par PIV. BE : *beam expander* ; M : miroir ; LS : lentille sphérique ; LC : lentille cylindrique.

positionnée à 1, 5 ou 11 mm de la sortie du brûleur. Les montages sont similaires à ceux de la PIV (voir la figure 2.4).

## 2.2.2 Visualisation de la flamme

### 2.2.2.1 Chimiluminescence $\text{CH}^*$

La dynamique de flamme est observée par l'évolution globale d'émission de la chimiluminescence du radical  $\text{CH}^*$  enregistrée par un photomultiplicateur (PM). Le PM, un Hamamatsu H6779, est équipé d'un filtre interférentiel centré à  $\lambda = 430 \text{ nm}$  avec une largeur totale à mi-hauteur FWHM=10 nm ( $\pm 2 \text{ nm}$ ). Il est positionné à 40 cm de la flamme dans le but d'obtenir l'intensité  $I_{\text{CH}^*}(t)$  de l'ensemble de l'émission  $\text{CH}^*$  de la flamme, tout en étant placé en dehors de la cavité acoustique.

Une caméra CCD intensifiée Princeton Instrument ayant une cadence de 5 images/s pour une résolution de  $576 \times 384$  pixels et une dynamique de 14 bit, équipée avec le même type de filtre interférentiel que celui mentionné précédemment, fournit des images de chimiluminescence  $\text{CH}^*$  intégrées dans le plan vertical enregistrées avec un angle de  $60^\circ$  par rapport à l'axe acoustique. Un objectif UV Nikkor de 105 mm d'une ouverture de  $f/5.6$  est placé sur la caméra et conduit à une résolution de 0.069 mm/pixel. Ces images permettent d'obtenir l'évolution globale d'émission  $\text{CH}^*$  de flamme, mais également de suivre l'évolution locale pour différentes zones de la flamme.

### 2.2.2.2 Émission directe de flamme

En complément de la mesure d'émission de chimiluminescence  $\text{CH}^*$ , l'émission directe de flamme est capturée dans le même temps selon un plan vertical par la caméra Phantom V12.1 mentionnée précédemment, positionnée perpendiculairement à l'axe acoustique. L'objectif Nikon AF Nikkor de 180 mm d'une ouverture de  $f/2.8$  est utilisé et est équipé d'un intensificateur rapide Hamamatsu C10880. L'abandon du filtre  $\text{CH}^*$  et l'utilisation de l'intensificateur permet d'obtenir plus d'intensité lumineuse, et donc d'augmenter la cadence de l'acquisition d'images afin d'obtenir une bonne résolution temporelle. Étant données les conditions de stœchiométrie du mélange utilisées dans le cadre de cette thèse et qui seront détaillées en section 2.3.1, les mesures de l'émission directe de flamme sont similaires à celles de l'émission chimiluminescence  $\text{CH}^*$ . La cadence est alors de 7920 images/s pour une résolution d'image de  $1024 \times 768$  pixels sur 12 bit, donnant une résolution spatiale de 0.034 mm/pixel.

### 2.2.2.3 Trace de la flamme par la zone d'évaporation du jet

Les visualisations tomographiques laser haute cadence décrites en section 2.2.1.3 sont également utilisées pour caractériser l'évolution du front de flamme par le suivi de l'isotherme d'évaporation due à la flamme. Au-delà de cette isotherme, les particules sont évaporées et ne diffusent plus la lumière [Boyer, 1980]. Les vues sont filmées par la caméra rapide mentionnée précédemment, qui enregistre à 7920 images/s.

## 2.2.3 Mesures de pression acoustique

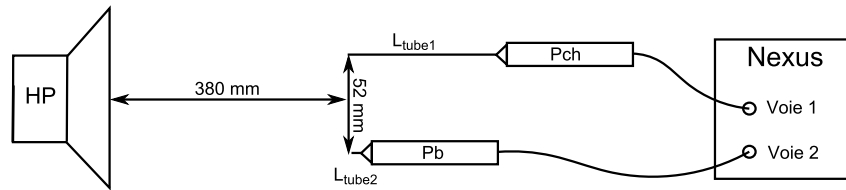


FIGURE 2.5 – Schéma de mesures par comparaison de l'atténuation et du déphasage dus au tube pour les sondes microphoniques.

Des sondes microphoniques Brüel & Kjaer types 4182, avec une réponse fréquentielle comprise entre 1 Hz et 20 kHz, ont été utilisées. À l'aide de celles-ci, une cartographie spatiale du champ de pression acoustique a été établie en absence de flamme (cf. section 3.2). En présence de flamme, une sonde, placée en  $(x = 10 \text{ mm}, y = 20 \text{ mm}, z = 10 \text{ mm})$  dans l'air environnante au voisinage de la flamme, capture le signal dans la cavité acoustique. La sonde microphonique est équipée d'un tube de longueur  $L_t$ . Elle induit une atténuation  $\Delta$  et un déphasage  $\phi$  sur les mesures de pression, comme détaillé ci-dessous. Une autre sonde peut être introduite à la base du brûleur pour mesurer les fluctuations internes

au brûleur. Pour simplifier l'exploitation des mesures, le même tube de longueur  $L_t$  est fixé à la sortie de cette sonde. La procédure de caractérisation des propriétés des sondes microphoniques s'appuie sur la comparaison des mesures de pression obtenues à partir de tubes de longueurs différentes ainsi que sur la comparaison des mesures des sondes avec celles d'un microphone 1/4 de pouce Brüel & Kjær type 4944 muni d'un pré-amplificateur 2670. Deux montages expérimentaux ont été réalisés pour mesurer l'atténuation et le déphasage d'une sonde. Ils sont reportés sur les figures 2.5 et 2.6.

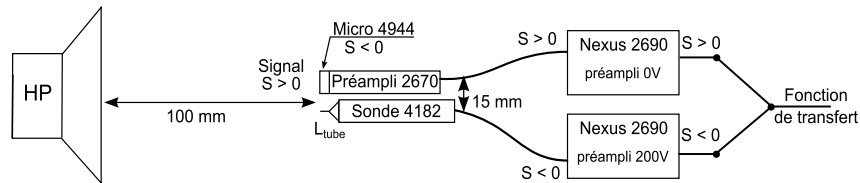


FIGURE 2.6 – Schéma de mesures de gain et de phase entre une sonde microphonique et un microphone 1/4 de pouce.

### Atténuation $\Delta$

Elle dépend de la longueur du tube  $L_t$  mais également de la fréquence de l'onde acoustique  $f_0$ . À l'aide des deux montages, des mesures expérimentales ont été réalisées, d'une part avec deux sondes type 4182 équipées de tube de longueur  $L_{tube1}$  et  $L_{tube2}$ , et d'autre part avec le microphone type 4944 et chacune des sondes précédentes. Les capteurs sont positionnés symétriquement par rapport à l'axe acoustique du haut-parleur. On montre que l'atténuation  $\Delta$  du signal de pression suit une loi linéaire en fréquence. Pour le tube de longueur  $L_{tube} = 100$  mm utilisé par la suite, la loi est donnée par :  $\Delta = 1.1e^{-3}f_0 - 0.6$  où  $f_0$  (en Hz) est la fréquence imposée au haut-parleur dans la gamme de 200 Hz à 1000 Hz.

### Le déphasage $\phi$

Le déphasage  $\phi$  résulte de deux phénomènes. Par conception, la sonde microphonique 4182 crée une inversion de phase. Pour une onde de pression positive, la sonde 4182 donnera un signal électrique négatif alors que le microphone 4944 donnera un signal électrique positif, le signal étant corrigé par son pré-amplificateur 2670. La sonde produit donc un premier déphasage de nature "électronique"  $\phi_{elec} = \pi$  radians (cf. figure 2.6).

Le tube équipant la sonde induit un déphasage  $\phi_{tube}$ . Les mesures réalisées à l'aide des sondes équipées de tubes de longueur 4, 50 ou 100 mm et du microphone 4944 indiquent que  $\phi_{tube}$  peut être représenté par la loi :  $\phi_{tube} = 2\pi f_0 dt_{tube}$  où  $dt_{tube} = (L_t + L_m)/c_0$ .  $dt_{tube}$  est dû au délai de propagation de l'onde acoustique depuis l'extrémité du tube jusqu'à la membrane du capteur de pression avec  $L_t$  la longueur du tube et  $L_m = 13$  mm la longueur entre le point de raccord du tube et la membrane du capteur.  $c_0$  est la vitesse du son déterminée en prenant en compte la mesure de la température ambiante.

Finalement, on a  $\phi = \phi_{elec} + \phi_{tube}$ .



## 2.3 Système fluide réactif sans acoustique

### 2.3.1 Choix des conditions d'écoulement

La géométrie de flamme en cône inversé a été choisie afin de se rapprocher du type de flamme utilisé dans les configurations industrielles tout en restant dans une configuration simple sans structures ou phénomènes parasites lorsqu'aucun forçage n'est appliqué. De plus, l'utilisation d'une tige de stabilisation permet de travailler avec des mélanges stœchiométriques  $\phi$  allant du riche au pauvre.

Les résultats ont été principalement obtenus pour une flamme à la stœchiométrie ( $\phi = 1$ ). En effet, cela permet de travailler avec une flamme de prémélange qui ne soit pas perturbée par une flamme de diffusion, susceptible de se développer en aval de celle-ci avec un prémélange riche. De plus, pour certaines conditions de vitesse débitante et de richesse ( $\phi > 1$ ), la flamme peut être fortement auto-oscillante. Ce comportement résulte d'un couplage naturel entre la flamme et un mode résonant du brûleur. Afin d'obtenir une flamme répondant exclusivement au champ acoustique transverse, les conditions de richesse et de vitesse ont été choisies en dehors du domaine d'instabilité naturelle de flamme auto-oscillante. De plus, le cas stœchiométrique ( $\phi = 1$ ) permet d'avoir une flamme suffisamment stable pour ne pas être rapidement soufflée par le champ acoustique contrairement au cas pauvre.

Concernant la vitesse débitante  $U_{bulk}$ , les valeurs choisies sont comprises entre 1.6 m/s et 2.2 m/s, permettant d'obtenir des flammes stables. Étant donnée la géométrie du brûleur annulaire utilisé, les valeurs du nombre de Reynolds  $Re = \frac{U_{bulk}\sqrt{D^2-d_r^2}}{\nu}$  correspondant à ces vitesses sont respectivement de 1013 et de 1393.

### 2.3.2 Configuration de la flamme laminaire de prémélange en cône inversé

**Le jet** de prémélange, typique d'un écoulement annulaire de par la présence de la tige, présente une couche limite externe produite par la zone de cisaillement entre le jet et l'air environnant de vitesse nulle, et une couche limite interne développée à l'arrière de la tige de stabilisation où se situe une zone de recirculation. Les profils de vitesses verticale et radiale sont en forme de cloche, ce qui est typique pour des écoulements annulaires. Un champ de vitesse moyenné sur une série de 2500 champs de vitesses mesurés par PIV en présence de la flamme est présenté sur la figure 2.7(a) pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s. Les profils des vitesses moyenne et rms extraits du champ PIV moyen en sortie de brûleur ( $z = 1$  mm) sont tracés sur la figure 5.4. L'absence de données pour  $-1.5 \leq x \leq 1.5$  mm est due à la présence de la tige. Le jet annulaire est axisymétrique par rapport à l'axe du brûleur. On observe une très légère déviation de  $V_0$  vers l'extérieur du jet due à la présence de la flamme plus en aval. Cette déviation de l'écoulement va s'amplifier au fur et à mesure que

les particules fluides s'approchent de la flamme atteinte (cf figure 2.7(a)). Finalement, les données montrent que l'écoulement est bien laminaire avec une très faible partie fluctuante résiduelle telles que  $U_{rms}^0/U_{mean}^0$  et  $V_{rms}^0/V_{mean}^0$  sont inférieures à 3%. Aucun vortex n'est formé dans la couche limite externe du jet.

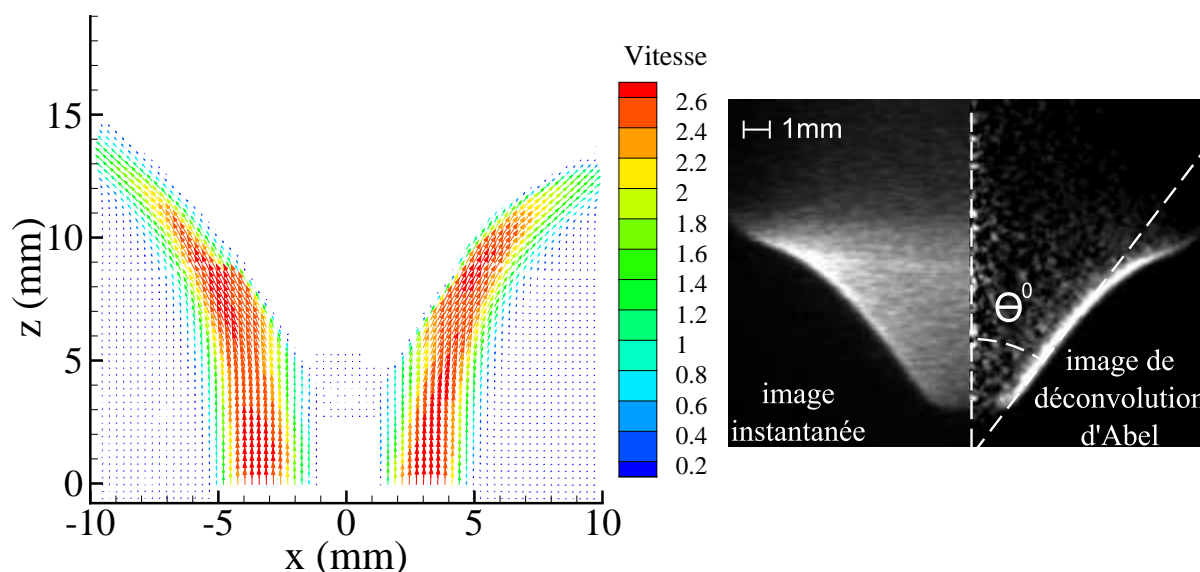


FIGURE 2.7 – Flamme en V sans perturbations acoustiques : (a) champ de vitesses mesurées par PIV pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s,  $\phi = 1$ ; (b) émission  $CH^*$  directe, transformée d'Abel et angle d'ouverture de flamme  $\theta^0$  pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s,  $\phi = 1$ .

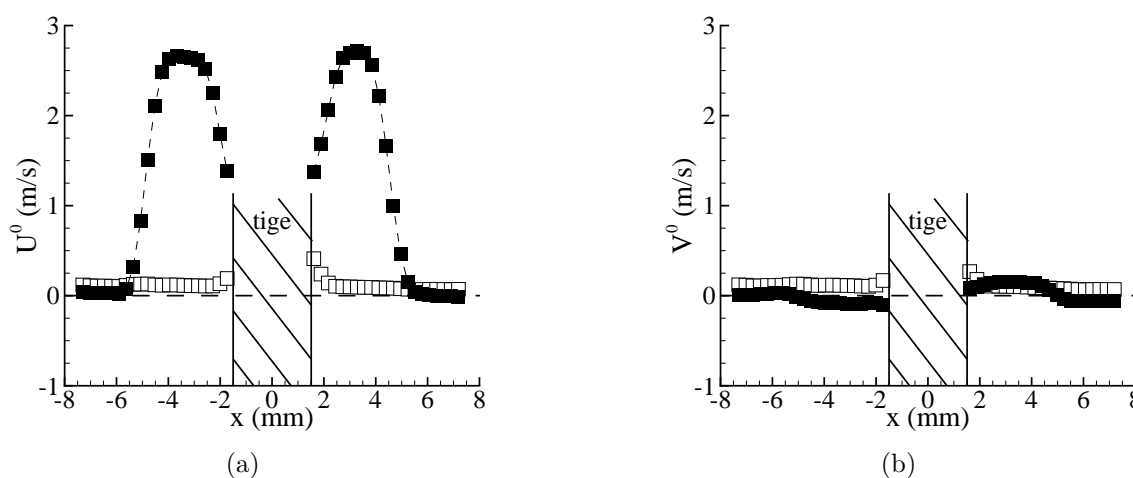


FIGURE 2.8 – Profils de vitesses moyennes et rms mesurées par PIV sans acoustique pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s à  $z = 1$  mm ; (a) composante verticale  $U^0$  ; (b) composante horizontale  $V^0$ .

Des mesures de vitesses de l'écoulement sans flamme pour des hauteurs allant jusqu'à  $z/D = 7$  ont permis de mettre en évidence les caractéristiques du mode d'instabilité naturelle qui se développe dans la couche de cisaillement externe. Ces mesures de vitesse sont complétées par des mesures de localisation latérale de l'enveloppe du jet à partir de vues tomographiques rapides en plusieurs hauteurs  $z/D \leq 3$ . Les densités spectrales de puissance (PSDs) des signaux temporels de vitesse et d'enveloppe indiquent, au-dessus de  $z/D = 1$  une bosse visible autour de 120 Hz et 130 Hz pour  $U_{bulk}$  respectivement égale à 1.6 m/s et 2.2 m/s, correspondant à la fréquence  $f_n$  du mode naturel le plus amplifié. Le nombre de Strouhal  $St_n = f_n \theta_n / U_{max}$  est calculé avec le maximum de la vitesse verticale  $U_{max}$  et  $\theta_n$ , l'épaisseur de quantité de mouvement estimée pour la couche de mélange externe. Pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et 2.2 m/s,  $\theta_n$  est respectivement égale à 0.2 mm et 0.18 mm, et donne pour  $St_n$  respectivement 0.013 et 0.010. Ces valeurs sont plus faibles que la valeur de 0.016 généralement admise dans la littérature (voir les travaux de [Ho and Huerre, 1984] par exemple). Toutefois, ce sont des valeurs typiques des écoulements à bas nombre de Reynolds ( $Re \leq 5000$ ), comme mentionné par [Deo et al., 2008].

L'aérodynamique en aval de la tige de stabilisation est également étudiée à l'aide des champs PIV et des images de tomographie laser rapide. Aucun vortex n'est formé derrière la tige dans le sillage du jet sans flamme. De plus, aucune fluctuation périodique, qui pourrait provenir d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz, n'est détectée dans la couche limite interne. Cette absence de vortex est également vérifiée en présence de flamme. Ceci est cohérent avec les résultats obtenus par [Shanbhogue et al., 2009].

**La flamme** est caractérisée par son épaisseur  $\delta_f^0$ , obtenue par la déconvolution d'Abel d'images moyennes calculées à partir de 1000 images instantanées d'émission CH\*. Elle utilise la méthode de pelure d'oignon qui consiste à pondérer chaque pixel par sa distance à l'axe de symétrie de la flamme (voir les travaux de [Fleurier and Chapelle, 1973, Yuan, 2003]). Un exemple d'image déconvoluée est reportée sur la figure 2.7. Pour les flammes utilisées ici,  $\delta_f^0 \approx 0.4$  mm. L'adaptation de la flamme à l'écoulement est quantifiée par son angle d'ouverture moyen par rapport à la verticale  $\theta^0$  mesuré à partir des images de flamme déconvoluées. Pour cela, une fonction de gradient est appliquée afin de déterminer pour chaque ligne la position des deux maximums<sup>1</sup> de niveau de gris correspondant à la zone de flamme située de part et d'autre de l'axe du brûleur. Les valeurs obtenues permettent de calculer à l'aide d'un algorithme des moindres carrés la droite caractérisant la position du front de flamme et d'en déduire l'angle d'ouverture moyen  $\theta^0$ . Les valeurs de  $\theta^0$  obtenues pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et 2.2 m/s sont respectivement de 31.6° et 26.4°. Les hauteurs verticales des flammes, estimées à partir des images d'émission CH\*, sont respectivement d'environ 12 mm et de 15 mm pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et 2.2 m/s.

---

1. En pratique, le maximum est au centre du plateau d'une largeur de 4 à 5 pixels correspondant à l'épaisseur de la flamme.

# Chapitre 3

## Champ acoustique dans la cavité sans combustion

*Dans ce chapitre, des notions de la théorie de l'acoustique linéaire sont rappelées. Cela permet de définir l'énergie acoustique ainsi que d'introduire la théorie sur les modes résonnants. Le champ acoustique de l'expérience est ensuite finement caractérisé, en particulier au ventre de vitesse où la présence d'une pression résiduelle et d'un déphasage progressif est expliquée par un modèle de superposition d'ondes stationnaire et progressive.*

### 3.1 Théorie de l'acoustique linéaire

#### 3.1.1 Équations de l'acoustique linéaire

Les équations utilisées en acoustique, basées sur les équations générales de la mécanique des fluides, montrent que les termes composant ces équations peuvent être décomposés en leur partie moyenne et leur partie fluctuante, puis linéarisés en ne conservant que les termes du premier ordre (voir par exemple [Candel et al., 2001]).

##### 3.1.1.1 Équations fondamentales

A partir du principe fondamental de la mécanique des fluides on peut définir les équations de conservations qui suivent.

**Équation de conservation de la masse :**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (3.1)$$

**Équation de conservation de la quantité de mouvement en fluide parfait**

non visqueux :

$$\rho \left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot (\vec{\nabla} \vec{v}) \right] = -\vec{\nabla} p \quad (3.2)$$

Soit  $s$  le terme d'entropie massique, le milieu étant homogène isentropique,  $s = s_0$ . Pour un système divariant, toute grandeur dépend de deux autres grandeurs thermodynamiques. On peut donc écrire :

$$p = p(\rho, s = s_0) \quad (3.3)$$

### 3.1.1.2 Linéarisation des équations

On linéarise les équations précédentes en décomposant les grandeurs thermodynamiques  $A$  en la somme de leur partie moyenne  $A_0$  et de leur partie fluctuante  $A'$ . Dans le cas d'une approche purement acoustique, le champ moyen de vitesse est nul :  $\vec{v}_0 = \vec{0}$ . Les équations de conservation (3.1), (3.2) et (3.3) deviennent alors :

**Équation de la masse :**

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_0 + \rho') + \vec{\nabla} \cdot [(\rho_0 + \rho')\vec{v}'] = 0 \quad (3.4)$$

**Équation de la quantité de mouvement :**

$$(\rho_0 + \rho') \left[ \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} \right] \vec{v}' = -\vec{\nabla}(p_0 + p') \quad (3.5)$$

**Équation d'état :**

$$p_0 + p' = p(\rho_0 + \rho', s_0) \quad (3.6)$$

Dans le cas de petites fluctuations, on effectue une linéarisation au premier ordre des termes  $A' = A_1 + O(2)$  des équations (3.4) et (3.5). Dans le cas d'un état de référence uniforme, on a les équations suivantes :

**Équation de la masse linéarisée :**

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{v}_1) = 0 \quad (3.7)$$

**Équation de la quantité de mouvement linéarisée :**

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + \vec{\nabla} p_1 = 0 \quad (3.8)$$

En effectuant un développement en série de Taylor de l'équation (3.6), on a :

$$p_0 + p_1 = p(\rho_0, s_0) + \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_0 \rho_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2}\right)_0 \rho_1^2 + \dots \quad (3.9)$$

Sachant que  $p_0 = p(\rho_0, s_0)$ , en linéarisant ce développement au premier ordre, on obtient :

$$p_1 = c^2 \rho_1 \quad \text{avec} \quad c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_0 \quad (3.10)$$

## 3.1.2 Ondes acoustiques

### 3.1.2.1 Équation de propagation de la perturbation de pression

L'équation (3.10) donne la relation entre la fluctuation de la pression et celle de la masse volumique du fluide dans lequel l'onde acoustique se propage. On introduit cette équation (3.10) dans l'équation de la masse linéarisée (3.7). Ceci donne :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p_1}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 = 0 \quad (3.11)$$

Puis, en dérivant l'équation (3.11) par rapport au temps et en la soustrayant à la divergence de l'équation de la quantité de mouvement linéarisée (3.8), on obtient, après simplification du terme  $\rho_0 \vec{\nabla} \cdot (\partial \vec{v}_1 / \partial t)$ , l'équation de propagation de l'onde acoustique :

$$\Delta p_1 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} = 0 \quad (3.12)$$

## 3.1.3 Énergie acoustique

Comme on a pu le voir, une onde acoustique est une fluctuation de la pression et de la vitesse du milieu dans lequel elle se propage. Or ces fluctuations transportent de l'énergie qu'on détermine en appliquant la conservation de l'énergie acoustique.

### 3.1.3.1 Densité et flux d'énergie

On détermine l'équation de conservation de l'énergie acoustique du milieu en multipliant l'équation de propagation (3.11) par  $p_1/\rho_0$  et l'équation de la quantité de mouvement linéarisée (3.8) par  $\vec{v}_1$  puis en additionnant ces deux résultats. Cela nous donne :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho_0 v_1^2 + \frac{1}{2} \frac{p_1^2}{\rho_0 c^2} \right) + \vec{\nabla} \cdot p_1 \vec{v}_1 = 0 \quad (3.13)$$

On pose ensuite :

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2}\rho_0 v_1^2 + \frac{1}{2}\frac{p_1^2}{\rho_0 c^2} \quad \text{et} \quad \vec{\mathcal{F}} = p_1 \vec{v}_1 \quad (3.14)$$

$\mathcal{E}$  est la **densité volumique d'énergie acoustique** et  $\vec{\mathcal{F}}$  le **flux surfacique d'énergie acoustique**. L'équation de conservation de l'énergie acoustique prend alors la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathcal{E} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{F}} = 0 \quad (3.15)$$

L'intégration de ces deux termes dans un volume de contrôle  $V$  fixé et défini par une surface de contrôle  $A$  avec une normale extérieure  $\vec{n}$ , donne l'équation d'équilibre énergétique suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathcal{E} dV + \int_A \vec{\mathcal{F}} \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (3.16)$$

### 3.1.4 Modes acoustiques résonants

Dans une cavité rectangulaire, l'onde acoustique se propage dans les trois dimensions et se réfléchit sur chaque paroi de la cavité. L'onde peut donc être stationnaire dans les différents axes de la cavité.

La pression dans cette cavité peut être écrite sous la forme :

$$p(\vec{x}, t) = \psi(\vec{x})e^{-i\omega t} \quad (3.17)$$

avec  $\psi(\vec{x})$  qui satisfait l'équation de Helmholtz :

$$\Delta\psi + k^2\psi = 0 \quad k = \frac{\omega}{c} \quad (3.18)$$

Les conditions à la paroi donnent  $\partial\psi/\partial n = 0$ . Les fonctions propres  $\psi_n(\vec{x})$  solution de ces conditions correspondent aux valeurs propres  $k_n = \omega_n/c_0$  pour chaque valeur de  $n$  entier.

Dans le cas d'une géométrie simple de cavité rectangulaire de dimension  $(l_x, l_y, l_z)$ , on peut rechercher les valeurs de  $\psi_n(\vec{x})$  sous la forme  $X(x)Y(y)Z(z)$ . En injectant cette expression dans l'équation de Helmholtz (équation 3.18), on obtient :

$$\frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} + \frac{Z''}{Z} + k^2 = 0 \quad (3.19)$$

La méthode de séparation des variables indique que les termes à gauche de l'équation sont constants. En définissant ces constantes comme respectivement égales à  $-k_x^2$ ,  $-k_y^2$  et

$-k_z^2$ , on obtient :

$$X'' + k_x^2 X = 0 \quad Y'' + k_y^2 Y = 0 \quad Z'' + k_z^2 Z = 0 \quad (3.20)$$

Avec la relation entre les constantes :

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \quad (3.21)$$

Afin de satisfaire les conditions limites pour  $X(x)$ , telles que  $\partial\psi/\partial n = 0$  en  $x = 0$  et en  $x = l_x$ , on a :

$$\left(\frac{dX}{dx}\right)_{x=0} = 0 \quad \left(\frac{dX}{dx}\right)_{x=l_x} = 0 \quad (3.22)$$

La solution de  $X'' + k_x^2 X = 0$  satisfaisant la condition en  $x = 0$  est de la forme  $\cos(k_x x)$ . Pour satisfaire la condition en  $x = l_x$ , on doit avoir  $\sin(k_x l_x) = 0$ .  $k_x$  doit donc être de la forme  $k_x = n_x \pi / l_x$  avec  $n_x$  entier.

En faisant de même pour  $Y(y)$ ,  $Z(z)$ ,  $k_y$  et  $k_z$ , on obtient la forme générale de  $\psi_n(\vec{x})$  :

$$\psi_{n_x n_y n_z}(\vec{x}) = A \cos\left(\frac{n_x \pi x}{l_x}\right) \cos\left(\frac{n_y \pi y}{l_y}\right) \cos\left(\frac{n_z \pi z}{l_z}\right) \quad (3.23)$$

Avec les valeurs propres correspondantes :

$$k_{n_x n_y n_z}^2 = \pi^2 \left[ \left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2 \right] \quad (3.24)$$

Et les fréquences propres :

$$\omega_{n_x n_y n_z}^2 = c_0^2 \pi^2 \left[ \left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2 \right] \quad (3.25)$$

Soit :

$$f_{n_x n_y n_z} = \frac{c_0}{2} \left[ \left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.26)$$

## 3.2 Caractérisation du champ acoustique de l'expérience

### 3.2.1 Comportement des fluctuations de pression

Le champ acoustique créé dans la cavité est obtenu à l'aide des deux chambres de compression dont les caractéristiques sont données au chapitre 2.1.1. Les chambres de



compression travaillent en phase, et leurs intensités sont réglées afin d'obtenir une même amplitude de pression au centre de la cavité. La distance entre les plaques est ajustée en fonction de la fréquence choisie de façon à obtenir une onde stationnaire, résonnante sur le second mode longitudinal de cavité. La mesure de l'amplitude de pression résultante  $\tilde{P}(X, Y, Z)$  mesurée le long de l'axe des  $X$ , montre un ventre de pression en  $X = 0$  et deux minimums de pression au voisinage de  $X = \pm L_c/4$ . On note que les minimums de pression ne correspondent pas toujours avec  $X = \pm L_c/4$  mais peuvent être situés d'un côté ou de l'autre de ce point. Un exemple de profil d'amplitude de pression suivant  $X$ , mesuré en ( $Y = 0, Z = 30$  mm) pour  $f_0 = 510$  Hz et  $L_c = 75$  cm, est reporté en figure 3.1. Les modes harmoniques de la cavité, mis en évidence par les puissances de densité spectrales (PSD) des mesures de pression, apparaissent comme négligeables dans l'ensemble du champ (voir des exemples de PSD obtenus en  $X = 0$  et  $X = L_c/4$  sont reportés en figure 3.2). Le montage expérimental induit des effets de bords sur le champ acoustique près des plaques, responsable notamment du décalage entre  $X = \pm L_c/4$  et la position des minimums de pression. Pour éviter d'être perturbé, le domaine d'étude retenu pour les mesures quantitatives s'étend du voisinage d'un minimum de pression à un autre. Dans ce domaine d'étude, la pression peut alors être approchée par l'équation 3.27 suivante :

$$P'(X, Y, Z, t) = \tilde{P}(X, Y, Z) \cos(2\pi f_0 t) \quad (3.27a)$$

$$\text{avec} \quad \tilde{P}(X, Y, Z) = P_a \cos(k_X X) \cos(k_Y Y) \cos(k_Z Z) \quad (3.27b)$$

avec  $k$  le nombre d'onde égal à  $2\pi f_0/c_0$  et tel que  $k^2 = k_X^2 + k_Y^2 + k_Z^2$  et  $k_X = 2\pi/L_c$ . (Pour les autres composantes du nombre d'onde, on obtient par exemple à 510 Hz  $k_Y = 0.68$  m<sup>-1</sup> et  $k_Z = 2$  m<sup>-1</sup>).  $c_0$  est la vitesse du son dans l'air ambiant.

En dehors des zones de minimum de pression, dont une étude spécifique sera faite en section 3.2.2, le déphasage est négligeable entre deux points du champ pour  $-100$  mm  $\leq Y \leq 100$  mm et  $0 \leq Z \leq 200$  mm et la variation de  $\tilde{P}$  suivant les coordonnées ( $Y, Z$ ) est au maximum de 1%. Le champ de pression dans la cavité, en dehors des zones de minimums de pression, peut être approché par le modèle d'une onde acoustique stationnaire 1D dans la direction  $X$ , correspondant au second mode de cavité de cet axe.

Par la suite, la pression  $P'_{ref}(t)$ , mesurée au point ( $X = 0, Y = 0, Z = 30$  mm) situé en ventre de pression est définie comme la pression de référence du champ acoustique. Son amplitude est notée  $\tilde{P}_{ref}$ .

### 3.2.2 Le minimum de pression

Comme on a pu le voir à la section précédente, au voisinage de  $X = L_c/4$  le champ acoustique présente bien un minimum de pression, mais son amplitude n'y est pas nulle.

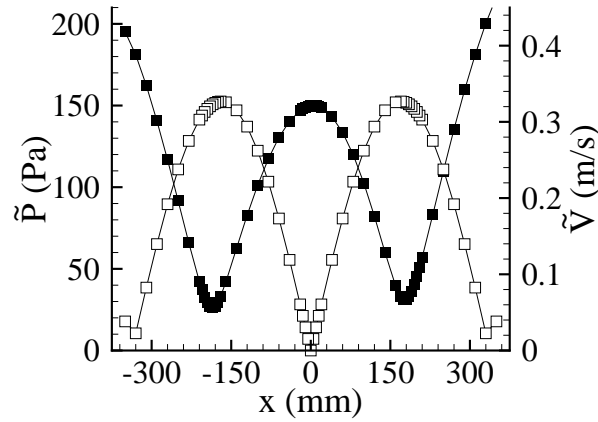


FIGURE 3.1 – Profil du champ acoustique suivant  $X$  pour  $f_0 = 510$  Hz et  $L_c = 75$  cm :  
 ■ amplitude de pression mesurée expérimentalement en ( $Y = 0, Z = 30$  mm) ;  
 □ amplitude de vitesse calculée à partir de l'équation 3.33 basée sur l'amplitude de pression expérimentale.

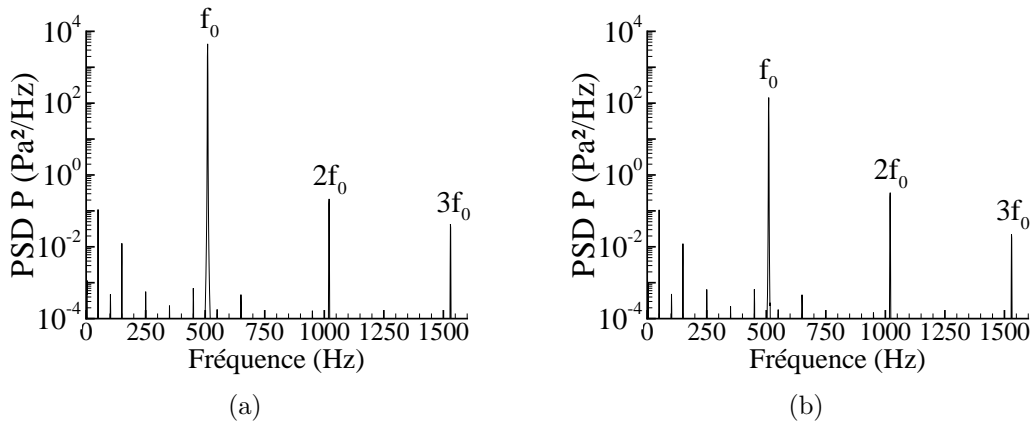


FIGURE 3.2 – PSD de la pression pour  $f_0 = 510$  Hz et  $L_c = 75$  cm :  
 (a) mesurée en  $X=0$  ; (b) mesurée en  $X = L_c/4$

Des mesures de pression ont également été faites à l'aide de deux capteurs de pression placés simultanément dans la cavité, l'un en ventre de pression et l'autre en différents points dans le bassin du ventre de vitesse. Les résultats montrent que le déphasage varie progressivement le long de  $X$  (voir les symboles de la figure 3.3).

Dans le but d'expliquer ce comportement de l'amplitude et du déphasage de la pression, un modèle de superposition d'ondes stationnaires  $P'_{statio}$  et propagative  $P'_{propa}$  a été

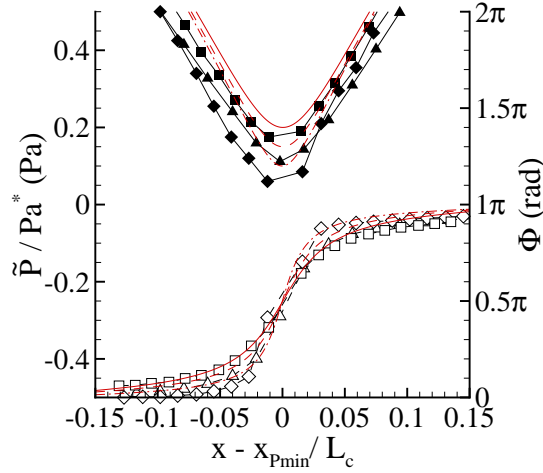


FIGURE 3.3 – Amplitude adimensionnée  $\tilde{P}/Pa^*$  (symboles pleins) et déphasage  $\Phi_{ref}$  (symboles creux) de la pression au voisinage du minimum de pression :

■, □  $f_0 = 510$  Hz; ▲, △  $f_0 = 700$  Hz; ◆, ◇  $f_0 = 1010$  Hz; modèle de superposition d'ondes stationnaire et propagative pour les conditions correspondantes à  $f_0 = 510$  Hz (—), à  $f_0 = 700$  Hz (---) et à  $f_0 = 1010$  Hz (-.-).

$Pa^*$  expérimentale : mesurée au point ( $X = 0, Y = 0, Z = 30$  mm);  $Pa^*$  théorique : amplitude  $P^* + a$ .

développé. Les ondes sont définies par l'équation 3.28 suivante.

$$P'_{statio}(X, t) = P^* \cos(2\pi f_0 t) \cos(k_X X) \quad (3.28a)$$

$$P'_{propa}(X, t) = a \cos(2\pi f_0 t - kX) \quad (3.28b)$$

On obtient alors une onde résultante exprimée par l'équation 3.29.

$$P'(X, t) = P'_{statio}(X, t) + P'_{propa}(X, t) \quad (3.29)$$

En posant  $\xi = X - X_{Pmin}$  avec  $X_{Pmin} = L_c/4$ ,  $k_X = 2\pi/L_c$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  et  $\lambda = c_0/f_0$ ,  $P'$  s'exprime alors par l'équation 3.30 où l'on a introduit  $\epsilon = L_c/\lambda - 1$  avec  $\epsilon \leq 0.1$ .

$$P'(X, t) = P^* \cos(2\pi f_0 t) \sin(k_X \xi) + a \cos(2\pi f_0 t - (k_X \xi + \pi/2)(1 + \epsilon)) \quad (3.30a)$$

$$\approx (P^* + a) \sin(k_X \xi) \cos(2\pi f_0 t) - a \cos(k_X \xi) \sin(2\pi f_0 t) \quad (3.30b)$$

Ayant posé  $A = (P^* + a) \sin(k_X \xi)$  et  $B = a \cos(k_X \xi)$ ,  $P'$  est finalement donnée par

l'équation 3.31.

$$P'(X, t) \approx \sqrt{A^2 + B^2} \left[ \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}} \cos(2\pi f_0 t) - \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}} \sin(2\pi f_0 t) \right] \quad (3.31a)$$

$$\approx \sqrt{A^2 + B^2} \cos[2\pi f_0 t + \Phi(\xi)] \quad \text{avec } \text{tg}\Phi(\xi) = B/A \quad (3.31b)$$

L'évolution de l'amplitude et de la phase de la pression modélisée est reportée par une ligne rouge sur la figure 3.3. Le modèle représente fidèlement les mesures expérimentales. Cela confirme qu'en ventre de vitesse la pression peut être considérée comme la superposition d'une onde stationnaire et d'une onde propagative de même fréquence  $f_0$ .

### 3.2.3 Amplitude des fluctuations des vitesses

L'expression de la vitesse acoustique, correspondante au modèle de l'onde stationnaire, est donnée par  $\vec{V}'(X, Y, Z, t) = -\frac{1}{\rho_0} \int \vec{\nabla}(P') dt$ , et peut être approchée par l'équation 3.32 suivante :

$$\vec{V}'(X, Y, Z, t) \cong \tilde{V}(X, Y, Z) \sin(2\pi f_0 t) \vec{e}_X \quad (3.32a)$$

$$\text{avec } \tilde{V}(X, Y, Z) = V_a \sin(k_X X) \cos(k_Y Y) \cos(k_Z Z) \quad (3.32b)$$

Les deux autres composantes  $V'_Y$  et  $V'_Z$  sont négligeables dans le domaine d'étude. La variation de la vitesse suivant les axes  $\vec{Y}$  et  $\vec{Z}$  étant très faible, le champ de vitesse peut être approché par le modèle d'onde stationnaire 1D dans la direction  $X$ .

On obtient alors la relation entre la pression et la vitesse donnée par l'équation 3.33 suivante :

$$V_a = (P_a/\rho_0)(k_X/(2\pi f_0)) \quad (3.33)$$

$P_a$  correspond, d'après les résultats précédents, à l'amplitude de pression acoustique totale mesurée au centre de la cavité tenant compte des deux amplitudes  $P^*$  et  $a$ . On peut vérifier aisément que cette représentation sous la forme compacte d'une unique onde stationnaire est suffisante. En effet, le seul bassin où des effets progressifs de déphasage pourraient être ressentis sur le champ de vitesse est celui ventre de pression. Or à cet endroit les effets de vitesses acoustiques ne sont pas décelables sur le champ de vitesse aérodynamique perturbé.

Pour confirmer cette représentation, des mesures de vitesses ont été réalisées par PIV dans le voisinage de  $L_c/4$ . Elles sont présentées sur la figure 3.4(a). Les vecteurs indiquent

clairement que les vitesses des particules fluides sont uniquement horizontales<sup>1</sup>. Elles sont maximales en  $L_c/4$ , ce qui correspond bien à un ventre de vitesse. Il est vérifié qu'elles fluctuent à la fréquence de forçage  $f_0$ .

De cette série de mesures, il a été extrait un profil des amplitudes de vitesse en  $Z = 25$  mm qui a été comparé sur la figure 3.4(b) à l'amplitude de vitesse acoustique théorique calculée à l'aide de l'équation 3.33. La concordance est remarquable, justifiant le modèle utilisé pour décrire le champ acoustique transverse de cavité.

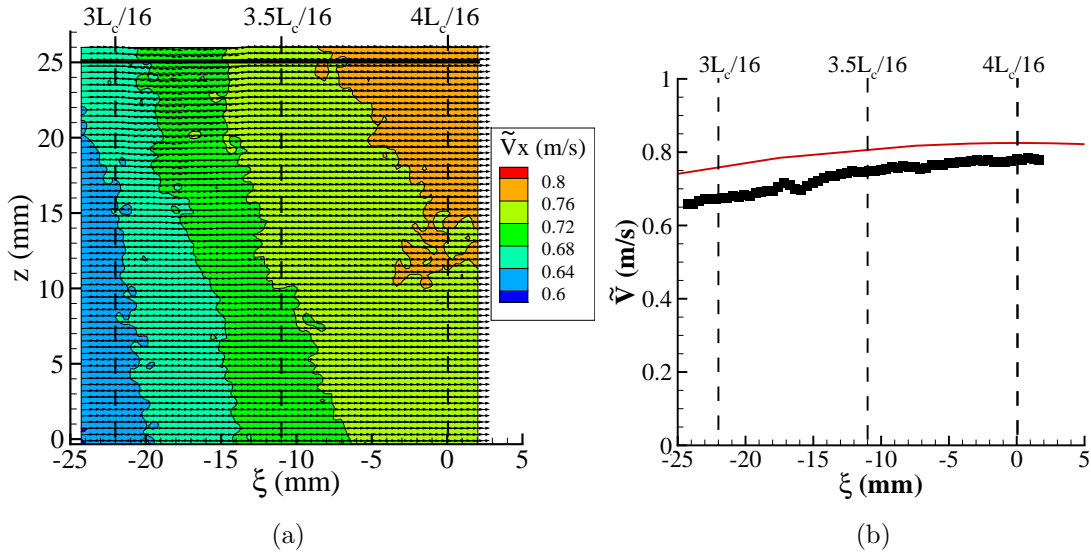


FIGURE 3.4 – Amplitude de la composante horizontale du champ de vitesse au voisinage du ventre de vitesse pour  $f_0 = 1010$  Hz,  $L_c = 35$  cm et  $P_{ref} \approx 350$  Pa ; (a) mesuré par PIV dans le plan  $(X, Z)$  ; (b) en fonction de la coordonnée latérale  $\xi$  en  $Z=25$  mm : ■ données expérimentales mesurées par PIV ; - - - calcul par l'équation 3.33 avec  $\tilde{P}(X = 0, Y = 0, Z = 30 \text{ mm}) \approx 350$  Pa.

1. Les légères déviations des vecteurs au voisinage de  $3L_c/16$  pour  $20 \leq Z \leq 25$  mm sont dues à une défectuosité du capteur CCD.

## Deuxième partie

Effet du champ de pression  
transverse sur le système fluide  
réactif en flamme inversée



# Chapitre 4

## Éléments introductifs

*Dans ce chapitre, l'observation de flammes par visualisation directe de leur émission permet de définir les domaines d'existence des flammes perturbées en différents points du champ acoustique transverse, et d'introduire en ces points la morphologie des réponses de flamme en fonction de  $f_0$ , la fréquence de forçage. Les grandeurs physiques qui pilotent les réponses du système fluide sont alors identifiées. Cela permet d'organiser la suite de l'étude en bassins d'influence de ces grandeurs physiques. Une méthodologie générale permettant de comparer les réponses du système fluide dans ces bassins est alors proposée dans le but d'être appliquée de manière systématique dans les chapitres 5, 6 et 7.*

### 4.1 Conditions d'existence des flammes perturbées

Les flammes étudiées ici sont vérifiées être bien compacte vis-à-vis du champ acoustique. En effet, le nombre de Helmholtz  $\mathcal{H} = \frac{2\pi}{\lambda}d_g$ , où  $d_g$  est la longueur caractéristique de la flamme le long du champ transverse, varie entre 0.03 et 0.08.

Le domaine des flammes perturbées est délimité par une amplitude de pression acoustique minimale,  $\tilde{P}^{min}$ , à partir de laquelle la fluctuation périodique de l'émission CH\* produite par le forçage acoustique est détectable par le PM, et une pression acoustique maximale,  $P^{b.o.}$ , au-delà de laquelle les flammes sont soufflées. Quelle que soit la position du brûleur dans le champ acoustique, ces deux pressions peuvent être qualifiées à l'aide de l'amplitude de pression de référence,  $\tilde{P}_{ref}$ , mesurée au point de référence situé dans le voisinage immédiat du centre de la cavité acoustique, défini à la section 3.2.1, ou de l'amplitude de pression locale,  $\tilde{P}_{b.e.}$ , située dans le voisinage immédiat de la sortie du brûleur. Les niveaux d'amplitude de ces pressions limites dépendent de la fréquence de forçage et de la position dans le champ acoustique, comme l'indique la figure 4.1.

**En ventre de pression acoustique**, c'est-à-dire en  $X_b/L_c = 0$ ,  $P_{b.e.} = P_{ref}$ , le domaine d'existence de la flamme perturbée limité par  $P_{min}$  et  $P_{b.o.}$  admet un étalement de niveau  $P_{b.e.} - P_{min}$  allant de 200 Pa à 1100 Pa selon la fréquences du forçage. De plus, pour 800 Hz



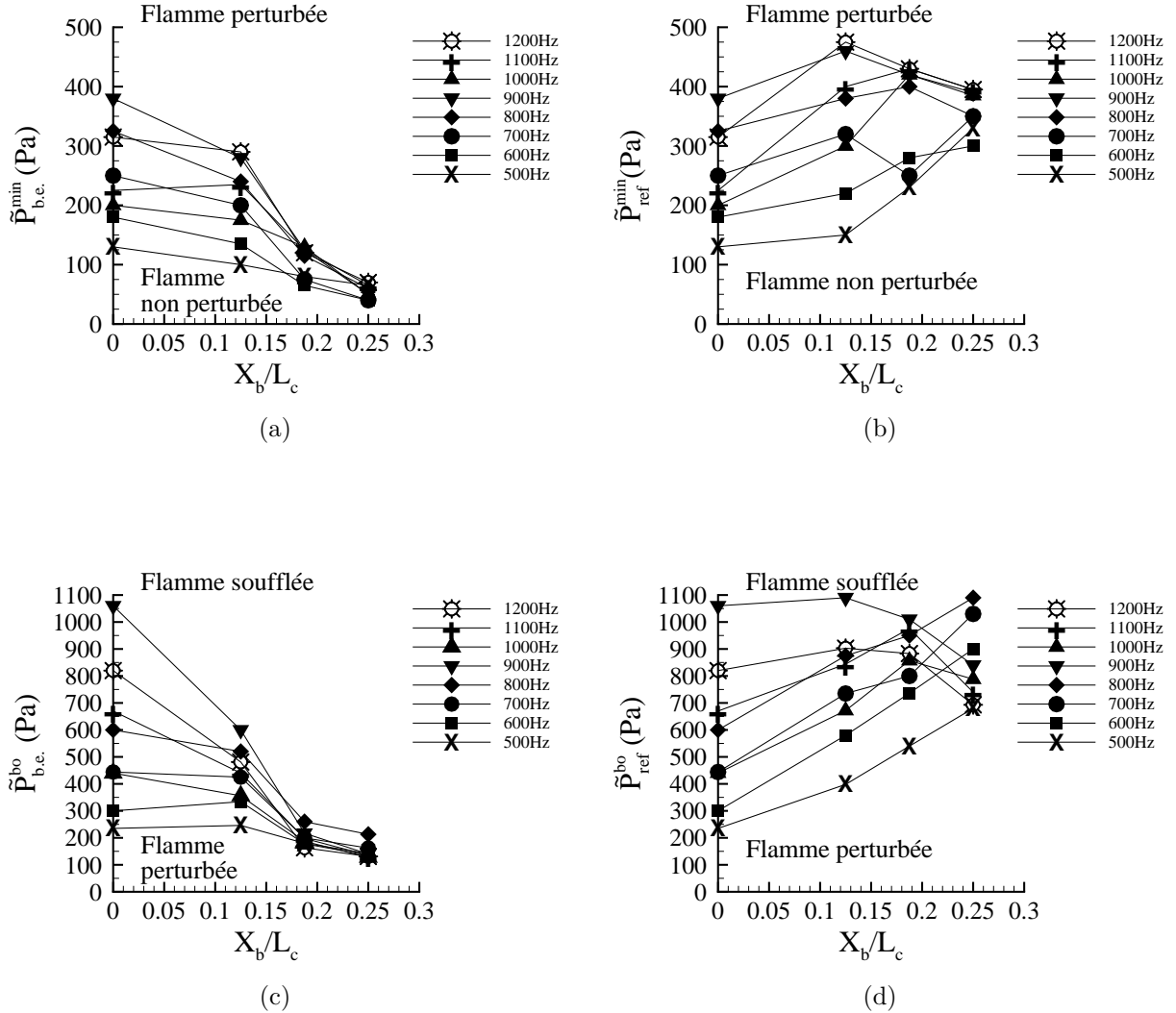


FIGURE 4.1 – Pressions limites en fonction de la position  $X_b$  de la flamme, entre un ventre de pression ( $X_b/L_c = 0$ ) et un ventre de vitesse ( $X_b/L_c = 0.25$ ) :

- (a) Amplitude de pression minimale en sortie de brûleur,  $\tilde{P}_{b.e.}^{min}$ , en fonction de  $X_b/L_c$  ;
- (b) Amplitude de pression de référence minimale,  $\tilde{P}_{ref}^{min}$ , en fonction de  $X_b/L_c$  ;
- (c) Amplitude de pression en sortie de brûleur au soufflage,  $\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$ , en fonction de  $X_b/L_c$  ;
- (d) Amplitude de pression de référence au soufflage,  $\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ , en fonction de  $X_b/L_c$ .

$\leq f_0 \leq 1200$  Hz (hormis au voisinage direct de  $1000\text{Hz}^1$ ), les niveaux des pressions limites sont plus élevés que pour  $500 \text{ Hz} \leq f_0 \leq 800$  Hz, mettant en évidence le comportement de filtre passe-bas des flammes déjà observé dans des études antérieures [Bourehla and

1. Ceci est relié à une résonance de type 3/4 d'onde comme indiqué à la section 2.1.2.

Baillot, 1998, Schuller et al., 2003b].

**En dehors du ventre de pression**, l'étalement tend à diminuer au fur et à mesure que la position de la flamme se rapproche du ventre de vitesse (en  $X_b/L_c = 0.25$ ). À cette position, les fluctuations de pression résiduelles  $P_{b.e.}$  sont très faibles comparativement à la mesure simultanée de  $P_{ref}$ .

Par la suite, pour pouvoir comparer les réponses des flammes mesurées en différents points du champ acoustique quelle que soit la fréquence de forçage, les niveaux de pression  $\tilde{P}_{ref}$  sont normalisés par l'amplitude de pression acoustique atteinte au moment du soufflage,  $\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ . Les amplitudes  $\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  associées aux trois fréquences et deux vitesses débitantes retenues pour illustrer les phénomènes décrits dans ce mémoire, sont répertoriées dans le tableau 4.1.

$U_{bulk}$ (m/s)	$f_0$ (Hz)	$\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ (Pa)
1.6	510	300
	700	480
	1010	490
2.2	510	280
	700	430
	1010	410

Tableau 4.1 – Conditions expérimentales utilisées pour illustrer les phénomènes dans le manuscrit. Soit  $\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  l'amplitude de pression acoustique au soufflage.

## 4.2 Grandeurs physiques prédominantes : trois bassins d'influence

Les dynamiques du jet et de la flamme ont été suivies en réalisant la capture d'images qui enregistre simultanément l'émission directe de la flamme et des coupes tomographiques laser du jetensemencé. Des illustrations en coupes verticales et horizontales sont reportées sur les figures 4.2 et 4.3 pour les fréquences respectives de 510Hz et 1010Hz. Les images ont été placées en suivant l'ordre naturel des positions le long de l'axe acoustique depuis le ventre de pression jusqu'au ventre de vitesse.

L'analyse de la réponse de la flamme et du jet met en évidence la présence de trois bassins d'influence, chaque bassin étant caractérisé par une grandeur physique prédominante : bassins d'influence du ventre de pression acoustique (VP), du ventre d'intensité acoustique (VI) et du ventre de vitesse acoustique (VV).

**Dans la zone d'influence du VP**, les comportements du système fluide sont imposés par l'action de l'amplitude de pression acoustique qui, comme il a été vu dans le chapitre 3,

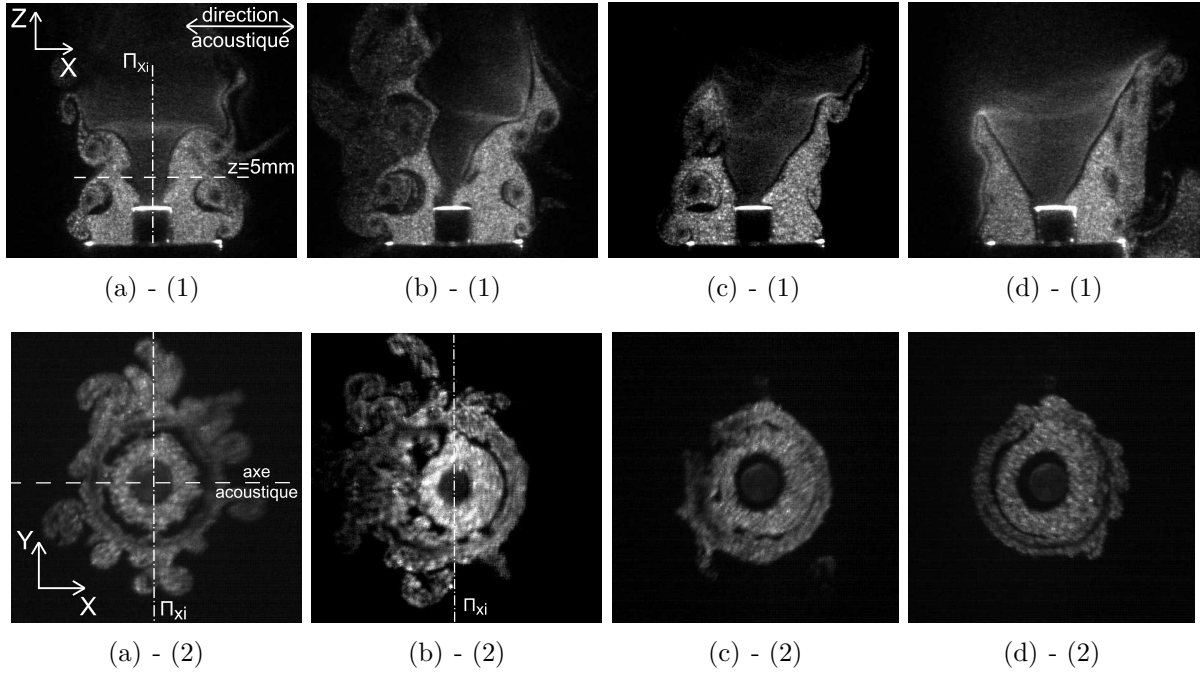


FIGURE 4.2 – Émission directe de flamme et vues tomographiques laser du jet ensemencé à  $f_0 = 510 \text{ Hz}$  pour différentes positions du brûleur dans le champ acoustique :

- (1) dans le plan axial  $y = 0 \text{ mm}$  ; (2) dans le plan horizontal  $z = 5 \text{ mm}$  ;  
 (a)  $X_b/L_c = 0$ ,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 67\%$  ; (b)  $X_b/L_c = 0.125$ ,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 91\%$  ;  
 (c)  $X_b/L_c = 0.1875$ ,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 70\%$  ; (d)  $X_b/L_c = 0.25$ ,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 57\%$ .

$y$  est maximale. Les flammes sont déformées périodiquement, de manière axisymétrique en moyenne, présentant un plissement ou un enroulement de l'extrémité du front de flamme, ou de la flamme dans son entier (cf. figures 4.2(a) et 4.3(a)). Toutefois, dans certains cas, la déformation du front de flamme peut devenir apériodique.

**Au voisinage du VI**, l'amplitude de pression acoustique reste encore élevée. L'amplitude de vitesse acoustique n'est plus négligeable, mais reste encore faible. En revanche, le gradient de pression acoustique  $y$  est maximal. C'est lui qui impose la réponse du système fluide. Les flammes et le jet sont toujours déformés périodiquement, mais l'amplitude de cette déformation devient dissymétrique par rapport au plan normal à l'axe acoustique passant par l'axe du brûleur, noté  $\Pi_{X_i}$  (cf. figures 4.2(b) et 4.3(b)).

**Enfin, dans le bassin du VV**, l'amplitude de pression acoustique  $y$  est très faible contrairement à celle de la vitesse acoustique qui devient maximale. C'est cette dernière qui pilote la stabilité des flammes. Les flammes conservent majoritairement leur forme d'origine, mais subissent un déplacement d'ensemble latéral de manière périodique. Le déplacement est accompagné d'une déviation stationnaire des gaz chauds qui courbent la flamme vers le VP (cf. figures 4.2(d) et 4.3(d)). Toutefois, quelques plissements du front de flamme peuvent être visibles dans certains cas.

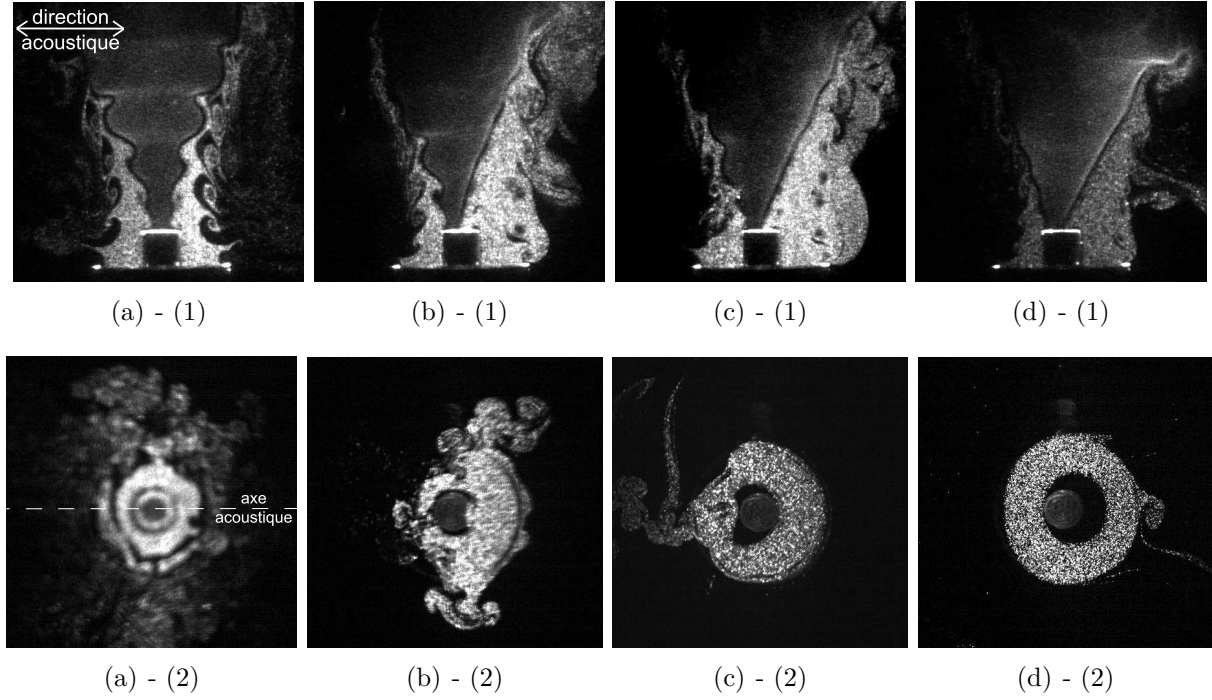


FIGURE 4.3 – Émission directe de flamme et vues tomographiques laser du jet ensemencé à  $f_0 = 1010\text{ Hz}$  pour différentes positions du brûleur dans le champ acoustique : **(1)** dans le plan axial  $y = 0\text{ mm}$  ; **(2)** dans le plan horizontal  $z = 5\text{ mm}$  ; **(a)**  $X_b/L_c = 0$ ,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 97\%$  ; **(b)**  $X_b/L_c = 0.125$ ,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 88\%$  ; **(c)**  $X_b/L_c = 0.1875$ ,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 98\%$  ; **(d)**  $X_b/L_c = 0.25$ ,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 76\%$ .

Suite à ces observations, une méthodologie générale a pu être appliquée afin de caractériser et quantifier les comportements du système fluide, en chacun de ces bassins d'influence.

### 4.3 Méthodologie pour la quantification du système fluide

La méthodologie détaillée ici est appliquée de façon systématique sur le système fluide, dans les trois bassins d'influence identifiés à la section 4.2, dans le but d'obtenir des grandeurs comparables.

#### 4.3.1 Quantification de l'écoulement

- Moyenne spatiale de vitesse verticale

L'onde acoustique transverse génère de fortes fluctuations de pression, qui sont susceptibles de perturber l'injection du prémélange de réactifs en sortie de brûleur. On a

introduit la moyenne spatiale de vitesse verticale,  $U_p^*$ , définie à partir de la vitesse introduite par [O'Connor and Lieuwen, 2011], le long d'un demi-rayon annulaire porté par l'axe acoustique en sortie de brûleur ( $d_r/2 < |x| < D/2, y = 0 \text{ mm}, z = 1 \text{ mm}$ ).  $U_{p,left}^*(t)$  est la moyenne spatiale du côté gauche du brûleur et  $U_{p,right}^*(t)$  celle du côté droit, telles que :

$$\begin{cases} U_{p,left}^*(t) &= \int_{-D/2}^{-d_r/2} U_p(x, y = 0, z = 1, t) dx / [(D/2)^2 - (d_r/2)^2] \\ U_{p,right}^*(t) &= \int_{d_r/2}^{D/2} U_p(x, y = 0, z = 1, t) dx / [(D/2)^2 - (d_r/2)^2] \end{cases} \quad (4.1)$$

avec  $U_p$  les vitesses verticales mesurées par PIV et  $\Delta x$  la largeur d'une maille de PIV<sup>2</sup>.  $U_{p,left}^*(t)$  et  $U_{p,right}^*(t)$  sont alors assimilables à des vitesses débitantes côté gauche et côté droit du brûleur.

À partir de  $U_{p,left}^*(t)$  et  $U_{p,right}^*(t)$  on en déduit les amplitudes réduites  $\Psi_{left} = \tilde{U}_{p,left}^* / \tilde{V}_{ref}$  et  $\Psi_{right} = \tilde{U}_{p,right}^* / \tilde{V}_{ref}$  où  $\tilde{V}_{ref} = (\tilde{P}_{ref} / \rho)(k_x / (2\pi f_0))$  est l'amplitude de la vitesse acoustique transverse associée à  $\tilde{P}_{ref}$ . Celles-ci permettent d'analyser et comparer comment varie la réponse du système fluide en fonction de la fréquence de forçage.

#### • Aires globales du jet en sortie de brûleur

La dynamique du jet est caractérisée par le suivi temporel de son aire en sortie de brûleur ( $z = 1 \text{ mm}$ ). Sa variation est obtenue à l'aide d'une coupe tomographique laser horizontale du jetensemencé, enregistrée par caméra rapide, comme indiqué dans la partie 2.2.1.3. La somme des pixels éclairés par le laser, supérieurs au niveau du bruit (signal sur bruit supérieur à 5), fournit les aires globales  $A_{jet,left}$  et  $A_{jet,right}$ , des surfaces horizontales du jet déformées  $S_{jet,left}$  et  $S_{jet,right}$ . Les surfaces sont délimitées par le domaine horizontal  $\mathcal{D}$  d'aire  $A_{\mathcal{D}}$  dont la projection coïncide avec la section de sortie du brûleur ( $A_{\mathcal{D}} = A_{nozzle}$ ).  $\mathcal{D}$  est séparé en deux parties égales  $\mathcal{D}_{1/2}$  d'aires  $A_{\mathcal{D}_{1/2}} = \pi D^2 / 8$  par le plan  $\Pi_{Xi}$ , perpendiculaire à l'axe acoustique et passant par l'axe du brûleur.  $S_{jet,left}$  est la surface la plus proche d'un VV et  $S_{jet,right}$  est la surface la plus proche d'un VP. Comme la tige de stabilisation de la flamme projette son ombre sur  $S_{jet,left}$ ,  $S_{jet,right}$  et  $\mathcal{D}_{1/2}$ , les aires réellement accessibles à la mesure sont :  $A_{jet,left}^* = A_{jet,left} - A_{S_{jet,left}}$ ,  $A_{jet,right}^* = A_{jet,right} - A_{S_{jet,right}}$  et  $A_{\mathcal{D}_{1/2}}^* = A_{\mathcal{D}_{1/2}} - A_{S_{\mathcal{D}_{1/2}}}$  où  $A_{S_{\mathcal{D}_{1/2}}}$ ,  $A_{S_{jet,left}}$  et  $A_{S_{jet,right}}$  sont les aires des ombres qui couvrent partiellement  $\mathcal{D}_{1/2}$ ,  $S_{jet,left}$  et  $S_{jet,right}$  respectivement. Les définitions de ces aires sont illustrées sur la figure 4.4.

#### • Fonction de transfert des vitesses

2. Soit un calcul de vitesse moyenne basé sur l'intégration de l'évolution radiale (et non surfacique comme ci-dessus) :

$$\begin{cases} U_{p,left}^*(t) &= \frac{1}{\Delta x} \int_{-D/2}^{-d_r/2} U_p(x, y = 0, z = 1, t) dx / (D/2 - d_r/2) \\ U_{p,right}^*(t) &= \frac{1}{\Delta x} \int_{d_r/2}^{D/2} U_p(x, y = 0, z = 1, t) dx / (D/2 - d_r/2) \end{cases} \quad (4.2)$$

Il conduit aux mêmes résultats.

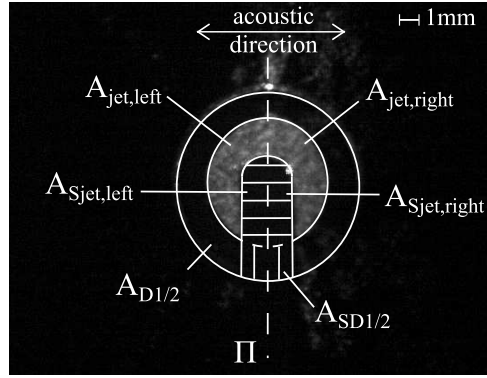


FIGURE 4.4 – Définitions des aires du jet ;  $A_{\mathcal{D}_{1/2}}$  : demi-aires du domaine horizontal  $\mathcal{D}$  ;  $A_{jet,right}$  : aire de la demi-surface du jet  $S_{jet,right}$  à droite du plan  $\Pi_{Xi}$  ;  $A_{jet,left}$  : aire de la demi-surface du jet  $S_{jet,left}$  à gauche du plan  $\Pi_{Xi}$  ;  $A_{S\mathcal{D}_{1/2}}$  : aires des surfaces des ombres (lignes horizontales et verticales) qui couvre partiellement  $\mathcal{D}_{1/2}$  ;  $A_{Sjet,right}$  : aire de la surface de l'ombre (lignes horizontales) qui couvre partiellement  $S_{jet,right}$ , incluse dans  $A_{S\mathcal{D}_{1/2}}$  ;  $A_{Sjet,left}$  : aire de la surface de l'ombre (lignes horizontales) qui couvre partiellement  $S_{jet,left}$ , incluse dans  $A_{S\mathcal{D}_{1/2}}$ .

L'évolution spatio-temporelle du jet de prémélange qui se développe depuis la sortie du brûleur jusqu'à la flamme est quantifiée par l'application de fonctions de transfert entre les mesures de vitesse faites en sortie de brûleur et celles faites le long de l'axe des  $z$ . On considère deux fluctuations de vitesse périodiques,  $u'_0(t)$  et  $u'_1(t)$ , positionnées en  $z_0$  en sortie de brûleur et  $z_1$  à une hauteur quelconque :

En passant par l'espace de Hilbert, on détermine les vitesses  $\widehat{u}'_0(t)$  et  $\widehat{u}'_1(t)$  complexes, ce qui permet de calculer la fonction de transfert  $\mathcal{F}_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_1}$  de ces vitesses, à la fréquence de forçage  $f_0$  :

$$\mathcal{F}_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_1}(f_0) = \frac{S_{\widehat{u}'_1\widehat{u}'_0}(f_0)}{S_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_0}(f_0)} \quad (4.3)$$

avec  $S_{\widehat{u}'_1\widehat{u}'_0}(f_0)$  la *PSD* croisée entre les vitesses  $\widehat{u}'_0$  et  $\widehat{u}'_1$  calculée à la fréquence de forçage et  $S_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_0}(f_0)$  la *PSD* d'auto-corrélation de  $\widehat{u}'_0$  pris à  $f_0$ . Cela revient à rechercher le comportement harmonique du signal à  $f_0$ . On obtient, dans le plan complexe,  $S_{u'_1u'_0}(f_0) = U_0U_1e^{-i(\varphi_{\widehat{u}'_0} - \varphi_{\widehat{u}'_1})}$  et  $S_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_0}(f_0) = U_0^2$ . Finalement,  $\mathcal{F}_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_1} = \frac{U_1}{U_0}e^{-i(\varphi_{\widehat{u}'_0} - \varphi_{\widehat{u}'_1})}$ . On détermine alors le gain  $G_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_1}$  et la phase  $\varphi_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_1}$  de ces fonctions de transfert, représentant respectivement le rapport d'amplitude et le déphasage des fluctuations de vitesse à  $f_0$ , en plusieurs points  $z_1$  situés entre la sortie du brûleur et la flamme :

$$G_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_1} = |\mathcal{F}_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_1}(f_0)| = \frac{U_1}{U_0} \quad \text{et} \quad \varphi_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_1} = \arg(\mathcal{F}_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_1}(f_0)) = \varphi_{\widehat{u}'_1} - \varphi_{\widehat{u}'_0} = \Delta\varphi \quad (4.4)$$

À l'aide du déphasage  $\Delta\varphi$  obtenu entre  $\widehat{u}'_0$  et  $\widehat{u}'_1$  on peut calculer un nombre d'onde de la perturbation, tel que  $k_{\widehat{u}'_0\widehat{u}'_1} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta z}$  avec  $\Delta z = |z_1 - z_0|$  la distance entre les points de mesures des vitesses. Ce nombre d'onde peut être comparé aux déphasages produits par des perturbations de natures convective ou acoustique. Le nombre d'onde d'une perturbation convective est  $k_{cv} = \frac{2\pi f_0}{U_{conv}}$  avec  $U_{conv}$  vitesse caractéristique de convection de la perturbation. On en tire :

$$\Delta\varphi_{cv} = 2\pi f_0 \frac{\Delta z}{U_{conv}}$$

De même, pour une perturbation acoustique, on a  $k_{ac} = \frac{2\pi f_0}{c_0}$  où  $c_0$  est la vitesse du son dans le fluide à température ambiante. On en tire :

$$\Delta\varphi_{ac} = 2\pi \frac{\Delta z}{\lambda_{ac}}$$

Il reste à comparer  $\Delta\varphi$  à  $\Delta\varphi_{cv}$  et  $\Delta\varphi_{ac}$  pour  $z_1$  situé entre la sortie du brûleur et la flamme.

Par la suite, on assimile l'écriture d'un signal complexe à son écriture réelle.

### 4.3.2 Structure du jet

- **Champ de moment cinétique**

Les structures présentes dans le jet perturbé ont été identifiées, suivies temporellement et analysées, permettant d'en proposer une classification. La détection des tourbillons a été réalisée à l'aide d'un programme développé par [Wyzgolik and Baillot, 2008], utilisant un critère d'identification basé sur le champ de moment cinétique calculé à partir des champs de vitesse extraits des mesures *PIV*. Ce critère, développé par [Graftieux et al., 2001], permet de s'affranchir du calcul du gradient de vitesse qui est fortement dépendant de la taille des mailles et du recouvrement choisi lors du traitement d'inter-corrélation des champs *PIV* expérimentaux. On calcule alors une fonction indicatrice,  $\Gamma_1$ , dont chaque maximum correspond à un centre de vortex. Cela permet, en repérant la position des vortex, de pouvoir suivre leur trajectoire.

- **Vorticité**

Pour chaque centre de vortex détecté, son intensité est quantifiée par la mesure de la vorticité de son centre,  $\langle\Omega\rangle$ , extraite à partir des champs de vitesse instantanés ou moyennés en phase. Cela renseigne sur la force du vortex et sa capacité à influencer sur le comportement de l'écoulement, ainsi que sur celui de la flamme lors de son impact avec cette dernière.

- **Excentricité**

La morphologie des vortex est caractérisée par l'excentricité géométrique locale,  $\epsilon_l = (a_M - a_m)/(a_M + a_m)$  avec  $a_m$  et  $a_M$ , respectivement le plus petit et le plus grand rayon du

vortex, mesurés à partir des vues tomographiques laser du jet.  $\epsilon_l$  renseigne sur l'intensité de la déformation de la structure tourbillonnaire depuis une forme circulaire, pour laquelle  $\epsilon_l = 0$ , jusqu'à une forme d'ellipse totalement aplatie où  $\epsilon_l \approx 1$ .  $\epsilon_l$  peut être reliée à la compétition entre le taux d'étirement et le taux de rotation qui affectent la structure<sup>3</sup>. Le paramètre  $\langle \epsilon_l \rangle$  est défini comme la valeur moyennée de l'excentricité à partir d'une série de 250 (500) images par phase pour  $f_0 = 510$  Hz (1010 Hz).

### 4.3.3 Comportement de flamme

- Émission CH\*

Le comportement des flammes perturbées est quantifié dans un premier temps par l'émission CH\*, mesurée par un photomultiplicateur comme indiqué à la section 2.2.2.1. La fluctuation d'émission CH\* globale,  $I'_{CH^*}(t) = I_{CH^*}(t) - \bar{I}_{CH^*}$  avec  $\bar{I}_{CH^*}$  la valeur de la moyenne temporelle, peut être considérée comme proportionnelle aux fluctuations globales du taux de dégagement de chaleur pour les conditions du taux d'équivalence de cette étude (voir les travaux de [Keller and Saito, 1987]). La PSD du signal  $I'_{CH^*}(t)$  permet de caractériser la réponse fréquentielle de l'émission globale CH\*.

- Intensité locale d'émission CH\*

La dynamique du front de flamme est déterminée par traitement d'image spécifique. Une image moyenne est obtenue à partir d'une série de 60 (120) cycles pour  $f_0 = 510$  Hz (1010 Hz) composés chacun de 18 (9) images enregistrées par caméra rapide comme indiqué à la section 2.2.2.2; la ligne de gradient maximum,  $L_{MG}$ , composée de points  $G_i$  où l'indice "i" réfère à la  $i$ -ième ligne horizontale de l'image, est extraite à partir de cette image moyenne. Un ensemble de points  $G_i$  est placé sur chaque image instantanée. Chaque  $G_i$  est alors utilisé afin de positionner une fenêtre d'interrogation, d'une longueur de 20 pixels et d'une hauteur de 10 pixels (échelle  $\approx 30$  pix/mm), de façon à ce que  $G_i$  soit centré géométriquement sur la  $i$ -ième fenêtre. L'ensemble des fenêtres d'interrogation mène à un pavage géométrique qui couvre tout l'espace occupé par le plissement de flamme lors de son évolution. Pour chaque fenêtre, les niveaux de gris sont additionnés à chaque instant  $t$ , donnant ainsi l'intensité de la  $i$ -ième fenêtre,  $I(t, G_i)$ . L'évolution temporelle de  $I(t, G_i)$ , capturée dans la  $i$ -ième fenêtre, correspond à la variation de l'intensité lumineuse induite par le déplacement du front de flamme. La densité spectrale de puissance (PSD) de  $I(t, G_i)$  donne la signature fréquentielle du front de flamme localisé en  $G_i$ , calculée avec 1 000 images. La phase du signal  $I(t, G_i)$  en  $G_i$ , spécifiée pour une fréquence donnée, peut être déterminée et comparée à la phase mesurée simultanément en un autre point,  $G_j$ . Le plissement du front peut également être quantifié en fonction de la coordonnée verticale  $z$ .

---

3. Ce calcul d'excentricité géométrique est inspiré du calcul d'excentricité dynamique obtenu par [Dizes and Verga, 2002, Brandt and Nomura, 2010] à partir du rapport du taux d'étirement sur le taux de rotation.



Pour cela, on mesure l'amplitude du signal  $\tilde{I}(G_i)$  au point  $G_i$  situé à la hauteur  $z_i$ , réduit par  $\bar{I}(G_i)$ , l'intensité moyenne temporelle obtenue à partir de 1 000 images réparties sur 60 (120) cycles pour  $f_0 = 510$  Hz (1010 Hz).

- **Position moyenne du front de flamme**

Les images d'émission CH\* obtenues par caméra intensifiée permettent de déterminer la position moyenne du front de flamme à différentes hauteurs. Pour cela, une image moyenne est obtenue à partir d'une série de 1 000 images réparties sur 60 à 120 cycles selon les fréquences. À partir de cette dernière, on détermine le niveau de gris à différentes hauteurs. On repère l'intensité maximale  $I_{max}$  correspondant aux intensités projetées des positions occupées en permanence par la flamme, et l'intensité minimale  $I_{min}$ , ou bruit de fond, correspondant à une position jamais occupée par la flamme (cf. figure 4.5(a)). La position moyenne du front est définie en localisant les pixels égaux à la valeur donnée par l'équation 4.5, de part et d'autre de l'axe du brûleur.

$$I_{front} = (I_{max} - I_{min})/2 + I_{min} = (I_{max} + I_{min})/2 \quad (4.5)$$

- **Ligne médiane de flamme**

L'adaptation de la flamme à l'écoulement est décrite par son occupation spatiale à l'aide d'une ligne  $C(t)$  caractéristique d'une phase du cycle. Dans le cas où la flamme est soumise au forçage périodique, les lignes  $C(t)$  sont déterminées en sept phases du cycle. Une ligne  $C(t)$  est extraite d'une image obtenue par moyenne de phase à partir de 1000 images de tomographie laser verticales du jet filmées par caméra rapide qui assure la résolution temporelle du phénomène. Cette ligne est constituée des points M, milieux des segments horizontaux situés entre les deux branches de l'isotherme d'évaporation des gouttelettes d'huile (cf. image 4.5(b)). La détermination de la ligne médiane  $C(t)$  donne une information sur la symétrie de la flamme.

- **Grandeurs du pied de flamme**

La déstabilisation de la flamme est caractérisée à l'aide de la morphologie et de la dynamique du pied de flamme suivi par les quatre grandeurs suivantes :

- $z_{foot}$ , la position verticale du point le plus bas appartenant à  $L_{MG}$  ;
- $x_{foot}$ , la position barycentrique du pied de flamme pris à 0.4 mm au-dessus de  $z_{foot}$  ;
- $w_{foot}$ , la largeur du pied de flamme pris à 0.4 mm au-dessus de  $z_{foot}$  ;
- $\theta_{foot}$ , l'angle du pied de flamme pris sur sa partie droite.

Le schéma de la figure 4.5(c) reporte ces grandeurs caractéristiques. L'écoulement est quantifié au voisinage du pied à l'aide des fluctuations locales de vitesses horizontales et verticales extraites des mesures PIV.

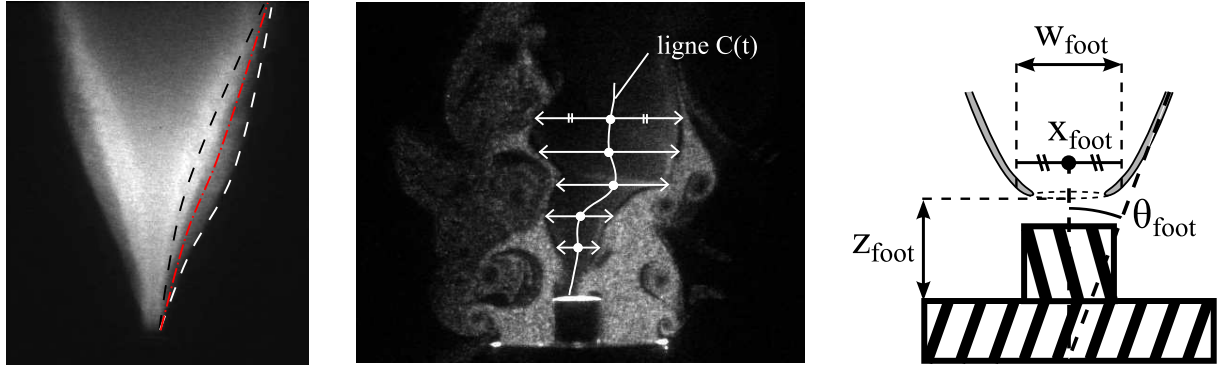


FIGURE 4.5 – Caractérisations de la flamme :

- (a) image moyenne de flamme et méthode de détermination de la position moyenne du front : ligne noire en tirets  $I_{max}$  ; ligne blanche en tirets  $I_{min}$  ; ligne rouge en tirets-pointillées  $I_{front}$  ;
- (b) vue tomographique laser dans le plan axial du jet ensemené en présence de la flamme et méthode de détermination d'une ligne  $C(t)$  ;
- (c) schéma du pied de flamme et définition de ses grandeurs caractéristiques.

#### • *Flame Describing Function*

La dynamique d'ensemble de la flamme en réponse à l'écoulement est caractérisée à l'aide de la *Flame Describing Function* (FDF). On définit la FDF mesurée à la fréquence  $f_0$  comme la fonction de transfert donnée par l'équation 4.6. Elle relie la fluctuation  $I'_{CH^*}(t)$  de l'intensité globale d'émission direct  $CH^*$  réduite par la valeur moyenne  $\bar{I}_{CH^*}$ , à la fluctuation de vitesse  $u'(t, \vec{x}_0)$  réduite par la vitesse moyenne  $\bar{u}(\vec{x}_0)$  mesurées en  $\vec{x}_0$ .

$$\frac{I'_{CH^*}}{\bar{I}_{CH^*}} = \mathcal{F}(\omega_0, |u'/\bar{u}|) \frac{u'}{\bar{u}} \quad (4.6a)$$

$$\text{avec } \mathcal{F}(\omega_0, |u'/\bar{u}|) = G(\omega_0, |u'/\bar{u}|) e^{i\varphi(\omega_0, |u'/\bar{u}|)} \text{ et } \omega_0 = 2\pi f_0 \quad (4.6b)$$

On donne  $|u'/\bar{u}|$  l'amplitude réduite de la fluctuation de vitesse. Ainsi à l'écoulement fluctuant à la fréquence  $f_0$ , seule une réponse de flamme à  $f_0$  est recherchée.

En pratique,  $I'_{CH^*}(t)$  a été obtenue de manière synchronisée avec les fluctuations de pression  $P'(t)$  mesurées en sortie de brûleur et notées  $P'_{b,e}(t)$  (cf. section 3.2.1). Les mesures de vitesses  $u'(t)$  par PIV rapide ont été effectuées également de manière synchronisée avec  $P'_{b,e}(t)$ . Afin d'obtenir la FDF, il est alors nécessaire de passer par des fonctions de

transfert intermédiaires,  $\mathcal{F}_1(\omega_0)$  et  $\mathcal{F}_2(\omega_0)$  telles que :

$$\begin{cases} \mathcal{F}_1(\omega_0, |P'_{b.e.}/P^{b.o.}|) = \frac{I'_{CH^*}/\bar{I}_{CH^*}}{P'_{b.e.}/P^{b.o.}} = G_1(\omega_0, |P'_{b.e.}/P^{b.o.}|) e^{i\varphi_1(\omega_0, |P'_{b.e.}/P^{b.o.}|)} \\ \mathcal{F}_2(\omega_0, |P'_{b.e.}/P^{b.o.}|) = \frac{u'/\bar{u}}{P'_{b.e.}/P^{b.o.}} = G_2(\omega_0, |P'_{b.e.}/P^{b.o.}|) e^{i\varphi_2(\omega_0, |P'_{b.e.}/P^{b.o.}|)} \end{cases} \quad (4.7)$$

On obtient alors le gain et la phase de la FDF :

$$G(\omega_0, |u'/\bar{u}|) e^{i\varphi(\omega_0, |u'/\bar{u}|)} = \frac{G_1(\omega_0, |P'_{b.e.}/P^{b.o.}|)}{G_2(\omega_0, |P'_{b.e.}/P^{b.o.}|)} e^{i[(\varphi_1(\omega_0, |P'_{b.e.}/P^{b.o.}|) - \varphi_2(\omega_0, |P'_{b.e.}/P^{b.o.}|)]} \quad (4.8)$$

Cette technique impose alors que la pression, l'écoulement et l'émission CH\* fluctuent tous à  $f_0$ , ce qui n'est pas toujours vrai. En effet, pour certaines configurations opératoires, l'émission CH\* globale peut fluctuer majoritairement à  $f_f$ , une fréquence différente de  $f_0$ .

# Chapitre 5

## Système fluide en ventre de pression acoustique

*Dans ce chapitre, l'étude du jet et de la flamme est faite lorsqu'ils sont placés en ventre de pression acoustique. Tout d'abord, les structures de l'écoulement sont analysées à partir du mécanisme de formation du jet perturbé en sortie de brûleur, puis en considérant son développement depuis la sortie du brûleur jusqu'à la flamme, et enfin par l'étude dynamique des vortex qu'il produit. Les différentes réponses de la flamme induites par ce jet sont ensuite caractérisées et les mécanismes à l'origine de la dynamique de flamme sont mis en évidence par l'étude de la stabilisation de son pied et par le calcul des Flame Describing Function correspondantes aux réponses de flamme, ainsi que par l'analyse du comportement bi-modal de réponses particulières.*

### 5.1 Structures de l'écoulement

#### 5.1.1 Mécanisme de formation du jet perturbé en sortie de brûleur

Comme on a pu le voir au chapitre 3, l'amplitude des fluctuations de pression générées par l'onde transverse est maximale en ventre de pression (VP). L'alternance de compression et de dilatation induite par ces fluctuations de pression provoque une modulation de l'écoulement de prémélange en sortie de brûleur. Cette dernière est mise en évidence par différentes grandeurs détaillées ci-dessous.

##### 5.1.1.1 Quantification du mécanisme de conversion d'un mode transverse en un mode longitudinal

La modulation de l'écoulement est quantifiée en sortie de brûleur à l'aide des moyennes spatiales des vitesses verticales,  $U_{p,left}^*(t)$  et  $U_{p,right}^*(t)$ , mesurées par PIV en  $z = 1$  mm et

introduites à la section 4.3.1. Les résultats, reportés sur la figure 5.1, montrent que la vitesse débitante fluctue de façon sinusoïdale à  $f_0$ , en phase de part et d'autre du plan acoustique.

L'évolution de l'amplitude réduite,  $\Psi = \tilde{U}_p^*/\tilde{V}_{ref}$ , définie à la section 4.3.1 révèle que la conversion acoustique du mode transverse en fluctuation longitudinale est plus efficace pour les basses fréquences de forçage acoustique. Une illustration caractéristique est présentée ici : à 510Hz,  $\Psi = 3.61 (\pm 0.05)$  pour  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 75\%$  ; à 700Hz,  $\Psi = 2.60 (\pm 0.05)$  pour  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 69\%$  ; à 1010Hz,  $\Psi = 2.34 (\pm 0.05)$  pour  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 78\%$ .

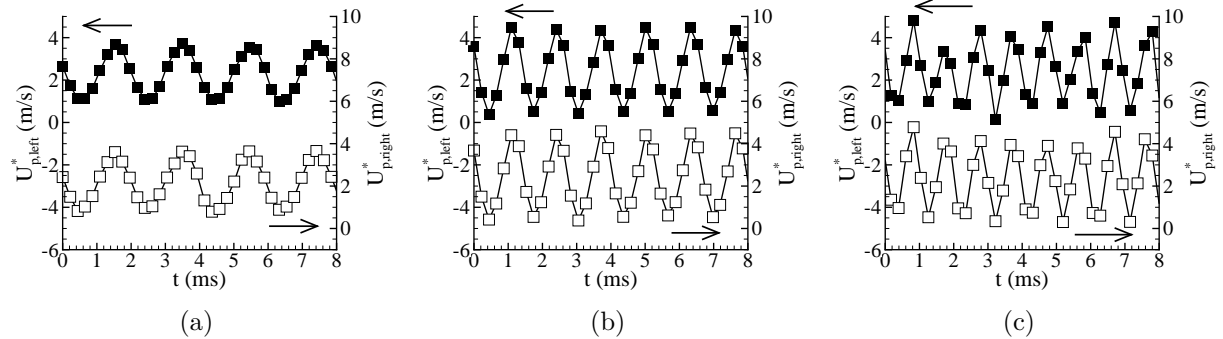


FIGURE 5.1 – Vitesses verticales  $U_{p,right}^*(t)$  ( $\square$ ) et  $U_{p,left}^*(t)$  ( $\blacksquare$ ) moyennées spatialement le long du rayon annulaire du brûleur respectivement pour le côté droit et le côté gauche, à  $z = 1$  mm pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s ; **(a)**  $f_0 = 510$  Hz,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 54\%$  ; **(b)**  $f_0 = 700$  Hz,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 70\%$  ; **(c)**  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 73\%$ .

À partir de  $U_p^*(t)$ , il est possible de calculer une accélération moyennée spatialement,  $\gamma_p^* = \frac{dU_p^*}{dt}$ . Les mesures de pression, synchronisées aux mesures de vitesse, montrent que les fluctuations de  $\gamma_p^*$  et les fluctuations de pression sont en opposition de phase quelles que soient les conditions de fréquence ou d'amplitude du forçage acoustique (voir la figure 5.2). Lorsque la pression augmente, cela produit un effet bouchon ; le jet comprimé est décéléré, diminuant le débit en sortie d'injecteur. Inversement, lorsque la pression diminue, le jet est dilaté et accéléré. La modulation d'accélération induit alors une fluctuation des vitesses déphasée de  $\varphi_{U_p^*/\gamma_p^*} = -\pi/2$ , soit un déphasage de  $\varphi_{U_p^*/P_{ref}} = \pi/2$  par rapport à la fluctuation de pression. Ceci met en évidence l'action directe de la fluctuation transverse de pression sur la modulation de la vitesse débitante à la fréquence de forçage. Simultanément, la phase de dilatation s'accompagne de la formation de vortex axisymétriques d'une part dans la couche limite externe jet-air environnant mais également, pour les fortes amplitudes de pression  $\tilde{P}_{ref}$ , dans la couche interne créée derrière la tige.

Ce mécanisme de modulation périodique longitudinale de l'écoulement induite par une onde acoustique transverse stationnaire en VP a été observé dans quelques études expérimentales. Dans une configuration d'injecteurs coaxiaux diphasiques air / eau,

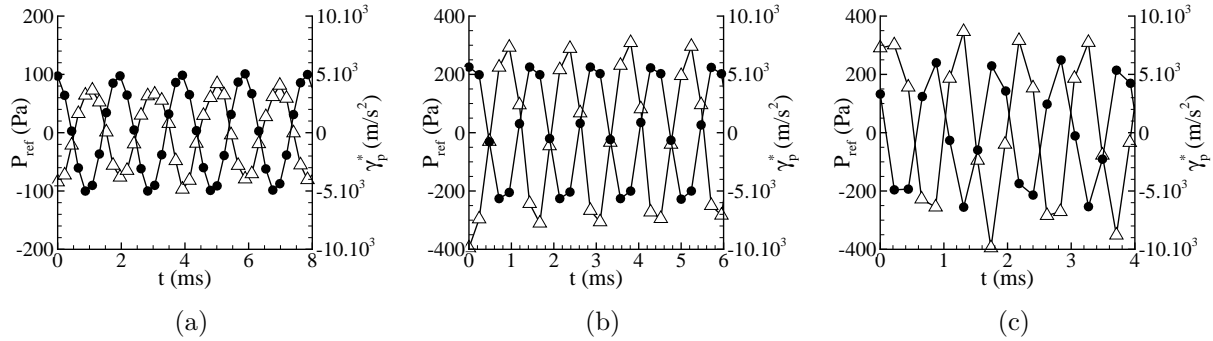


FIGURE 5.2 – Accélérations verticales  $\gamma_p^*(t)$  ( $\Delta$ ) moyennées spatialement le long du rayon annulaire du brûleur à  $z = 1$  mm pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s, avec l'évolution de pression correspondante  $\tilde{P}_{ref}(t)$  ( $\bullet$ ) : **(a)**  $f_0 = 510$  Hz,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 54\%$ ; **(b)**  $f_0 = 700$  Hz,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 70\%$ ; **(c)**  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 73\%$ .

[Baillot et al., 2009] ont noté la réponse périodique en mode longitudinal de l'écoulement annulaire d'air à une onde transverse haute fréquence ( $\approx 1$  kHz). La fluctuation périodique longitudinale de la vitesse débitante en sortie d'injecteur a également été mise en évidence dans des écoulements réactifs swirlés, forcés par de basses fréquences ( $\approx 150$  Hz) par [Hauser et al., 2010] ainsi que par des fréquences de forçage comprises entre 400 et 1200 Hz par [O'Connor and Lieuwen, 2011].

Afin de préciser le mécanisme de conversion du mode transverse en une onde longitudinale, des mesures de pression faites en présence de la flamme sont simultanément réalisées dans le fond du brûleur ( $P'_{in}(t)$ ) et au voisinage de sa sortie ( $P'_{ref}(t)$ ). (La position des capteurs de pression est indiquée sur la figure 2.2.) Elles indiquent que la pression fluctue bien à  $f_0$  dans tout le système. Les évolutions de  $P'_{in}(t)$  et  $P'_{ref}(t)$  sont comparées à la fréquence de forçage  $f_0$  à l'aide de la fonction de transfert,  $T_{ir}$ , telle que  $T_{ir} = S_{ir}(f_0)/S_{rr}(f_0)$ .  $S_{ir}$  est la PSD croisée entre  $P'_{ref}(t)$  et  $P'_{in}(t)$ , et  $S_{rr}$  la PSD du signal de pression  $P'_{ref}(t)$  (cf. [Schuermans et al., 2006, Birbaud et al., 2007]). Le gain de la fonction de transfert  $G_{ir}(f_0)$  et sa phase  $\varphi_{ir}(f_0)$  sont extraits à  $f_0$  afin d'obtenir respectivement l'amortissement et le déphasage induits par le brûleur. En dehors des fréquences voisines de 1 000 Hz, valeur proche du mode 3/4 d'onde du brûleur (voir la section 2.1.2),  $\varphi_{ir}(f_0) \approx \pi$  et  $G_{ir}(f_0) \approx 10\%$ , indiquant une forte atténuation de l'amplitude de  $P'_{in}(t)$ . Pour  $f_0 \approx 1000$  Hz,  $G_{ir}(f_0) \approx 65\%$  et  $\varphi_{ir}(f_0) \approx \pi/6$ . Cependant, les oscillations de pression dans la cavité, avec ou sans brûleur, sont similaires révélant qu'aucune influence de la part du brûleur n'est détectée sur le champ de pression. Le brûleur peut alors être considéré comme passif, en accord avec les résultats de [Yang and Anderson, 1995, Culick, 2006] portant sur le couplage entre injecteurs et fluctuations transverses de pression dans des moteurs-fusées à ergols liquides. L'alternance de compression et de dilatation est alors le

mécanisme principal provoquant la fluctuation verticale de l'écoulement de prémélange. Ceci est en accord avec les résultats des calculs par simulation des grandes échelles (LES) pour une chambre de combustion d'hélicoptère complète obtenue par [Staffelbach et al., 2009, Wolf et al., 2012]. Les auteurs montrent que le principal effet des modes azimutaux tournants et stationnaires est de conduire à la fluctuation axiale du débit au travers des injecteurs. La fluctuation du débit a également été observée expérimentalement dans une chambre annulaire par [Bourgouin, 2014] ou lors de l'étude faite par [Moeck et al., 2010] sur des tubes de Rijke annulaires. Les études menées récemment dans l'équipe du professeur F. Baillot ont démontré que l'action de ce mode longitudinal induit par l'onde transverse est identique à celle d'un mode créé directement par une onde acoustique longitudinale [Cáceres, 2014].

### 5.1.1.2 Écoulement de retour et formation de vortex

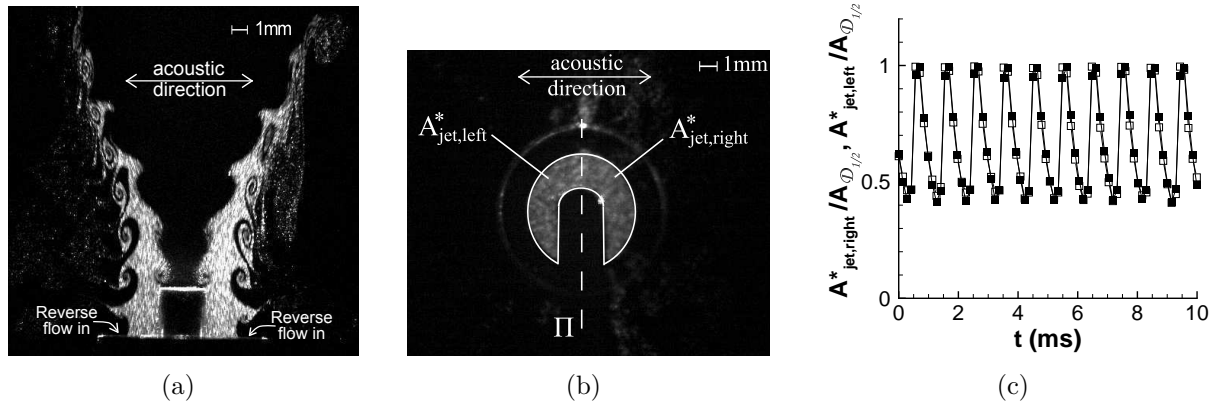


FIGURE 5.3 – Contraction du jet et écoulement de retour pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s,  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{ref} = 80\% \tilde{P}_{b.o.}$ ;  $A_{jet,right}^*$  et  $A_{jet,left}^*$  : aires respectives des demi-surfaces du jet  $S_{jet,right}$  à droite du plan  $\Pi_{Xi}$  et  $S_{jet,left}$  à gauche, corrigées en tenant compte de l'ombre projetée par la tige (cf. section 4.3.1);

(a) vue tomographique laser verticale; (b) vue tomographique laser horizontale à  $z = 1$  mm; (c) évolution des aires  $A_{jet,left}^*(t)$  et  $A_{jet,right}^*(t)$  réduites par les demi-aires  $A_{D/2}^*$  correspondant aux domaines de mesures.

Il est également possible de qualifier la fluctuation du débit d'injection et la morphologie du jet à l'aide des fluctuations d'aires  $A_{jet,left}^*$  et  $A_{jet,right}^*$  dont la détermination est présentée à la section 4.3.1. La dynamique du jet est commentée dans ce qui suit à l'aide des résultats obtenus dans le cas d'une perturbation acoustique d'amplitude  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 84\%$  (cf. figure 5.3(c)). Les aires  $A_{jet,left}^*$  et  $A_{jet,right}^*$  fluctuent bien en phase à  $f_0$  avec la même amplitude. Le jet, dont les demi-aires initiales de part et d'autre de l'axe acoustique sont  $A_{D/2}^*$ , est fortement contracté. Dans l'exemple présenté sur la figure 5.3(c), la contraction du jet atteint 60%, signifiant que 60% de  $A_{D/2}^*$  sont occupés par

des écoulements de retour ; ensuite, le jet est rapidement repoussé vers l'extérieur. Les écoulements de retour perturbent le jet de façon axisymétrique en moyenne, aucune direction particulière n'étant privilégiée. Ceci est en accord avec l'étude de [Baillot et al., 2009] concernant de très hautes amplitudes de pression ( $\approx 165$  dB) dans une configuration diphasique inerte. Ces écoulements de retour qui ont lieu lors de la phase de compression, provoquent des décollements/recollements périodiques de la couche limite externe du jet. Des travaux, tels que ceux de [Smith and Glezer, 1998], sur les couches de séparation et les écoulements de retour produits par un orifice ont montré que ces phénomènes sont impliqués dans la production de vortex azimutaux dont la taille dépend de celle de l'orifice. Pour des amplitudes de pression encore plus élevées, le mouvement périodique aspiration / éjection de l'air extérieur comprime tellement le jet que celui-ci ne peut alors jamais regagner son aire initiale : de l'air extérieur persiste à tout moment dans la buse d'entrée du brûleur. Cette compression latérale est accompagnée d'un étirement vertical du cœur du jet. L'intensité de l'étirement dépend du rapport entre l'espacement annulaire  $d_g$  et la largeur de la couche de séparation pilotée par la compression. Des instabilités secondaires tridimensionnelles, dont l'axe de rotation est dans le sens de l'écoulement, sont alors initiées par ce mécanisme compression - étirement et mènent à la formation de structures filamentaires [Demare and Baillot, 2001], [Lasheras et al., 1986].

### 5.1.1.3 Caractérisation moyenne du jet

La figure 5.4 présente des exemples caractéristiques de profils radiaux des vitesses moyennes et rms du jet perturbé obtenus par PIV à  $z = 1$  mm.

Les vitesses moyennes du jet  $U_{p,mean}$  et  $V_{p,mean}$ , pour une faible amplitude de forçage acoustique (symboles  $\bullet$  et  $\blacktriangle$ ), présentent des profils similaires à ceux des vitesses moyennes sans forçage, reportés précédemment sur la figure 2.8. Lorsque  $\tilde{P}_{ref}$  augmente, la forme en cloche de  $U_{p,mean}$  tend vers une forme à deux maximums locaux positionnés dans les couches interne et externe. Dans le même temps, les données de  $V_{p,mean}$  mettent en évidence que les lignes de courant moyennes se resserrent verticalement vers l'axe du jet. Cette constriction du jet est également mise en évidence à l'aide du suivi des structures du jet repérées sur des vues tomographiques ou à partir des mesures de vorticité obtenues par PIV qui seront détaillées à la section 5.1.3.

Alors qu'ils sont quasiment nuls sans forçage acoustique, les profils des vitesses rms (symboles  $\circ$  et  $\Delta$ ),  $U_{p,rms}$  et  $V_{p,rms}$ , en présence d'une perturbation montrent des maximums dans les couches interne et externe.  $U_{p,rms}$  est maximisée dans la couche interne alors que  $V_{p,rms}$  reste relativement faible. Cela mène à des fluctuations de vitesse au niveau du pied de flamme qui seront essentiellement verticales comme cela sera vu en section 5.3.1. En revanche,  $V_{p,rms}$  devient très élevée dans la couche externe, suite à la formation de vortex en sortie de brûleur lié à la présence des écoulements de retour mis en évidence à la section 5.1.1. Les niveaux de ces vitesses  $U_{p,rms}$  et  $V_{p,rms}$  augmentent avec l'élévation



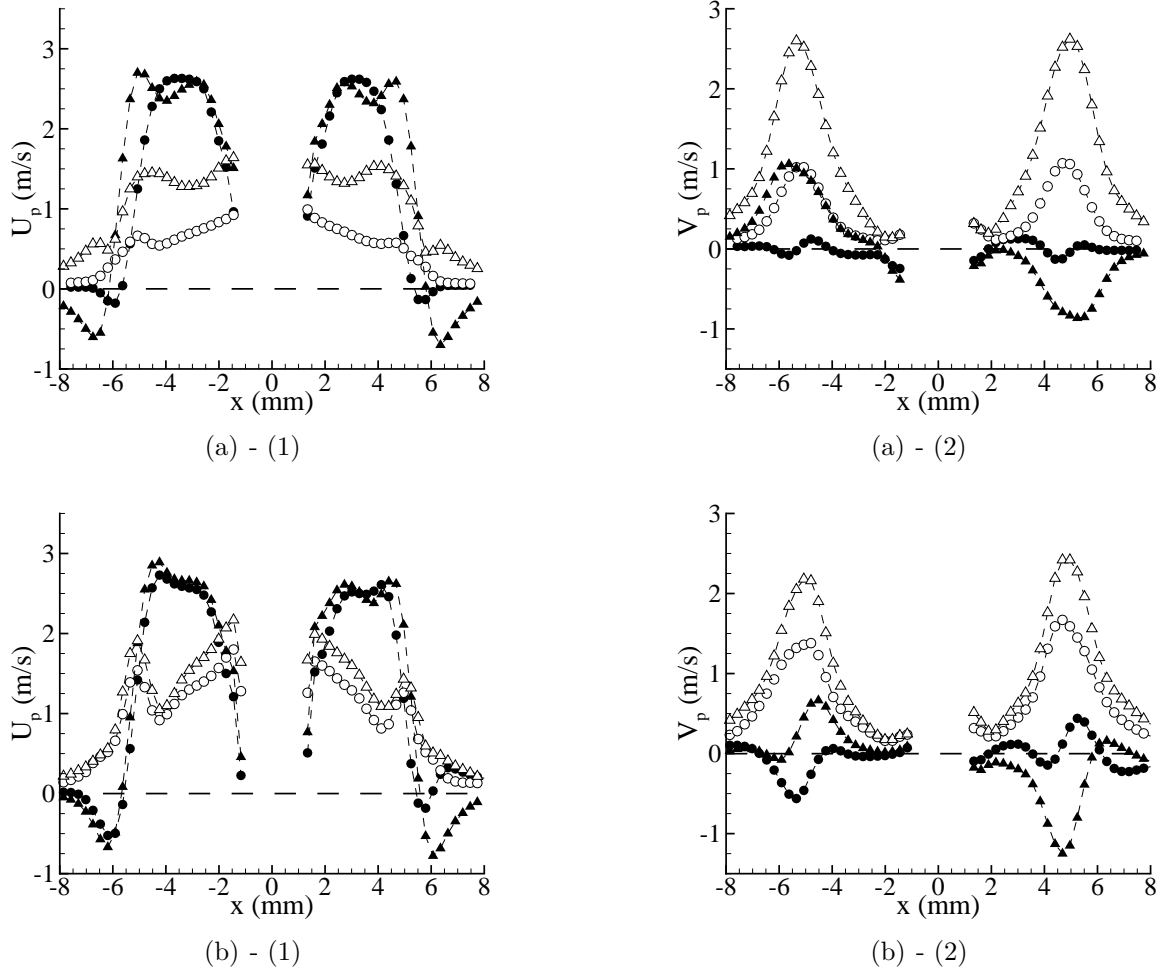


FIGURE 5.4 – Profils de vitesses mesurées par PIV pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s à  $z = 1$  mm ; symboles pleins : vitesse moyenne ; symboles creux : vitesse rms ; (1) Composante verticale  $U_p$  ; (2) composante horizontale  $V_p$  ; (a)  $f_0 = 510$  Hz  $\bullet, \circ$  :  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 43\%$  ;  $\blacktriangle, \triangle$  :  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 85\%$  ; (b)  $f_0 = 1010$  Hz  $\bullet, \circ$  :  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 57\%$  ;  $\blacktriangle, \triangle$  :  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 68\%$ .

de  $\tilde{P}_{ref}$  dans l'ensemble du jet.

### 5.1.2 Développement du jet perturbé

Le jet est quantifié par le champ des vitesses jusqu'à la zone du front de flamme à l'aide des techniques ADL et PIV rapide. Les rms des fluctuations de vitesse sont utilisées pour mettre en évidence l'efficacité de la conversion pression-vitesse fluctuantes dans la zone centrale du jet annulaire ( $x = 3.25$  mm) ainsi que dans sa zone de cisaillement externe ( $x = 5$  mm). On introduit une fonction de transfert des vitesses qui permet de révéler la nature acoustique et/ou convective de l'écoulement perturbé dans les deux zones précitées.

Cela repose tout particulièrement sur une approche de superposition de perturbations acoustique et convective.

### 5.1.2.1 Efficacité de la conversion pression - vitesse fluctuantes

La capacité de l'onde transverse à perturber le développement du jet est décrite localement par les rms des fluctuations de vitesse du jet,  $U_{p,rms}$  et  $V_{p,rms}$  mesurées par ADL au centre de la partie annulaire, mais également par les rms des fluctuations  $U_{p,rms}^{max}$  et  $V_{p,rms}^{max}$ , mesurées par ADL dans la couche limite externe où une allée de vortex est produite, à l'endroit  $x_{max}$  où les rms sont maximales tel que  $4 \text{ mm} \leq x_{max} \leq 5 \text{ mm}$ .

#### Dans la zone centrale du jet $x=3.25\text{mm}$

$U_{p,rms}$  et  $V_{p,rms}$ , reportés sur la figure 5.5 pour les trois fréquences de forçage, 510 Hz, 700 Hz et 1010 Hz, mettent en évidence la capacité de l'acoustique à induire une fluctuation du jet de prémélange. Pour la composante verticale de vitesse, cette conversion entre l'onde acoustique transverse et la fluctuation du jet se fait de manière linéaire en fonction de l'amplitude de forçage,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ . Son évolution suit celle de la vitesse acoustique,  $\tilde{V}_{ref}/\sqrt{2}$ , calculée à partir de l'expression introduite au chapitre 3. Concernant la fluctuation de la vitesse horizontale, son évolution est marquée par une amplitude seuil autour de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 60\%$  au-dessous de laquelle  $V_{p,rms} \approx 0$ . Pour  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \geq 60\%$ ,  $V_{p,rms}$  augmente légèrement, tout en restant inférieure aux valeurs de  $\tilde{V}_{ref}/\sqrt{2}$ .

#### Dans la zone externe du jet $x=5\text{mm}$

$U_{p,rms}^{max}$  et  $V_{p,rms}^{max}$ , dont les mesures sont portées à la figure 5.6 renseignent sur la capacité de l'acoustique à produire des vortex dans la couche externe du jet, aptes à perturber la flamme et à faire varier son aire.

Plusieurs étapes se dégagent :

1. une augmentation quasi-linéaire similaire à celle de  $\tilde{V}_{ref}/\sqrt{2}$  pour les faibles valeurs  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  ( $\leq 40\%$ );
2. une accentuation brutale de l'accroissement des vitesses rms dont l'évolution n'est plus linéaire et s'écarte très significativement de l'évolution linéaire de  $\tilde{V}_{ref}/\sqrt{2}$  (l'écart maximum avec  $\tilde{V}_{ref}/\sqrt{2} \approx 100\%$  pour  $U_{rms}$  et  $\approx 135\%$  pour  $V_{rms}$ );
3. une saturation de l'accroissement des vitesses rms, voire une diminution, aux grandes amplitudes de pression ( $\geq 80\%$ ) due à la présence des puissants écoulements de retour. Cela indique que la perturbation convective de la couche externe amplifie l'action de l'acoustique et mène à la formation de vortex dans la couche externe du jet en sortie de brûleur, suite à la présence des écoulements de retour (cf. section 5.1.1), convectés ensuite vers la flamme.

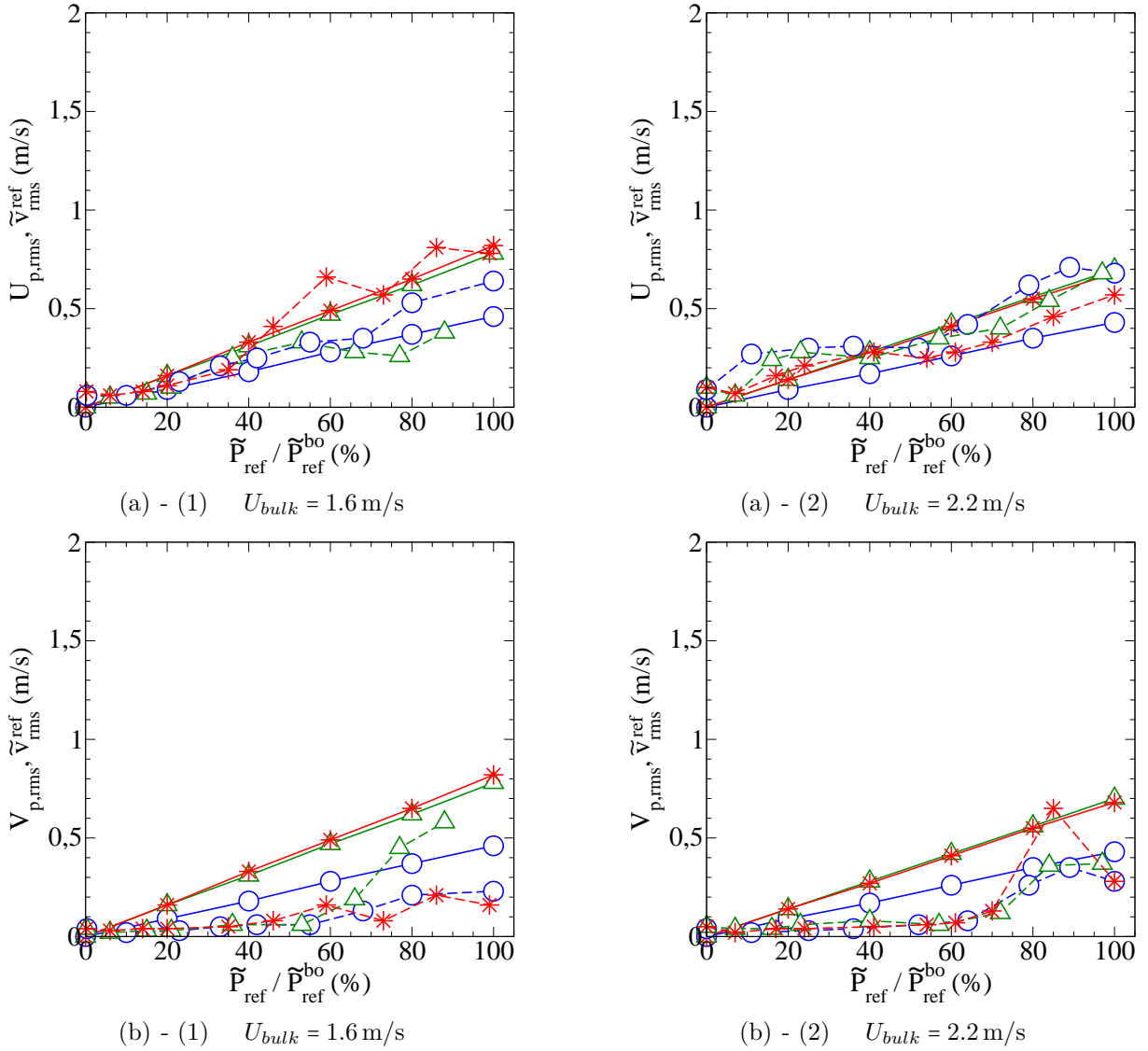


FIGURE 5.5 – Vitesses rms perturbées mesurées par ADL au centre de la partie annulaire ( $x = 3.25$  mm) à  $z = 4$  mm pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et 2.2 m/s : **(a)** --  $U_{p,rms}$  ; **(b)** --  $V_{p,rms}$  ; —  $\tilde{V}_{ref}/\sqrt{2} = (\tilde{P}_{ref}/\sqrt{2})(k_x/(\rho 2\pi f_0))$  calculée ;  $\circ$  : 510 Hz ;  $\triangle$  : 700 Hz ;  $*$  : 1010 Hz.

### 5.1.2.2 Nature du jet spatialement dominante

L'évolution des vitesses est déterminée à partir de leur mesure par PIV dans l'ensemble du jet. Un exemple de champ de vitesses obtenu à partir de moyennes de phase par PIV est reporté en figure 5.7. Des champs PIV horizontaux sont reportés dans l'annexe 8.2.3 à laquelle le lecteur pourra se reporter en complément des champs PIV présents dans le texte.

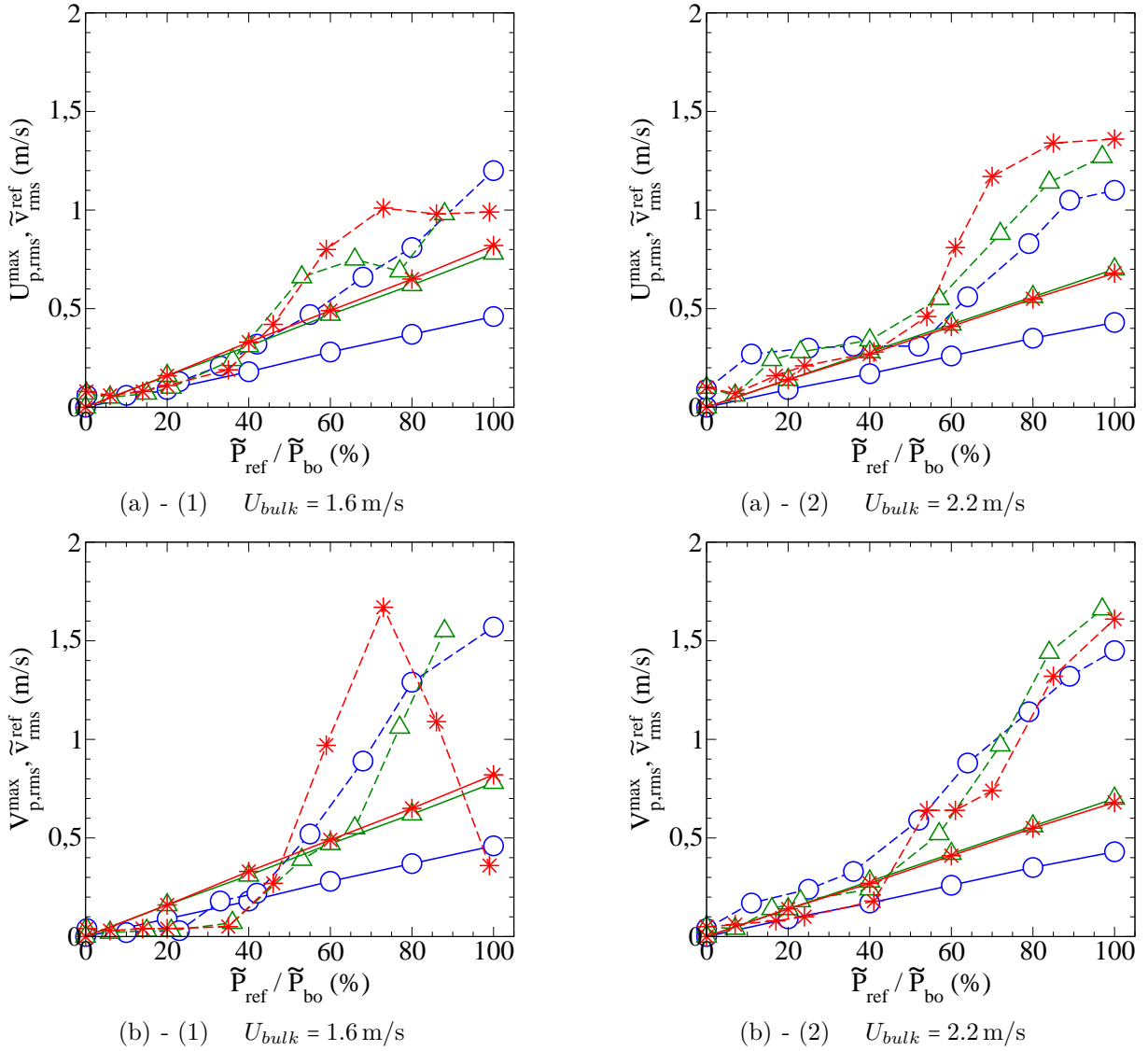


FIGURE 5.6 – Maximum des vitesses rms perturbées mesurées par ADL dans la couche de cisaillement externe à  $z = 4$  mm pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et 2.2 m/s : (a) --  $U_{p,rms}^{max}$  ; (b) --  $V_{p,rms}^{max}$  ;  
 —  $\tilde{V}_{ref}/\sqrt{2} = (\tilde{P}_{ref}/\sqrt{2})(k_x/(\rho 2\pi f_0))$  calculée ;  $\circ$  : 510 Hz ;  $\triangle$  : 700 Hz ;  $*$  : 1010 Hz.

### 5.1.2.2.1 Résultats de la fonction de transfert des vitesses

Les mesures temporelles de vitesses montrent que, quelles que soient les conditions, le jet de prémélange fluctue majoritairement à la fréquence de forçage lorsqu'on reste proche de la sortie du brûleur. Toutefois, plus en aval dans le jet, les PSD des vitesses indiquent que, sous certaines conditions, la fluctuation du jet peut se faire préférentiellement à  $f_0/2$ , la fréquence sous-harmonique de la fréquence de forçage. Le mode  $f_0/2$  est mesuré

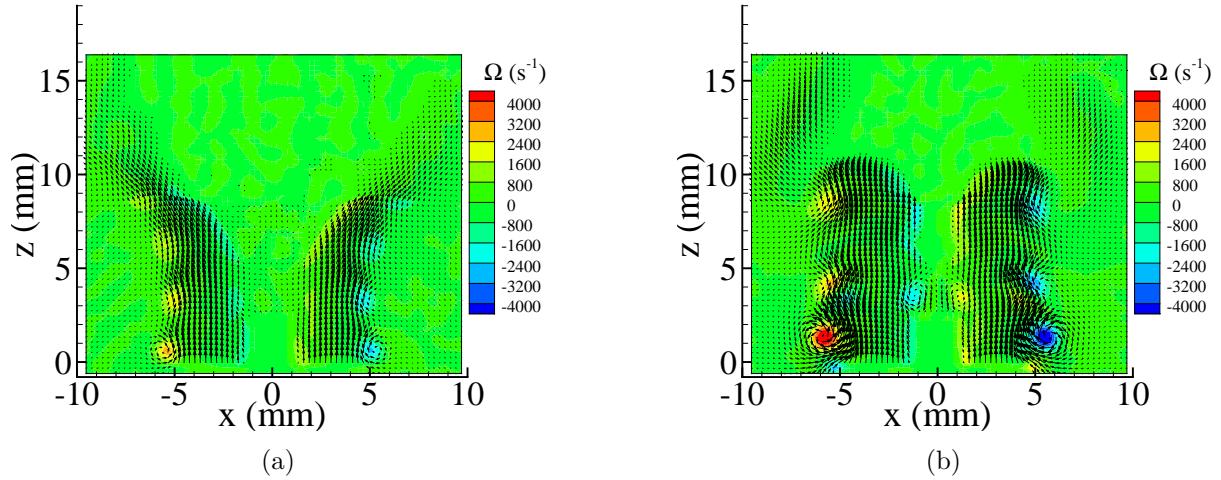


FIGURE 5.7 – Moyennes de phase de champs de vitesse mesurés par PIV dans le plan axial ( $y = 0$  mm) en présence de la flamme à  $f_0 = 510$  Hz,  $U_{bulk} = 2.1$  m/s : (a)  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 35\%$  ; (b)  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 70\%$  .

dès la sortie du brûleur mais avec une très faible énergie, néanmoins suffisante pour permettre le calcul d'une fonction de transfert à cette fréquence<sup>1</sup>. Dans ces cas particuliers, bien que le jet fluctue simultanément à  $f_0$  et à  $f_0/2$ , son évolution spatio-temporelle est étudiée indépendamment pour chacune de ces deux fréquences. Pour cela, on calcule par des fonctions de transfert l'évolution de l'amplitude et du déphasage des fluctuations de vitesses à  $f_0$  ou à  $f_0/2$  entre la sortie du brûleur et la flamme le long de deux droites verticales situées en  $x = 3.25$  mm, au centre de la partie annulaire, et  $x = 5$  mm, dans la couche de cisaillement externe du jet.

Des exemples caractéristiques des fonctions de transfert entre l'amplitude des fluctuations de vitesses mesurées en  $z$  et l'amplitude des fluctuations de vitesses en  $z_0 = 0.05$  mm sont présentées sur les figures 5.8 à 5.11. (Plutôt que de représenter le gain de la fonction de transfert  $U_{p,max}(f, z)/U_{p,max}(f, z_0)$  on a choisi de représenter l'amplitude de vitesse  $U_{p,max}(f, z)$ .) Les mesures, effectuées entre la sortie du brûleur et la zone du front de flamme où les gouttes d'huile d'ensemencement s'évaporent, sont indiquées par les symboles  $\square$  pour  $f_0$  et  $\triangle$  pour  $f_0/2$ . La mesure est assurée tant qu'au moins 90% d'un cycle du signal temporel des vitesses sont résolus. Pour le déphasage, les lignes noires continues (—) indiquent celui d'une perturbation purement acoustique ; les lignes noires en tirets (---) et celles en pointillés (· · ·) indiquent ceux d'une perturbation purement convective à  $f_0$  et à  $f_0/2$  respectivement, calculés comme indiqué à la section 4.3.1 où la vitesse de

1. Les travaux de [Ho and Huerre, 1984] montrent que pour un jet forcé, lorsque des vortex formés initialement à  $f_0$  dans la couche de cisaillement subissent un appariement en aval du jet, le spectre des vitesses à  $f_0/2$  est présent dès la sortie de l'injecteur, mais avec une très faible énergie.

convection  $U_{conv}$  est prise constante et égale à  $U_{bulk}$  ( $U_{bulk} = 2.1$  m/s pour l'ensemble des cas illustratifs des figures 5.8 à 5.11). Les lignes rouges correspondent aux résultats obtenus à partir d'un modèle développé au paragraphe 5.1.2.2.2, portant sur la superposition d'ondes convectives et acoustiques.

Dans la zone centrale du jet ( $x = 3.25$  mm) :

- pour les vitesses verticales  $U_p$  (figure 5.8), les fluctuations à  $f_0$  ont une amplitude  $U_{p,max}(f_0)$  de l'ordre de la vitesse débitante  $U_{bulk}$  en sortie de brûleur ( $U_{p,max}(z = z_0) \approx 0.5$  à  $1.5 U_{bulk}$  selon les cas, avec  $z_0 = 0.05$  mm). Elle décroît ensuite avec  $z$ . Lorsque l'amplitude acoustique augmente, la décroissance de ces fluctuations tend vers une évolution en cycloïde (alternance de minimums et de maximums locaux). Ce type d'évolution est renforcé avec l'augmentation de la fréquence de forçage. L'amplitude des fluctuations à  $f_0/2$ ,  $U_{p,max}(f_0/2)$ , est également reportée sur les figures dès lors qu'elle est détectable sur les PSD des vitesses (cf. les cas à 510 Hz et 700 Hz pour  $P_{ref}/P_{ref}^{b.o.} \geq 70\%$ ). Contrairement à  $U_{p,max}(f_0)$  elle est nulle en sortie de brûleur puis augmente en fonction de  $z$ . Elle devient supérieure à l'amplitude à  $f_0$  au voisinage de la zone de la flamme, le centre du jet fluctuant alors principalement à  $f_0/2$  dans cette zone.

Le déphasage à  $f_0$  des fluctuations de vitesse,  $\varphi(f_0)$ , reste constant entre la sortie du brûleur et la flamme de manière similaire à  $\varphi_{ac}(f_0)$  (cf. section 4.3.1). Ceci indique que la perturbation responsable de la fluctuation du jet est de nature acoustique :  $\varphi(z, f_0) \approx \varphi_{ac}(z, f_0)$ . En revanche, le déphasage des fluctuations de vitesse à  $f_0/2$ ,  $\varphi(f_0/2)$ , évolue suivant le déphasage  $\varphi_{cv}(f_0/2)$  caractéristique d'une perturbation convective à  $f_0/2$  (cf. ligne en pointillés sur la figure 5.8). La nature de la perturbation à  $f_0/2$  est donc convective dans cette zone du jet.

- pour les vitesses horizontales  $V_p$  (figure 5.9), l'amplitude des fluctuations à  $f_0$  dans cette partie du jet est faible ( $U_{p,max}(z = z_0) \approx 0.5$  à  $1.5 U_{bulk}$  selon les cas). L'amplitude à  $f_0/2$  des fluctuations est nulle en sortie de brûleur, mais augmente légèrement avec  $z$ . Elle peut devenir supérieure à l'amplitude à  $f_0$  pour une hauteur  $4 \leq z \leq 8$  mm selon les cas, sans toutefois dépasser  $25\% U_{bulk}$ .

Le déphasage à  $f_0$  des fluctuations de vitesse,  $\varphi(f_0)$ , est quasi-constant entre la sortie du brûleur et une hauteur  $z \approx 3$  mm, indiquant la nature acoustique de la perturbation sur cette distance. Après un saut de phase de  $\pi$  radians plus ou moins marqué, l'évolution de  $\varphi(f_0)$  suit celle de  $\varphi_{cv}(f_0)$ . Concernant le déphasage à  $f_0/2$  de la fluctuation, son évolution suit celle d'une perturbation convective à  $f_0/2$ ,  $\varphi_{cv}(f_0/2)$ , de manière similaire à  $U_p$ .

Dans la couche limite externe ( $x = 5$  mm) :

- pour les vitesses verticales  $U_p$  (figure 5.10), l'amplitude des fluctuations à  $f_0$  a une valeur en sortie de brûleur de l'ordre de  $U_{bulk}$  ( $U_{p,max}(z = z_0) \approx 0.1$  à  $1.5 U_{bulk}$ ). Elle évolue suivant des cycloïdes, plus ou moins marquées en fonction des conditions

opératoires, et dont l'enveloppe décroît en fonction de  $z$ . L'amplitude à  $f_0/2$  des fluctuations de vitesse,  $U_p(f_0/2)$ , évolue également suivant des cycloïdes, avec une longueur de cycle deux fois plus grande que ceux de la perturbation à  $f_0$ . Mais  $U_p(f_0/2)$  reste relativement faible par rapport à  $U_p(f_0)$  ( $U_p(f_0/2) \approx 30$  à  $50\%$  de  $U_{bulk}$ ).

Le déphasage à  $f_0$  des fluctuations de vitesse,  $\varphi(f_0)$ , reste quasiment constant dans la zone d'initiation du jet ( $z \leq 3$  mm). Au-dessus de cette hauteur, en fonction des conditions opératoires, le déphasage peut, selon les cas, évoluer tel que  $\varphi_{ac}(f_0) \leq \varphi(f_0) \leq \varphi_{cv}(f_0)$ . Toutefois, lors de son évolution,  $\varphi(f_0)$  présente des sauts d'environ  $\pi$  radians lorsque l'amplitude des fluctuations passe par le minimum, de la cycloïde. Concernant la perturbation à  $f_0/2$ ,  $\varphi(f_0/2) \approx \varphi_{cv}(f_0/2)$ .

- pour les vitesses horizontales  $V_p$  (figure 5.11), l'amplitude à  $f_0$  des fluctuations évolue également en cycloïde avec une enveloppe décroissante. L'amplitude en sortie de brûleur est de l'ordre de  $U_{bulk}$  pour les faibles niveaux acoustiques et peut atteindre  $150\%$  de  $U_{bulk}$  pour les niveaux acoustiques juste avant soufflage de la flamme. Mais l'évolution en cycloïde décroît rapidement et est très amoindrie pour  $z \geq 5$  mm.  $V_{p,max}(z_0, f_0/2) \approx 0$ , et croît ensuite en fonction de  $z$ . De fait, l'amplitude à  $f_0/2$  devient supérieure à l'amplitude à  $f_0$  dans la zone de convection du jet ( $z \geq 3$  mm).

Le déphasage à  $f_0$  des fluctuations de vitesse,  $\varphi(f_0)$ , évolue suivant un déphasage proche du déphasage convectif à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$ . Toutefois, on notera que pour  $f_0 = 1010$  Hz, juste avant le soufflage de la flamme, le déphasage reste constant jusqu'à  $z \approx 8$  mm avant d'évoluer tel que  $\varphi_{ac}(f_0) \leq \varphi(f_0) \leq \varphi_{cv}(f_0)$ . Le déphasage à  $f_0/2$  des fluctuations de vitesse horizontales,  $\varphi(f_0/2)$ , suit l'évolution du déphasage à  $f_0/2$   $\varphi_{cv}(f_0/2)$  d'une perturbation purement convective.

### 5.1.2.2.2 Interprétation physique du comportement du jet

L'étude des fluctuations périodiques des vitesses du jet montre que l'amplitude de la fonction de transfert des vitesses évolue suivant des cycloïdes amorties plus ou moins marquées. Lorsque ces cycloïdes passent par un minimum proche de zéro, un saut de déphasage de  $\pi$  radians est noté. De plus, l'évolution du déphasage  $\varphi$  ne suit pas toujours l'évolution du déphasage  $\varphi_{ac}$  ou  $\varphi_{cv}$ , à  $f_0$  ou à  $f_0/2$  obtenue dans les cas basiques avec  $\bar{U}_{conv}$  égale à  $U_{bulk}$ . Une analyse théorique montre que ce comportement est le résultat de la superposition d'une perturbation de nature acoustique et d'une perturbation de nature convective qui crée des interférences constructives et destructives, prononcées dès lors que les perturbations ont des amplitudes similaires. La superposition de perturbations a été mise en évidence par les travaux de [Bourehla and Baillet, 1998] en forçage longitudinal ; elle a été également observée plus récemment par [Palies et al., 2011a, Duchaine, 2010]

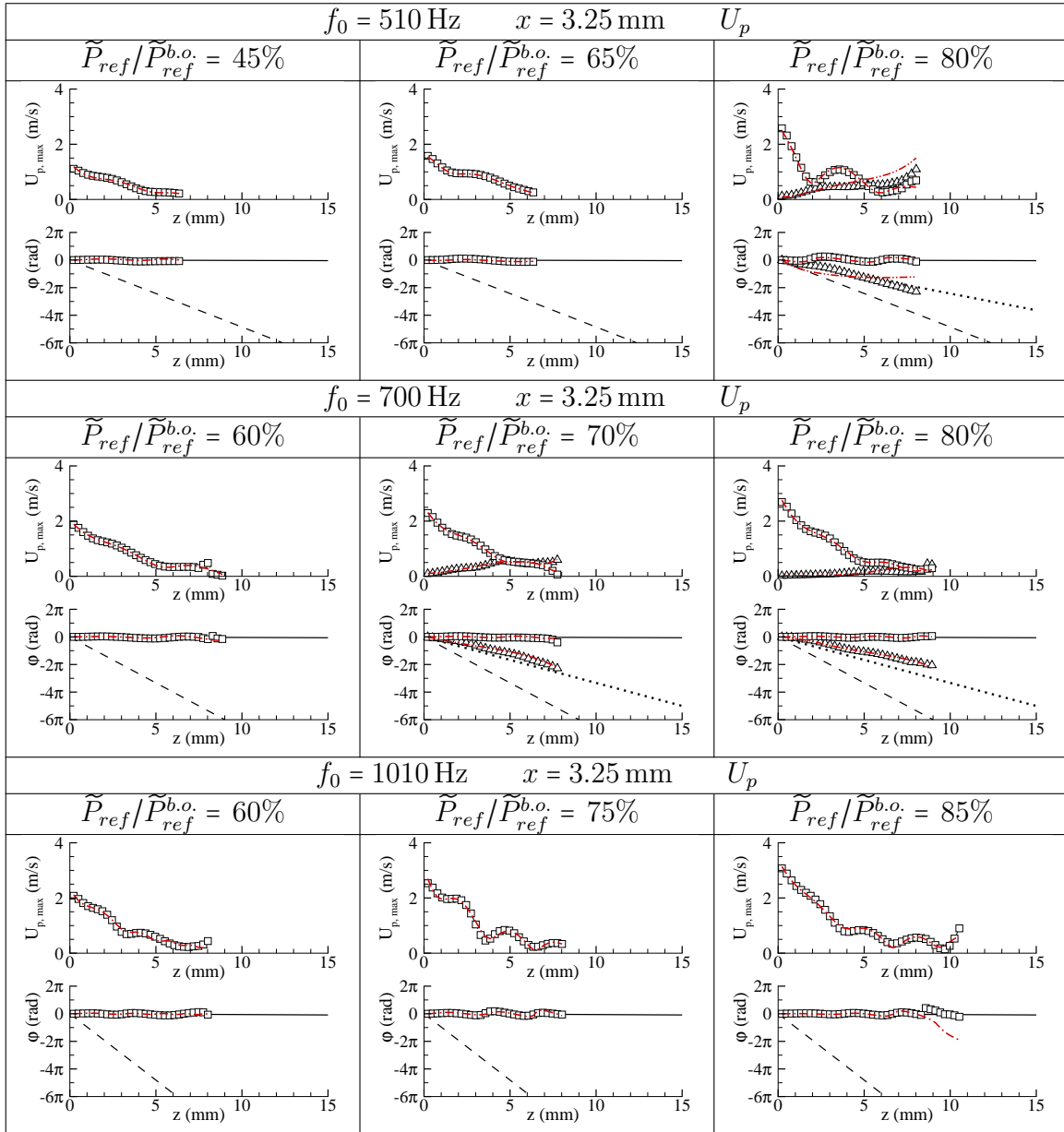


FIGURE 5.8 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) ou à  $f_0/2$  ( $\triangle$ ) des vitesses verticales  $U_p$  en fonction de  $z$  pour  $U_{bulk} = 2.1 \text{ m/s}$  et  $x = 3.25 \text{ mm}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—); convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$  (- -); convective à  $f_0/2$ ,  $\varphi_{cv}(f_0/2)$  ( $\cdots$ ); courbes à  $f_0$  ( $-\cdot-\cdot-$ ) et à  $f_0/2$  ( $-\cdot\cdot\cdot-$ ) pour le modèle de superposition d'ondes.



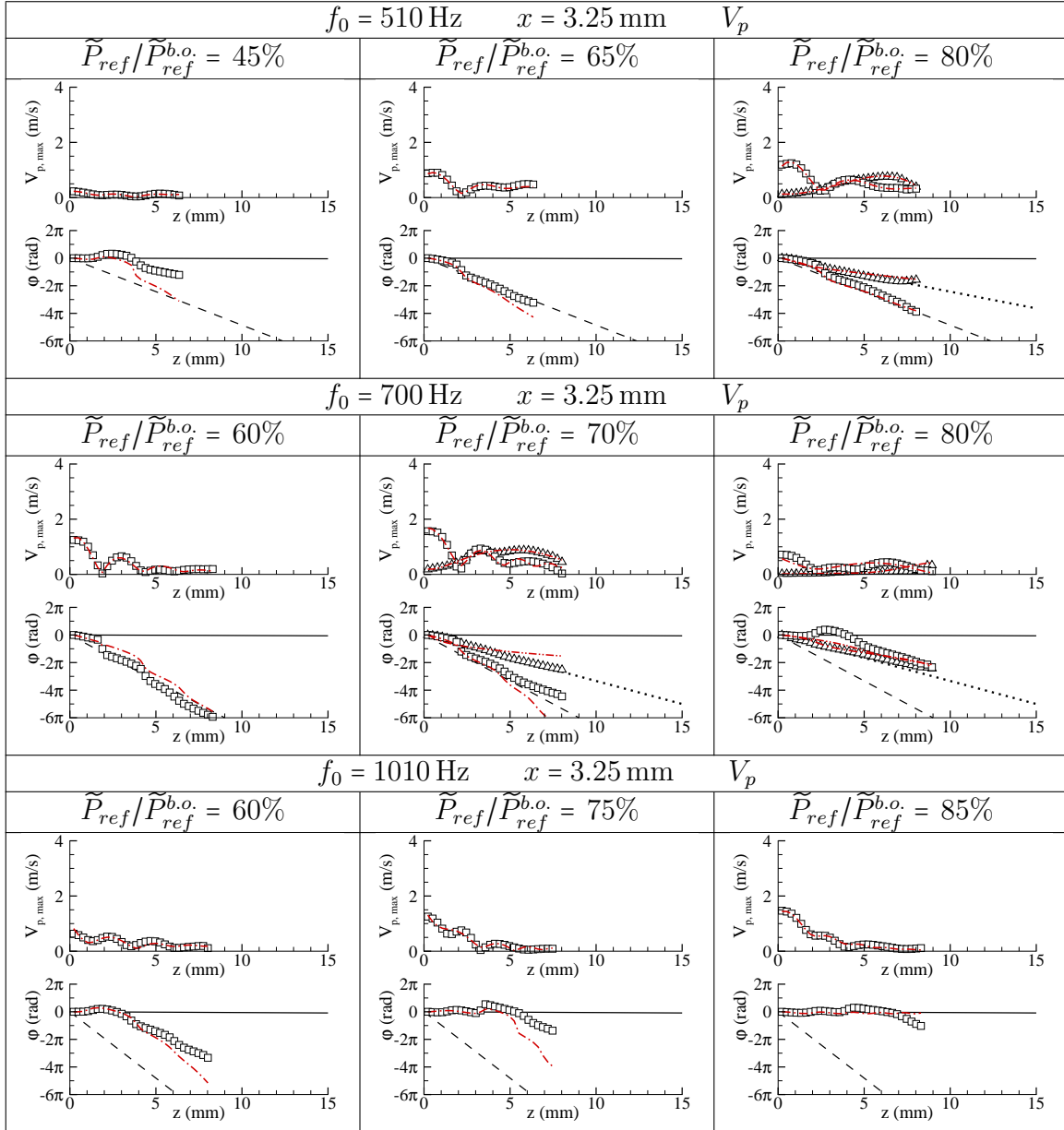


FIGURE 5.9 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) ou à  $f_0/2$  ( $\triangle$ ) des vitesses horizontales  $V_p$  en fonction de  $z$  pour  $U_{bulk} = 2.1 \text{ m/s}$  et  $x = 3.25 \text{ mm}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—); convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$  (- -); convective à  $f_0/2$ ,  $\varphi_{cv}(f_0/2)$  ( $\cdots$ ); courbes à  $f_0$  ( $-\cdot-\cdot-$ ) et à  $f_0/2$  ( $-\cdot\cdot\cdot-$ ) pour le modèle de superposition d'ondes.

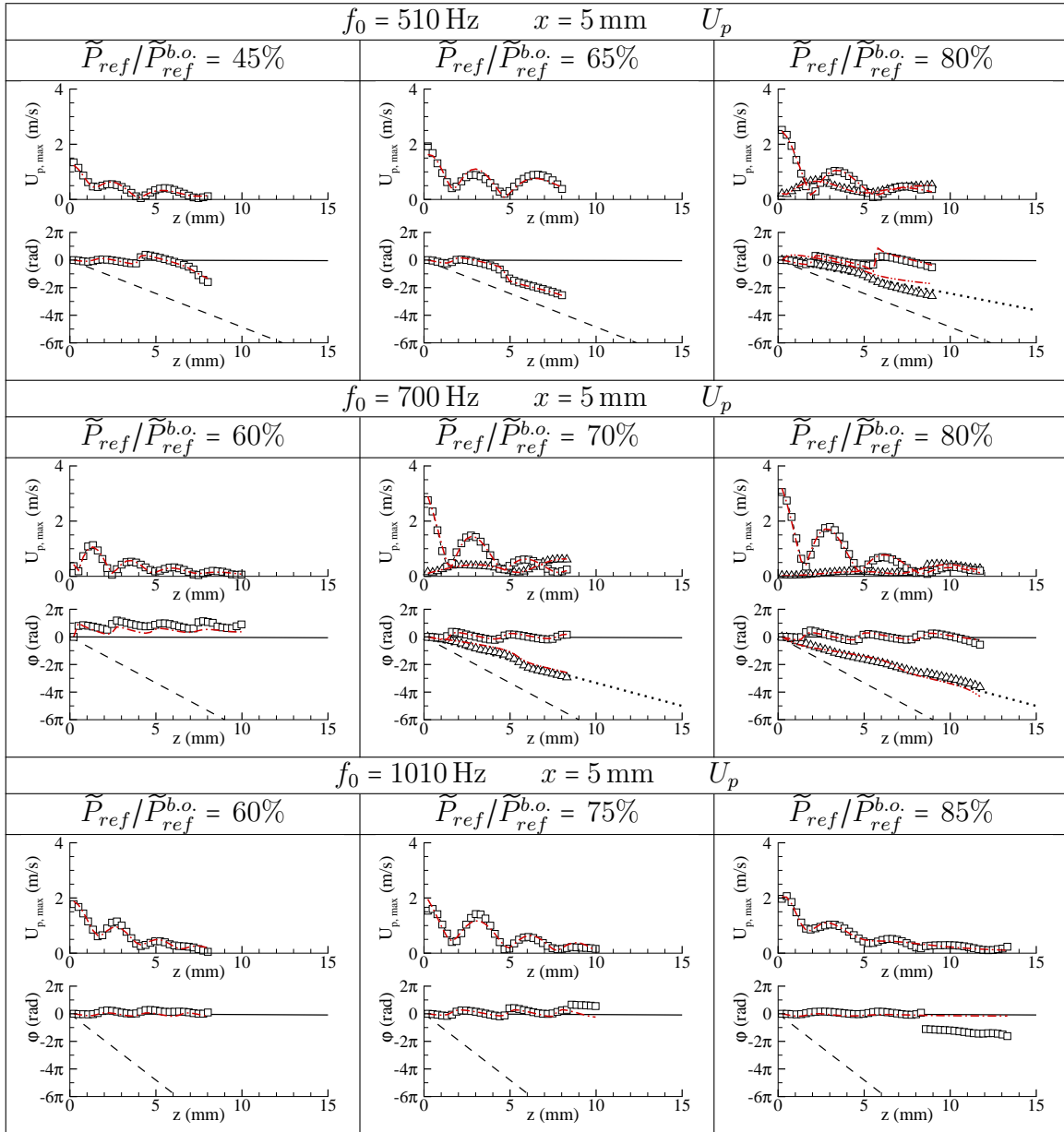


FIGURE 5.10 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) ou à  $f_0/2$  ( $\triangle$ ) des vitesses verticales  $U_p$  en fonction de  $z$  pour  $U_{bulk} = 2.1 \text{ m/s}$  et  $x = 5 \text{ mm}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—); convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$  (---); convective à  $f_0/2$ ,  $\varphi_{cv}(f_0/2)$  ( $\cdots$ ); courbes à  $f_0$  ( $-\cdot-\cdot-$ ) et à  $f_0/2$  ( $-\cdot\cdot-\cdot-$ ) pour le modèle de superposition d'ondes.

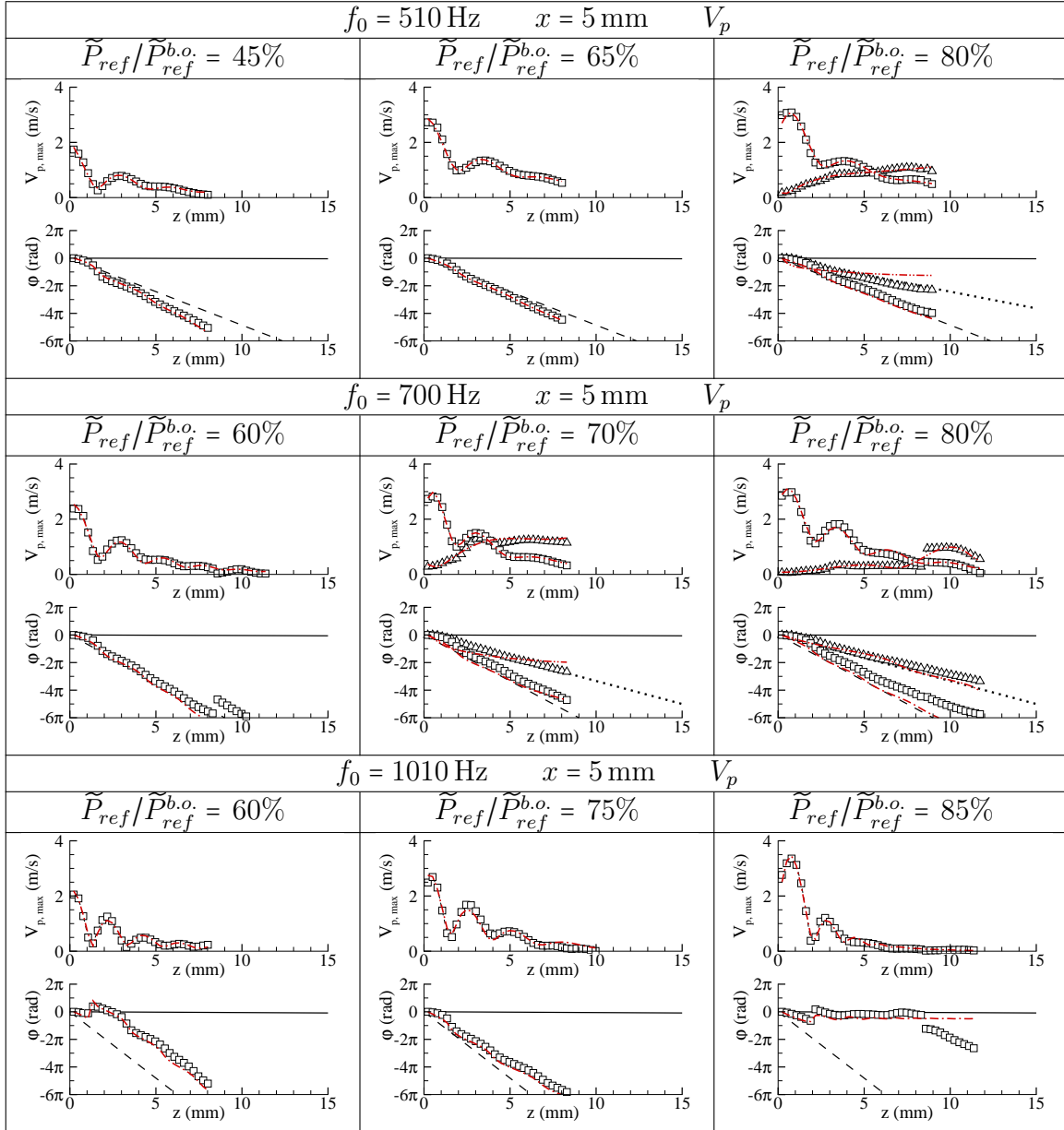


FIGURE 5.11 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) ou à  $f_0/2$  ( $\triangle$ ) des vitesses horizontales  $V_p$  en fonction de  $z$  pour  $U_{bulk} = 2.1 \text{ m/s}$  et  $x = 5 \text{ mm}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—); convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$  (- -); convective à  $f_0/2$ ,  $\varphi_{cv}(f_0/2)$  ( $\cdots$ ); courbes à  $f_0$  ( $-\cdot-\cdot-$ ) et à  $f_0/2$  ( $-\cdot\cdot\cdot-$ ) pour le modèle de superposition d'ondes.

en forçage longitudinal et par [O'Connor and Lieuwen, 2011] en forçage transverse. Les fluctuations des vitesses peuvent alors être décomposées en la somme d'une perturbation acoustique et d'une perturbation convective. La vitesse résultante  $W$  de perturbations acoustique et convective de même fréquence est définie par l'équation 5.1, où  $W = U_p$  ou  $V_p$ .

$$W'(\omega) = W'_{ac} + W'_{cv} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} W'_{ac}(z, \omega, t) = A_{ac} \exp(a_{ac}z) \exp(ik_{ac}z - i\omega t + i\varphi_{ac}) \\ W'_{cv}(z, \omega, t) = A_{cv} \exp(a_{cv}z) \exp(ik_{cv}z - i\omega t + i\varphi_{cv}) \end{cases} \quad (5.1)$$

avec  $A_{ac}$  l'amplitude de la partie acoustique de la perturbation en sortie de brûleur et  $A_{cv}$  celle de la partie convective,  $a_{ac}$  le coefficient d'amplification de la partie acoustique de la perturbation et  $a_{cv}$  celui de la partie convective.

Il est alors possible d'ajuster les paramètres des deux perturbations par l'application d'une méthode des moindres carrés de manière à reproduire l'évolution simultanée de l'amplitude et du déphasage des fluctuations expérimentales de vitesse ; en particulier les cycloïdes amorties et les sauts de  $\pi$  du déphasage aux positions de minimum d'amplitude quasi-nul. Ces paramètres permettent de renseigner sur l'influence de chacune des perturbations dans la couche de cisaillement externe et au centre de la partie annulaire du jet. Les tableaux 5.1 et 5.2 rapportent les valeurs des paramètres obtenus pour les conditions des figures 5.8 à 5.11 qui sont utilisées ci-après pour illustrer le phénomène. Pour chaque condition, l'amplitude de la perturbation majoritaire en sortie de brûleur est indiquée en gras. Lorsqu'elle existe, la hauteur pour laquelle les amplitudes des perturbations acoustique et convective sont égales est reportée dans la colonne  $z_{\widetilde{W}_{ac}=\widetilde{W}_{cv}}$ . Cela informe sur le changement de nature de la perturbation majoritaire. Les courbes théoriques sont reportées sur ces mêmes figures par des lignes rouges (--- pour le calcul à  $f_0$  et -.-.- pour le calcul à  $f_0/2$ ).

#### **Zone du centre du jet annulaire ( $x = 3.25$ mm) :**

**Pour  $f_0$ ,** (tableau 5.1) au voisinage de la sortie du brûleur la composante verticale  $U_{p,max}(f_0, z)$  des vitesses a une fluctuation fortement dominée par la partie acoustique de la perturbation. Les amplitudes des parties acoustique et convective de la perturbation décroissent ( $a_{ac}$  et  $a_{cv}$  sont négatifs). Bien que  $a_{ac} \leq a_{cv}$ , la partie acoustique de la perturbation reste toujours supérieure à la partie convective. Les fluctuations sont toujours pilotées par la partie acoustique de la perturbation sur toute la hauteur, depuis la sortie du brûleur jusqu'à la flamme.

L'amplitude des fluctuations de vitesses de la composante horizontale  $V_{p,max}(f_0, z)$  est faible. Elle est dominée par la partie acoustique de la perturbation en sortie de brûleur. Tandis que la partie acoustique de  $V_{p,max}(f_0, z)$  est amortie, sa partie convective est légèrement amplifiée. Ainsi il apparaît un changement de nature de la perturbation majoritaire lorsque  $z$  augmente : les fluctuations du jet initialement pilotées à  $f_0$  par une

$x$ (mm)	$W$	$f_0$ (Hz)	$\frac{\bar{P}_{ref}}{\bar{P}_{ref}^{b.o.}}$	$A_{ac}$	$A_{cv}$	$a_{ac}$ (mm <sup>-1</sup> )	$a_{cv}$ (mm <sup>-1</sup> )	$\varphi_{ac}$ (rad/ $\pi$ )	$\varphi_{cv}$ (rad/ $\pi$ )	$z_{\bar{W}_{ac}=\bar{W}_{cv}}$ (mm)
3.25	$U_p$	510	45%	<b>1.31</b>	0.11	-0.28	-0.11	0.00	0.00	n.e.
			65%	<b>1.51</b>	0.1	-0.22	0.07	0.00	0.00	n.e.
			85%	<b>2.05</b>	0.35	-0.25	-0.15	-0.95	-0.93	n.e.
		700	60%	<b>2.18</b>	0.13	-0.29	-0.02	0.00	0.00	n.e.
			70%	<b>2.65</b>	0.18	-0.30	-0.09	0.00	0.00	n.e.
			80%	<b>3.12</b>	0.24	-0.32	-0.17	-0.94	1.00	n.e.
		1010	60%	<b>2.5</b>	0.24	-0.32	-0.27	0.00	0.00	n.e.
			75%	<b>3.29</b>	0.5	-0.36	-0.13	0.00	0.00	n.e.
			85%	<b>3.48</b>	0.07	-0.31	0.18	0.00	0.00	n.e.
	$V_p$	510	45%	<b>0.23</b>	0.02	-0.39	0.28	1.00	-0.55	<b>3.5</b>
			65%	<b>0.57</b>	0.12	-0.67	0.10	0.00	0.00	<b>1.5</b>
			80%	<b>0.86</b>	0.21	-0.50	0.09	0.00	0.00	<b>0.5</b>
		700	60%	<b>0.53</b>	0.07	-0.47	-0.01	0.00	0.00	<b>2</b>
			70%	<b>0.60</b>	0.15	-0.50	0.05	0.50	0.00	n.e.
			80%	<b>0.78</b>	0.27	-0.80	0.00	1.00	-1.00	n.e.
		1010	60%	<b>0.6</b>	0.18	-0.30	0.10	0.22	0.3	<b>3</b>
			75%	<b>0.7</b>	0.3	-0.30	0.15	-0.55	0.00	<b>5</b>
			85%	<b>1.15</b>	0.13	-0.39	0.04	-1.00	0.74	<b>5</b>
5	$U_p$	510	45%	<b>1.10</b>	0.22	-0.38	-0.03	0.00	0.00	<b>4.5</b>
			65%	<b>1.27</b>	0.49	-0.24	0.00	1.00	0.03	<b>4.5</b>
			80%	<b>1.62</b>	0.97	-0.34	-0.16	-0.08	-0.71	<b>3</b>
		700	60%	<b>1.63</b>	0.58	-0.29	-0.11	-0.71	-0.88	<b>1</b>
			70%	<b>1.71</b>	1.44	-0.24	-0.31	-1.00	-0.80	n.e.
			80%	<b>1.96</b>	1.51	-0.23	-0.24	1.00	0.81	n.e.
		1010	60%	<b>1.54</b>	0.5	-0.28	-0.25	1.00	0.12	n.e.
			75%	<b>1.28</b>	0.74	-0.19	-0.17	1.00	0.63	n.e.
			85%	<b>1.65</b>	0.49	-0.21	-0.23	-0.15	-1.00	n.e.
	$V_p$	510	45%	0.89	<b>1.08</b>	-0.45	-0.21	-0.30	0.00	n.e.
			65%	1.05	<b>1.96</b>	-0.42	-0.15	-0.16	-1.00	n.e.
			80%	1.47	<b>2.46</b>	-0.49	-0.18	-0.43	1.00	n.e.
		700	60%	0.98	<b>1.72</b>	-0.36	-0.24	-0.27	-1.00	n.e.
			70%	1.13	<b>2.35</b>	-0.39	-0.22	1.00	-0.99	n.e.
			80%	0.98	<b>2.62</b>	-0.27	-0.20	1.00	-0.90	n.e.
		1010	60%	1.14	<b>1.16</b>	-0.41	-0.26	0.26	-1.00	n.e.
			75%	1.28	<b>1.89</b>	-0.34	-0.26	0.90	-1.00	n.e.
			85%	<b>1.17</b>	0.14	-0.40	0.03	1.00	-1.00	<b>2.5</b>

Tableau 5.1 – Coefficients des perturbations acoustique et convective correspondant aux fluctuations de vitesses à  $f_0$  en fonction de  $z$  à  $x = 3.25$  mm et  $x = 5$  mm pour les conditions des figures 5.8 à 5.11 (n.e. : non existant).

$x$ (mm)	$W$	$f_0$ (Hz)	$\frac{\tilde{P}_{ref}}{\tilde{P}_{ref}^{b.o.}}$	$A_{ac}$	$A_{cv}$	$a_{ac}$ (mm <sup>-1</sup> )	$a_{cv}$ (mm <sup>-1</sup> )	$\varphi_{ac}$ (rad/ $\pi$ )	$\varphi_{cv}$ (rad/ $\pi$ )	$z\tilde{W}_{ac}=\tilde{W}_{cv}$ (mm)
3.25	$U_p$	510	80%	0.05	<b>0.15</b>	0.43	0.19	-0.91	0.17	<b>4</b>
		700	70%	0.06	<b>0.15</b>	0.17	0.21	-0.09	1.00	n.e.
			80%	0.01	<b>0.02</b>	0.34	0.32	0.49	-0.94	<b>5</b>
	$V_p$	510	80%	0.10	<b>0.22</b>	0.22	0.13	-0.62	0.31	n.e.
		700	70%	0.20	<b>0.39</b>	0.13	0.07	-0.64	0.25	n.e.
			80%	0.00	<b>0.01</b>	0.51	0.34	-0.20	1.00	n.e.
5	$U_p$	510	80%	<b>0.54</b>	0.32	-0.24	0.04	0.20	1.00	n.e.
		700	70%	0.16	<b>0.18</b>	0.03	0.11	0.26	-0.56	n.e.
			80%	0.03	<b>0.05</b>	0.14	0.18	0.10	0.96	n.e.
	$V_p$	510	80%	0.58	<b>0.62</b>	-0.37	0.06	-0.12	0.70	n.e.
		700	70%	0.19	<b>0.44</b>	0.21	0.17	-0.91	-0.26	n.e.
			80%	0.03	<b>0.11</b>	0.23	0.19	0.15	0.99	n.e.

Tableau 5.2 – Coefficients des perturbations acoustique et convective correspondant aux fluctuations de vitesses à  $f_0/2$  en fonction de  $z$  à  $x = 3.25$  mm et  $x = 5$  mm pour les conditions des figures 5.8 à 5.11 (n.e. : non existant).

perturbation de nature acoustique, suivent l'évolution d'une perturbation convective. Un tel comportement met en évidence la possibilité d'une conversion dans la nature de la perturbation du jet. Cela explique le changement de pente de l'évolution du déphasage des fonctions de transfert de vitesse (exemple significatif sur la figure 5.9 pour  $f_0 = 1010$  Hz à  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 60\%$ ).

**Pour  $f_0/2$ ,** (tableau 5.2) les amplitudes de vitesse  $U_{p,max}(f_0/2, z)$  et  $V_{p,max}(f_0/2, z)$  sont dominées par la partie convective de la perturbation au voisinage de la sortie du brûleur. Exceptionnellement, un changement de nature de la perturbation majoritaire, qui devient acoustique, peut apparaître pour  $U_{p,max}(f_0/2, z)$  lorsque  $z$  augmente comme cela est indiqué dans le tableau 5.2 par  $z\tilde{W}_{ac}=\tilde{W}_{cv}$ . En revanche,  $V_{p,max}(f_0/2, z)$  reste de nature convective jusqu'à la zone de flamme.

Les amplitudes à  $f_0/2$ ,  $U_{p,max}(f_0/2, z)$  et  $V_{p,max}(f_0/2, z)$ , sont très faibles au voisinage de la sortie du brûleur, mais croissent lorsque  $z$  augmente. Elles deviennent supérieures à celles à  $f_0$  jusqu'à être deux fois plus grandes. Ce comportement a lieu à partir d'une hauteur qui varie en fonction des conditions opératoires, mais qui reste dans tous les cas supérieure à  $z = 4$  mm. Dans ce cas, on bascule d'un mode dominant  $f_0$  à un mode dominant  $f_0/2$  où  $U_{p,max}(f_0/2, z)$  et  $V_{p,max}(f_0/2, z)$  sont tous deux déterminées par une perturbation convective.

#### **Zone de la couche externe du jet annulaire ( $x = 5$ mm) :**

**Pour  $f_0$ ,** au voisinage de la sortie du brûleur, les fluctuations des vitesses verticales  $U_p$  sont dominées par la partie acoustique de la perturbation. Alors que pour  $f_0 = 510$  Hz un changement de nature dominante s'opère, impliquant un changement de pente du dépha-

sage, pour 700 Hz et 1010 Hz les fluctuations restent dominées par la partie acoustique de la perturbation (cf. tableau 5.1). Concernant l'amplitude des fluctuations horizontales de vitesse,  $V_{p,max}(f_0, z)$ , des deux types de perturbation est relativement similaire en sortie de brûleur. Toutefois, c'est la partie convective de la perturbation qui domine les fluctuations des vitesses quelle que soit la fréquence de forçage, depuis la sortie du brûleur jusqu'à la flamme.

**Pour  $f_0/2$ ,** les amplitudes acoustique et convective de la perturbation de vitesse verticale sont proches l'une de l'autre en sortie de brûleur.  $U_{p,max}(f_0/2, z)$  peut être convective ou acoustique dans cette zone. En revanche,  $V_{p,max}(f_0/2, z)$  est toujours convective au voisinage de la sortie du brûleur. Dans tous les cas, aucun changement de nature de la perturbation majoritaire n'est observé pour la perturbation à  $f_0/2$  dans cette zone du jet. Comme pour la zone centrale du jet annulaire, les amplitudes  $U_{p,max}(f_0/2, z)$  et  $V_{p,max}(f_0/2, z)$  sont très faibles en sortie de brûleur, mais croissent lorsque  $z$  augmente, jusqu'à devenir supérieures à  $U_{p,max}(f_0, z)$  et  $V_{p,max}(f_0, z)$  pour  $z \geq 4$  mm. Alors que  $U_{p,max}(f_0/2, z)$  reste proche de  $U_{p,max}(f_0, z)$ ,  $V_{p,max}(f_0/2, z)$  est au moins deux fois plus grande que  $V_{p,max}(f_0, z)$ .

Les résultats obtenus pour les deux zones du jet ont montré que pour un mode donné ( $f_0$  ou  $f_0/2$ ), en fonction de la composante de vitesse ou de la zone du jet, la perturbation des vitesses du jet peut être dominée par la partie acoustique ou convective de la perturbation. Il a également été noté qu'un changement de la nature dominante de la perturbation pouvait avoir lieu lors du développement du jet, et engendrer un changement de son comportement. En présence des deux modes  $f_0$  et  $f_0/2$ , il a été vu qu'il est possible de basculer du mode  $f_0$  au mode  $f_0/2$ .

Afin de comprendre les raisons de la présence des deux natures de perturbation et leur influence sur le comportement du jet, il est nécessaire d'étudier plus précisément la structuration du jet. Notamment, il a été vu précédemment que des vortex sont produits dans les couches de cisaillement du jet. Une investigation de ces vortex est proposée dans la section suivante. Ils sont classifiés en classes et sous-classes en fonction de leur formation et de leur développement.

### 5.1.3 Dynamique des vortex

On analyse de façon distincte les vortex produits dans la couche externe et ceux produits dans la couche interne du jet annulaire de prémélange. À l'aide des champs de vitesses PIV et des vues tomographiques haute cadence, la vorticité et l'excentricité des vortex, définies à la section 4.3.2, sont déterminées lors de leur formation, en sortie de brûleur, à l'arrière de la tige et lors de leur impact sur la flamme, pour les différentes conditions de fréquence et d'amplitude de forçage. Des vues tomographiques sans flamme sont reportées dans l'annexe 8.2.3 à laquelle le lecteur pourra se reporter en complément des vues présentes dans le texte.

### 5.1.3.1 Vortex de la couche externe

Afin de suivre l'évolution des vortex de la couche externe, la position de leur centre a été repérée en chaque instant sur les vues tomographiques haute cadence. Des exemples de trajectoires de vortex se trouvent à la figure 5.12 pour  $f_0 = 510$  Hz et  $f_0 = 1010$  Hz. La ligne d'émission extérieure du jet sans forçage acoustique est également reportée. Lorsque le niveau de pression augmente les courbes se redressent, ce qui indique une contamination du jet central par la zone de mélange qui s'élargit radialement avec l'augmentation de l'amplitude du forçage acoustique. Cet effet global a lieu quelle que soit la fréquence de l'onde transverse. Il caractérise l'effet de pression acoustique sur un jet observé y compris dans le cas inerte.

Les vortex azimutaux produits dans la couche limite externe peuvent être classifiés en deux groupes selon la façon dont ils sont formés. Le tableau 5.3 rassemble ces informations :

- **la classe  $C$  des vortex compacts.** Elle présente trois types de développements spatio-temporels notés par les sous-classes  $C_1$  (figure 5.13),  $C_2$  (figures 5.15-5.22) et  $C_3$  (figure 5.18).
- **la classe  $E$  des vortex étirés,** également appelés vortex en forme d'œil de chat, terme utilisé pour décrire l'interface instable d'une couche de cisaillement libre [Hond and Huerre, 1984] (voir la figure 5.20).

Les vortex compacts sont les plus courants dans les conditions de ce mémoire. Les trois sous-classes sont directement reliées aux conditions de forçage (cf. tableau 5.3). La sous-classe de vortex  $C_1$  est formée aux amplitudes les plus basses de  $\tilde{P}_{ref}$  quelle que soit la fréquence de forçage. Lorsque  $\tilde{P}_{ref}$  atteint un niveau d'amplitude suffisamment élevé, un processus d'appariement peut apparaître entre les vortex compacts lors de leur transport. Dans ce cas, ils constituent la sous-classe  $C_2$  (voir le tableau 5.3). À partir de  $\tilde{P}_{ref} \approx 60\%-80\% \tilde{P}_{b.o.}$ , une troisième configuration de vortex compacts notée  $C_3$  dans le tableau 5.3 peut apparaître. Elle est caractérisée par une structure plus complexe basée sur une interaction de vortex multiples.

La structure étirée de la classe  $E$  est observée seulement pour les plus petites vitesses débitantes et des fréquences supérieures à 700 Hz. Ces vortex sont repérés par les cases grisées dans le tableau 5.3.

Pour les deux classes  $C$  et  $E$ , la vitesse de déplacement,  $U_{conv}$  des centres de vortex mesurée par *PIV* dans le domaine  $0 \leq z \leq 7$  mm, est de l'ordre de grandeur de la vitesse de l'écoulement dans la couche de cisaillement externe, un comportement similaire aux observations de [Demare and Baillot, 2004] pour une excitation en mode longitudinal, mais aussi à celles de [O'Connor and Lieuwen, 2011] menées également sur une configuration en champ acoustique transverse. Afin d'établir les propriétés intrinsèques à une classe de vortex, des moyennes d'ensemble de l'excentricité  $\widehat{\epsilon}_l$  et de la vorticité du centre  $\widehat{\Omega}$  sont calculées à partir des moyennes de phase des quantités  $\langle \epsilon_l \rangle$  et  $\langle \Omega \rangle$  définies à la section 4.3.2. La détection des structures tourbillonnaires à partir des champs de vitesses *PIV*,



comme détaillé à la section 4.3.2, permet le suivi des trajectoires des centres de vortex et montre que, quelle que soit la classe ou la sous-classe, les vortex passent d'abord par une zone d'initiation suivie d'une zone de convection (cf. figures 5.14(b), 5.16(b), 5.19(b) et 5.21(b)).

$f_0$ (Hz)	$U_{bulk}$ (m/s)				
	1.6			2.2	
510	$C_1$ (40-60%)	$C_2$ (60-100%)		$C_1$ (50-60%)	$C_2$ (60-100%)
700	$C_1$ (40-60%)	$C_3$ (60-90%)	$E (+ C_3)$ (90-100%)	$C_1$ (50-70%)	$C_2$ (70-100%)
1010	$C_1$ (55-65%)	$C_3 (+ E)$ (65-70%)	$E$ (70-100%)	$C_1$ (50-80%)	$C_3$ (80-100%)

Tableau 5.3 – Classification des vortex de la couche limite externe basée sur leur formation initiale et leur développement. La valeur en pourcentage indique la gamme de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  à laquelle les caractéristiques sont observées. Les limites entre les valeurs de pression des classes et des sous-classes sont obtenues à 5%.  $C_1$  : vortex externe compact ;  $C_2$  : vortex externe compact avec appariement ;  $C_3$  : vortex externe compact avec une interaction multiple ;  $E$  : vortex externe étiré.

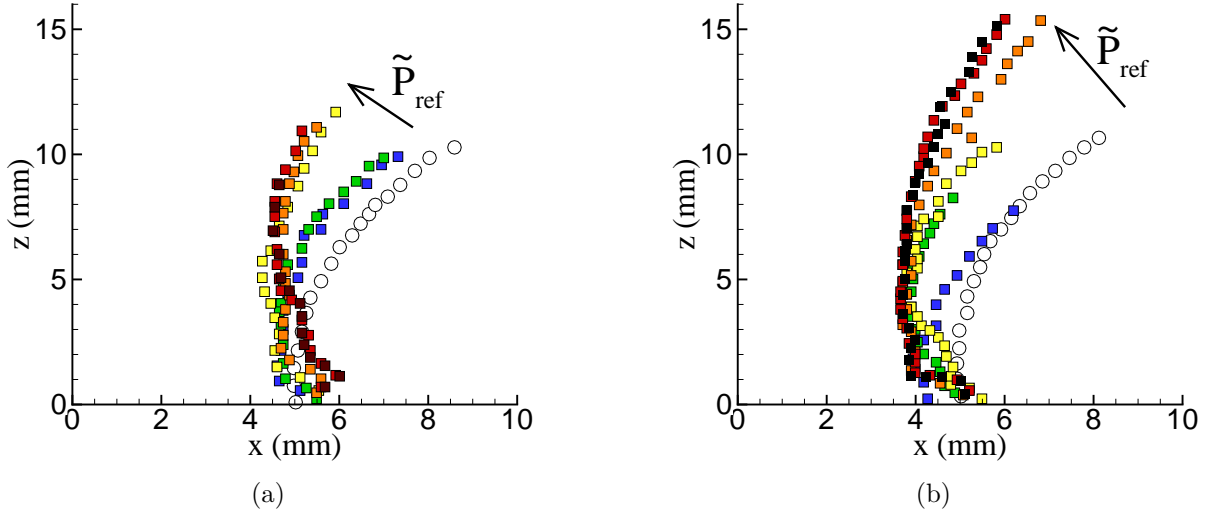


FIGURE 5.12 – Trajectoires du bord du jet à 0 Hz (ronds) et celles des centres des vortex (carrés) repérés par vues tomographiques haute cadence en fonction de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s. Les flèches indiquent le sens d'augmentation de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ .

■ :  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 45\%$ , ■ :  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 55\%$ , ■ :  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 70\%$ , ■ :  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 80\%$ ,  
 ■ :  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 90\%$ , ■ :  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 95\%$ ; (a)  $f_0 = 510$  Hz ; (b)  $f_0 = 1010$  Hz.

• **La zone d'initiation** s'étend de la sortie du brûleur ( $z = 0$ ) à la position  $z_{init}$  atteinte par un vortex après une période acoustique telle que  $z_{init} = \frac{U_{conv}}{f_0}$ . Dans cette zone, quelles que soient leur classe ou leur sous-classe, les vortex initialement éjectés vers l'extérieur sont ramenés vers l'intérieur du jet comme on peut le voir sur la figure 5.12 pour  $z \leq 2$  mm. Ce comportement a lieu quelle que soit  $\tilde{P}_{ref}$ . Les vortex compacts  $C_1$ ,  $C_2$  et  $C_3$  ont un comportement similaire dans la zone d'initiation tandis que les vortex  $E$  et  $C$  sont distinguables de par leur nature différente. Dans le but de pouvoir comparer les classes de vortex, les propriétés de ces derniers sont mesurées à la distance  $L_{init}$  où ils ont effectué un enroulement complet.

Les vortex de la classe  $C$  commencent à s'enrouler dès la sortie, si bien que  $L_{init}/D$  est rapidement atteint ( $L_{init}/D \approx 0.1$ ) (voir un exemple sur la figure 5.13(c)). Ils sont bien circulaires avec  $\hat{\epsilon}_{l,init} \leq 0.07$  quelles que soient  $f_0$  et  $\tilde{P}_{ref}$ . La vorticité initiale du centre du vortex,  $\hat{\Omega}_{init}^{b.o.}$ , mesurée dans le cas extrême proche du soufflage pour  $\tilde{P}_{ref} \approx \tilde{P}_{b.o.}$ , est environ de  $5600 \text{ s}^{-1}$ .

Contrairement aux vortex compacts, les vortex  $E$  n'enclenchent pas un processus d'enroulement bien maîtrisé en sortie de brûleur, ce qui conduit à une augmentation de  $L_{init}/D$  jusqu'à la valeur de 0.3. Les vortex étirés ont une plus faible vorticité en leur centre  $\hat{\Omega}_{init}$  que les vortex compacts; en particulier cela est mesuré au soufflage de la flamme avec  $\hat{\Omega}_{init}^{b.o.} \approx 2500 \text{ s}^{-1}$  et  $\hat{\epsilon}_{l,init} \approx 0.15$ .

Toutefois, pour les deux classes  $C$  et  $E$ , on observe un comportement générique du jet suite à l'étirement par deux vortex co-rotatifs successifs de sa "braid" (label "9" sur la figure 5.15), correspondant à l'interface jet-air extérieur entre deux vortex primaires successifs. La concentration de vorticité résultante induit des éjections latérales de filaments de prémélange constituées de deux vortex contra-rotatifs d'axe porté dans le sens de l'écoulement [Bernal and Roshko, 1986, Demare and Baillot, 2001]. Une agglomération de matière nourrie par les filaments peut alors se former autour du jet (label "2" sur la figure 5.15). Lors de l'apparition de connections entre les filaments, l'agglomération cr  e croît et est poussée en périphérie du jet où sa vitesse de convection est réduite jusqu'à devenir quasi-nulle (label "1" sur la figure 5.15) (voir les travaux de [Demare and Baillot, 2004, Baillot and Demare, 2002]).

En plus de la production de filaments, une couche de vorticité contra-rotative ( $CVL$ ) est créée dans la zone entre les deux vortex co-rotatifs successifs (voir l'indication sur la figure 5.13(c)). Ces  $CVL$  sont constituées d'air extérieur ainsi que d'une partie de filament aspirés pendant la contraction du jet lors de la formation d'un vortex azimutal. En tournant en sens contraire à celui des vortex azimutaux, les  $CVL$  sont des structures qui ont un impact important sur la dynamique du jet dans la zone de convection, comme cela est détaillé au paragraphe suivant.

• **Une fois dans la zone de convection**, le développement des vortex, diff  rent pour les deux classes  $C$  et  $E$ , se différencie également entre les vortex des sous-classes  $C_1$ ,  $C_2$  et  $C_3$ . Le suivi des vortex à l'aide de leur détection automatique (cf. section 4.3.2) a

été appliqué pour chacune des classes et sous-classes.

(i) **Vortex de la classe  $C_1$**  : ils se développent pour les plus basses amplitudes de pression ( $40\%-50\% \tilde{P}_{b.o.} \leq \tilde{P}_{ref} \leq 60\%-70\% \tilde{P}_{b.o.}$ ), quelle que soit la fréquence de forçage. Ces vortex  $C_1$  sont transportés par le jet jusqu'à la flamme. Comme on peut le voir sur la figure 5.14(b), leur trajectoire, quantifiée à partir du champ de vitesses mesurées par PIV rapide de la figure 5.14(a), suit l'écoulement qui est dévié vers l'air extérieur de façon semblable à ce qui est observé pour un écoulement d'une flamme en cône inversé sans perturbation acoustique. Lors de leur transport, ces vortex sont quelque peu déformés ( $(\widehat{\epsilon}_l)_{flamme} \approx 0.2$ ) comme on peut le voir sur les figures 5.13(a) et 5.13(c). Les vortex subissent une faible interaction mutuelle, mais sont soumis à l'action des filaments issus des instabilités tridimensionnelles non-linéaires qui réduisent la dynamique de ces vortex et les étirent [Lasheras et al., 1986, Lasheras and Choi, 1988]. Lorsque  $\tilde{P}_{ref}$  est relativement faible ( $\leq 50\% \tilde{P}_{b.o.}$ ), les vortex, lors de leur formation entraînent et enroulent de l'air extérieur pendant leur rotation. Au fur et à mesure que  $\tilde{P}_{ref}$  augmente, les *CVL* apparaissent mais pour cette classe de vortex  $C_1$  sont rapidement étirées et détruites par la dynamique du vortex. Cela induit en retour une diminution de la vorticité des  $C_1$  qui s'ajoute à l'étirement classique que subissent ces allées de vortex. Une fois à proximité de la flamme, la taille des vortex  $C_1$  n'a pas beaucoup augmenté, leur rayon caractéristique étant d'environ 0.8 mm ; en revanche, ils ont perdu une grande partie de leur vorticité ( $\widehat{\Omega}_{flamme} \leq 1000 \text{ s}^{-1}$ ).

(ii) **Vortex de la classe  $C_2$**  : lorsque  $\tilde{P}_{ref}$  atteint un niveau d'amplitude suffisant ( $\approx 60\%-70\% \tilde{P}_{b.o.}$ ) les vortex compacts, après avoir été formés en sortie du brûleur, sont soumis à un processus d'appariement lors de leur transport. Cependant, dans la grande majorité des cas, la fusion n'est pas observée avant que les vortex atteignent le front de flamme. Ainsi, deux vortex successifs, notés  $V1$  et  $V2$  par commodité, évoluent de manière différente. Une allée caractéristique de ces vortex  $V1$  et  $V2$ , filmée dans les plans vertical et horizontal par la technique de tomographie laser résolue en temps, est présentée à la figure 5.15.

Une fois le vortex  $V1$  formé, il reste volumineux et circulaire ; l'intensité de sa vorticité demeure élevée lors de son transport vers la flamme. Comme reporté sur la figure 5.16 sa trajectoire est verticale, n'indiquant aucune déviation vers l'air extérieur contrairement à celle des  $C_1$ . Ceci conduit à ce que  $V1$  impacte la flamme à mi-hauteur plutôt qu'à son extrémité, comme le font les vortex  $C_1$ . De plus,  $V1$  est suffisamment actif pour entraîner dans sa rotation la couche contra-rotative formée en même temps que lui (*CVL1*) sans être perturbé, et pour garder une forme circulaire avec un grand rayon, comme on peut le voir sur les vues de la figure 5.15.

Le vortex suivant,  $V2$ , davantage dévié vers l'extérieur de l'axe du jet que  $V1$ , est immédiatement perturbé dans son évolution par la *CVL2*, la couche contra-rotative formée en même temps que lui. Cette dernière impose une forte dislocation de  $V2$  qui est radialement écrasé et est étiré dans la direction de l'écoulement (voir les vues de la figure

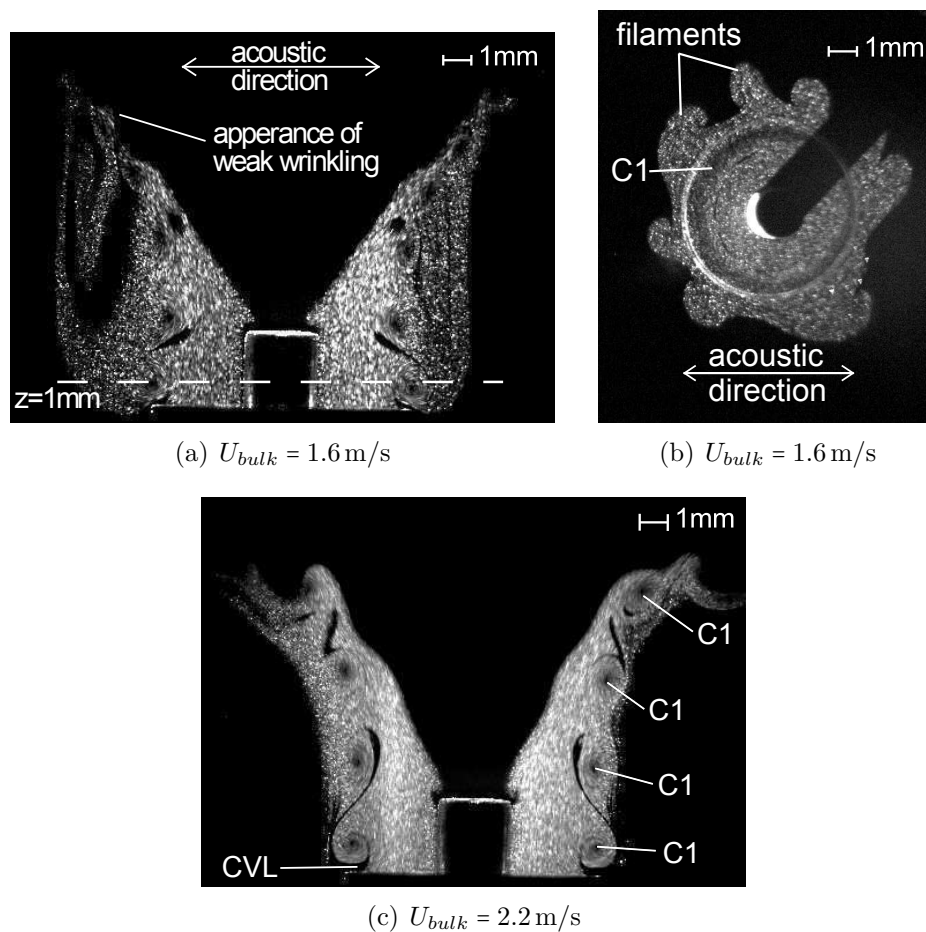


FIGURE 5.13 – Vues tomographiques laser du jet ensemencé en présence de la flamme pour  $f_0 = 510 \text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 55\%$ ; C1 : vortex appartenant à la classe  $C_1$ ; CVL : couche de vorticité contra-rotative; (a) et (c) dans le plan axial  $y = 0 \text{ mm}$ ; (b) dans le plan horizontal  $z = 1 \text{ mm}$ . (Ce cas correspond à la réponse de la flamme indiquée par les symboles  $\circ$  sur la figure 5.27.)

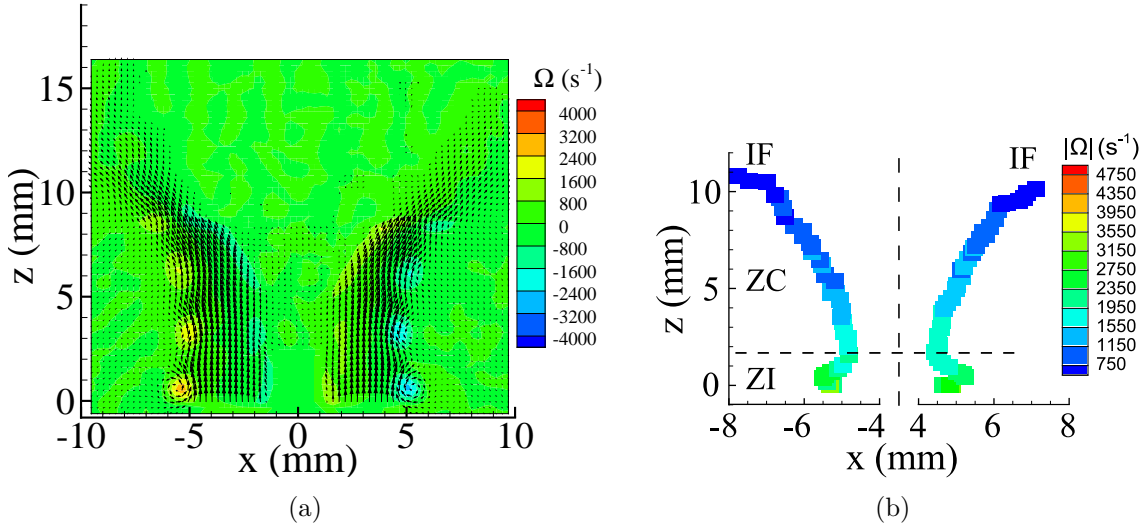


FIGURE 5.14 – (a) Moyenne de phase du champ de vitesse mesuré par PIV dans le plan axial ( $y = 0$  mm) en présence de la flamme à  $f_0 = 510$  Hz,  $U_{bulk} = 2.1$  m/s et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 36\%$ ; (b) trajectoires des centres de vortex extraites des champs PIV ( $\Delta t = 219\mu s$  entre deux mesures consécutives); ZI : zone d’initiation; ZC : zone de convection; IF : impact de la flamme.

5.15); ceci induit une forte diminution de sa vorticité. Ceci explique que sur la figure 5.16(b), la trajectoire n’étant plus détectable par PIV, sa trajectoire est tronquée.

Finalement, lorsque les vortex  $V1$  et  $V2$  arrivent au voisinage de la zone d’impact de la flamme, ils présentent des caractéristiques géométriques et dynamiques différentes. Comme le montrent les figures 5.15(a)-(1) à 5.15(c)-(1), le vortex  $V1$  reste volumineux ( $a_m \approx 2$  mm avec  $a_m$  le plus petit rayon du vortex pour un vortex elliptique), plutôt bien circulaire ( $(\hat{\epsilon}_l)_{flamme} \approx 0.1$ ) et conserve une assez forte vorticité ( $\hat{\Omega}_{flamme} \approx 2800$  s $^{-1}$ ). Au contraire, au point DV de la figure 5.16(b) au-delà duquel les mesures des propriétés du vortex  $V2$  deviennent impossibles,  $V2$  présente une faible vorticité (la dernière mesure possible de  $\hat{\Omega}_{DV} \leq 900$  s $^{-1}$ ); de faible rayon  $a_m$  ( $\approx 0.7$  mm) il est fortement déformé ( $(\hat{\epsilon}_l)_{DV} \approx 0.55$ ). La valeur de l’excentricité suggère que, lors de son transport, le taux d’étirement imposé au vortex  $V2$  devient dominant comparé au taux de rotation [Dizes and Verga, 2002, Brandt and Nomura, 2010]. Un exemple est donné sur les figures 5.15(e)-(1) et 5.15(e)-(2) où  $CVL2$  et le centre de  $V2$  sont coupés par la nappe laser horizontale.

Cette structuration alternée en vortex différenciés a un impact sur la dynamique du jet de prémélange. En effet, si en sortie de brûleur le jet fluctue bien à  $f_0$ , une modulation à  $f_0/2$  se superpose à la fluctuation principale à  $f_0$  lorsque  $z$  augmente. La forte et persistante vorticité du vortex  $V1$  comparée à celle faible et évanescence du vortex  $V2$  explique cette modulation de l’amplitude de fluctuation des vitesses à  $f_0/2$  qui en résulte. Plus  $z$  augmente, plus l’amplitude de la fluctuation en  $f_0/2$  croît jusqu’à ce que les amplitudes

en  $f_0$  et  $f_0/2$  deviennent comparables. Ainsi, au centre de la partie annulaire, soit en  $x = 3.25$  mm, elles sont égales pour  $z \approx 2z_{init}$ . Au-dessus de cette position, le jet fluctue essentiellement à  $f_0/2$ . La zone d'égalité des amplitudes en  $f_0$  et  $f_0/2$  marque le début du domaine où la structure en vortex différenciés  $V1$ - $V2$  est bien en place. L'analyse de la différence d'évolution de  $V1$  et  $V2$  est cruciale pour comprendre le mécanisme d'appariement.

Les quantifications précédentes des vortex, considérés comme indépendants les uns des autres, sont cependant insuffisantes. **Il est nécessaire d'introduire des grandeurs typiques d'interaction multi-vortex.**

Une première grandeur pouvant apporter des éléments de compréhension est la distance inter-vortex. Concernant la classe  $C_1$ , la distance entre deux vortex successifs, après avoir légèrement augmenté reste relativement constante jusqu'à ce que la flamme soit impactée. Pour la classe  $C_2$ , la distance entre le vortex  $V1$  et le vortex  $V2$  qui le précède en aval du jet, est plus faible que la distance qu'il a avec le vortex  $V2$  qui le suit (voir la figure 5.17(a)). Lors de la convection des vortex, ces distances augmentent linéairement de façon similaire jusqu'à ce que les vortex impactent la flamme. Ce comportement indique que les vortex  $V1$  et  $V2$  ne se perturbent pas l'un l'autre directement. Afin d'expliquer pourquoi la vorticité de ces vortex évolue diff eremment, il est nécessaire de poursuivre l'analyse de la structure vorticale du jet.

Lorsque les vortex  $C_2$  sont formés, ils sont connectés par des filaments externes qui lient les structures vorticales de l'allée. Alors que chaque vortex est enroulé avec sa  $CVL$  associée (partie noire sur la figure 5.15), cette dernière entraîne une partie du filament. Une illustration de ces structures est donnée sur les figures 5.15(a)-(1) et 5.15(a)-(2) pour  $V1$ , 5.15(d)-(1) et 5.15(d)-(2) pour  $V2$ . Un point de séparation est alors formé (label SP sur la figure 5.15) entre le vortex  $V1$ , tournant dans un sens, et  $CVL1$  tournant en sens contraire, produisant une zone de fort étirement.

Les distances entre  $V1$  et les  $CVLs$  amont et aval augmentent lors du transport du vortex (cf. figure 5.17(b)).  $V1$  devient alors rapidement libre de toute influence des  $CVLs$  et du filament aspiré. En revanche, la distance entre les  $CVLs$  et  $V2$  diminue au cours de la convection comme le montrent les données de la figure 5.17(b).  $V2$  est alors rapidement perturbé dans son évolution par  $CVL2$  et le filament, ce qui impose une forte dislocation de  $V2$ . Ce dernier est alors écrasé comme on peut le voir, en dehors de la zone d'initiation, sur les figures 5.15(e)-(1) et 5.15(e)-(2) et l'intensité de sa vorticité diminue rapidement jusqu'à ne plus être détectable sur les mesures PIV avant d'impacter la flamme (cf. figure 5.16(b)). Finalement, si les vortex co-rotatifs  $V1$  et  $V2$  sont reliés par un mécanisme d'appariement, la disparité de leur  $\widehat{\epsilon}_l$  est assez grande pour les prévenir de toute fusion avant d'atteindre la zone de la flamme. Ces résultats sont en accord avec le modèle de [Dizes and Verga, 2002].

(iii) **Vortex de la classe  $C_3$**  : pour  $\widetilde{P}_{ref} \approx 60\%-80\% \widetilde{P}_{b.o.}$ , une troisième configuration de vortex compacts est également observée et reportée dans le tableau 5.3. Cette confi-

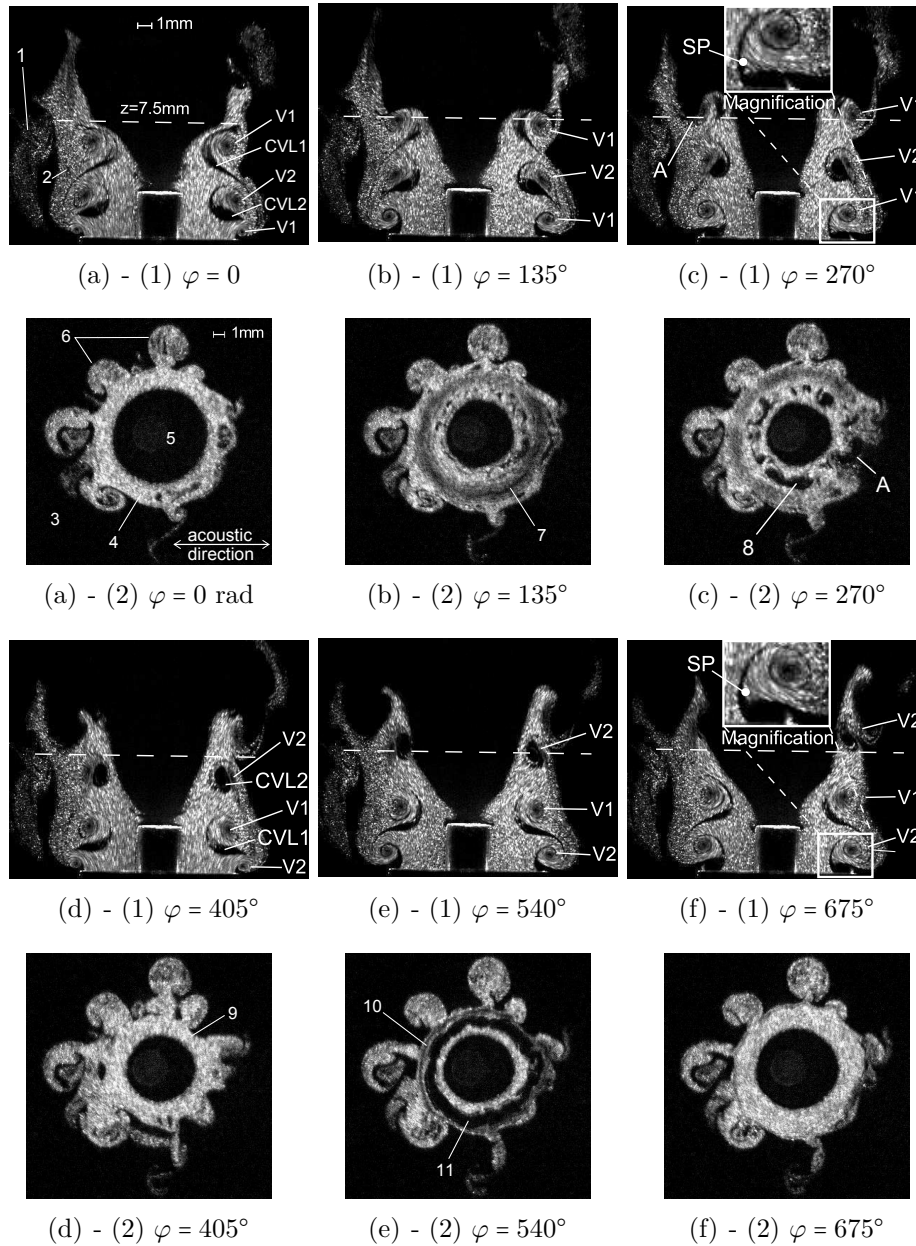


FIGURE 5.15 – Séries de vues tomographiques laser résolues en temps du jet ensemencé en présence de la flamme pour  $f_0 = 510 \text{ Hz}$ ,  $U_{bulk} = 1.6 \text{ m/s}$  et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 70 \%$ .

(1) Plan axial  $y = 0 \text{ mm}$  : 1. Partie de filaments éjectés du jet ; 2. Partie de filaments toujours fortement soumis à la dynamique du jet ; SP : point de séparation.

(2) Plan horizontal  $z = 7.5 \text{ mm}$  : 3. Air environnant 4. mélange de réactants ; 5. Gaz brûlés ; 6. Filaments ; 7. Centre du vortex  $V1$  ; 8. Couche de vorticité contra-rotative  $CVL1$  ; 9. Braid du jet ; 10. Centre du vortex  $V2$  ; 11. Couche de vorticité contra-rotative  $CVL2$  ; A. Impact du front enroulé par  $V1$ . (Ce cas correspond à la réponse de la flamme indiquée par les symboles  $\square$  sur la figure 5.27.)

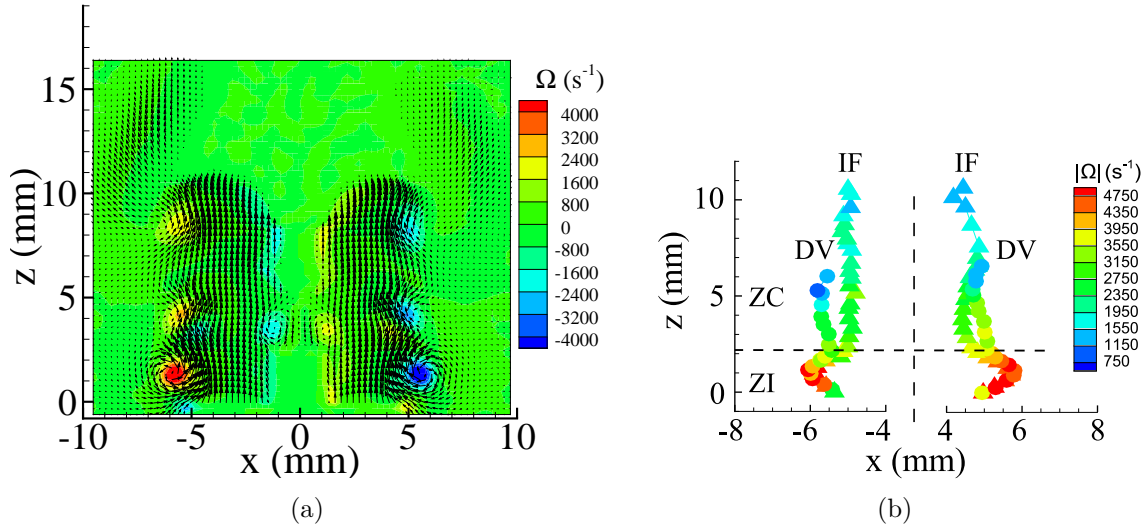


FIGURE 5.16 – (a) Moyenne de phase du champ de vitesse mesuré par PIV dans le plan axial ( $y = 0$  mm) en présence de la flamme à  $f_0 = 510$  Hz,  $U_{bulk} = 2.1$  m/s et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 70\%$ ; (b) trajectoires des centres de vortex extraites des champs PIV ( $\Delta t = 219\mu s$  entre deux mesures consécutives);  $\Delta$  Vortex  $V1$ ;  $\circ$  Vortex  $V2$ ; ZI : zone d'initiation; ZC : zone de convection; DV : disparition de la vorticité; IF : impact de la flamme.

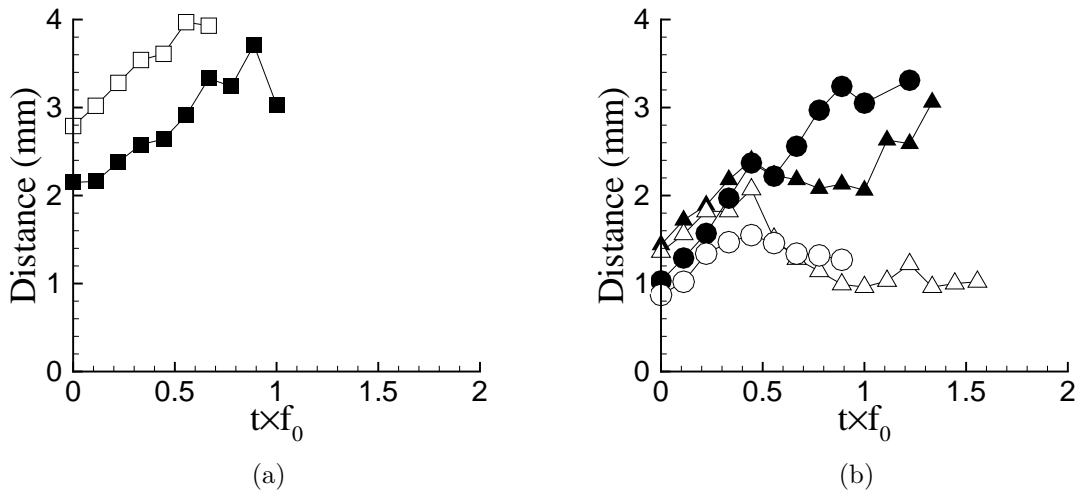


FIGURE 5.17 – Distances entre les structures tourbillonnaires obtenues à partir de l'exemple de la figure 5.15; (a) Distance inter-vortex :  $\square$   $V1/V2$  amont;  $\blacksquare$   $V1/V2$  aval; (b) Distance  $CVL$ -vortex :  $\blacktriangle$   $V1/CVL1$  amont;  $\bullet$   $V1/CVL2$  aval;  $\triangle$   $V2/CVL2$  amont;  $\circ$   $V2/CVL1$  aval.



guration est caractérisée par un changement de topologie de vortex. En effet, alors que le vortex compact s'enroule lors de son déplacement vers la flamme, il englobe une petite quantité de filaments à la place de l'air environnant. Cela induit une structure plus complexe basée sur une interaction simultanée de vortex multiples s'installant entre les trois types de vorticités, à savoir un vortex azimutal composé du prémélange réactif, une *CVL* constituée d'air et des vortex filamenteux. Les deux dernières structures interagissent avec le vortex azimutal provoquant une inclinaison de l'axe de rotation de la structure d'ensemble. Le jet résultant de cette interaction simultanée de vortex multiples est visible sur la figure 5.18. Cela peut être interprété par un mécanisme de pontage, comme l'ont expliqué [Wu et al., 2010] qui implique des phénomènes interactifs complexes tels que l'étiement, l'auto-induction et la diffusion de viscosité des lignes de vorticités. Comme on peut le voir sur la partie droite de la figure 5.21(b), la structure de vorticités qui en résulte a une trajectoire dirigée vers le centre du jet au début de la zone de convection, et sa vorticités azimutale diminue rapidement jusqu'à ce que  $\widehat{\Omega}$  devienne inférieure à  $1500 \text{ s}^{-1}$ . Elle est finalement convectée vers la flamme de façon majoritairement verticale en suivant la direction moyenne du jet de prémélange. Elle n'est plus à symétrie azimutale, mais présente de petites paires de vortex contra-rotatifs dont les axes, parallèles au front de flamme, peuvent être orientés depuis la direction azimutale (label "1" sur les figures 5.18(a) et (b)) jusqu'à la direction verticale (label "3" sur la figure 5.18(b)). Le vortex azimutal perd alors sa forme circulaire, comme on peut le voir sur les vues tomographiques horizontales (cf. figure 5.18(b)), et présente une allure irrégulière en forme de champignons, contrairement aux vortex compacts  $C_1$  et  $C_2$  (voir les figures 5.15(b)-(2) et 5.15(e)-(2)). Lorsque cette structure impacte le front de flamme, elle est plutôt large ( $a_m \approx 1.5 \text{ mm}$ ), moyennement déformée ( $(\widehat{\epsilon}_l)_{flamme} \approx 0.35$ ) et sa vorticités est largement diminuée ( $\widehat{\Omega}_{flamme} \approx 1000 \text{ s}^{-1}$ ).

(iv) **Vortex de la classe E** : lorsque  $\widetilde{P}_{ref}$  continue d'augmenter, une forme en œil de chat (classe  $E$ ) peut apparaître pourvu que  $U_{bulk}$  soit faible, via un processus de transition où les deux classes  $C_3$  et  $E$  peuvent coexister (voir le tableau 5.3). Un exemple est présenté sur la figure 5.20(a), ainsi que sur la moyenne de phase de champ de vitesse PIV sur la figure 5.21(a). Sur cette dernière, au même moment, un côté du jet a développé des vortex  $E$  tandis que l'autre côté présente simultanément des vortex  $C_3$ . Finalement, pour les plus grands  $\widetilde{P}_{ref}$ , seule la classe  $E$  peut se développer (voir le tableau 5.3 et les figures 5.20(b) et 5.20(c)). Lors de leur transport, les vortex  $E$  sont assez déformés ( $(\widehat{\epsilon}_l)_{flamme} \approx 0.4$ ), conséquence de leur connexion avec les filaments. La vorticités du centre,  $\widehat{\Omega}$ , est réduite suite à un processus similaire à celui expliqué pour les vortex de la sous-classe  $C_1$ . Leur trajectoire est proche de la verticale comparée aux autres classes et sous-classes de vortex. Ils impactent le front de flamme très tard, pour une hauteur  $z \geq 15 \text{ mm}$  (voir la partie de gauche sur la figure 5.21(b)). Proche de la flamme,  $a_m \approx 1 \text{ mm}$  et la vorticités du centre  $\widehat{\Omega}_{flamme}$  est inférieure à  $1200 \text{ s}^{-1}$ . Pour des conditions opératoires limitées, lorsque  $\widetilde{P}_{ref}$  atteint des valeurs juste avant la limite de soufflage de flamme, un appariement avec début de fusion peut se produire entre les vortex  $E$ . Ceci a lieu lorsque la couche limite interne

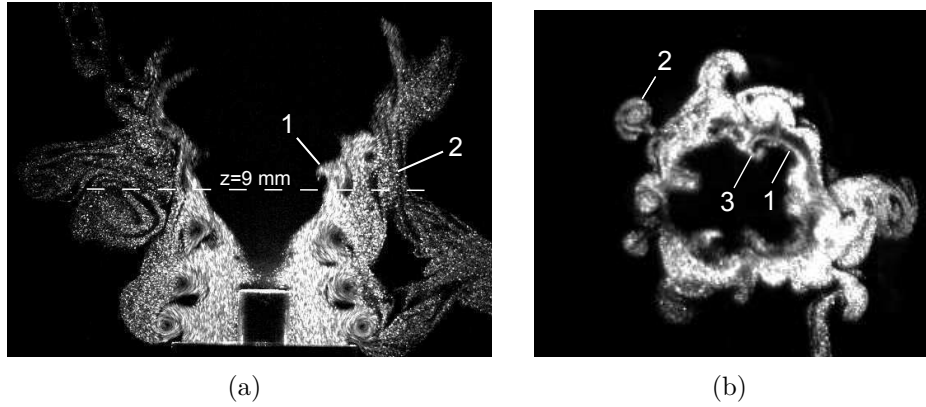


FIGURE 5.18 – Vues tomographiques laser du jet ensemencé en présence de la flamme pour  $f_0 = 700$  Hz,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 77\%$  : (a) dans le plan axial ; (b) dans le plan horizontal  $z = 9$  mm ; 1. Vortex avec une vorticité azimutale résultant d’une interaction de vortex multiples ; 2. Filaments dirigés vers l’extérieur ; 3. Vortex inclinés dirigés vers la flamme résultant d’une interaction de vortex multiples. (Ce cas correspond à la réponse de la flamme indiquée par les symboles  $\times$  sur la figure 5.27.)

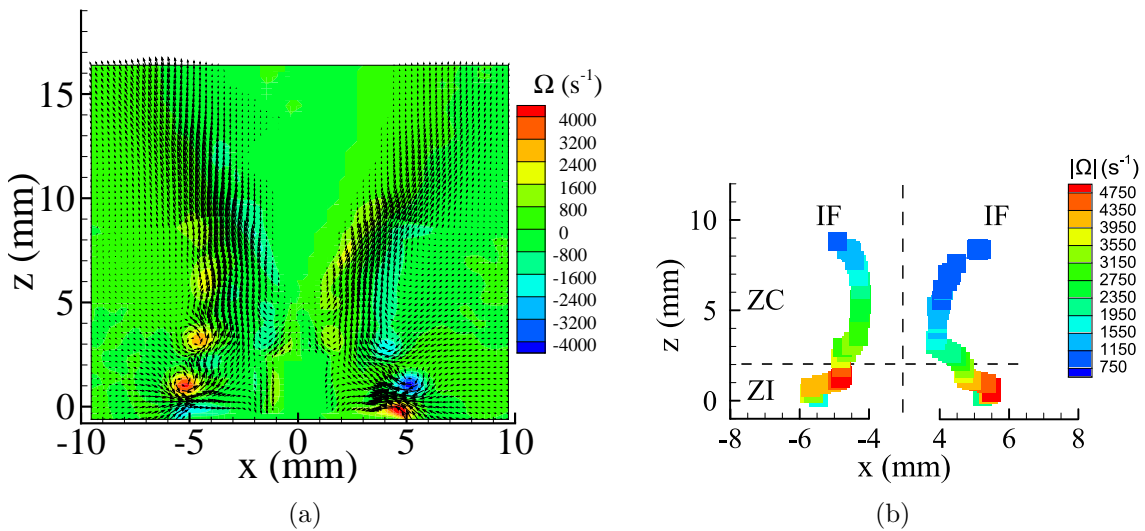


FIGURE 5.19 – (a) Moyenne de phase du champ de vitesse mesuré par PIV dans le plan axial ( $y = 0$  mm) en présence de la flamme à  $f_0 = 1010$  Hz,  $U_{bulk} = 2.1$  m/s et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 73\%$  ; (b) trajectoires des centres de vortex ( $\Delta t = 219\mu s$  entre deux mesures consécutives).

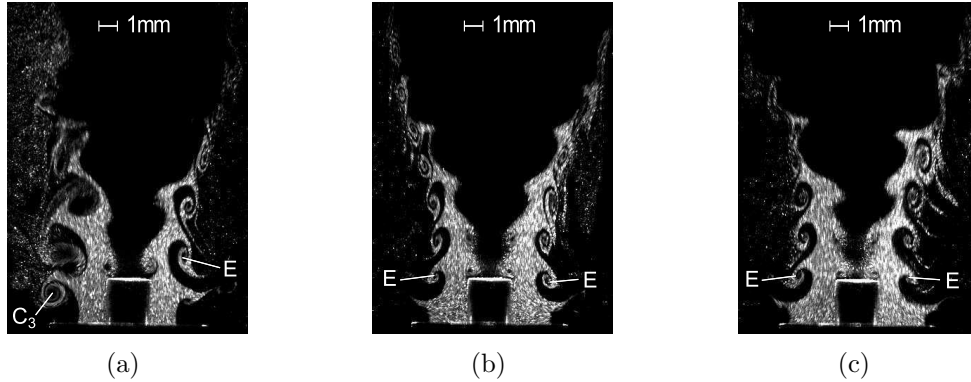


FIGURE 5.20 – Vues tomographiques laser verticales du jet ensemené en présence de la flamme pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s : (a)  $f_0 = 700$  Hz,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 100\%$ ; (b)  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 84\%$ ; (c)  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 92\%$ . (Ces cas correspondent à la réponse de la flamme indiquée par les symboles  $\nabla$  pour (a) et  $\Delta$  pour (b) et (c) sur la figure 5.27.)

développe un mode hélicoïdal comme mentionné à la section 5.1.3.2.

### 5.1.3.2 Vortex de la couche interne

La tige agit comme un “bluff body” ou corps immergé générant un sillage et une couche de cisaillement interne, qui se développent au voisinage de la base de la flamme. Pour les amplitudes de pression les plus faibles,  $\tilde{P}_{ref} \leq 70\% \tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ , des vortex sont initiés, mais sont rapidement détruits; aucun effet n’est observé sur le front de flamme (voir les figures 5.13(a) et 5.13(c)). Ce comportement, noté  $g$  dans le tableau 5.4, est nommé “germe de vortex interne”.

$f_0$ (Hz)	$U_{bulk}$ (m/s)					
	1.6			2.2		
510	$g$ ( $\leq 70\%$ )	$e$ (70-85%)	$c$ (85-100%)	$g$ ( $\leq 70\%$ )	$e$ (70-85%)	$c$ (85-100%)
700	$g$ ( $\leq 70\%$ )	$e$ (70-90%)	$c$ (90-100%)	$g$ ( $\leq 80\%$ )	$e$ (80-95%)	$c$ (95-100%)
1010	$g$ ( $\leq 70\%$ )	$e$ (70-80%)	$c$ (80-100%)	$g$ ( $\leq 90\%$ )	$e$ (90-100%)	

Tableau 5.4 – Classification des vortex de la couche limite interne basée sur leur formation initiale et leur développement. La valeur en pourcentage indique la gamme de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  à laquelle les caractéristiques sont observées. Les limites entre les valeurs de pression des classes et des sous-classes sont obtenues à 5%.  $g$  : germe de vortex interne;  $e$  : petit vortex interne étirés avec une faible vorticité;  $c$  : vortex interne capable de plisser la flamme.

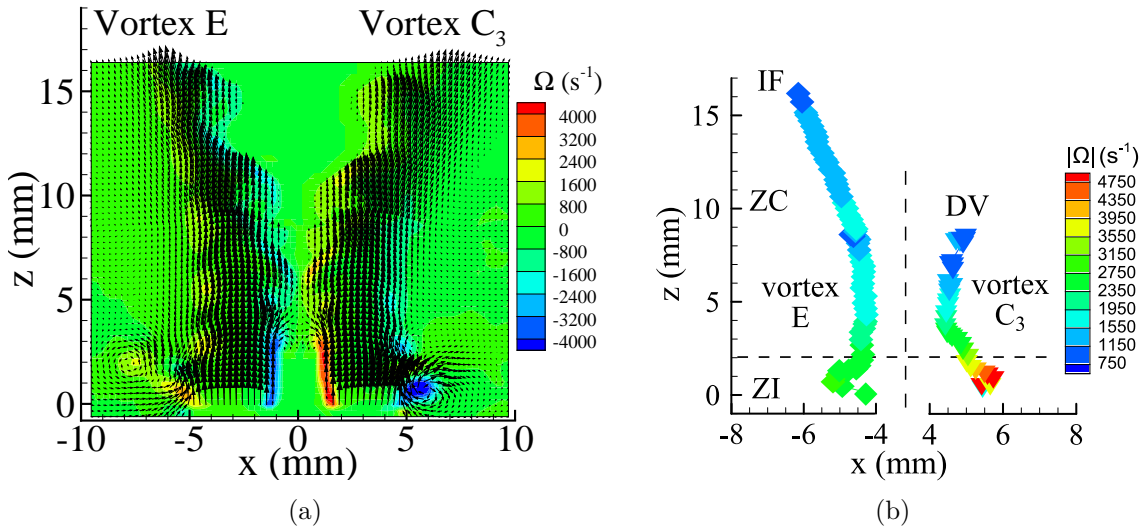


FIGURE 5.21 – (a) Moyenne de phase du champ de vitesse mesuré par PIV dans le plan axial ( $y = 0$  mm) en présence de la flamme à  $f_0 = 1010$  Hz,  $U_{bulk} = 2.1$  m/s et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 73$  %; (b) trajectoires des centres de vortex ( $\Delta t = 219 \mu s$  entre deux mesures consécutives) :  $\diamond$  Vortex  $E$ ;  $\nabla$  Vortex  $C_3$ .

Lorsque l’amplitude  $\tilde{P}_{ref}$  atteint approximativement 70% à 90% de  $\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ , une valeur qui dépend de la fréquence de forçage  $f_0$ , les vortex sont formés et restent attachés à la tige pendant une longue durée lors de chaque cycle acoustique. Puis, comme le taux de croissance des vortex est nourri par l’acoustique, les vortex deviennent suffisamment importants pour permettre leur lâcher périodique à  $f_0$  derrière la tige avec une vorticité du centre  $\widehat{\Omega}_{init}^{b.o.} \leq 2100 \text{ s}^{-1}$ . Convectés vers la flamme, ils sont rapidement étirés avant même de pouvoir grossir (voir la figure 5.15-(1)). La vorticité du centre  $\widehat{\Omega}$  est réduite à  $1000 \text{ s}^{-1}$  environ après avoir parcouru une distance  $\lambda_{conv}$ , définie comme étant la longueur convective entre deux vortex successifs. Celle-ci vérifie  $\lambda_{conv} \approx U_{bulk}/f_0$ , comme espéré (voir [Baillot et al., 1992]). Cette classe notée  $e$  dans le tableau 5.4 est mentionnée sous le terme de “petits vortex internes étirés avec une faible vorticité”.

Pour les amplitudes de pression acoustique qui précèdent le soufflage de la flamme ( $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 90\text{-}100$  %), les vortex internes deviennent plus gros avec une vorticité initiale du centre  $\widehat{\Omega}_{init}$  de  $3500 \text{ s}^{-1}$ . Lorsqu’ils sont convectés le long du front de flamme, leur dynamique devient plus robuste, et l’intensité de leur vorticité reste assez élevée,  $\widehat{\Omega}$  étant toujours de l’ordre de  $1800 \text{ s}^{-1}$  après la distance  $\lambda_{conv}$ . Ils peuvent alors agir en plissant efficacement le front, comme illustré sur la figure 5.22 avec  $U_{bulk} = 2.2$  m/s où deux vortex internes (labels “1” et “2”) sont suivis temporellement, et les figures 5.20(a) et 5.20(b) obtenues pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s. Dans le tableau 5.4, ils sont notés  $c$  et mentionnés sous le terme de “vortex interne capable de plisser la flamme”. En présence de vortex externes

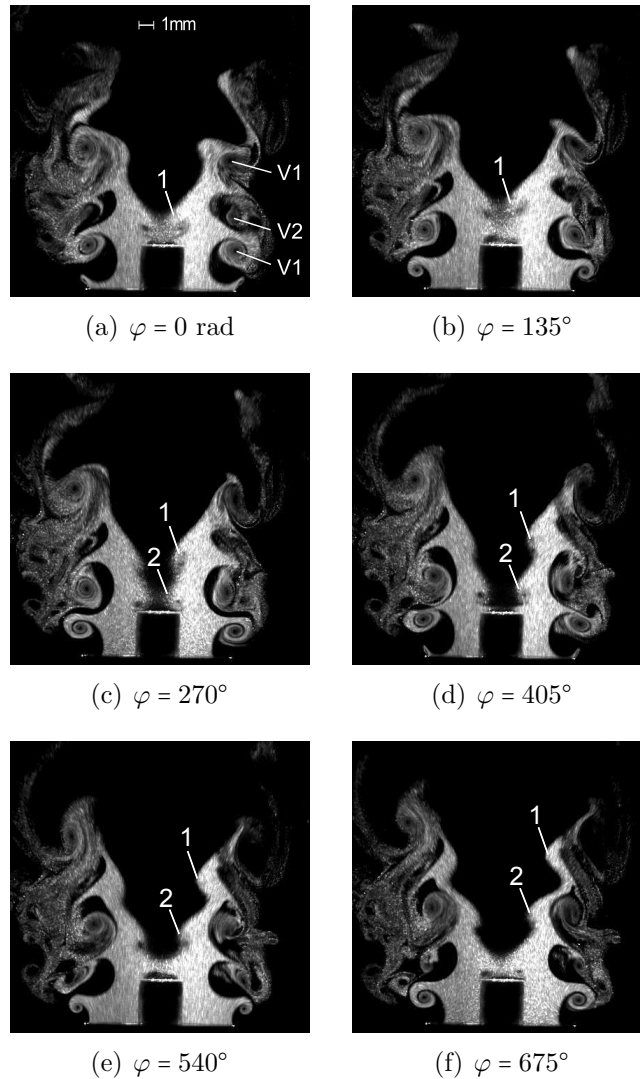


FIGURE 5.22 – Séries de vues tomographiques laser verticales résolues en temps du jet ensemencé en présence de la flamme pour  $f_0 = 700 \text{ Hz}$ ,  $U_{bulk} = 2.2 \text{ m/s}$  et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 100\%$ . L'extrémité libre de la flamme est enroulée à  $f_0/2$  et le pied se déplace verticalement à  $f_0$  avec une modulation à  $f_0/2$ . 1 et 2 : deux ondulations successives due aux vortex de la couche interne (Ce cas correspond à la réponse de la flamme indiquée par les symboles  $\diamond$  sur la figure 5.27.)

ayant une structure en œil de chat, et pour les conditions juste avant soufflage, un mode hélicoïdal se développe le long de la couche interne (voir la figure 5.20(c)). La dissymétrie dans la formation des vortex internes induit un processus d'appariement des vortex externes avant qu'ils n'atteignent le front comme mentionné ci-dessus à la section 5.1.3.1. Ce type d'appariement sera examiné à nouveau au chapitre 8.

## 5.2 Caractérisation des réponses de flammes

La réponse des flammes à l'écoulement perturbé dépend de l'interaction entre la dynamique de l'écoulement tourbillonnaire et le front initialement incliné. Le plissement de flamme est suivi par imagerie rapide de  $\text{CH}^*$  et l'émission globale de  $\text{CH}^*$   $I_{\text{CH}^*}(t)$ , reliée au taux de dégagement de chaleur global, par PM.

Les vortex produits dans la couche de mélange externe impactent la partie haute de la flamme, alors que les vortex induits derrière la tige perturbent sa partie basse. La nature des structures tourbillonnaires modifie la forme de la flamme, leur impact sur la flamme étant directement dépendant de leurs propriétés telles que leur vitesse de convection, vorticité, taille et fréquence de lâcher.

- La figure 5.23 reporte la position moyenne du front en fonction de  $z$  entre le pied de flamme et son extrémité libre obtenue par imagerie  $\text{CH}^*$  comme indiqué à la section 2.2.2.2.   partir de ces résultats, les valeurs de l'angle d'ouverture moyen  $\theta$  que fait le front de flamme avec la verticale sont obtenues et reportées sur la figure 5.24. Les données montrent que la flamme subit en moyenne un redressement vertical et symétrique de son front à mesure que l'amplitude de forçage acoustique augmente. Ce comportement est directement dépendant d'un resserrement de l'écoulement provoqué par l'onde stationnaire transverse, mentionné à la section 5.1.2 via le profil de vitesse  $V_{p,mean}$ . Alors que l'angle initial  $\theta_0$  de la flamme non perturbée est directement relié à la vitesse de l'écoulement  $U_{bulk}$  ( $\theta_0$  décroît lorsque  $U_{bulk}$  croît comme le montrent les courbes de la figure 5.24 et [Schuller et al., 2003b]) cette dépendance s'att ne à mesure que  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  croît. Elle va même jusqu'à disparaître totalement dès que  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  est au-delà de 50 – 60 %, et les pentes de  $\theta_0$  en fonction de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  sont similaires pour les deux vitesses ( $\approx 0.35$  radian par unité de pourcentage). Ainsi le champ acoustique impose l'angle d'ouverture moyen de la flamme.
- La symétrie de la flamme est caractérisée par les lignes médianes, déterminées à partir des moyennes de phase des vues tomographiques, comme indiqué à la section 4.3.3. Dans l'ensemble, la flamme reste symétrique au cours du temps au ventre de pression. Des résultats à 510 Hz et 1010 Hz illustrent cette propriété sur la figure 5.25.
- Les mesures par PM montrent que l'intensité moyenne de l'émission  $\text{CH}^*$ ,  $\bar{I}_{\text{CH}^*}$ ,

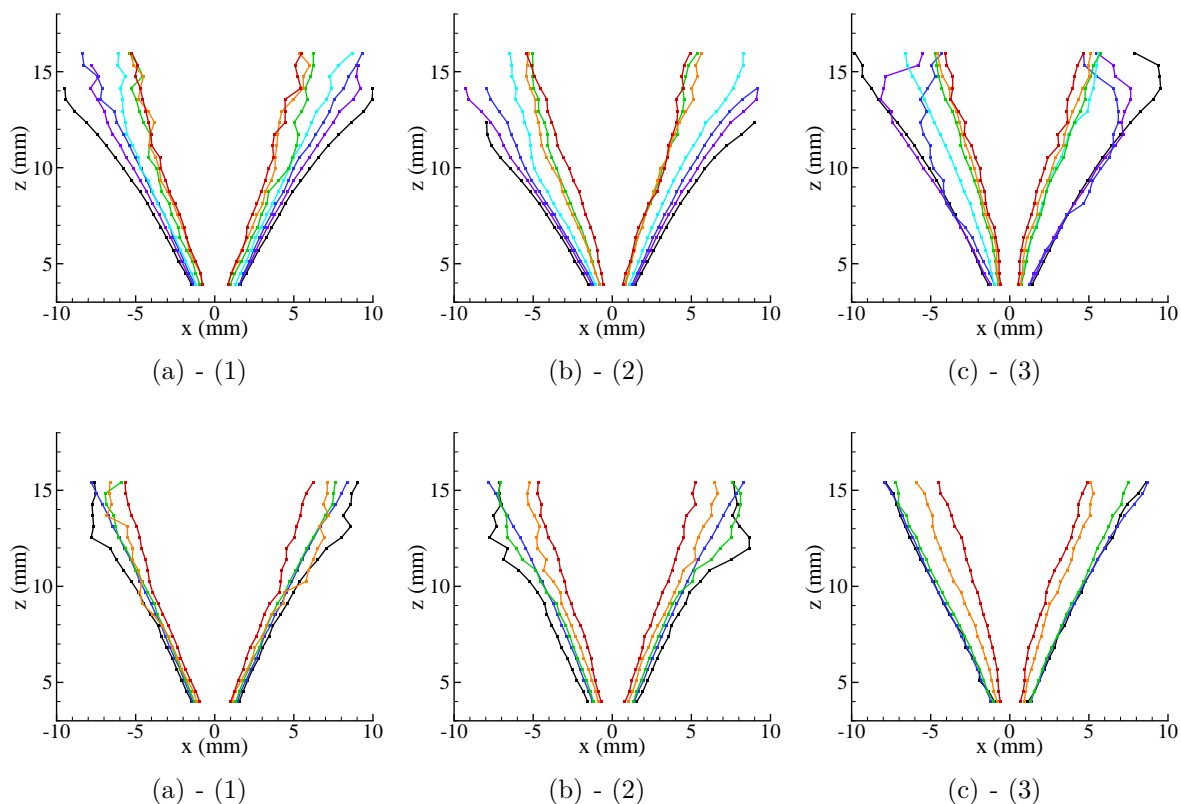


FIGURE 5.23 – Position moyenne du front, obtenue à partir d’images d’émission CH\*, en fonction de  $z$  lorsque  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  augmente du noir au rouge : (a)  $U_{bulk} = 1.6$  m/s; (b)  $U_{bulk} = 2.2$  m/s; (1)  $f_0 = 510$  Hz, (2)  $f_0 = 700$  Hz, (3)  $f_0 = 1010$  Hz.

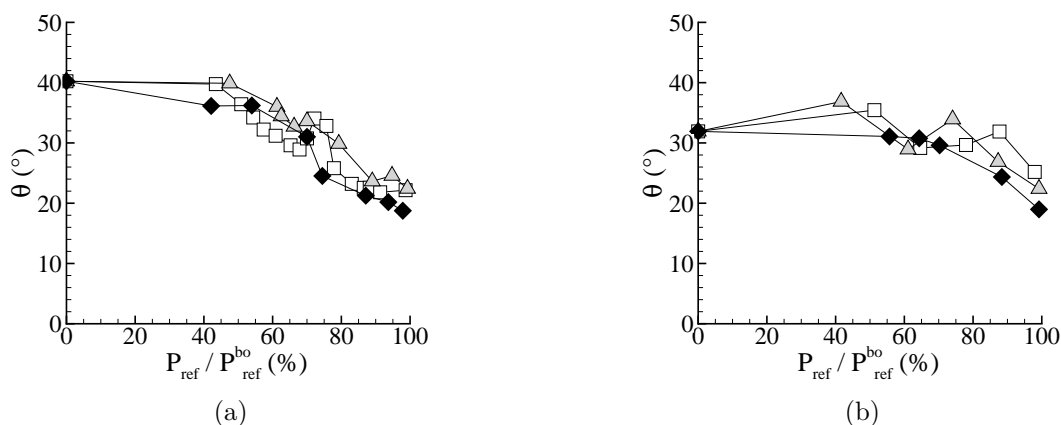


FIGURE 5.24 – Angle de flamme en fonction de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  :  $\square$  :  $f_0 = 510$  Hz;  $\blacktriangle$  :  $f_0 = 700$  Hz;  $\blacklozenge$  :  $f_0 = 1010$  Hz; (a)  $U_{bulk} = 1.6$  m/s; (b)  $U_{bulk} = 2.2$  m/s.

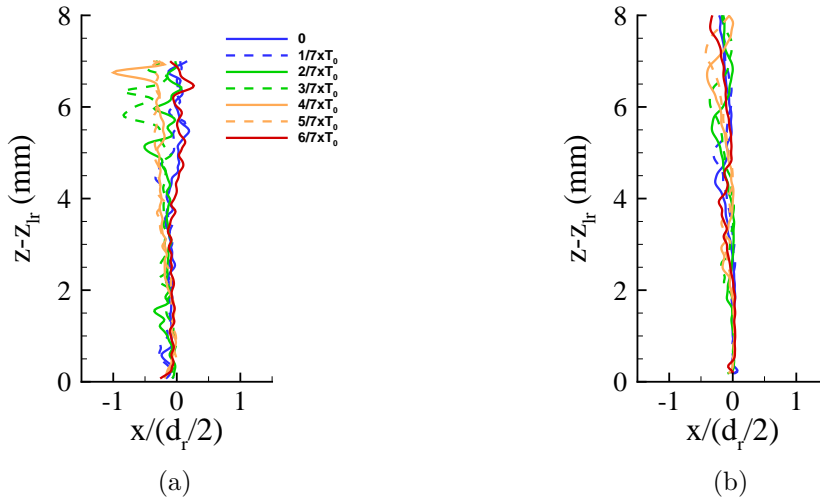


FIGURE 5.25 – Lignes médianes ( $C$ ) de flamme dans le plan axial ( $O_b, x, z$ ) obtenues à partir de séries de moyennes de phases de 1000 images classées par rapport à 7 phases équitemporelles pour : **(a)**  $f_0 = 510$  Hz et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.} = 66\%$ ; **(b)**  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.} = 80\%$ . ( $l_r$  : distance entre l’extrémité de la tige et la sortie du brûleur;  $d_r$  : diamètre de la tige.)

diminue globalement lorsque l’amplitude du forçage acoustique augmente. Cette évolution est vraie quelle que soit la fréquence du forçage, comme l’indique la figure 5.26(a), représentant l’intensité de l’évolution de  $\bar{I}_{CH^*}$  normalisée par  $\bar{I}_{CH^*}^0$ , l’intensité de l’émission  $CH^*$  moyenne mesurée sans forçage. Cette caractéristique peut s’expliquer par une diminution locale de la richesse du mélange par dilution suite à l’entraînement de l’air environnant par les vortex azimutaux du jet et par l’éjection de matière vers l’extérieur par les structures filamentaires qui ne sera pas consommée par la flamme. Toutefois, ce phénomène serait moins important en milieu confiné car la recirculation entraînerait des gaz chauds<sup>2</sup>. On peut cependant remarquer une légère augmentation de  $\bar{I}_{CH^*}$  à  $f_0 = 1010$  Hz pour  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 50 - 60\%$ , qui correspond à l’accrochage temporaire d’une partie de la flamme, ce qui lui confère une allure de flamme en M, total ou partiel, dont l’émission  $CH^*$  moyenne est plus importante que pour la flamme en V.

- L’amplitude  $\tilde{I}_{CH^*}$  des fluctuations de l’intensité de l’émission  $CH^*$   $I_{CH^*}(t)$  globalement croît mais de manière de moins en moins prononcée à mesure que  $f_0$  augmente. Ceci est cohérent avec l’effet de filtrage observé aux plus grandes fréquences de forçage dans le cas d’une perturbation en mode longitudinal [Merk, 1957, Bourehla and Baillot, 1998]. Ceci est illustré sur la figure 5.26(b) pour les trois fréquences 510Hz, 700Hz et 1010Hz. La brusque augmentation de  $\tilde{I}_{CH^*}$  à

2. La dilution par les produits de combustion, pauvres en oxygène, qui abaisse la richesse du mélange est contre-carrée par le réchauffement local des réactants.



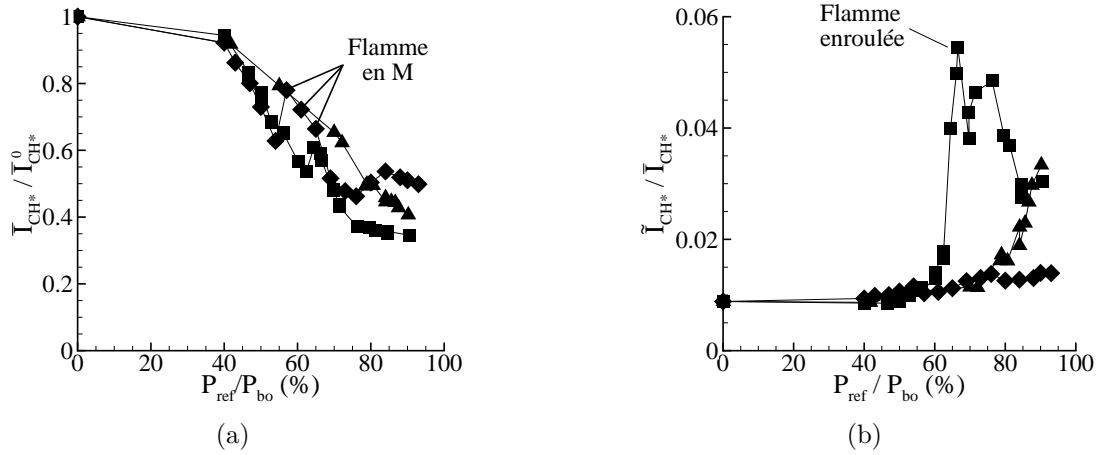


FIGURE 5.26 – Évolution de la moyenne et de l’amplitude de l’émission  $CH^*$  de flamme en fonction de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  pour  $U_{bulk} = 1.6\text{m/s}$ ; ■ :  $f_0 = 510\text{ Hz}$ ; ▲ :  $f_0 = 700\text{ Hz}$ ; ◆ :  $f_0 = 1010\text{ Hz}$ . (a)  $\bar{I}_{CH^*}/\bar{I}_{CH^*}^0$ ; (b)  $\tilde{I}_{CH^*}/\bar{I}_{CH^*}$ .

510 Hz pour  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 65\%$  marque la transition entre la flamme faiblement plissée et la flamme enroulée qui sera expliquée à la section 5.2.2.

La figure 5.27 rassemble les différents types de comportements de flamme répertoriés dans l’espace physique  $(St, \tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.})$ ;  $St$ , nombre de Strouhal, est égal soit à  $St_D = f_0 D/U_{bulk}$ , soit à  $St_{d_r} = f_0 d_r/U_{bulk}$  selon la couche limite, externe ou interne, qui pilote préférentiellement la réponse de la flamme.  $D$  ( $d_r$ ) est le diamètre caractéristique associé à la couche externe (interne). On note que  $St_D$  est compris entre 2 et 6, et  $St_{d_r}$  est inférieur à 2. Cinq types de flammes ont été identifiés : la “flamme faiblement plissée”, la “flamme sous-harmonique fortement enroulée” sans activation de la couche interne, la “flamme sous-harmonique fortement enroulée” avec activation de la couche interne, la “flamme fluctuante apériodique” pour lesquelles la couche limite externe pilote la réponse et la “flamme allongée” symétrique ou dissymétrique pilotée par la couche interne. La dynamique de la flamme est caractérisée par sa fréquence principale  $f_f$ , définie comme étant le pic le plus élevé des PSDs de  $I'_{CH^*}(t)$ .  $f_f$  n’est pas nécessairement égale à  $f_0$  mais peut être caractérisée par la fréquence  $f_H$  du brûleur considéré comme un résonateur de Helmholtz ou le sous-harmonique  $f_0/2$  du forçage. Il se peut qu’aucune fréquence ne domine, conduisant à l’état apériodique mentionné ci-dessus. Les réponses de flammes sont détectables au-delà de la limite  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 40\%$ , ce qui est cohérent avec l’apparition des vortex de classe  $C_1$  au-delà d’une amplitude de 40 – 50 % (cf. tableau 5.3). La figure 5.27 est utilisée comme support pour l’analyse du développement qui suivra.

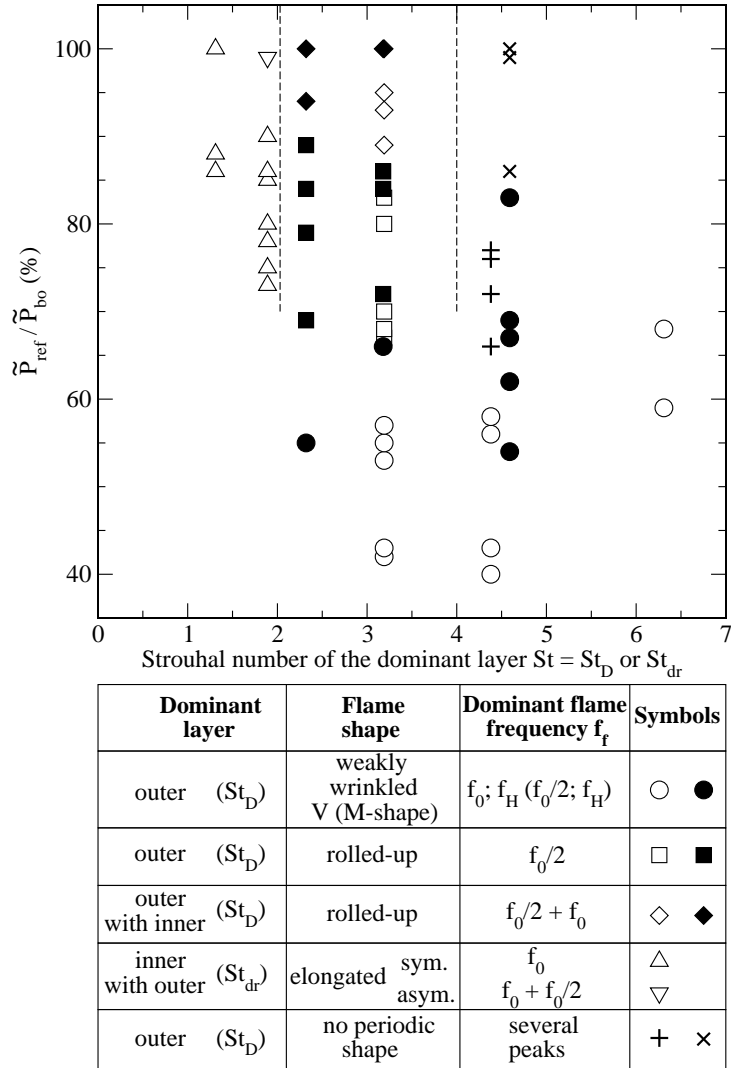


FIGURE 5.27 – Pics de fréquences  $f_f$  de  $I'_{CH^*}(t)$  dans l'espace physique ( $St, \tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ ) avec  $St = St_D$  ou  $St_{dr}$ ;  $D$  ( $d_r$ ) diamètre caractéristique associé à la couche externe (interne) dominante; symboles creux :  $U_{bulk} = 1.6$  m/s; symboles pleins :  $U_{bulk} = 2.2$  m/s;  $f_H$  : fréquence de résonance de Helmholtz du brûleur; sym. :symétrique; asym. :dissymétrique.

### 5.2.1 Flamme faiblement plissée

Lorsque les vortex  $C_1$  sont produits, la flamme conserve une forme en V proche de sa forme non perturbée (voir l'exemple figure 5.28(a)). Ceci est observé sur toute la gamme des nombres de Strouhal, pourvu que  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.}$  évolue approximativement entre 40% et 70%. Cette réponse de flamme correspond aux symboles  $\circ$  et  $\bullet$  de la figure 5.27. Les mesures montrent que le front fluctue en tous points à la fréquence de forçage  $f_0$ . L'évolution de  $I'(t, G_{440})$  au point  $G_{440}$  qui illustre cette fluctuation du front est reportée sur la figure 5.28(d).

Pour les amplitudes de pression les plus faibles, la flamme est faiblement plissée à  $f_0$  dans sa partie la plus haute par les vortex externes, avec un faible mouvement vertical périodique à  $f_0$  du pied de flamme. Comme présenté à la section 4.3.3, la variation spatiale du plissement est décrite le long du front par l'amplitude  $\tilde{I}(G_i)$  de la fluctuation locale d'intensité  $I'(t, G_i)$  mesurée sur le front, réduite par l'intensité locale moyenne  $\bar{I}(G_i)$ . Lorsque  $\tilde{P}_{ref}$  augmente, l'évolution de  $\tilde{I}(G_i)/\bar{I}(G_i)$  confirme que l'impact de l'acoustique reste faible en dehors du pied de flamme et de son extrémité. Un exemple est donné sur la figure 5.28(b). Ceci s'explique par le processus même de génération des plissements du front par les vortex d'axes parallèles au front, les courbures des ondulations étant dépendantes des propriétés de ces vortex, à savoir : rayon  $a_m$ , maximum de vitesse tangentielle  $U_\theta$  ou de circulation (relié à la vorticité du centre), et vitesse convective  $U_{conv}$ . Les résultats de la littérature (voir par exemple [Renard et al., 2000, Kadowaki and Hasegawa, 2005]) montrent que les vortex sont capables de générer des plissements dès lors qu'ils sont peu volumineux ( $a_m/\delta_f^0 \approx O(1)$ ), avec  $\delta_f^0$  l'épaisseur de flamme laminaire, et que  $U_\theta$  et  $U_{conv}$  sont petites, voire modérées, par rapport à la vitesse de flamme,  $U_L$  ( $U_\theta/U_L$  et  $U_{conv}/U_L \approx O(1)$ ).    taille égale, les vortex de vitesse tangentielle plus faible produisent des plissements de plus faible amplitude, (voir les travaux de [Renard et al., 2000, Kadowaki and Hasegawa, 2005]). Dans notre étude, les mesures au niveau du front indiquent que la vitesse  $U_\theta$  est inférieure à  $a_m \widehat{\Omega}_{flamme} \approx 1.2 \text{ ms}^{-1} \approx 3 - 4 U_L$  avec  $a_m \approx 2 \text{ à } 3 \delta_f^0$  et que  $U_{conv}$  est de l'ordre de grandeur de  $U_{bulk} \approx 4 \text{    } 7 U_L$ . Ainsi, seules les ondulations de faible dimension se développent (cf. figure 5.28(a)).

Pour ce type de flamme, les PSDs des fluctuations de l'émission  $\text{CH}^*$  globale,  $I'_{\text{CH}^*}(t)$ , montrent la présence d'un pic à  $f_0$  ainsi que d'un pic à la fréquence  $f_H$  de résonance du brûleur (voir la figure 5.28(e)). Cependant, les spectres des fluctuations locales  $I'(t, G_i)$  indiquent que  $f_H$  est uniquement détectée à l'extrémité de la flamme. Cette information est synthétisée sur la figure 5.28(c) reportant les courbes d'intensité des pics de  $f_H$  et  $f_0$  en fonction de  $z$ . Elles sont déduites des mesures de  $I'(t, G_i)$  et normalisées par l'intensité du pic maximal de  $f_0$ .  $f_H$  émerge du bruit uniquement au voisinage de l'extrémité supérieure du front. Ainsi, le taux de croissance du mode  $f_H$  apparaît plus faible que celui lié à la perturbation du forçage<sup>3</sup>.

3. Ce couplage naturel avec l'acoustique du brûleur est très limité ici contrairement aux cas de flammes

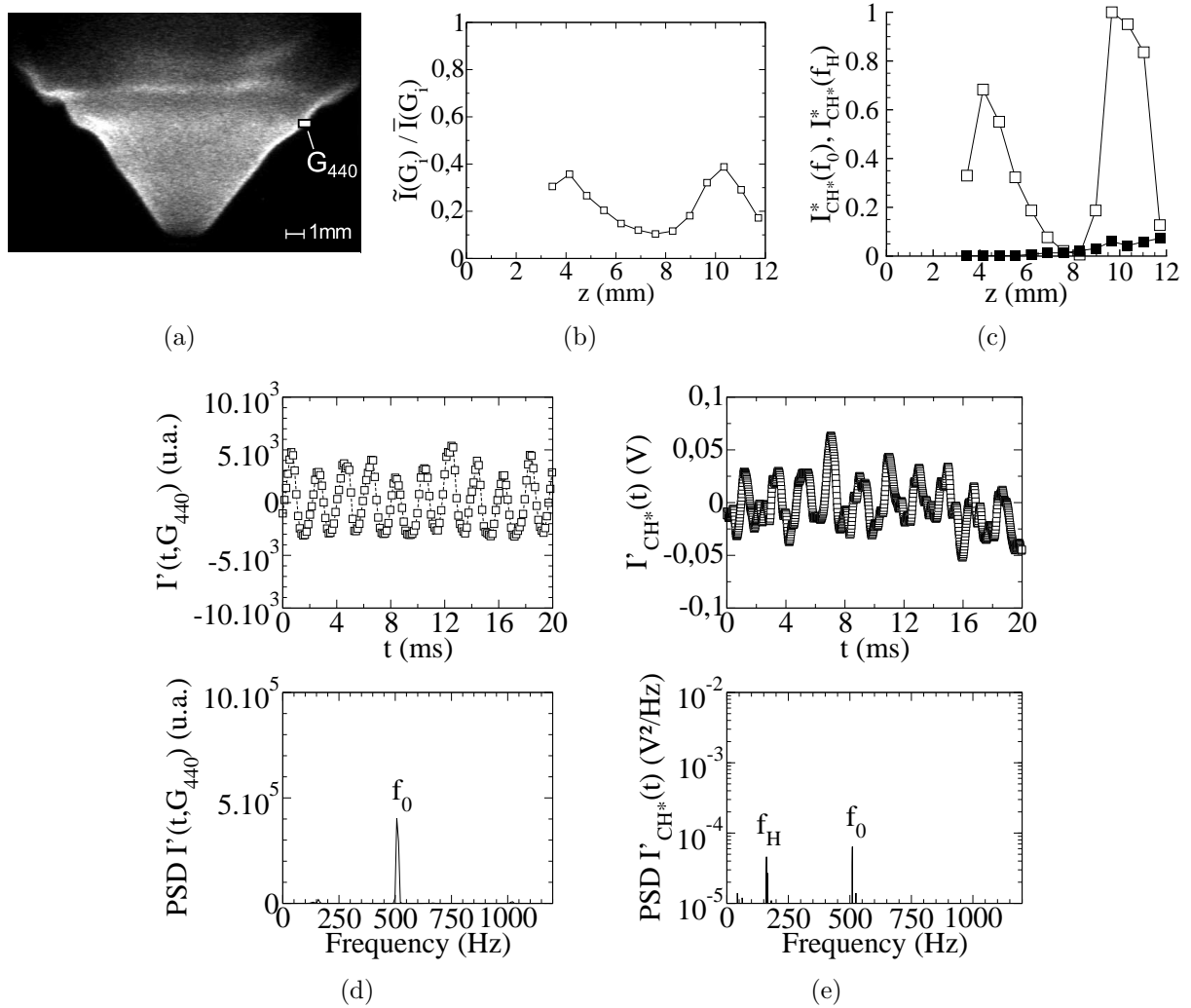


FIGURE 5.28 – Propriétés de la “*flamme faiblement plissée*” pour  $U_{bulk} = 1.6 \text{ m/s}$ ,  $f_0 = 510 \text{ Hz}$ ,  $\tilde{P}_{ref} = 70\% \tilde{P}_{b.o.}$  :

(a) émission  $\text{CH}^*$  de la flamme en V et fenêtre d’interrogation au point  $G_{440}$  ( $z_{G_{440}} = 10.3 \text{ mm}$ ); (b) amplitude de  $I'(t, G_i)$  mesurée en  $G_i(z)$  réduite par l’intensité moyenne locale  $\bar{I}(G_i)$  fonction de  $z$ ; (c) Évolution des intensités des pics de fréquence  $f_0$  ( $\square$ ) et  $f_H$  ( $\blacksquare$ ) extraites des PSD des signaux  $I'(t, G_i)$  et normalisées par l’intensité du pic maximal de  $f_0$  tel que  $I_{CH^*}^*(f) = I_{CH^*}(f) / I_{CH^*}(f_0)$ ; (d) fluctuation locale d’émission  $\text{CH}^*$   $I'(t, G_{440})$  mesuré au point  $G_{440}$  et sa PSD associée; (e) fluctuation d’émission globale  $\text{CH}^*$   $I'_{CH^*}(t)$  mesurée par PM et sa PSD.

(Ce cas correspond à la réponse de la flamme indiquée par les symboles  $\circ$  sur la figure 5.27.)

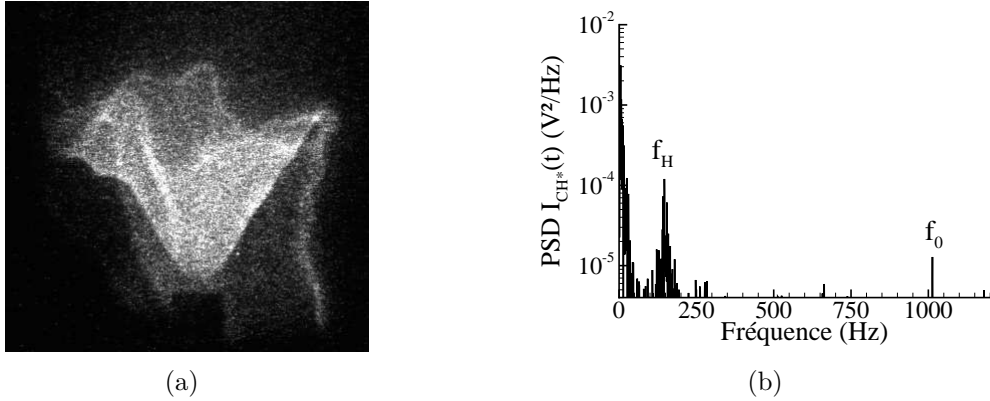


FIGURE 5.29 – Exemple de flamme en M partiel pour  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 70\%$  : (a) image instantanée d'émission  $CH^*$  de flamme ; (b) PSD de  $I'_{CH^*}(t)$  mesurée par PM.

Dans le cas de la flamme faiblement plissée, un secteur de la flamme peut remonter l'écoulement grâce aux filaments spatialement connectés et s'attacher au brûleur pendant une courte durée. Cela n'impacte pas de manière significative la dynamique de la flamme. Néanmoins, pour  $f_0 = 1010$  Hz et  $60\% \leq \tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \leq 70\%$ , la flamme peut se stabiliser définitivement en une flamme “en M” partielle dès lors qu'une partie de son front se rattache au bord au brûleur, basculant de temps en temps en une flamme en M complète lorsque tout le front s'y rattache (voir la figure 5.29). Ce semi-confinement de l'écoulement du jet par la flamme permet d'expliquer l'augmentation de l'intensité moyenne  $\bar{I}_{CH^*}$  observée sur la figure 5.26(a). Les parties attachées sont alors plissées par des ondulations longitudinales et azimutales, et des paquets toriques de flamme peuvent être lâchés depuis le sommet du M (voir la figure 5.30). En plus de  $f_0$ , les PSDs de  $I'_{CH^*}(t)$  de ces flamme en M présentent un pic à  $f_H$ , mais aussi parfois à  $f_0/2$  qui devient alors la fréquence dominante. Cette bifurcation en fréquence de  $f_0$  à  $f_0/2$  est liée au confinement de l'écoulement par la flamme. Ce phénomène est de même nature que celui observé pour une flamme conique.

### 5.2.2 Flamme sous-harmonique fortement enroulée

Pour de plus grandes amplitudes de pression ( $70\% \leq \tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.} \leq 90\%$ ), l'émission  $CH^*$  globale  $I_{CH^*}(t)$  mesurée par PM fluctue à  $f_0/2$ , comme cela est illustré par la PSD reportée sur la figure 5.31(d), même si l'écoulement est toujours généré à  $f_0$  en sortie de brûleur. La réponse sous-harmonique de la flamme, marquée par les symboles  $\square$  et  $\blacksquare$  sur la figure 5.27, est obtenue lorsque le nombre de Strouhal  $St_D$  évolue entre 2 et 4. Cette flamme présente un enroulement très marqué (voir la figure 5.31(a)) qui se produit à  $f_0/2$ , comme on peut

---

auto-oscillantes mis en évidence pour des richesses  $\phi \approx 1.25$ . Cependant, en présence de forçage  $f_0$ , y compris pour de faibles amplitudes de pression acoustique, l'instabilité thermoacoustique naturelle est supprimée au profit de la réponse forcée ;  $I'_{CH^*}(t)$  fluctue désormais à  $f_0$  au lieu de  $f_H$ .

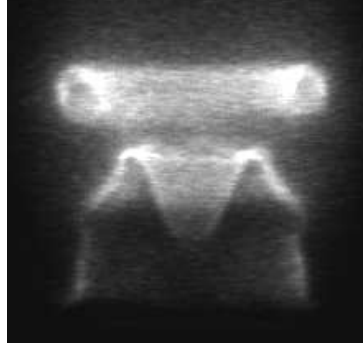


FIGURE 5.30 – Flamme en M avec lâcher d’un paquet torique pour  $\phi = 1$ ,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s,  $f_0 = 510$  Hz et  $\tilde{P}_{ref} = 120$  Pa.

le noter sur le signal d’intensité locale fluctuante  $I'(t, G_{470})$  et la PSD associée reportée sur la figure 5.31(c). La compréhension de ce processus est obtenue en analysant l’évolution du front de flamme et celle des coupes tomographiques du jet ensemencé enregistrées simultanément à l’aide de la caméra rapide (cf. exemple d’images portées sur la figure 4.2). Il apparaît clairement que cette bifurcation de fréquence dans le comportement de la flamme est une conséquence directe du mécanisme d’appariement des vortex  $C_2$  qui se produit dans la couche externe qui domine le processus de perturbation de flamme. Le vortex  $V1$  qui reste à peu près circulaire, enroule l’extrémité de la flamme ; le vortex suivant,  $V2$ , allongé parallèlement au front, l’étire. L’enroulement de flamme conduit à une forte variation de la surface, et en conséquence, des fluctuations importantes de l’émission  $CH^*$ , comme cela peut être noté sur la figure 5.26. Ce résultat est en accord avec le mécanisme de génération des courbures au front de flamme. En effet, comparés aux  $C_1$ , les vortex  $V1$  au niveau du front sont plus volumineux ( $a_m = 2$  mm) et y ont une vitesse  $U_\theta$  supérieure ( $\leq 10$  m.s<sup>-1</sup>). La vitesse  $U_\theta$  estimée à quelques unités de  $U_L$  est donc capable de plisser le front. [Renard et al., 2000] ont montrés que lors de l’interaction d’un front de flamme avec une allée de vortex identiques, la génération de courbure est plus sensible à la taille des vortex qu’à leur vitesse, conduisant à une courbure de flamme moyenne proportionnelle à l’inverse de la taille du vortex. Les vortex  $V1$  vont donc générer des ondulations avec de plus petites courbures que les  $C_1$ .

Afin de quantifier finement la réponse non linéaire de la flamme, les amplitudes des pics à  $f_0$  et  $f_0/2$  sont extraites des PSD des signaux des fluctuations de l’intensité lumineuse  $I'(t, z_{G_i}, r_{G_i} - \epsilon \leq r \leq r_{G_i} + \epsilon)$  et reportées en fonction de  $z$ . Pour cela, une petite fenêtre d’interrogation est initialement centrée en un point  $G_i$ . Puis, elle est déplacée radialement de chaque côté de ce point avec un recouvrement successif de 50%. Les signaux  $I'(t, z_{G_i}, r_{G_i} - \epsilon \leq r \leq r_{G_i} + \epsilon)$  sont mesurés à différentes positions radiales. Le rapport maximum de l’amplitude de  $f_0/2$  sur celle de  $f_0$  est alors calculé et reporté en fonction de  $z$ . La figure 5.31(b) montre un exemple : le front évolue à  $f_0/2$ , excepté dans le domaine du pied de flamme. Ce dernier, compris entre 3 et 5 mm, fluctue toujours à  $f_0$  en plus

d'une faible modulation à  $f_0/2$ . Toutefois, l'enroulement de la flamme produisant une succession périodique de création et de disparition importantes d'aire de la flamme à  $f_0/2$  l'émission  $\text{CH}^*$ , de par sa nature, en est fortement impactée. Cela conduit à une fluctuation de l'intensité globale  $I_{\text{CH}^*}$  majoritairement à  $f_0/2$  (voir la figure 5.31(d)). Lorsque  $\tilde{P}_{ref}$  augmente, la bifurcation fréquentielle de la flamme apparaît tout d'abord pendant un court laps de temps, puis pendant la majorité du temps, et enfin s'installe définitivement.

Pour les plus hautes amplitudes de pression ( $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.} \geq 90\%$ ), la forme de la flamme est sensible aux deux couches de cisaillement. Le mécanisme à  $f_0/2$  piloté par les vortex externes ayant déjà pris place, la couche externe domine toujours le système fluide. Ceci se traduit dans l'espace physique ( $St, \tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.}$ ) de la figure 5.27 par un domaine de réponse de flamme pilotée par le nombre de Strouhal  $St_D$  également compris entre 2 et 4 (voir les symboles  $\diamond$  et  $\blacklozenge$ ). Cependant, si les vortex de la sous-classe  $C_2$  enroulent toujours la flamme à  $f_0/2$ , la dynamique de la couche interne (via la classe de vortex  $e$ ) est maintenant assez efficace pour créer des plissements à  $f_0$  depuis la base de la flamme qui se superposent au processus d'enroulement des vortex externes. Les plissements dans la partie haute de la flamme et l'émission  $\text{CH}^*$  globale fluctuent sous l'action conjuguée des deux modes  $f_0/2$  et  $f_0$ . Une illustration permettant d'observer la trace de la flamme à l'aide de sa zone d'évaporation est donnée sur les vues tomographique de la figure 5.22 dans laquelle les ondulations induites par les couches internes et externes sont suivies pendant un cycle à  $1/(f_0/2)$  pour  $f_0 = 700$  Hz et  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.} \approx 100\%$ .

Cette bifurcation de fréquence est particulièrement intéressante dans le domaine des instabilités thermoacoustiques. Ce mécanisme sera approfondi plus en détails à la section 5.3.3. Des bifurcations sous-harmoniques ont déjà été relevées dans la littérature dans le cas d'un mode acoustique purement longitudinal agissant sur une flamme conique par [Bourehla and Baillot, 1998, Baillot et al., 1996], sur des flammes coniques multiples par [Kabiraj et al., 2012], sur une flamme swirlée par [Gotoda et al., 2011] ou sur une flamme plate [Moeck et al., 2009].

### 5.2.3 Flamme fluctuante a périodique

En présence d'interaction de vortex multiples, décrite par la sous-classe de vortex  $C_3$  (voir section 5.1.3.1), le front peut être violemment poussé vers les gaz brûlés et déformé à différents endroits, mais sans être enroulé. Lorsque la couche interne est inactive (classe  $g$  du tableau 5.4), la déstructuration azimutale des vortex produits en sortie de brûleur par les filaments et les  $CVL$  conduit à la formation de plusieurs petites structures en forme de champignons qui empêchent toute fluctuation périodique du front (voir les vues tomographiques de la figure 5.18). Lorsque  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.}$  augmente ( $\approx 70 - 80\%$ ), les vortex internes, (classe  $e$  du tableau 5.4), sont capables de plisser la flamme depuis sa base. Mais les structures en forme de champignons peuvent détruire les plissements axisymétriques sur la partie supérieure du front lorsqu'ils atteignent la flamme. Elles produisent des plis-

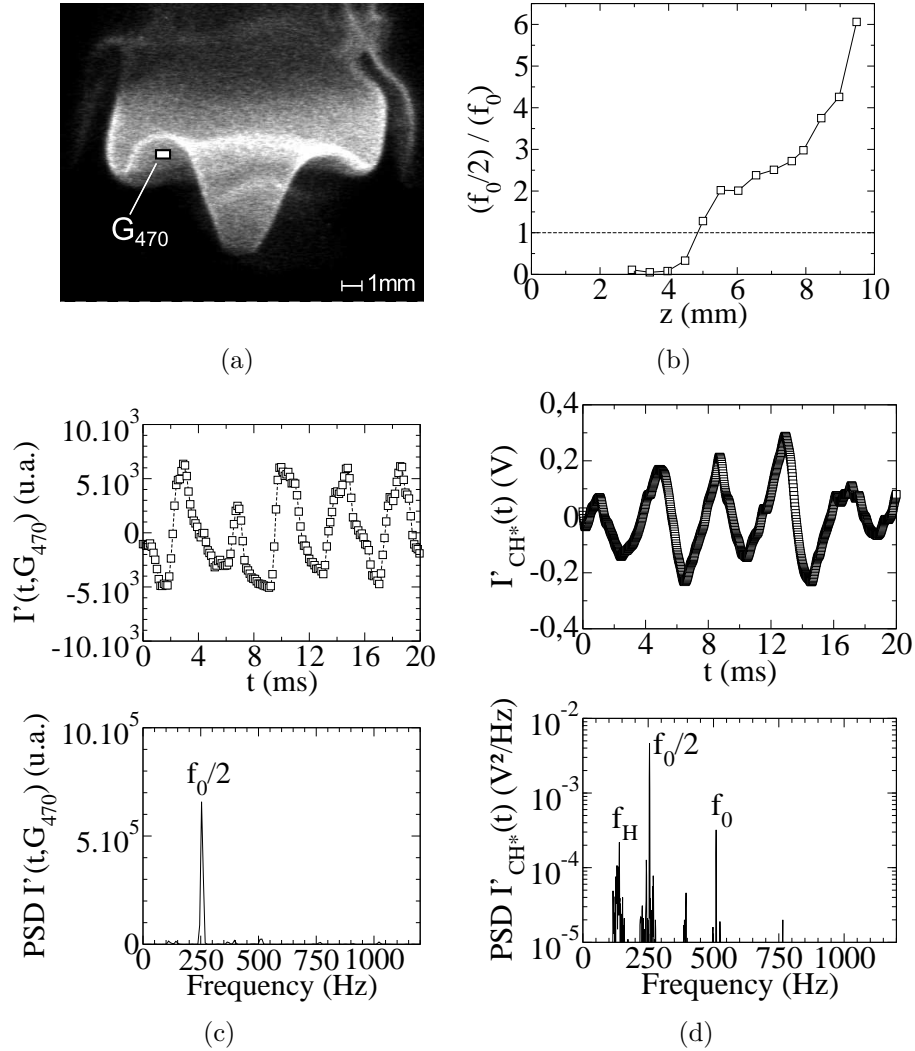


FIGURE 5.31 – Propriétés de la “*flamme fortement enroulée de manière sous-harmonique*” à  $f_0/2$  pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s,  $f_0 = 510$  Hz,  $\tilde{P}_{ref} = 80\% \tilde{P}_{b.o.}$  :

(a) émission  $CH^*$  de la flamme en V et fenêtre d’interrogation au point  $G_{470}$  ( $z_{G_{470}} = 7.6$  mm); (b) rapport de l’amplitude du pic à  $f_0/2$  sur l’amplitude du pic à  $f_0$  extrait des PSD de  $I'(t, G_i)$  mesurées en  $G_i(z)$  fonction de  $z$ ; (c) fluctuation locale d’émission  $CH^*$   $I'(t, G_{470})$  mesurée au point  $G_{470}$  et sa PSD associée; (d) fluctuation d’émission globale  $CH^*$   $I'_{CH^*}(t)$  mesurée par PM et sa PSD.

(Ce cas correspond à la réponse de la flamme indiquée par les symboles  $\square$  sur la figure 5.27.)



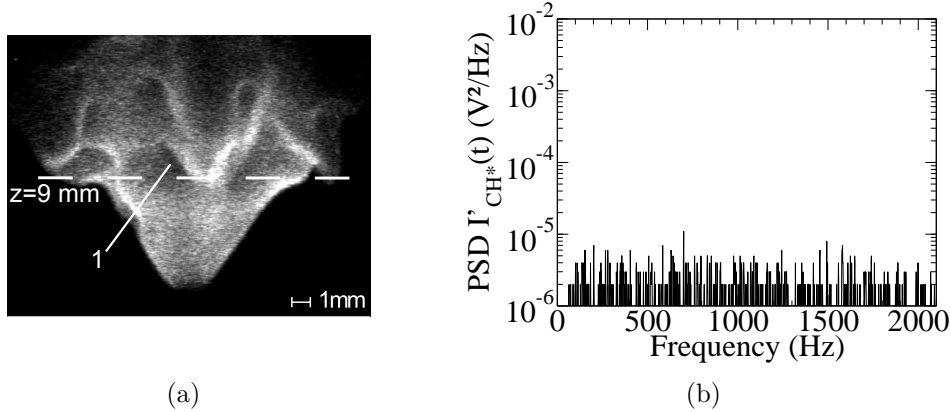


FIGURE 5.32 – Flammes obtenues avec un couplage faible entre les couches internes et externes pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s,  $f_0 = 700$  Hz et  $\tilde{P}_{ref} = 77\% \tilde{P}_{b.o.}$  :

(a) émission  $CH^*$  de la flamme en V; (1) déformation du front due aux interactions de vortex multiples; ligne en tirets : position de la section du jet de la figure 5.18(b); (b) PSD de l'émission  $CH^*$  globale  $I'_{CH^*}(t)$  mesurée par PM. (Ce cas correspond à la réponse de la flamme indiquée par les symboles + sur la figure 5.27.)

sements azimutaux tels ceux reportés sur la figure 5.32(a); lorsqu'elles sont suffisamment énergétiques, elles peuvent même conduire à des extinctions locales du front. Ainsi, elles empêchent toute fluctuation périodique tant que les vortex  $e$  restent peu énergétiques. Un tel exemple de réponse de flamme est reporté sur la figure 5.32(a), où des plissements azimutaux apparaissent. Cela se traduit par l'absence de pic dominant sur les PSDs de  $I'_{CH^*}$  (voir la figure 5.32(b)). La réponse de la flamme, marquée par les symboles + et  $\times$  dans la figure 5.27, apparaît pour  $St_D \geq 4$ .

#### 5.2.4 Flamme plissée allongée

Dans la gamme  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.} \approx 70-80\%$ , les vortex internes  $e$ , puis  $c$ , imposent la modulation de la flamme même si les vortex  $C_3$  persistent dans la couche externe. Au delà de cette gamme d'amplitude (voir la figure 5.20(b)), les vortex étirés de la classe  $S$  coexistent avec les vortex  $C_3$  dans la couche externe (voir la figure 5.20(a)), voire les remplacent. Comme les vortex de la classe  $S$  sont moins énergétiques lors de leur impact avec la flamme, c'est la couche interne qui pilote la modulation de la flamme. Ce type de flamme est alors bien décrit par le nombre de Strouhal  $St_{dr}$  compris entre les valeurs de 1 à 2. Il est marqué par le symbole  $\Delta$  dans la figure 5.27.

Comme on peut le voir sur la figure 5.33(a), l'enroulement du front n'est plus obtenu et seuls des plissements à  $f_0$  sont visibles. La flamme est plus fortement redressée dans la direction verticale que pour les autres flammes, perturbées ou non. Elle est dénommée "flamme plissée allongée" par la suite. Ces flammes ressemblent aux flammes plissées sous

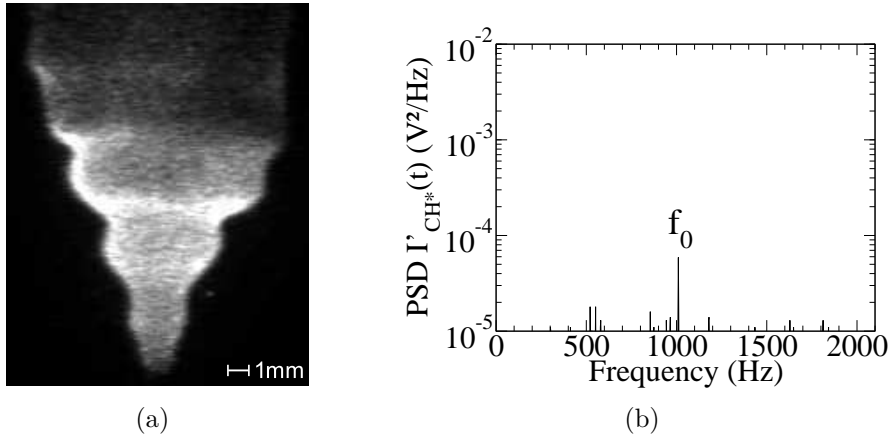


FIGURE 5.33 – Flamme symétrique pilotée par la couche interne pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s,  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{ref} = 84\% \tilde{P}_{b.o.}$  :

(a) émission  $CH^*$  de la flamme en V ; (b) PSD de l'émission  $CH^*$  globale  $I'_{CH^*}(t)$  mesurée par PM.

(Ce cas correspond à la réponse de la flamme indiquée par les symboles  $\Delta$  sur la figure 5.27.)

l'action d'un mode longitudinal lorsqu'elles sont stabilisées derrière un corps immergé telles que celles obtenues par [Preetham et al., 2008]. Dans ce cas, le rayon de courbure des ondulations est inversé par rapport à celui obtenu lorsque la couche externe pilote les modulations. Finalement, la dynamique du front caractérisé par la PSD de  $I'_{CH^*}$  montre un pic unique à  $f_0$  (voir la figure 5.33(b)).

Toutefois, juste avant le soufflage de la flamme, la symétrie peut être cassée à cause du développement d'un mode hélicoïdal dans la couche interne (voir la figure 5.20(c) à 1010 Hz). La flamme est alors caractérisée par un front périodiquement plissé de manière dissymétrique et piloté par les modes  $f_0$  et  $f_0/2$  (voir la figure 5.34). Les signaux du plissement de flamme,  $I'(t, G_i)$ , mesurés en deux points  $G_{right}$  et  $G_{left}$  diamétralement opposés par rapport à l'axe vertical, sont en opposition de phase, comme cela est illustré sur la figure 5.34(c). Ils montrent clairement des maximums relatifs et absolus, provoqués par le passage successif d'une petite et d'une grande ondulation, convexes vers le jet de prémélange. Dans la partie haute de la flamme, deux ondulations consécutives sont lissées, d'où en résulte une seule ondulation par fusion. Ceci s'accompagne d'un appariement des vortex externes  $S$  qui sont modérément déformés ( $(\tilde{\epsilon}_l)_{flamme} \approx 0.4$ ) et caractérisés par une faible vorticité de leur centre ( $\tilde{\Omega}_{flamme} \leq 1000$  s<sup>-1</sup>). L'ensemble du phénomène suggère des interférences entre la fusion des plissements, due au mode hélicoïdal dont le développement est initié au pied de flamme, et l'impact des vortex externes qui subissent l'appariement. Les structures des vortex externes impliquées dans ce processus complémentaire ne peuvent pas apporter suffisamment d'énergie pour enrouler la flamme ; celle-ci conserve finalement sa forme allongée bien que la fusion des ondulations du front impacte l'émission  $CH^*$  glo-

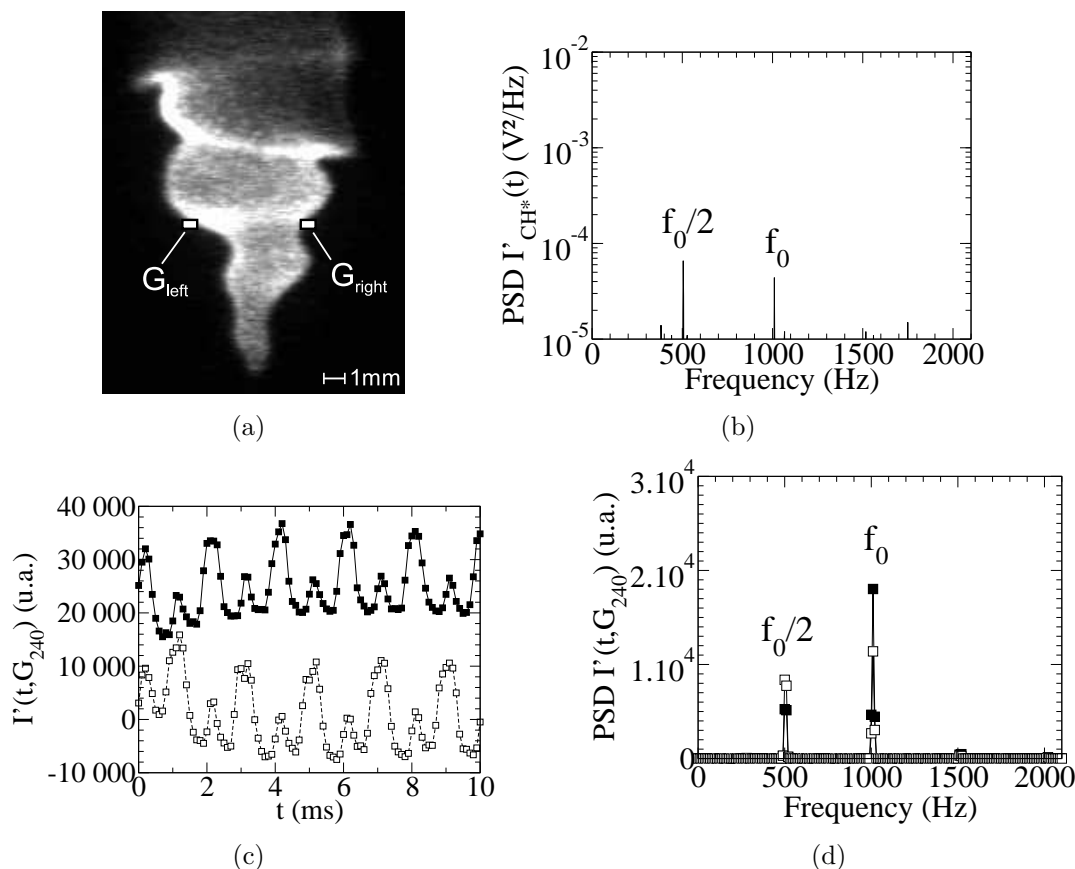


FIGURE 5.34 – Flamme dissymétrique pilotée par la couche interne pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s,  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{ref} = 100\% \tilde{P}_{b.o.}$  :

(a) émission  $CH^*$  de la flamme en V avec deux fenêtres d'interrogations placées à deux points diamétralement opposés  $G_{left}$  et  $G_{right}$  à  $t \equiv t^*$  ; (b) PSD de la fluctuation d'émission  $CH^*$  globale  $I'_{CH^*}(t)$  mesurée par PM ; (c) fluctuations d'émissions  $CH^*$  locales  $I'(t, G_{left})$  (carré creux) et  $I'(t, G_{right})$  (carré plein) à  $z_{G_{240}} = 6.6$  mm.  $G_{right}$  est décalé de 25 000 u.a. pour faciliter la lecture du signal ; (d) PSD des fluctuations d'émissions  $CH^*$  locales  $I'(t, G_{left})$  (carré creux) et  $I'(t, G_{right})$  (carré plein).

(Ce cas correspond à la réponse de la flamme indiquée par les symboles  $\nabla$  sur la figure 5.27.)

bale qui présente deux pics d’amplitude similaire, l’un à  $f_0$  et l’autre à  $f_0/2$  (voir la figure 5.34(b)). Néanmoins, à cause de la faible variation de surface de flamme comparée à celle notée pour les “*flammes fortement enroulées de manière sous-harmonique*”, la fluctuation de l’émission  $\text{CH}^*$  observée pour cette bifurcation de fréquence est moins intense. Cette réponse de flamme est marquée par le symbole  $\nabla$  dans la figure 5.27.

## 5.3 Mécanismes pilotant la dynamique de flamme

Après avoir détaillé les caractéristiques du jet et le comportement de la flamme en réponse à cet écoulement dans les sections précédentes, nous allons nous intéresser dans cette section aux mécanismes qui pilotent la dynamique de flamme. La dynamique du pied de flamme, qui est directement dépendante de l’action des vitesses de l’écoulement au point de stabilisation, est tout d’abord étudiée. Dans un second temps, la *Flame Describing Function* est utilisée afin de caractériser la réponse de la flamme à l’écoulement perturbé, et de déterminer les mécanismes principaux pilotant la dynamique de la flamme.

### 5.3.1 Stabilisation du pied de flamme

Les perturbations instationnaires peuvent agir sur la dynamique du pied de flamme en imposant un déplacement spatio-temporel. Ce déplacement est relié à deux phénomènes importants, à savoir :

- la création d’un plissement le long du front de flamme<sup>4</sup> ;
- la stabilisation de la flamme.

Pour les flammes perturbées étudiées dans cette thèse, il n’a pas été noté de plissement produit par le seul déplacement du pied en absence de vortex créés dans la couche limite interne, contrairement à ce qui a été observé à la base d’une flamme conique (expériences non reportées ici).

Dans ce qui suit nous nous intéressons à la stabilisation du pied de flamme et à la stabilité de la flamme en présence du champ acoustique. Cette question est importante ; des études ont montré que la réponse de la flamme perturbée pouvait être modifiée suivant le comportement de son point d’accrochage. Par exemple, d’après les travaux de [Dowling, 1999], pour une flamme en V placée dans un tube et stabilisée sur une tige, le point d’accrochage peut remonter le long de l’accroche-flamme en présence d’une perturbation acoustique ; dans ce cas, la réponse de la flamme sature même si l’amplitude de la perturbation continue d’augmenter. La dynamique du pied étant directement dépendante de

---

4. Les plissements du front sont produits suite à la contribution possible de deux actions :  
 — l’action directe des fluctuations locales de vitesses sur le front [Baillot et al., 1992] ;  
 — l’ébranlement de la flamme provoqué par le mouvement de son point de stabilisation qui se propage le long du front [Cuquel et al., 2013].

l'action de l'écoulement perturbé, on s'attend dans cette étude à ce qu'elle soit sensible au bassin d'influence du champ acoustique dans lequel la flamme est localisée. Elle définit les limites au soufflage de la flamme quel que soit le type de réponse de la flamme. Elle est quantifiée par les quatre grandeurs suivantes du pied de flamme, déterminées à partir des images d'émission directe  $\text{CH}^*$  (cf. section 2.2.2.2 pour la méthode de mesure) : la position verticale  $z_{foot}(t)$  (point le plus bas) ; la position barycentrique horizontale  $x_{foot}(t)$  ; la largeur  $w_{foot}(t)$  ; l'angle  $\theta_{foot}(t)$ .

Les figures 5.35 et 5.36 reportent respectivement les valeurs moyennes et les amplitudes de la position  $\bar{x}_{foot}$ ,  $\tilde{x}_{foot} = x_{foot,max} - x_{foot,min}$  et  $\bar{z}_{foot}$ ,  $\tilde{z}_{foot} = z_{foot,max} - z_{foot,min}$  et celles de la largeur du pied de flamme  $\bar{w}_{foot}$ ,  $\tilde{w}_{foot} = w_{foot,max} - w_{foot,min}$ . La figure 5.37 reporte les valeurs de l'angle moyen d'ouverture  $\theta_{foot}$  au niveau du pied de flamme. Ces dernières sont données en fonction du niveau de forçage acoustique adimensionnalisé par la valeur au soufflage pour les trois valeurs de  $f_0$  et pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et 2.2 m/s. Pour tous les types de flammes, l'écoulement au voisinage du pied de flamme fluctue à la fréquence de forçage  $f_0$ , y compris dans le cas d'une réponse de "flamme sous-harmonique fortement enroulée" comme le montre la figure 5.38 où sont tracées la mesure de la vitesse de l'écoulement  $U_p(t)$  en  $x = 1.5$  mm et  $z = 4$  mm, ainsi que sa PSD<sup>5</sup>. Les données montrent que :

- la position horizontale moyenne  $\bar{x}_{foot}$  est nulle et le déplacement horizontal  $\tilde{x}_{foot}$  est négligeable, hormis à 1010 Hz pour les valeurs juste avant le soufflage de la flamme. Dans ce cas,  $x_{foot}(t)$  fluctue à  $f_0$  et son amplitude  $\tilde{x}_{foot}$  atteint environ  $\pm 0.15$  mm. Ceci est dû à l'apparition du mode hélicoïdal, mentionné à la section 5.2.4, qui brise la symétrie d'axe vertical ;
- la position verticale moyenne  $\bar{z}_{foot}$  décroît légèrement avec l'amplitude du forçage, surtout lorsque  $U_{bulk}$  est grand.  $z_{foot}(t)$  subit une fluctuation à  $f_0$ , y compris pour la "flamme aperiodique", dont l'amplitude  $\tilde{z}_{foot}$  augmente linéairement avec  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ . Cette augmentation a lieu de façon plus prononcée pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s ( $\approx 0.43$  mm par unité de pourcentage) que pour  $U_{bulk} = 2.2$  m/s ( $\approx 0.23$  mm par unité de pourcentage). Pour un même  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ ,  $\tilde{z}_{foot}$  diminue légèrement avec la fréquence du forçage de par le comportement de filtre passe-bas de la flamme, déjà mentionné à la section 4.1 ;
- la valeur moyenne de la largeur du pied de flamme  $\bar{w}_{foot}(t)$  diminue linéairement avec  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  de façon quasi-similaire ( $\approx 3.2$  mm par unité de pourcentage pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s ou 2.2 m/s) quelle que soit  $f_0$ . Pour les faibles valeurs de  $U_{bulk}$ , sa fluctuation a une amplitude  $\tilde{w}_{foot}$  qui suit une évolution en forme de cloche lorsque l'amplitude du forçage augmente, avec un maximum atteint pour  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 70\%$ . Ce maximum est d'environ 0.35 mm pour 700Hz et 1010Hz alors qu'il atteint 0.55 mm pour 510Hz. Il correspond à l'activation de la couche interne du jet en flamme enroulée ou flamme allongée. Lorsque  $U_{bulk}$  est grand,  $\tilde{w}_{foot}$  au moment du

5. L'effet de l'appariement sur le champ de vitesse au voisinage du pied est mesurable via le mode  $f_0/2$ , mais il est d'un ordre inférieur à celui du forçage  $f_0$

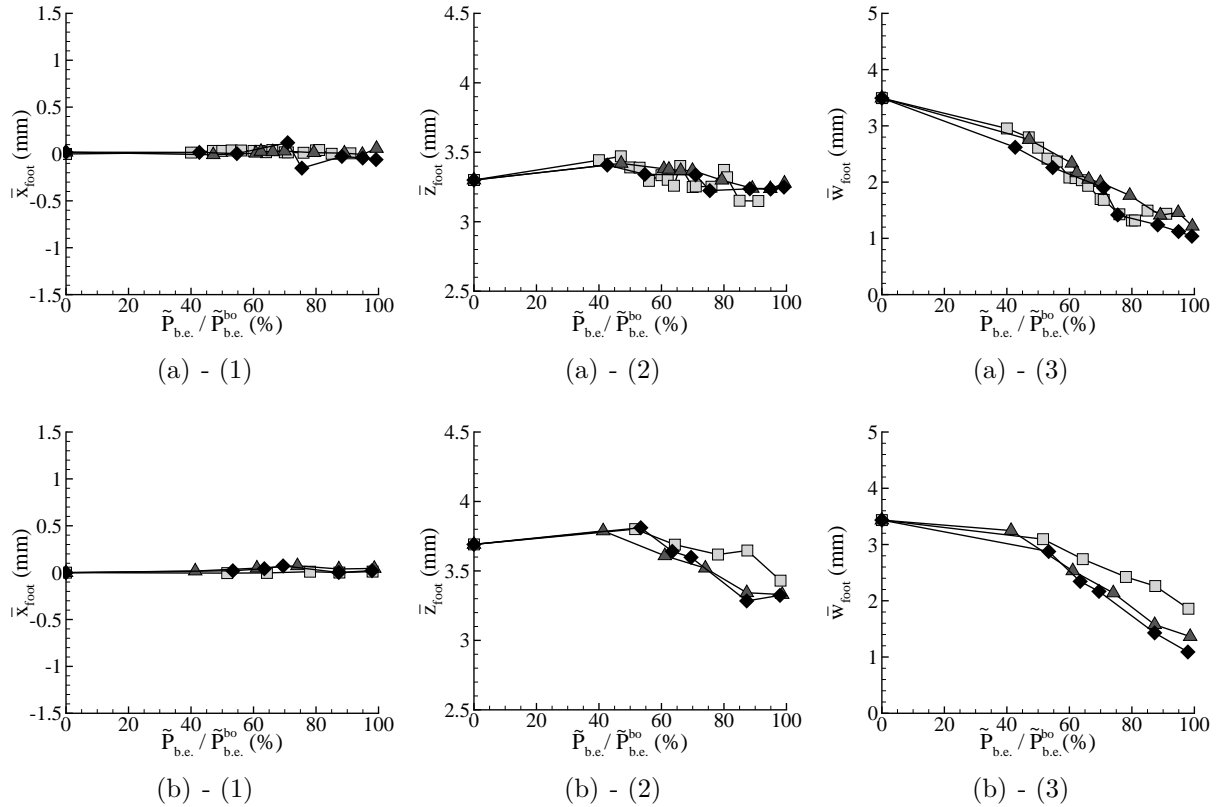


FIGURE 5.35 – Moyennes des grandeurs du pied de flamme mesurées en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}$  à partir d’images d’émission  $\text{CH}^*$  :  $\square$   $f_0 = 510$  Hz,  $\triangle$   $f_0 = 700$  Hz,  $\diamond$   $f_0 = 1010$  Hz ; (a)  $U_{bulk} = 1.6$  m/s ; (b)  $U_{bulk} = 2.2$  m/s ; (1) position moyenne horizontale  $\tilde{x}_{foot}$  ; (2) position moyenne verticale  $\tilde{z}_{foot}$  ; (3) largeur moyenne  $\tilde{w}_{foot}$ .

soufflage diminue avec  $f_0$ . Cette dépendance de  $\tilde{w}_{foot}$  à la vitesse débitante est à mettre en relation avec le type de flamme. La flamme enroulée a une amplitude de largeur de pied qui fluctue de manière importante lorsque  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  est grand, au contraire de la flamme allongée pour laquelle  $\tilde{w}_{foot}$  reste faible ;

- l’angle moyen d’ouverture du pied de flamme  $\theta_{foot}$  diminue lorsque  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  augmente. Le pied de flamme devenant alors de plus en plus vertical, conséquence directe de la constriction du jet mentionnée à la section 5.1.3. Cette diminution de  $\theta_{foot}$  est accentuée par la fréquence de forçage ; plus  $f_0$  augmente, plus la diminution est rapide, et la valeur de  $\theta_{foot}$  est petite lorsque  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  est grand ; le pied de flamme est fortement redressé verticalement et devient quasiment vertical au moment du soufflage.

Finalement, l’étude de la stabilisation du pied de flamme montre une différence dans la nature des grandeurs :

- le déplacement horizontal du pied de flamme  $\tilde{x}_{foot}$  est négligeable en ventre de pression ;

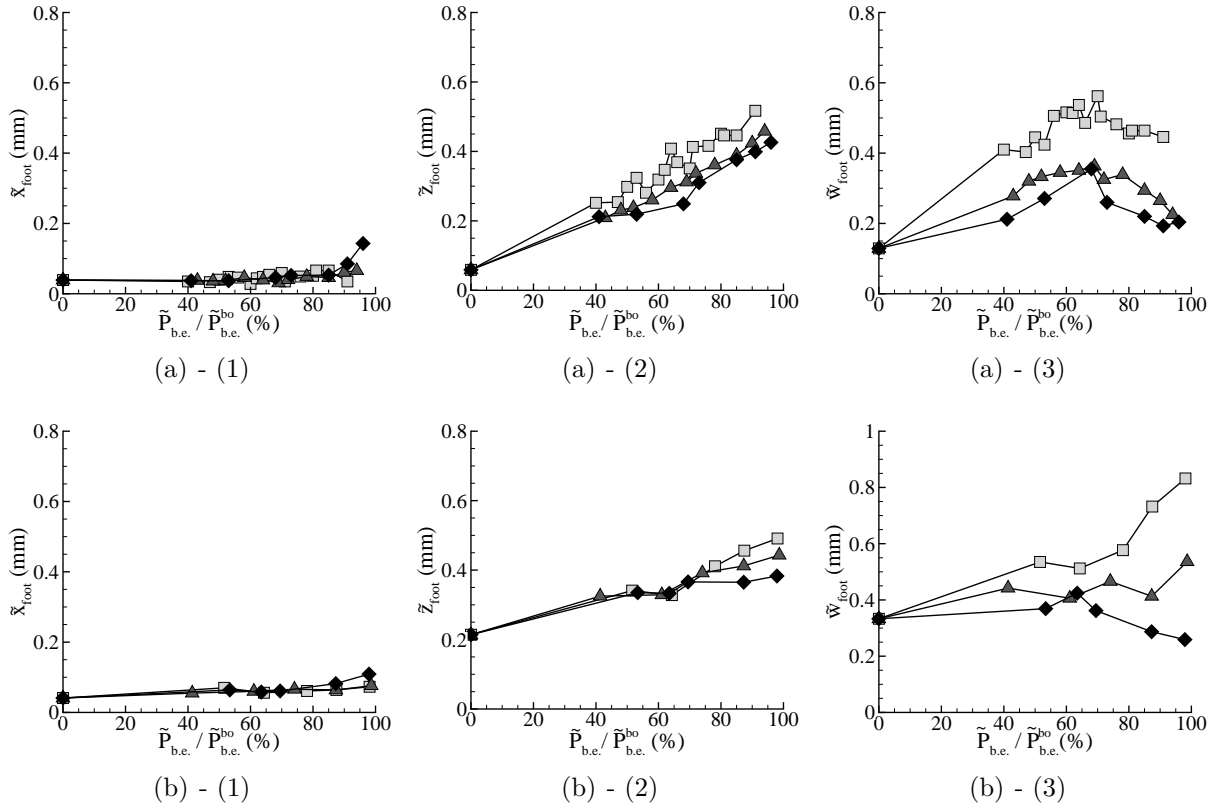


FIGURE 5.36 – Fluctuations maximales des grandeurs du pied de flamme mesurées en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$  à partir d’images d’émission  $CH^*$  :  $\square$   $f_0 = 510$  Hz,  $\triangle$   $f_0 = 700$  Hz,  $\diamond$   $f_0 = 1010$  Hz ;

(a)  $U_{bulk} = 1.6$  m/s ; (b)  $U_{bulk} = 2.2$  m/s ; (1) déplacement maximal horizontal  $\tilde{x}_{foot}$  ; (2) déplacement maximal vertical  $\tilde{z}_{foot}$  ; (3) fluctuation maximale de la largeur  $\tilde{w}_{foot}$ .

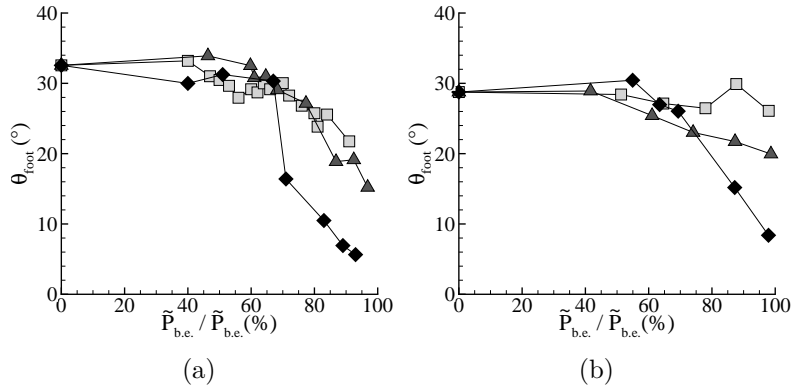


FIGURE 5.37 – Angle d’ouverture moyen  $\theta_{foot}$  en fonction de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  à partir d’images d’émission  $CH^*$  :  $\square$   $f_0 = 510$  Hz,  $\triangle$   $f_0 = 700$  Hz,  $\diamond$   $f_0 = 1010$  Hz ;

(a)  $U_{bulk} = 1.6$  m/s ; (b)  $U_{bulk} = 2.2$  m/s.

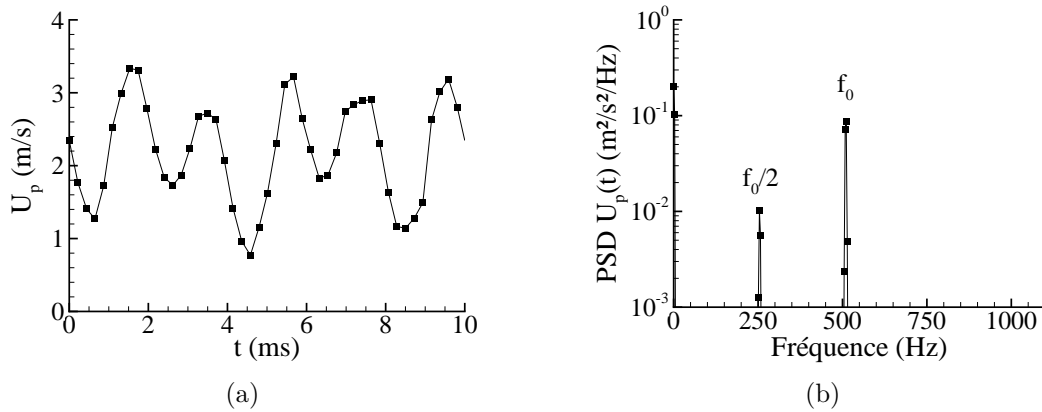


FIGURE 5.38 – Mesure de la vitesse de l’écoulement en  $x = 1.5$  mm et  $z = 4$  mm pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s,  $f_0 = 510$  Hz,  $\tilde{P}_{ref} = 70\% \tilde{P}_{b.o.}$  : (a) signal temporel  $U_p(t)$ ; (b) PSD de  $U_p(t)$ .

- le mouvement vertical du pied de flamme  $\tilde{z}_{foot}$  est très peu dépendant de la fréquence ou de la vitesse débitante ainsi que du type de flamme. Il dépend fortement de  $P_{ref}$  ;
- la fluctuation de la largeur du pied  $\tilde{w}_{foot}$  et celle de son angle  $\theta_{foot}$ , en plus de  $P_{ref}$ , sont dépendantes du type de flamme et de son comportement, par l’activation du pilotage de sa déformation par la couche interne du jet.

### 5.3.2 Éléments de la *Flame Describing Function* en ventre de pression

La *Flame Describing Function* (FDF), définie en section 4.3.3, est un outil qui permet de caractériser la réponse de la flamme par rapport à une perturbation en amont, tout en masquant les effets complexes du jet qui sont intégrés dans son calcul (voir par exemple les travaux de [Noiray et al., 2008, Boudy et al., 2013]). Cependant, dans le cas d’une grande variété de réponses de flamme qui conduiraient à des FDF différentes, la question se pose de la robustesse de son utilisation. En effet, il faudrait connaître la réponse de la flamme pour appliquer la FDF adéquate, ou bien il faudrait au préalable enregistrer une bibliothèque de FDF dans laquelle le choix d’une FDF particulière devrait tenir compte de plusieurs grandeurs physiques comme l’amplitude  $P_{ref}/P_{ref}^{b.o.}$ , la fréquence  $f_0$  et la vitesse débitante  $U_{bulk}$ .

Le but de cette section est d’appliquer la FDF pour différentes conditions expérimentales aérodynamiques ( $U_{bulk}$ ) et acoustiques ( $f_0$  et  $P_{ref}$ ). Les résultats seront ensuite analysés en vue de mettre en évidence les éléments physiques pilotant la réponse dynamique du front en faisant ressortir les avantages et les limitations de cet outil.

En principe, quantifier la réponse d’une flamme à un écoulement fluctuant nécessi-



trait de calculer la FDF reliant la fluctuation locale de l'intensité d'émission  $CH^*$  à la fluctuation locale de l'écoulement. En revanche, si la flamme est compacte, la mesure de la fluctuation globale de  $CH^*$  peut être suffisante pour déterminer la FDF. À priori, la théorie utilise la mesure de la fluctuation de vitesse au front dont le déplacement et la forme sont négligés. Dans la réalité, le front se déformant et se déplaçant dans le temps, il n'est guère aisé de faire une telle mesure ponctuelle du champ de vitesse. De plus, dans le cas d'un jet, sa structuration complexe qui se développe entre la sortie du brûleur et le front, implique des modes acoustiques et convectifs, et donc des déphasages différents entre les informations issues du brûleur et celles impactant le front. Cela rend l'exploitation très difficile en absence de modélisation de l'écoulement entre la sortie du brûleur et le front. La mesure de vitesse au voisinage de la sortie du brûleur apparaît comme un bon compromis, les propriétés du jet étant connues et (facilement) quantifiables. Ici, elle est mesurée dans la zone acoustique du jet, au centre de la partie du jet annulaire, en  $x = 3.25$  mm.

### 5.3.2.1 Méthode pour déterminer la FDF à $f_0/2$

L'émission  $CH^*$  des "flammas sous-harmonique fortement enroulées" fluctuant majoritairement à  $f_0/2$ , tandis que la fréquence à  $f_0$  est toujours détectable, conduit à calculer aussi la FDF à  $f_0/2$ . Le champ de vitesse étant toujours modulé à  $f_0$  en sortie, il faut donc adapter la méthode de mesure de vitesse là où  $f_0/2$  est mesurable. Pour cela, la fluctuation de vitesse injectée dans la FDF est mesurée à la distance  $z_{f_0, f_0/2}$  le long de l'axe vertical  $x = 3.25$  mm, là où la composante de vitesse verticale fluctue à  $f_0$  et à  $f_0/2$  avec la même densité d'énergie (cf. figure 5.31(b)). La détermination de cette hauteur pour les différentes conditions opératoires montre que  $z_{f_0, f_0/2} \approx 4$  mm.

Comme cela a été vu à la section 4.3.3, la FDF a été obtenue en utilisant le signal de pression comme référence. Or, les résultats précédents ont montré que la pression fluctue toujours à  $f_0$ . Ainsi, l'utilisation directe du signal de pression pour synchroniser les mesures PIV du champ de vitesse et les signaux d'émission globale  $CH^*$  issues du PM, comme détaillé dans la section 4.3.3, doit être adaptée. Pour ce faire, on a recours aux images d'émission directe  $CH^*$  filmées par caméra rapide et aux champs PIV, tous deux synchronisés à la mesure de pression  $P_{ref}$ . À l'aide des images on calcule, pour chaque forme instantanée de flamme, une estimation de l'aire obtenue en sommant l'ensemble des pixels de chaque images, estimation suffisante pour la méthode décrite ici. On en extrait le signal temporel de la fluctuation d'aire dont la périodicité avec  $f_0/2$  est vérifiée. Ce signal est alors calé avec celui de l'intensité fluctuante  $I'_{CH^*}$ , l'aire et l'émission  $CH^*$  étant proportionnelles par propriété [Schuller et al., 2002]. On ajuste ce calage à l'aide des enregistrements périodiques de pression. En parallèle, les champs de PIV rapide permettent, en plus de calculer le champ de vitesses du jet, de visualiser la forme de la flamme délimitée par la trace du front d'évaporation des gouttelettes d'ensemencement du jet. La haute

cadence d'échantillonnage du signal de CH\* ( $\approx 10^5$  Hz) permet de post-synchroniser les signaux sur ceux de PIV rapide à la fréquence de  $f_0/2$ .

### 5.3.2.2 Résultats correspondant aux FDF à $f_0$ et à $f_0/2$

Les résultats du gain et de la phase de la FDF pour les différentes conditions opératoires sont reportés sur la figure 5.39. Les symboles blancs indiquent les valeurs de la FDF calculée à  $f_0$  pour une flamme fluctuant principalement à  $f_0$  tandis que les symboles noirs représentent les valeurs de la FDF calculée à  $f_0/2$  pour une flamme fluctuant principalement à cette fréquence. Pour 1010 Hz, la FDF est calculée exclusivement à  $f_0$  car la vitesse du jet fluctue principalement à  $f_0$  en tous points du jet, quelles que soient les conditions opératoires, y compris dans le cas de la “flamme allongée plissée dissymétrique” où le front de flamme fluctue à  $f_0$  et  $f_0/2$  avec une même densité d'énergie. À noter que pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s,  $f_0 = 700$  Hz et  $60\% \leq P_{ref}/P_{b.o.} \leq 80\%$ , la flamme est apériodique et aucune FDF ne peut être calculée.

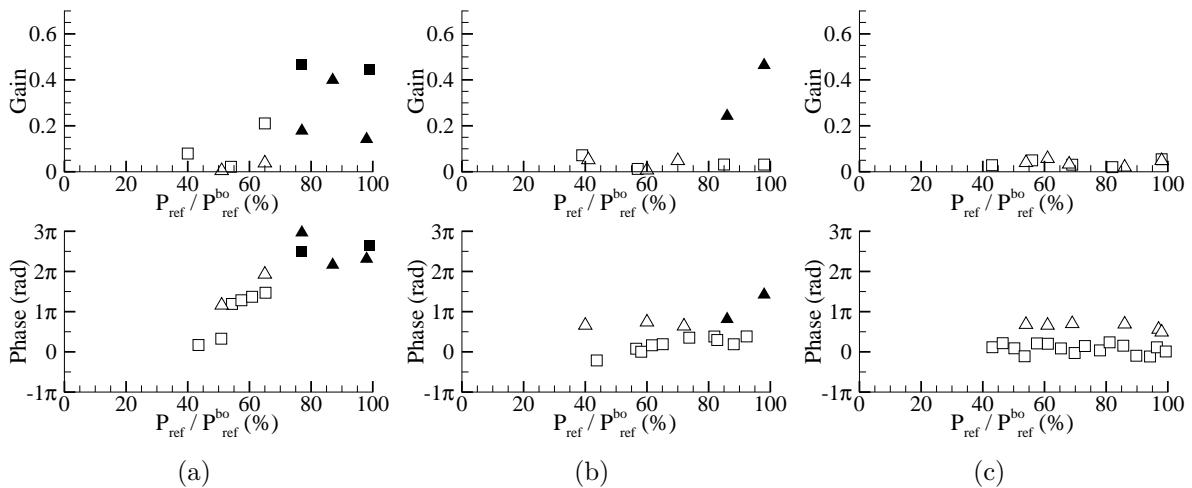


FIGURE 5.39 – Évolution du gain et de la phase de la FDF ; (a)  $f_0 = 510$  Hz ; (b)  $f_0 = 700$  Hz ; (c)  $f_0 = 1010$  Hz ; Symboles blancs : calcul de la FDF à  $f_0$  ; symboles noirs : calcul de la FDF à  $f_0/2$  ;  $\square, \blacksquare$  :  $U_{bulk} = 1.6$  m/s ;  $\triangle, \blacktriangle$  :  $U_{bulk} = 2.1$  m/s.

Les résultats montrent que le niveau du gain de la FDF est faible lorsque la flamme répond à  $f_0$ . Il atteint au maximum une valeur de 0.2 pour  $f_0 = 510$  Hz, et reste inférieur à 0.1 lorsque  $f_0$  augmente. En revanche, pour une réponse de flamme à  $f_0/2$ , le gain de la FDF est amplifié, et prend des valeurs comprises entre 0.15 et 0.45.

Concernant la phase de la FDF, sa valeur dépend des conditions opératoires.

- À  $f_0 = 510$  Hz, lorsque la flamme répond à  $f_0$ , la phase augmente avec l'augmentation de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ , passant d'une valeur de 0 à  $2\pi$ . Lorsque la flamme répond à  $f_0/2$ , la phase semble saturer, voire décroître, à une valeur autour de  $2\pi$ .

- À  $f_0 = 700$  Hz, pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s, la phase augmente légèrement avec  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  pour des valeurs comprises entre  $-\pi/2$  et  $\pi/2$ . Pour  $U_{bulk} = 2.2$  m/s, la phase reste constante autour de  $3\pi/4$  lorsque la flamme répond à  $f_0$ , mais augmente légèrement jusqu'à  $3\pi/2$  pour une réponse de flamme à  $f_0/2$ .
- À  $f_0 = 1010$  Hz, le gain de la FDF reste faible : il ne dépasse pas la valeur de 0.1 et n'évolue pas avec  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ . La phase est également constante en fonction de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ . Elle prend des valeurs comprises entre 0 et  $\pi/2$  pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et entre  $\pi/2$  et  $\pi$  pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s.

Dans l'ensemble, on observe un phénomène de filtrage de la réponse avec l'augmentation de la fréquence  $f_0$ . On note également que c'est la réponse de flamme sous-harmonique enroulée qui conduit aux effets les plus significatifs. En terme de gain, la forme de flamme impose l'intensité de réponse de flamme à la perturbation caractérisée par les grandeurs vitesse  $U_{bulk}$ , amplitude et fréquence du forçage. Le transfert d'information qui a le meilleur rendement est obtenu pour  $f_0/2$ .

### 5.3.2.3 Limitations de la FDF lors de réponse de flamme multi-fréquentielle

Comme on vient de le voir, l'utilisation de la FDF permet de caractériser la dynamique d'une flamme en réponse à des fluctuations de l'écoulement en fonction de la fréquence et du niveau de perturbation. De manière classique, cette méthode détermine la dynamique de la flamme seulement à la fréquence de forçage. La méthode de mesure développée ci-dessus permet d'utiliser la FDF pour une fréquence autre que celle du forçage. Toutefois, cela ne permet pas de tenir compte des cas où le mode principal et sa fréquence sont modifiés au cours du temps. La FDF est calculée pour des modes traités séparément les uns des autres, sans pouvoir prendre en compte le couplage possible entre ces derniers. En effet, comme cela a été mis en évidence précédemment, la réponse principale de la flamme est en général à la fréquence du forçage de  $f_0$  mais peut aussi être activée par le sous-harmonique à  $f_0/2$ .

Le suivi de l'évolution spectrale des fluctuations de l'émission CH\* au cours du temps permet d'illustrer cette limitation de la FDF. Ce suivi peut être fait par calcul de la PSD à partir de la Transformée de Fourier à Court Terme (TFTC). Alors que la PSD usuelle donne une valeur de la densité spectrale de puissance moyennée sur la durée de la mesure, la PSD obtenue à partir de la TFTC détermine la densité spectrale de puissance en découpant le signal en signaux de courte durée. Les résultats montrent qu'un transfert existe au cours du temps entre les deux modes pilotant la flamme,  $f_0$  et  $f_0/2$ . Un exemple caractéristique est présenté sur la figure 5.40 pour la "flamme sous-harmonique fortement enroulée", pour lequel la PSD du signal complet est caractérisée par les deux fréquences avec une densité d'énergie similaire. Sur le diagramme 5.40(a), la PSD obtenue par TFTC fait apparaître une variation d'intensité couplée entre les deux fréquences  $f_0$  et  $f_0/2$ . La réponse extraite à trois instants différents, présentés sur les figures 5.40(c) à 5.40(e), pointe

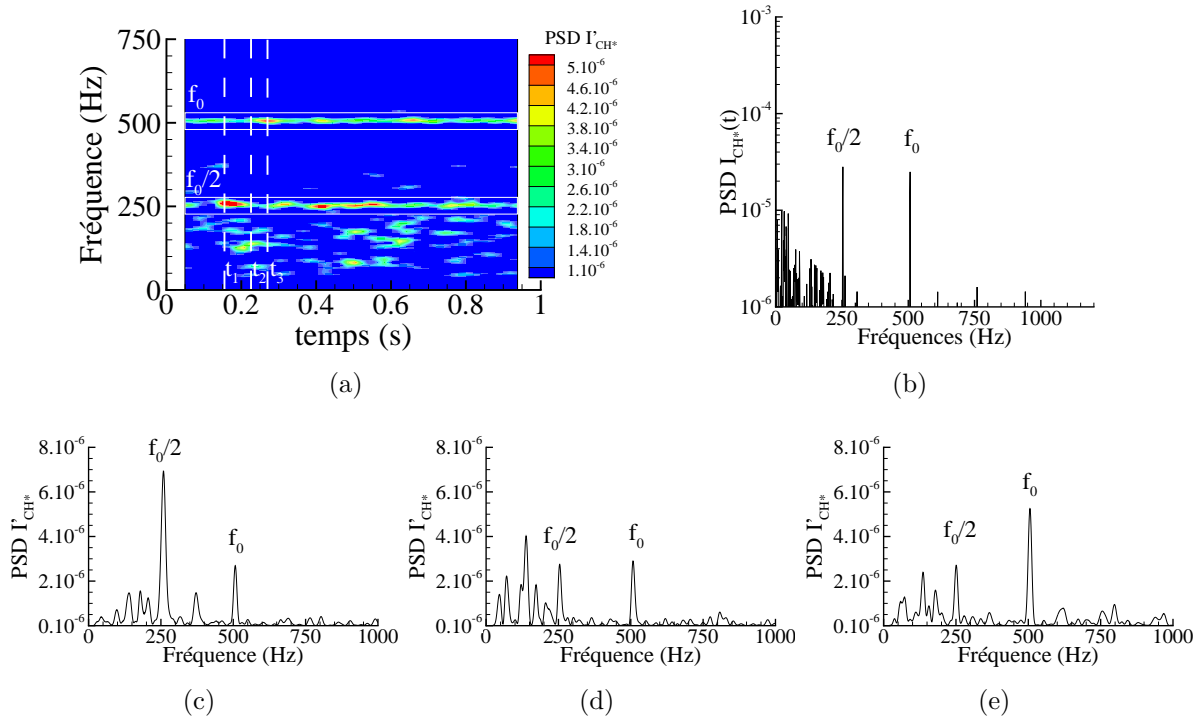


FIGURE 5.40 – PSD par Transformée de Fourier rapide (FFT) et Transformée de Fourier à Court Terme (TFTC) pour  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 70\%$ ,  $U_{bulk} = 1.6\text{m/s}$  et  $f_0 = 510\text{ Hz}$ ; **(a)** représentation dans l’espace temps-fréquence (TFTC); **(b)** PSD par FFT calculée à partir du signal temporel complet; **(c)** mesure extraite (TFTC) à  $t_1 = 0.155\text{ s}$ ; **(d)** mesure extraite (TFTC) à  $t_2 = 0.226\text{ s}$ ; **(e)** mesure extraite (TFTC) à  $t_3 = 0.270\text{ s}$ .

ce phénomène de basculement entre les modes à  $f_0$  et à  $f_0/2$ . La figure 5.41(a) présente également un exemple de l’évolution de la réponse fréquentielle de l’émission CH\* pour la “*flamme plissée allongée*” dissymétrique. On observe aussi ce basculement entre les deux modes  $f_0$  et  $f_0/2$ ; mais la fluctuation de l’émission CH\* ayant une intensité plus faible pour ce type de flamme, le signal de la PSD par TFTC est davantage bruité. Le calcul de la FDF à la fréquence de forçage n’est donc pas suffisant dans ces configurations pour caractériser la réponse de la flamme. Il est alors utile de suivre l’évolution de la fréquence de modulation principale de la flamme  $f_f$  pour calculer la FDF. Afin d’améliorer la caractérisation de la réponse de ce type de flamme, une étude non-normale de la réponse de la flamme, telle que celles faites par [Kabiraj et al., 2012, Kabiraj and Sujith, 2012, Taraneh et al., 2014], pourrait être envisagée.

Pour conclure cette section, cette analyse montre que la FDF est un bon outil pour caractériser la dynamique des flammes pour différentes configurations. Elle englobe les phénomènes physiques agissant sur cette dernière, mais sans pour autant indiquer l’impact spécifique de chacun de ces phénomènes. La FDF est donc attachée à un système fluide donné. Or, le but de la FDF étant de caractériser la réponse de flammes sans forcément

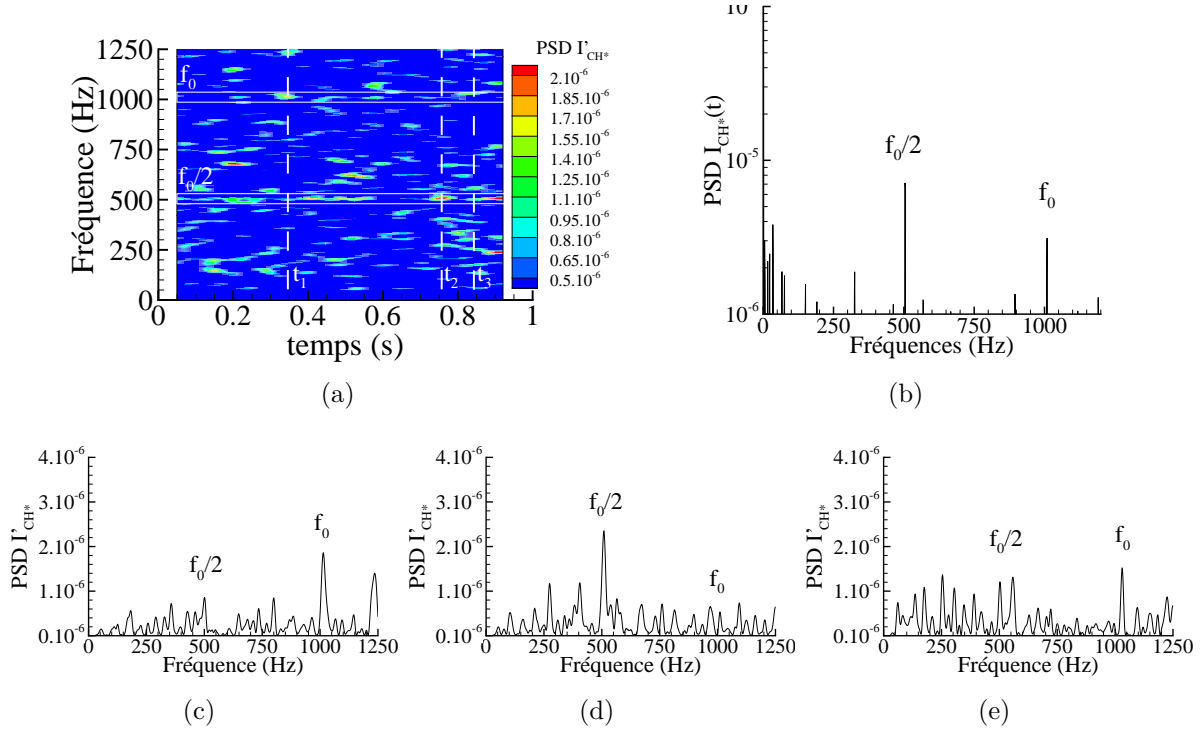


FIGURE 5.41 – PSD par Transformée de Fourier rapide (FFT) et Transformée de Fourier à Court Terme (TFTC) pour  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} = 98\%$ ,  $U_{bulk} = 1.6\text{m/s}$  et  $f_0 = 1010\text{ Hz}$ ; **(a)** représentation dans l'espace temps-fréquence (TFTC); **(b)** PSD par FFT calculée à partir du signal temporel complet; **(c)** mesure extraite (TFTC) à  $t_1 = 0.346\text{ s}$ ; **(d)** mesure extraite (TFTC) à  $t_2 = 0.757\text{ s}$ ; **(e)** mesure extraite (TFTC) à  $t_3 = 0.843\text{ s}$ .

connaître les mécanismes physiques mis en jeu, il serait peut-être nécessaire de produire une banque de données de FDF, les résultats obtenus dans une configuration ne pouvant a priori pas être appliqués ou transposés à d'autres systèmes.

### 5.3.3 Mécanismes possibles de comportement d'un système bi-modal

Les résultats précédents ont montré que la flamme pouvait répondre à une fréquence sous-harmonique de la fréquence de forçage. Nous reportons ici comment cette bifurcation de fréquence peut être pilotée par deux mécanismes différents :

- **Non-linéarité hydrodynamique.** Dans ce cas, la non-linéarité de la réponse du système fluide est initiée par le jet de gaz frais, suite à l'appariement de structures convectives de l'écoulement. Le processus d'appariement des vortex formés à  $f_0$  produit une allée de structures qui impactent la flamme selon la fréquence  $f_0/2$ , capable d'imposer une variation d'aire de la surface de flamme à  $f_0/2$ . Finalement, l'émission globale  $\text{CH}^*$ , et de ce fait le taux de dégagement de chaleur, fluctuent à

$f_0/2$ .

Comme on a pu le voir précédemment, l'appariement des vortex à  $f_0/2$  produit une fluctuation de l'écoulement à  $f_0/2$ , en plus de la fluctuation principale à  $f_0$ , qui contamine le centre du jet annulaire. Le mode  $f_0/2$  devient prédominant au centre pour  $4 \leq z \leq 6$  mm en fonction des conditions opératoires, c'est-à-dire à la distance à laquelle les vortex se différencient à  $f_0/2$ .

- **Non-linéarité intrinsèque de flamme.** Ce type de non-linéarité est induit par la flamme et se caractérise par l'apparition d'un mode hélicoïdal au niveau de son pied. Cela conduit au développement de plissements du front de flamme à  $f_0$  modulé à  $f_0/2$ , et donc à une variation de l'aire de la flamme pilotée par les deux modes à  $f_0$  et  $f_0/2$ . De par cette non-linéarité, le taux de dégagement de chaleur, proportionnel à l'émission  $\text{CH}^*$  pour les conditions de richesse étudiées dans cette thèse, fluctue alors suivant les deux modes  $f_0$  et  $f_0/2$  avec la même densité d'énergie.

Ce type de non-linéarité intrinsèque de flamme a été mis en évidence par [Bourehla and Baillot, 1998] pour une flamme conique sous un forçage longitudinal basse fréquence ( $100 \leq f_0 \leq 200$  Hz). En augmentant l'amplitude de perturbation, les plissements du front de flamme initialement développés à  $f_0$  subissent tout d'abord une bifurcation fréquentielle, évoluant suivant le sous-harmonique  $f_0/2$  de manière symétrique ou non par rapport à l'axe du brûleur, avant de présenter une réponse chaotique pour les plus fortes amplitudes. Aucune structure convective formée à la sortie du brûleur ne peut expliquer la présence de cette bifurcation fréquentielle. Toujours en présence de forçage, un autre cas de bifurcation fréquentielle a été mis en évidence par [Baillot et al., 1999] dans le cas d'un comportement paramétrique de type Faraday d'une flamme conique.

[Kabiraj and Sujith, 2012] ont montré à partir d'une flamme conique auto-oscillante placée dans un tube l'existence d'une transition entre différents états non-linéaires, parmi lesquels une séquence de bifurcation fréquentielle résultant d'un comportement non-linéaire de la flamme. La bifurcation de l'état quasi-périodique a conduit à un mécanisme d'intermittence. D'autres cas de bifurcations de systèmes auto-oscillants ont également été observés pour des flammes coniques multiples [Kabiraj et al., 2012], une flamme swirlée [Gotoda et al., 2011] et une flamme plate dans un tube [Searby and Rochwerger, 1991, Moeck et al., 2009].

Pour le cas de non-linéarité observé ici, la fluctuation des plissements de la flamme rétroagit sur l'écoulement (non confiné) du jet et déclenche, de manière anticipée, l'appariement des vortex de la couche externe du jet, juste en amont de leur impact sur le front. Toutefois, cette rétroaction est faiblement énergétique et perturbe seulement la zone d'impact des vortex.

Ces deux types de non-linéarité induisent tous deux une fluctuation du taux de dégagement de chaleur à la fréquence de forçage  $f_0$  et à la fréquence du sous-harmonique  $f_0/2$ , mais l'intensité énergétique de ce couplage est nettement plus importante dans le cas hydrodynamique que dans le cas intrinsèque de flamme. Ils seront repris dans le chapitre 8.

## 5.4 Conclusion

L'étude de la réponse du système fluide dans le bassin du ventre de pression a mis en évidence la présence d'un mécanisme de conversion du mode transverse de cavité en un mode longitudinal en sortie de brûleur. Cette conversion est générée par un effet bouchon où l'accélération du jet est en opposition de phase avec la pression acoustique. Elle induit une modulation du débit des gaz en sortie de brûleur qui s'accompagne d'écoulements de retour dans le jet de prémélange, produisant des décollements de la couche limite à l'intérieur du brûleur, et la formation de vortex dans les couches de cisaillement externe (avec l'air environnant) et interne (à l'arrière de la tige). Le champ de vitesse fluctue alors sous l'effet d'une perturbation résultant de la superposition de deux perturbations, l'une de nature acoustique, l'autre de nature convective. Elles sont en compétition, via des effets d'interférence, pour imposer l'amplitude et le déphasage des vitesses.

Une grande variété de vortex est produite en fonction des conditions acoustiques et aérodynamiques. Ceci a donné lieu à une classification des structures vorticales selon la couche de cisaillement à laquelle ils appartiennent. Pour chaque classification, les vortex ont été ordonnés en fonction de leur comportement lors de leur formation et/ou de leur développement. En particulier, dans la couche externe, il a été analysé un processus d'appariement de vortex sans fusion, une interaction simultanée de vortex multiples et un écoulement à fort étirement.

En réponse à cet écoulement perturbé, la flamme est déformée de manière symétrique, subissant un redressement vertical de son front qui s'accroît lorsque l'amplitude de pression acoustique  $P_{ref}$  augmente. Dans le même temps, l'intensité moyenne de l'émission  $CH^*$  de la flamme,  $I_{CH^*}$ , diminue proportionnellement à l'augmentation de  $P_{ref}$  par des effets probables de dilution du jet de prémélange par l'air extérieur. À l'inverse, l'amplitude des fluctuations  $I'_{CH^*}$  augmente suite à la déformation de la flamme qui entraîne une variation de son aire. Cette déformation se fait en général de manière périodique à la fréquence de forçage  $f_0$  due à des plissements du front de flamme évoluant à  $f_0$ . Il a également été mis en évidence des comportements de flamme répondant au sous-harmonique  $f_0/2$  qui se superpose à  $f_0$  de façon majoritaire. Cette bifurcation fréquentielle de la réponse de la dynamique de flamme quantifiée par  $I'_{CH^*}$  peut être induite par deux sortes de non-linéarité : une non-linéarité hydrodynamique basée sur le processus d'appariement de vortex créant des enroulements symétriques du front capables de produire de fortes variations d'aire de flamme ; une non-linéarité intrinsèque de combustion produisant le

développement d'un mode hélicoïdal le long du front de flamme. La flamme présente également une perte de périodicité suite à l'interaction simultanée de vortex multiples qui induisent une variation aperiodique de l'aire son front et de  $I'_{CH^*}$ .

Le pied de flamme, élément clé de la stabilisation de la flamme, n'est pas déplacé en moyenne, mais subit un mouvement fluctuant vertical, toujours périodique à  $f_0$  quelle que soit la réponse de la flamme. Le mouvement du pied de flamme produit un ébranlement le long du front qui se superpose aux plissements produits par les impacts des vortex au niveau du front. Ceci explique la persistance de  $f_0$  sur les signaux temporels des grandeurs périodiques de la flamme quelle que soit sa réponse.

Le calcul de la FDF pour les différentes conditions acoustiques et aérodynamiques montre un gain faible lorsque la flamme a une émission  $CH^*$  qui fluctue à  $f_0$ . En revanche, lorsque son émission  $CH^*$  fluctue principalement à  $f_0/2$ , le gain de la FDF est amplifié jusqu'à être deux fois supérieur au gain à  $f_0$ .





# Chapitre 6

## Système fluide en ventre d'intensité acoustique

*Le ventre d'intensité acoustique (VI) est défini au chapitre 3 tel que  $2L_c/16 \leq X \leq 3L_c/16$  et  $-3L_c/16 \leq X \leq -2L_c/16$ . Dans cette zone, comme en ventre de pression (VP), les fluctuations de pression sont importantes, mais ici leur amplitude est soumise à un fort gradient spatial. Le système fluide n'est alors plus compact vis-à-vis de la variation spatiale des fluctuations de pression. De plus, alors qu'en VP les vitesses acoustiques transverses créées dans la cavité sont quasiment nulles, ici elles ne sont plus négligeables, et sont également soumises à un gradient spatial d'amplitude, maximal dans cette zone. Dans ce chapitre, l'effet de VI sur l'écoulement est présenté en première partie. En seconde partie, on s'intéressera à l'action de cette zone du champ acoustique sur la flamme, avant de mettre en évidence les mécanismes hydrodynamiques responsables du comportement de la flamme dans une troisième partie.*

### 6.1 Effet du ventre d'intensité acoustique sur l'écoulement : dissymétrie de la fluctuation et des structures du jet

#### 6.1.1 Initiation du jet en sortie de brûleur

##### 6.1.1.1 Structuration globale du jet : mise en évidence des mécanismes pilotes

De manière similaire à ce qui se passe en VP, les fluctuations de pression de l'onde transverse induisent une modulation longitudinale de l'écoulement de prémélange en sortie de brûleur. Cette modulation verticale est mise en évidence par le calcul des moyennes spatiales des vitesses mesurées par PIV, effectuées indépendamment de part et d'autre de l'axe du brûleur le long des rayons passant par l'axe acoustique :  $U_{p,left}^*$  pour le côté

vers VP et  $U_{p,right}^*$  pour le côté vers VV (voir la figure 3.2). Les résultats, présentés sur la figure 6.1, montrent que proche de la sortie du brûleur l'amplitude de  $U_{p,left}^*$  et celle de  $U_{p,right}^*$  sont quasiment similaires. Ainsi, la modulation de vitesse débitante, induite par l'onde transverse, qui tient compte des mesures du jet de réactants et de celles des écoulements de retour de l'air extérieur se manifeste globalement de manière similaire sur toute la surface du brûleur. Cette fluctuation verticale a une amplitude élevée, suggérant une conversion efficace entre le mode transverse de cavité et le mode longitudinal en sortie d'injecteur. Ceci est vérifié par le calcul de l'amplitude réduite  $\Psi = \tilde{U}_p^*/\tilde{V}_{b.e.}$  :

à 510Hz, pour  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 81\%$ ,  $\Psi_{left} = 2.46 (\pm 0.05)$  et  $\Psi_{right} = 2.36 (\pm 0.05) \%$  ;

à 700Hz, pour  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 80\%$ ,  $\Psi_{left} = 1.58 (\pm 0.05)$  et  $\Psi_{right} = 1.44 (\pm 0.05) \%$  ;

à 1010Hz, pour  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 82\%$ ,  $\Psi_{left} = 1.41 (\pm 0.05)$  et  $\Psi_{right} = 1.56 (\pm 0.05) \%$ .

Les accélérations moyennées spatialement,  $\gamma^* = \frac{dU^*}{dt}$ , calculées de chaque côté du jet  $\gamma_{left}^*$  et  $\gamma_{right}^*$  sont en opposition de phase avec les fluctuations de pression quelles que soient les conditions de fréquence ou d'amplitude du forçage acoustique. Comme en ventre de pression, le mécanisme de conversion de type bouchon est aussi activé en ventre d'intensité (cf. section 5.1.1).

La réponse du brûleur à l'onde transverse acoustique en VI présente un déphasage  $\varphi_{ir}(f_0) \approx \pi$  et un gain  $G_{ir}(f_0) \approx 10\%$  pour des fréquences de forçage en dehors de  $f_0 \approx 1000$  Hz. Ceci indique une forte atténuation de l'amplitude de  $P'_{in}(t)$ , comme c'est le cas en VP. Pour  $f_0 \approx 1000$  Hz,  $G_{ir}(f_0) \approx 65\%$  et  $\varphi_{ir}(f_0) \approx 4\pi/6$ . On retrouve alors la présence d'une atténuation plus faible de la réponse du brûleur autour de cette fréquence, déjà observé en VP, due au mode 3/4 d'onde du brûleur. Ceci confirme la passivité du brûleur dans le comportement du système fluide dans le bassin d'influence de VI.

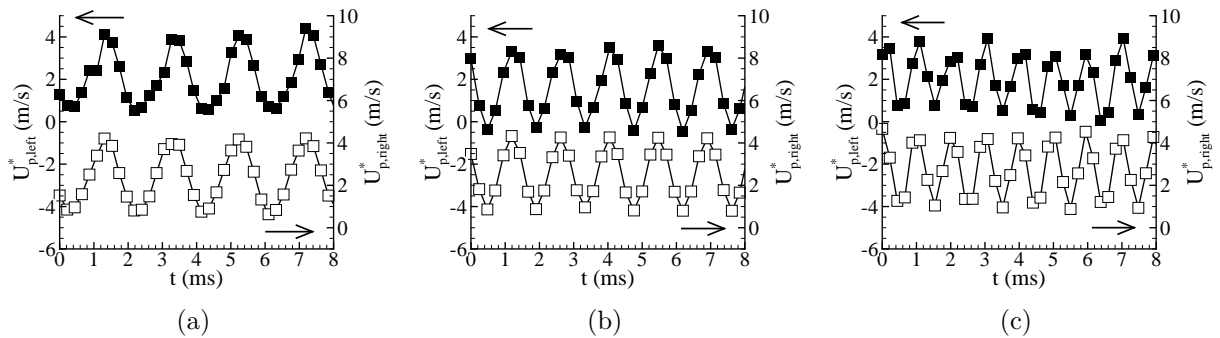


FIGURE 6.1 – Vitesses verticales moyennées spatialement le long du rayon annulaire du brûleur côté VP (mesures PIV) :  $U_{p,left}^*(t)$  (■) et côté VV :  $U_{p,right}^*(t)$  (□), à  $z = 1$  mm pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s ; (a)  $f_0 = 510$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 81\%$  ; (b)  $f_0 = 700$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 80\%$  ; (c)  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 84\%$ .

Une analyse plus fine du jet passe par la quantification des aires du jet  $A_{jet,left}^*$  et

$A_{jet,right}^*$ . Elles sont calculées de chaque côté du plan  $\Pi_{X_i}$  (plan perpendiculaire à l'axe acoustique et passant par l'axe du brûleur) :  $A_{jet,left}^*$  côté VP et  $A_{jet,right}^*$  côté VV. Une illustration est reportée sur la figure 6.2. L'amplitude de  $A_{jet,left}^*$  est supérieure à l'amplitude de  $A_{jet,right}^*$  indiquant une aspiration plus importante d'air extérieur du côté VP que du côté VV. Leurs évolutions sont différentes de part et d'autre de  $\Pi_{X_i}$ . Le maintien de l'aire  $A_{jet,right}^*$  proche de l'unité se manifeste sur une durée plus importante que pour  $A_{jet,left}^*$  (voir l'exemple de la figure 6.2(a) où  $A_{jet,right}^* = 1$  sur environ 70% de la période d'un cycle de forçage contrairement à  $A_{jet,left}^*$  dont le maintien autour de l'unité se réduit à 30% de la période). Pour certaines conditions (amplitudes élevées et grandes fréquences de forçage), les écoulements d'air extérieur côté VP (aspiration et refoulement en périphérie de jet) peuvent même persister tout au long de la période acoustique si bien que l'aire du jet ne coïncide jamais avec  $A_{\mathcal{D}_{1/2}}^*$  :  $A_{jet,left}^*/A_{\mathcal{D}_{1/2}}^* < 1$ , quel que soit  $t$ . C'est le cas de l'exemple donné à 1010 Hz sur la figure 6.2(b) où  $0.45 \leq A_{jet,left}^*/A_{\mathcal{D}_{1/2}}^* \leq 0.75$ . Cela met en évidence la persistance du décollement du jet à l'intérieur du brûleur à tout instant.

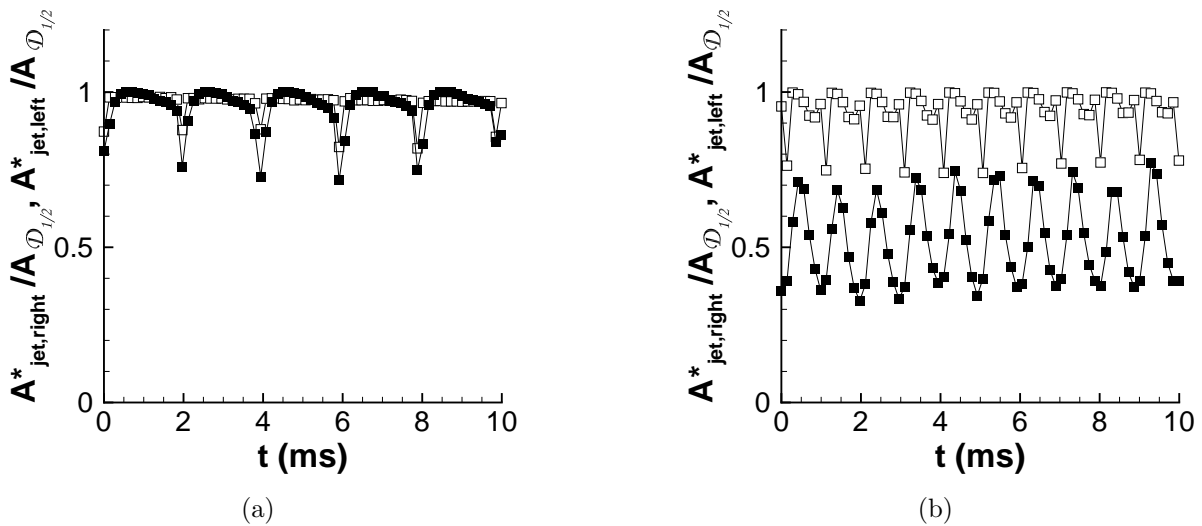


FIGURE 6.2 – Aires réduites  $A_{jet,left}^*/A_{\mathcal{D}_{1/2}}^*$  ■ (côté VP) et  $A_{jet,right}^*/A_{\mathcal{D}_{1/2}}^*$  □ (côté VV) pour  $U_{bulk} = 1.6 \text{ m/s}$  : (a)  $f_0 = 510 \text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 95\%$ ; (b)  $f_0 = 1010 \text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 92\%$ .

L'observation des vues tomographiques, particulièrement celle des vues horizontales en  $z = 5 \text{ mm}$ , permet également de voir qu'en plus du décollement, le jet est fortement déchiqueté du côté VP sous l'action des instabilités tri-dimensionnelles déclenchées par l'acoustique, alors que du côté VV l'aspect du bord du jet est lisse, quasiment exempt de structures filamentaires (cf. figure 6.3). Ce phénomène est vérifié pour toutes les fréquences. Pour chaque partie délimitée par le plan  $\Pi_{X_i}$ , la forme prise par le jet est bien conservée jusqu'à la zone de raccord. Cette zone est relativement étroite (quelques dixièmes de millimètres) de part et d'autre de  $\Pi_{X_i}$ .

L'étude du système fluide localisé en deux positions différentes du bassin d'influence de

VI permet de mettre en évidence l'importance du gradient de pression sur le phénomène ; cela est illustré sur les figures 6.3(a) à  $f_0 = 510$  Hz et 6.3(b) à  $f_0 = 1010$  Hz pour les positions  $X = 2L_c/16$  et  $X = 3L_c/16$ . On observe que le côté du jet le plus perturbé est toujours celui situé vers VP. Ainsi, le jet est moins perturbé côté VV en  $X = 2L_c/16$  que côté VP en  $X = 3L_c/16$ . Or l'amplitude des fluctuations de pression côté VV en  $X = 2L_c/16$  est supérieure à celle côté VP en  $X = 3L_c/16$ . Si seule l'amplitude des fluctuations de pression expliquait le niveau de perturbation du jet, le côté VV en  $X = 2L_c/16$  devrait être davantage perturbé que le côté VP en  $X = 3L_c/16$ . L'amplitude de pression acoustique ne suffit donc pas à expliquer la dissymétrie du jet. Il est nécessaire de prendre en compte l'amplitude du gradient de pression.

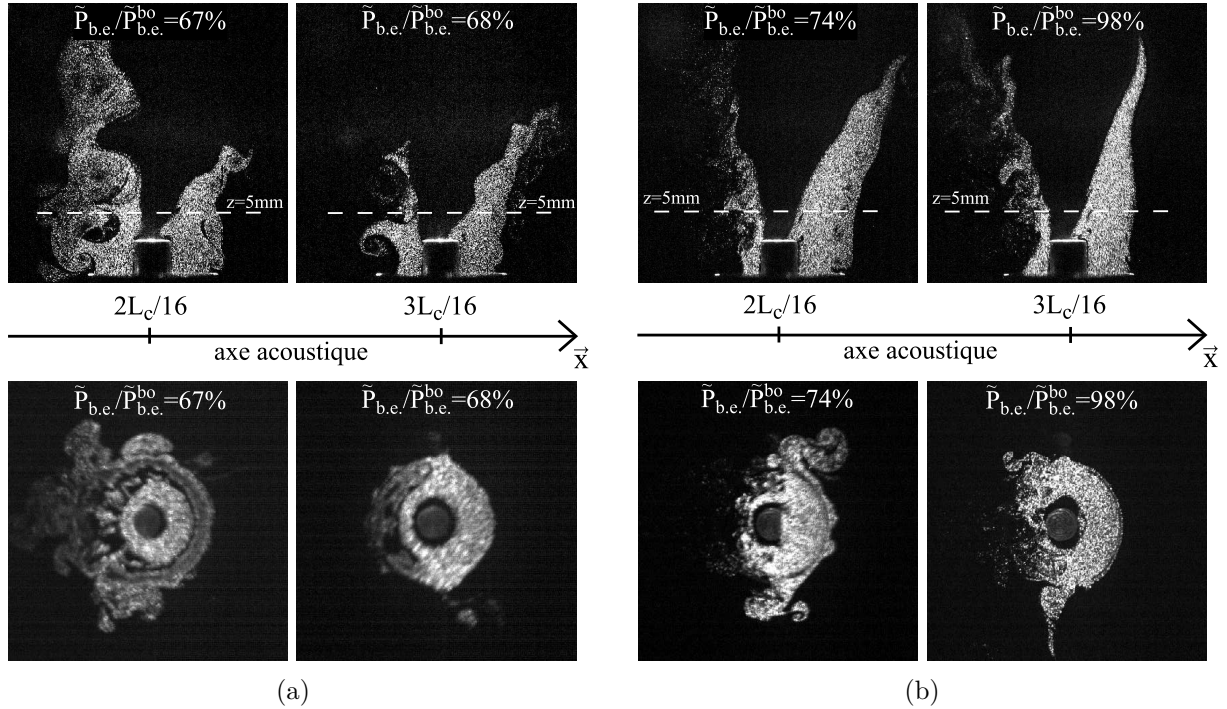


FIGURE 6.3 – Vues tomographiques verticales et horizontales en  $z = 5$  mm pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s : (a)  $f_0 = 510$  Hz ; (b)  $f_0 = 1010$  Hz.

### 6.1.1.2 Caractéristiques locales : champ de vitesse en sortie

La présence du gradient de pression influe directement sur les profils des vitesses moyenne et rms mesurées par PIV en sortie de jet en les rendant dissymétrique de part et d'autre du plan  $\Pi_{X_i}$ . Des exemples représentatifs sont portés sur la figure 6.4.

*Les composantes verticales de vitesse :*

le côté VP présente un profil à deux maximums locaux semblable à ceux observés dans le bassin de VP pour les fortes amplitudes de perturbation, tandis que le côté VV a

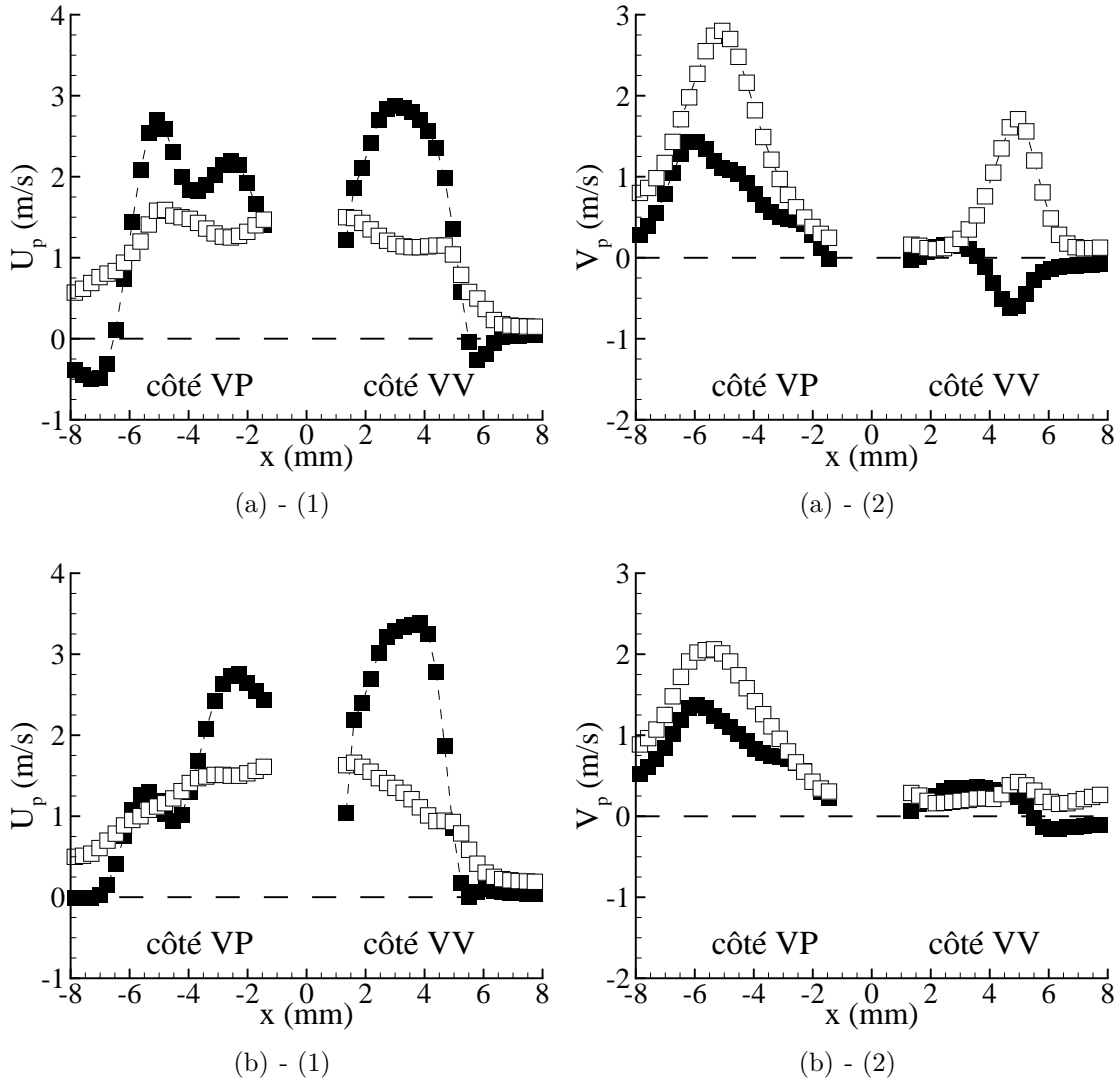


FIGURE 6.4 – Profils de vitesses obtenues par PIV à  $z = 1$  mm pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s : (a)  $f_0 = 510$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 81\%$ ; (b)  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 84\%$ ; (1) ■  $U_{p,mean}$ , □  $U_{p,rms}$ ; (2) ■  $V_{p,mean}$ , □  $V_{p,rms}$ .

un profil classique de jet annulaire semblable à ceux mesurés toujours dans le bassin de VP mais aux faibles amplitudes (voir l'exemple de la figure 5.4). La transformation du profil est en lien direct avec le maintien ou la destruction du jet et de son aire en sortie de brûleur. Côté VP, alors qu'à 510 Hz le maximum local le plus élevé est situé dans la couche externe (cf. figure 6.4(a)-(1)), à 1010 Hz le maximum local le plus élevé se trouve dans la couche interne (cf. figure 6.4(b)-(1)). Ce comportement est dû à la présence d'écoulements de retour persistants sur la durée complète de chaque cycle à 1010 Hz.

*Les composantes horizontales de vitesse :*

alors que dans le bassin de VP les fluctuations de vitesse transverse induites par le

forçage acoustique sont négligeables, ce n'est plus le cas dans le bassin de VI. Toutefois, des mesures de vitesses faites dans l'air extérieur ensemencé en dehors de la zone d'influence directe du jet montrent que les fluctuations périodiques restent inférieures à la vitesse débitante en sortie d'injecteur : elles atteignent au maximum 40% de  $U_{bulk}$ . Ces fluctuations de vitesse acoustique horizontale influent sur l'écoulement en provoquant un léger déplacement latéral périodique du jet à la fréquence de forçage, et perturbent le développement des vortex comme cela sera expliqué dans la section 6.1.3.

### 6.1.2 Développement du jet

Le développement du jet perturbé en VI a des caractéristiques rappelant celles relevées dans le bassin d'influence de VP. Le jet présente deux zones de production de vortex, correspondant aux couches de cisaillement interne et externe. Leurs propriétés sont étudiées à la section 6.1.3. Ces éléments sont représentatifs du mécanisme principal de conversion du mode transverse en un mode longitudinal qui impose la structure du jet perturbé en modulant son débit (cf. sections 6.1.1 et 5.1.1). Tout comme en VP, le jet est donc piloté par des effets de pression acoustique. Cependant, l'action du gradient de pression acoustique,  $|\partial\tilde{P}/\partial X|$ , mis en évidence en sortie de brûleur, impose également la structuration du jet au cours de son développement. Les structures convectives côté VP sont plus volumineuses que celles côté VV, comme le montrent les vues tomographiques verticales de la figure 6.3. Cette différence de structure de jet mène à un développement du jet dissymétrique de part et d'autre du plan  $\Pi_{X_i}$ .

L'étude de la nature de la perturbation du jet est faite à l'aide de la fonction de transfert des vitesses dont le calcul, détaillé à la section 4.3.1, permet de suivre l'évolution de l'amplitude et de la phase des fluctuations de vitesse du jet à une fréquence donnée. Les figures 6.5 à 6.8 reportent des exemples caractéristiques de ces fonctions de transfert de vitesse entre la sortie du brûleur en  $z_0 = 0.05$  mm et la zone du front de flamme. Les mesures sont indiquées par des symboles ( $\square$  pour  $f_0$  et  $\triangle$  pour  $f_0/2$ ). Pour le déphasage, les lignes noires continues (—) indiquent celui d'une perturbation purement acoustique ; les lignes noires en tirets (--) et celles en pointillés (· · ·) indiquent ceux d'une perturbation purement convective à  $f_0$  et à  $f_0/2$  respectivement, calculés comme indiqué à la section 4.3.1 où la vitesse de convection  $U_{conv}$  est prise constante et égale à  $U_{bulk}$  ( $U_{bulk} = 2.1$  m/s pour l'ensemble des cas illustratifs des figures 6.5 à 6.8). Les lignes rouges correspondent aux résultats obtenus à partir d'un modèle développé au paragraphe 5.1.2.2.2, portant sur la superposition d'ondes convectives et acoustiques.

En utilisant l'algorithme des moindres carrés défini à la section 5.1.2.2, il est possible d'obtenir les coefficients d'amplitude et d'amplification de chacun des deux types de perturbation à partir des résultats des fonctions de transferts des vitesses. Les valeurs de ces coefficients pour différentes conditions opératoires sont reportées dans les tableaux 6.1 pour  $f_0 = 510$  Hz et 6.2 pour  $f_0 = 1010$  Hz et sont utilisés dans l'exploitation des résultats

expérimentaux qui suivent. Les résultats du modèle de superposition des deux natures de la perturbation sont reportés sur les figures 6.5 à 6.8 par des lignes rouges, (--- pour le calcul à  $f_0$  et -.-.- pour celui à  $f_0/2$ ). Les résultats montrent que la dissymétrie du jet induit des comportements différents de part et d'autre du plan  $\Pi_{Xi}$ .

$x$ (mm)	côté	$W$	$\frac{\bar{P}_{b.e.}}{\bar{P}_{b.o.}}$	$f$	$A_{ac}$	$A_{cv}$	$d_{ac}$ (mm <sup>-1</sup> )	$d_{cv}$ (mm <sup>-1</sup> )	$\varphi_{ac}$ (rad/ $\pi$ )	$\varphi_{cv}$ (rad/ $\pi$ )	$z\bar{W}_{ac}=\bar{W}_{cv}$ (mm)
3.25	VP	$U_p$	41%	$f_0$	<b>1.21</b>	0.04	-0.31	0.24	0.21	0.06	n.e.
			61%	$f_0$	<b>2.28</b>	0.74	-0.38	-0.05	-0.44	-0.96	<b>3.3</b>
			81%	$f_0$	<b>2.24</b>	0.57	-0.36	-0.18	0.21	0.36	<b>7.5</b>
		$V_p$	41%	$f_0/2$	0.00	<b>0.31</b>	0.48	0.08	1.00	-1.00	n.e.
			41%	$f_0$	<b>0.26</b>	0.21	0.03	-0.29	-0.47	-0.21	n.e.
			61%	$f_0$	0.39	<b>0.73</b>	0.01	-0.01	-0.51	0.08	n.e.
	VV	$U_p$	61%	$f_0$	0.69	<b>0.95</b>	-0.02	-0.43	-0.24	0.24	<b>0.8</b>
			81%	$f_0$	0.23	<b>0.24</b>	-0.22	0.02	0.29	-0.51	n.e.
			$f_0/2$	0.08	<b>0.12</b>	-0.24	0.15	0.20	-0.69	n.e.	
		$V_p$	41%	$f_0$	<b>0.09</b>	0	0.28	0.62	-0.19	0.14	n.e.
			61%	$f_0$	<b>0.17</b>	0.15	0.22	-0.01	0.30	0.32	n.e.
			81%	$f_0$	0.21	<b>0.32</b>	0.15	-0.02	0.01	0.34	<b>2.5</b>
5	VP	$U_p$	41%	$f_0$	<b>1.08</b>	0.09	-0.19	-0.03	-0.24	0.28	n.e.
			61%	$f_0$	<b>1.35</b>	0.13	-0.14	-0.04	0.12	0.13	n.e.
			81%	$f_0$	<b>1.68</b>	0.45	-0.16	-0.32	-0.28	-0.37	n.e.
		$V_p$	81%	$f_0/2$	0.08	<b>0.12</b>	-0.24	0.15	0.20	-0.69	n.e.
			41%	$f_0$	<b>0.09</b>	0	0.28	0.62	-0.19	0.14	n.e.
			61%	$f_0$	<b>0.17</b>	0.15	0.22	-0.01	0.30	0.32	n.e.
	VV	$U_p$	81%	$f_0$	0.21	<b>0.32</b>	0.15	-0.02	0.01	0.34	<b>2.5</b>
			81%	$f_0/2$	<b>0.05</b>	0.03	-0.03	0.43	-0.13	0.18	<b>1</b>
			41%	$f_0$	<b>1.26</b>	0.34	-0.46	-0.04	0.31	0.15	<b>3</b>
		$V_p$	61%	$f_0$	<b>1.49</b>	0.55	-0.41	-0.09	-0.08	-0.02	<b>3</b>
			81%	$f_0$	1.03	<b>1.70</b>	-0.22	-0.23	0.52	0.37	n.e.
			$f_0/2$	0.00	<b>0.36</b>	0.68	0.04	1.00	-0.84	n.e.	
VV	$U_p$	41%	$f_0$	1.06	<b>1.31</b>	-0.30	-0.21	-0.69	-0.37	n.e.	
		61%	$f_0$	0.96	<b>3.14</b>	-0.13	-0.19	-0.66	-0.26	n.e.	
		81%	$f_0$	0.84	<b>3.68</b>	-0.04	-0.30	-0.85	-0.19	<b>6</b>	
	$V_p$	81%	$f_0/2$	<b>0.71</b>	0.68	-0.46	-0.01	0.00	-0.84	<b>0.2</b>	
		41%	$f_0$	<b>0.38</b>	0.21	-0.05	-0.16	-0.91	0.17	n.e.	
		61%	$f_0$	<b>0.55</b>	0.42	-0.02	-0.10	-1.00	0.02	n.e.	
$V_p$	81%	$f_0$	<b>0.77</b>	0.74	-0.05	0.09	-0.11	0.87	n.e.		
	81%	$f_0/2$	0.01	<b>0.06</b>	0.45	0.32	-1.00	0.28	n.e.		
	41%	$f_0$	<b>0.90</b>	0.24	-0.80	0.02	0.54	0.15	<b>2</b>		
$V_p$	61%	$f_0$	<b>0.57</b>	0.27	-0.06	0.08	-0.07	0.16	<b>5.5</b>		
	81%	$f_0$	<b>1.57</b>	1.21	-0.80	-0.08	-0.58	0.05	<b>0.4</b>		
	$f_0/2$	0.00	<b>0.16</b>	0.80	0.28	-0.29	-0.59	n.e.			

Tableau 6.1 – Coefficients des perturbations acoustique et convective correspondant aux fluctuations de vitesses à  $f_0 = 510$  Hz en fonction de  $z$  pour les conditions des figures 6.5 et 6.6 (n.e. : non existant).



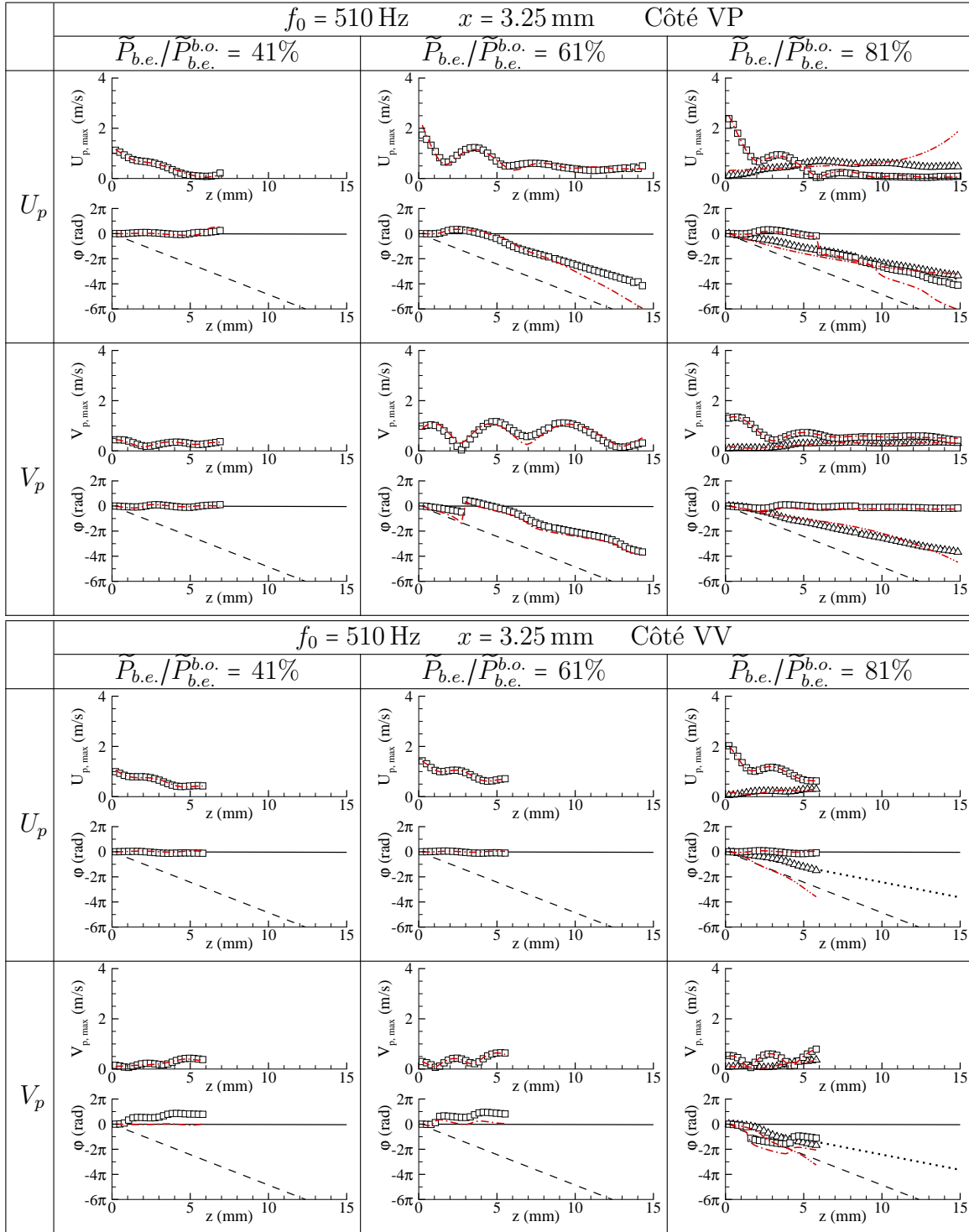


FIGURE 6.5 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) ou à  $f_0/2$  ( $\triangle$ ) des vitesses en fonction de  $z$  pour  $U_{bulk} = 2.1 \text{ m/s}$ ,  $x = 3.25 \text{ mm}$  et  $f_0 = 510 \text{ Hz}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—); convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$  (- -); convective à  $f_0/2$ ,  $\varphi_{cv}(f_0/2)$  ( $\cdots$ ); courbes à  $f_0$  (- - -) et à  $f_0/2$  (- · - ·) pour le modèle de superposition d'ondes.

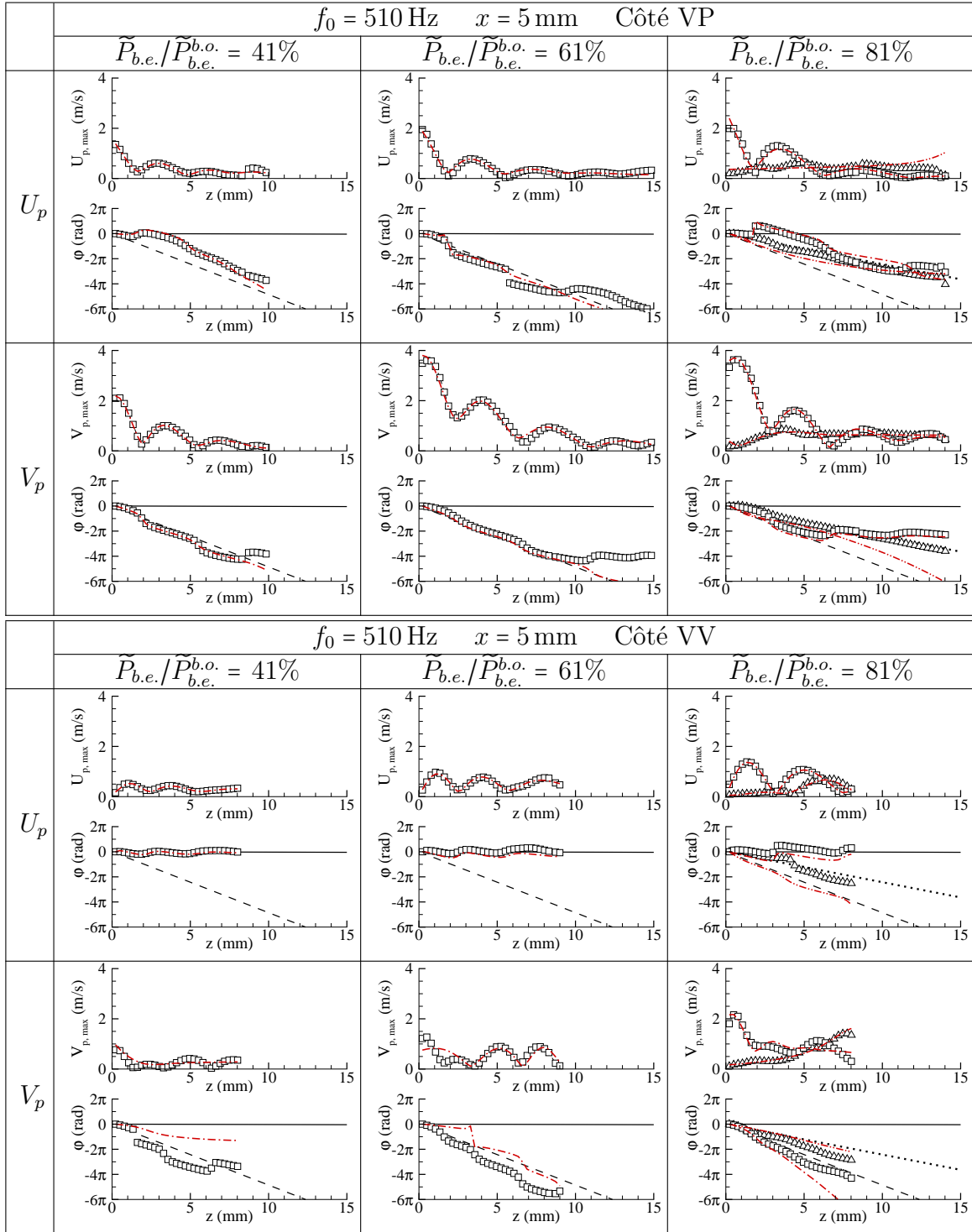


FIGURE 6.6 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) ou à  $f_0/2$  ( $\triangle$ ) des vitesses en fonction de  $z$  pour  $U_{bulk} = 2.1 \text{ m/s}$ ,  $x = 5 \text{ mm}$  et  $f_0 = 510 \text{ Hz}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—); convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$  (---); convective à  $f_0/2$ ,  $\varphi_{cv}(f_0/2)$  (···); courbes à  $f_0$  (-·-·) et à  $f_0/2$  (-·-·) pour le modèle de superposition d'ondes.

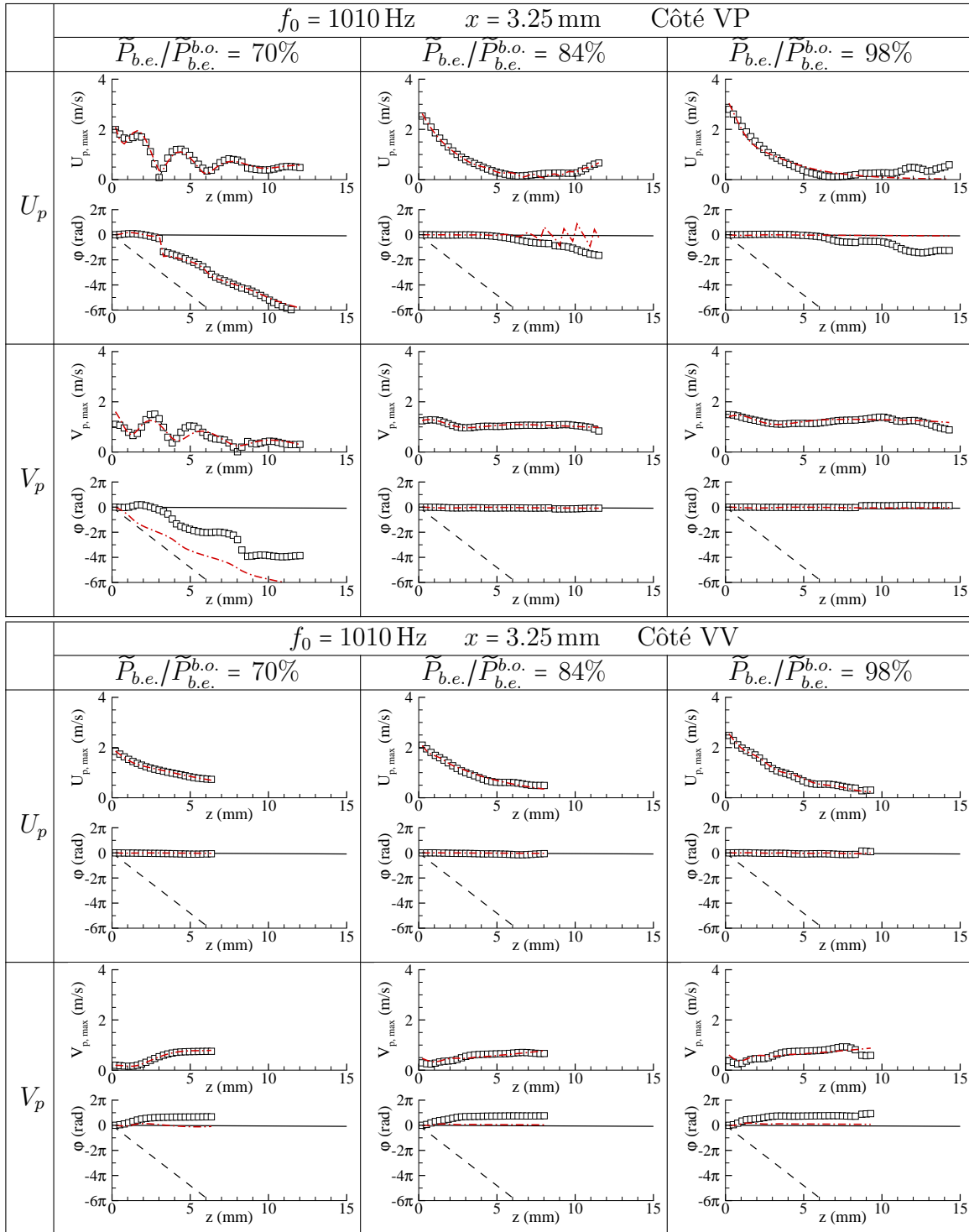


FIGURE 6.7 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) des vitesses en fonction de  $z$  pour  $U_{bulk} = 2.1 \text{ m/s}$ ,  $x = 3.25 \text{ mm}$  et  $f_0 = 1010 \text{ Hz}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—) ; convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$  (---) ; convective à  $f_0/2$ ,  $\varphi_{cv}(f_0/2)$  (···) ; courbes à  $f_0$  (-.-.-) et à  $f_0/2$  (-.-.-) pour le modèle de superposition d'ondes.

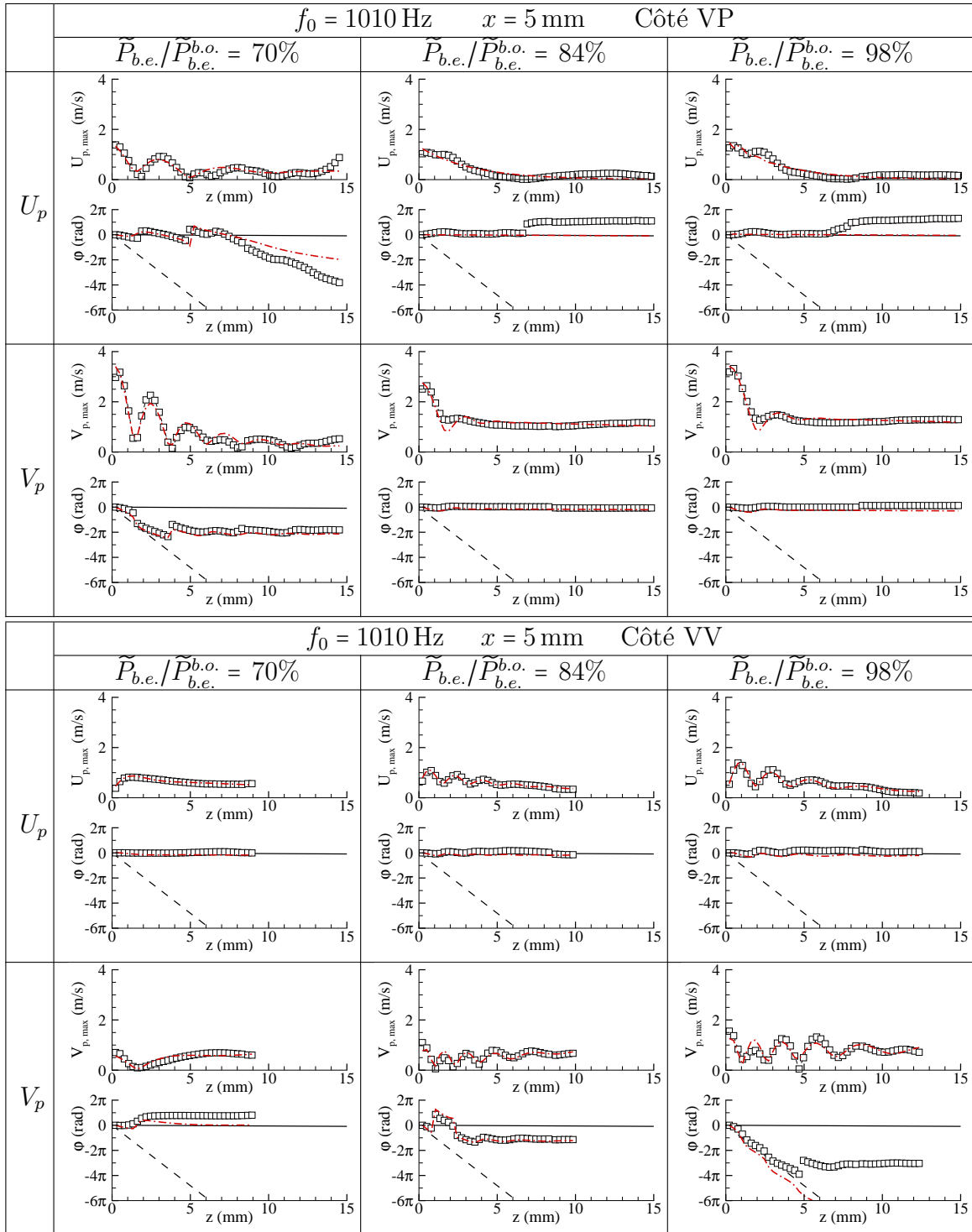


FIGURE 6.8 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) des vitesses en fonction de  $z$  pour  $U_{bulk} = 2.1 \text{ m/s}$ ,  $x = 5 \text{ mm}$  et  $f_0 = 1010 \text{ Hz}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—) ; convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$  (---) ; convective à  $f_0/2$ ,  $\varphi_{cv}(f_0/2)$  (···) ; courbes à  $f_0$  (-·-·-) et à  $f_0/2$  (-·-·-) pour le modèle de superposition d'ondes.

$x$ (mm)	côté	$W$	$\frac{\tilde{P}_{b.e.}}{\overline{P}_{b.o.}}$	$A_{ac}$	$A_{cv}$	$d_{ac}$ (mm <sup>-1</sup> )	$d_{cv}$ (mm <sup>-1</sup> )	$\varphi_{ac}$ (rad/ $\pi$ )	$\varphi_{cv}$ (rad/ $\pi$ )	$z\overline{W}_{ac}=\overline{W}_{cv}$ (mm)
3.25	VP	$U_p$	70%	<b>2.47</b>	0.56	-0.34	0.00	-0.02	-0.50	<b>4.7</b>
			84%	<b>2.89</b>	0.00	-0.43	0.45	1.00	0.21	<b>7</b>
			98%	<b>2.73</b>	0.60	-0.33	-0.80	-0.10	0.46	n.e.
		$V_p$	70%	0.47	<b>1.27</b>	-0.11	-0.13	0.31	0.15	n.e.
			84%	<b>1.19</b>	0.13	-0.03	-0.01	0.23	0.75	n.e.
			98%	<b>1.36</b>	0.12	-0.03	0.07	-0.17	-0.82	n.e.
	VV	$U_p$	70%	<b>1.74</b>	0.21	-0.14	-0.80	0.08	-0.39	n.e.
			84%	<b>2.12</b>	0.09	-0.23	-0.80	-0.11	0.48	n.e.
			98%	<b>2.65</b>	0.07	-0.26	-0.13	-0.27	-0.56	n.e.
		$V_p$	70%	<b>0.14</b>	0.04	0.34	0.41	0.05	0.00	n.e.
			84%	<b>0.36</b>	0.17	0.09	-0.80	0.44	-0.03	n.e.
			98%	<b>0.46</b>	0.30	0.07	-0.80	0.41	-0.03	n.e.
5	VP	$U_p$	70%	<b>1.05</b>	0.37	-0.28	-0.01	-0.18	-0.01	<b>4.1</b>
			84%	<b>1.32</b>	0.00	-0.30	-0.80	0.00	0.40	n.e.
			98%	<b>1.62</b>	0.21	-0.30	-0.80	-0.23	0.29	n.e.
		$V_p$	70%	1.25	<b>2.41</b>	-0.12	0.34	0.27	0.59	<b>3</b>
			84%	1.29	<b>1.96</b>	-0.01	-0.80	0.40	-0.12	<b>0.5</b>
			98%	1.43	<b>2.94</b>	-0.01	-0.80	-0.17	0.39	<b>0.8</b>
	VV	$U_p$	70%	<b>0.79</b>	0.47	-0.05	-0.80	-0.50	0.46	n.e.
			84%	<b>0.89</b>	0.36	-0.09	-0.34	-0.96	0.06	n.e.
			98%	<b>1.03</b>	0.61	-0.11	0.26	-0.03	-0.95	n.e.
		$V_p$	70%	0.26	<b>0.34</b>	0.10	-0.14	-0.21	-0.12	<b>1.1</b>
			84%	0.37	<b>0.53</b>	0.07	-0.25	-0.53	0.18	<b>1.3</b>
			98%	0.58	<b>0.73</b>	-0.11	0.01	1.00	0.46	n.e.

Tableau 6.2 – Coefficients des perturbations acoustique et convective correspondant aux fluctuations de vitesses à  $f_0 = 1010$  Hz en fonction de  $z$  pour les conditions des figures 6.7 et 6.8 (n.e. : non existant).

**$f_0 = 510 \text{ Hz}$** 

Concernant la fonction de transfert des vitesses calculée à  $f_0$ , comme précédemment dans le domaine de VP, on retrouve des amplitudes en formes de cycloïdes tant au centre du jet annulaire ( $x = 3.25 \text{ mm}$ ) que dans la couche externe ( $x = 5 \text{ mm}$ ). Les fluctuations de vitesse  $U_p$  ( $V_p$ ) en  $x = 3.25 \text{ mm}$  sont d'un niveau d'intensité d'ordre comparable des deux côtés du plan  $\Pi_{X_i}$ . En  $x = 5 \text{ mm}$ , on observe des vitesses rms deux fois plus importantes côté VP que côté VV. De plus, l'allure en cycloïde de  $U_p$ , qui est classiquement maximale en  $z = z_0$  côté VP,  $y$  devient nulle côté VV. Le côté VP reste sensible aux effets de pression acoustique en sortie de brûleur (éjection de vortex azimutaux) tandis que le côté VV est davantage soumis à un effet de vitesse acoustique horizontale, présentant un champ oscillant horizontal en sortie (éjection de matière latérale) (voir les vues tomographiques de la figure 6.3). Ces différences se traduisent également en terme de déphasage. Si les vitesses  $U_p$  et  $V_p$  du côté VV suivent majoritairement un déphasage de type acoustique en  $x = 3.25 \text{ mm}$  et pour  $U_p$  également en  $x = 5 \text{ mm}$ , côté VP le déphasage des vitesses  $U_p$  et  $V_p$  passe d'un comportement acoustique à un comportement convectif.

Concernant la fonction de transfert des vitesses calculée à  $f_0/2$ , dans le cas des grandes amplitudes ( $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} \geq 80\%$ ), la dissymétrie est moins prononcée entre les deux côtés. En revanche, on retrouve un comportement différent entre les vitesses  $V_p$  mesurées en  $x = 3.25 \text{ mm}$  et  $x = 5 \text{ mm}$ . Très faibles au centre du jet annulaire, les amplitudes de vitesse  $V_p$ , à l'instar des  $U_p$ , sont supérieures à celles des composantes de vitesse du mode  $f_0$  en  $x = 5 \text{ mm}$ . Dans tous les cas, les vitesses  $U_p$  et  $V_p$  à  $f_0/2$  suivent un déphasage plutôt convectif. Le modèle de superposition d'une onde acoustique et d'une onde convective permet de retrouver ces éléments (voir les courbes rouges sur les figures 6.5 à 6.8 et les coefficients dans le tableau 6.1).

 **$f_0 = 1010 \text{ Hz}$** 

L'évolution en cycloïde est marquée côté VP, lorsque le niveau de forçage n'est pas trop élevé (cf. figure 6.7 pour  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} \approx 70\%$ ). La cycloïde est également obtenue dans la couche externe mais seulement dans la zone d'initiation, hormis côté VV pour les conditions juste avant le soufflage de la flamme où la cycloïde est également présente dans la zone de convection. Elle est généralement amortie lorsque  $z$  augmente. L'amplitude des fluctuations de vitesse verticale  $U_{p,max}$  prend des valeurs en sortie de brûleur comprises entre 100 % et 130 %  $U_{bulk}$  pour  $x = 3.25 \text{ mm}$ . En  $x = 5 \text{ mm}$ , ces valeurs en sortie de brûleur sont plus faibles ( $40\% \leq U_{bulk} \leq 75\%$ ).  $U_{p,max}$  diminue avec  $z$ . Pour  $V_{p,max}$ , l'amplitude des fluctuations de vitesse reste constante côté VP ( $V_{p,max} \approx 80\%$  pour  $x = 3.25 \text{ mm}$ ,  $V_{p,max} \approx 150\%$  pour  $x = 5 \text{ mm}$ ), tandis qu'elle est amplifiée côté VV (pour  $x \geq 8 \text{ mm}$   $V_{p,max}$  atteint 50 %).

Quels que soient le côté (VP ou VV) et la zone du jet (au centre en  $x = 3.25 \text{ mm}$  ou dans la couche externe en  $x = 5 \text{ mm}$ ), les vitesses subissent un déphasage majoritairement de type acoustique.

Néanmoins, côté VP une influence convective est notée pour de faibles perturbations ( $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} \approx 70\%$ ) hors de la zone d'initiation pour  $U_p$  quelle que soit la zone du jet. Cet effet convectif, visible également sur le déphasage de  $V_p$  en  $x = 3.25$  mm, est ressenti a contrario uniquement dans la zone d'initiation en  $x = 5$  mm. Côté VV, un seul cas proche du soufflage ( $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} \approx 98\%$ ) conduit à une prédominance de l'effet convectif sur  $V_p$  en zone proche du brûleur.

Le modèle de superposition des deux ondes acoustique et convective, dont les coefficients sont portés dans le tableau 6.1 confirme cette prédominance de l'acoustique sur le convectif dont l'atténuation spatiale est plus importante. En effet, bien que le jet soit fortement perturbé, il est déchiqueté et ne produit pas de structures convectives bien formées. En revanche, il subit de fortes fluctuations de vitesse acoustique.

Finalement, l'analyse de l'évolution des vitesses du jet à l'aide de la décomposition de la perturbation en une partie acoustique et une partie convective met en évidence que dans le bassin du ventre d'intensité, les vitesses de l'écoulement fluctuent sous l'effet de perturbations de nature différente entre les deux parties du jet. De plus, dans certaines zones, la compétition entre les deux natures de la perturbation résulte en de fortes interactions qui produisent une évolution complexe des vitesses du jet.

### 6.1.3 Impact du ventre d'intensité acoustique sur le développement des vortex

Les vortex de la couche externe produits en sortie de brûleur et convectés vers la flamme peuvent a priori être classés à l'aide de la classification définie à la section 5.1.3. Toutefois, des propriétés spécifiques du champ acoustique conduisent à des différences de comportement du système fluide, comme cela a été vu aux deux sections précédentes. Ainsi, l'intensité importante des fluctuations transverses de vitesse perturbe le développement des vortex. De plus, la présence du gradient de pression qui induit une dissymétrie de l'écoulement entraîne une production de vortex différente de part et d'autre du plan  $\Pi_{X_i}$ . En effet, en sortie de brûleur, les vortex côté VP sont plus volumineux et ont une vortacité plus importante ( $\widehat{\Omega}_{init} \approx 5600 \text{ s}^{-1}$ ) que les vortex côté VV ( $\widehat{\Omega}_{init} \approx 4300 \text{ s}^{-1}$ ). Les vortex peuvent alors être de classes différentes des deux côtés de  $\Pi_{X_i}$ . Pour les plus basses fréquences, l'exemple de la figure 6.3(a) pour  $X = 2L_c/16$  révèle la présence de vortex  $C_2$  côté VP et de vortex  $C_1$ , a priori, côté VV. Pour les autres fréquences, l'exemple de la figure 6.3(b) indique la présence de vortex  $C_3$  côté VP et de vortex  $C_1$  côté VV. Nous allons analyser cet élément dans ce qui suit à la lumière de ces deux exemples.

◦ **Basse fréquence ( $f_0=510$  Hz) et amplitude élevée ( $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} \approx 80\%$ )**

Côté VP, un appariement entre deux vortex successifs se produit. On retrouve partiellement le modèle de vortex ( $V1, V2$ ) détaillé à la section 5.1.3.1 où le vortex  $V1$  conserve une forte intensité de vortacité lors de son développement alors que le vortex  $V2$  est dé-

structuré et perd sa vorticité avant la zone du front de flamme (cf. figure 6.9(a)). Ici, le jet très perturbé présente de nombreuses structures tridimensionnelles dynamiques qui empêchent le vortex d'axe azimutal, identifié a priori comme un vortex  $V1$ , de conserver sa structuration azimutale pour  $z \geq 8$  mm. Au-dessus de cette hauteur, les mesures de PIV-2D ne permettent donc plus de suivre le vortex  $V1$  qui est très déstructuré. Cela suggère un mécanisme de pontage dans le cas d'une interaction de vortex multiples [Wu et al., 2010] susceptible de provoquer un basculement de l'axe de rotation de la structure en dehors de l'axe azimutal, pouvant être orienté depuis la direction azimutale jusqu'à la direction verticale. Bien que les vortex azimutaux de type  $V_1$  et  $V_2$  soient détruits dans la zone de convection, leur développement à  $f_0/2$  influence le champ de vitesse du jet qui est alors modulé à  $f_0/2$  par des ondes de nature convective et     $f_0$  par des ondes de nature acoustique comme cela a été vu à la section 6.1.2.

*Côté VV*, la pression étant plus faible, les vortex sont moins volumineux que ceux du côté VP et se rattachent a priori à la classe  $C_1$ ; les vortex ont tous un développement similaire dans la phase de convection, ils gardent une vorticité à peu près constante le long de leur parcours ( $4000 \text{ s}^{-1} \leq \widehat{\Omega} \leq 3000 \text{ s}^{-1}$ ) (cf. figure 6.9(a)). En conséquence, deux vortex successifs ont toujours une même vorticité. Les CVLs ont une très faible vorticité et sont rapidement détruites. Elles ne perturbent alors pas le développement des vortex d'axe azimutal, ce qui explique que leur vorticité reste constante. Néanmoins, une fois au voisinage de la flamme, les trajectoires de deux vortex successifs se différencient. Bien qu'ils conservent une même vorticité, ils impactent une zone différente de la flamme : un premier vortex reste proche du cœur du jet jusqu'à ce qu'il impacte la flamme ; le vortex suivant, poussé vers l'extérieur du jet, impacte l'extrémité de la flamme (cf. figure 6.9(a)). L'analyse de ce phénomène indique qu'il s'apparente à un processus d'appariement sans fusion<sup>1</sup>. Cependant, il est diff  rent de celui impliquant les vortex de type  $C_2$ , les deux vortex conservant une même vorticité. Finalement, ce type de vortex apparaît comme intermédiaire entre les vortex de type  $C_1$  et ceux de type  $C_2$  répertoriés à la section 5.1.3.1

◦ **Autres fréquences ( $f_0=1010$  Hz) et amplitude élevée ( $\widetilde{P}_{b.e.}/\widetilde{P}_{b.e.}^{b.o.} \approx 80$  %)**

On peut également observer une trajectoire et un comportement de vortex différents de chaque côté du jet.

*Côté VP*, le jet perturbé est d  chiqu  t   par les structures filamentaires produites par le gradient de pression, comme mis en évidence à la section 6.1.1. Ces structures tridimensionnelles empêchent ainsi le développement des vortex périodiques d'axe azimutal de classe  $C_3$  comme on peut le voir sur la figure 6.9(b) pour  $f_0 = 1010$  Hz et  $\widetilde{P}_{b.e.}/\widetilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 84$ %. Le jet est alors piloté par les perturbations de nature acoustique, comme mis en évidence lors de l'étude sur le développement du jet à la section 6.1.2.

*Côté VV*, les vortex sont de classe  $C_1$  et ont une vorticité  $\widehat{\Omega}_{init} \approx 3000 \text{ s}^{-1}$  en sortie de

---

1. Lors de l'observation de cet écoulement en absence de flamme, il a été noté que ce type d'agencement menait à une fusion des vortex juste au-dessus de l'endroit qu'occuperait la flamme.



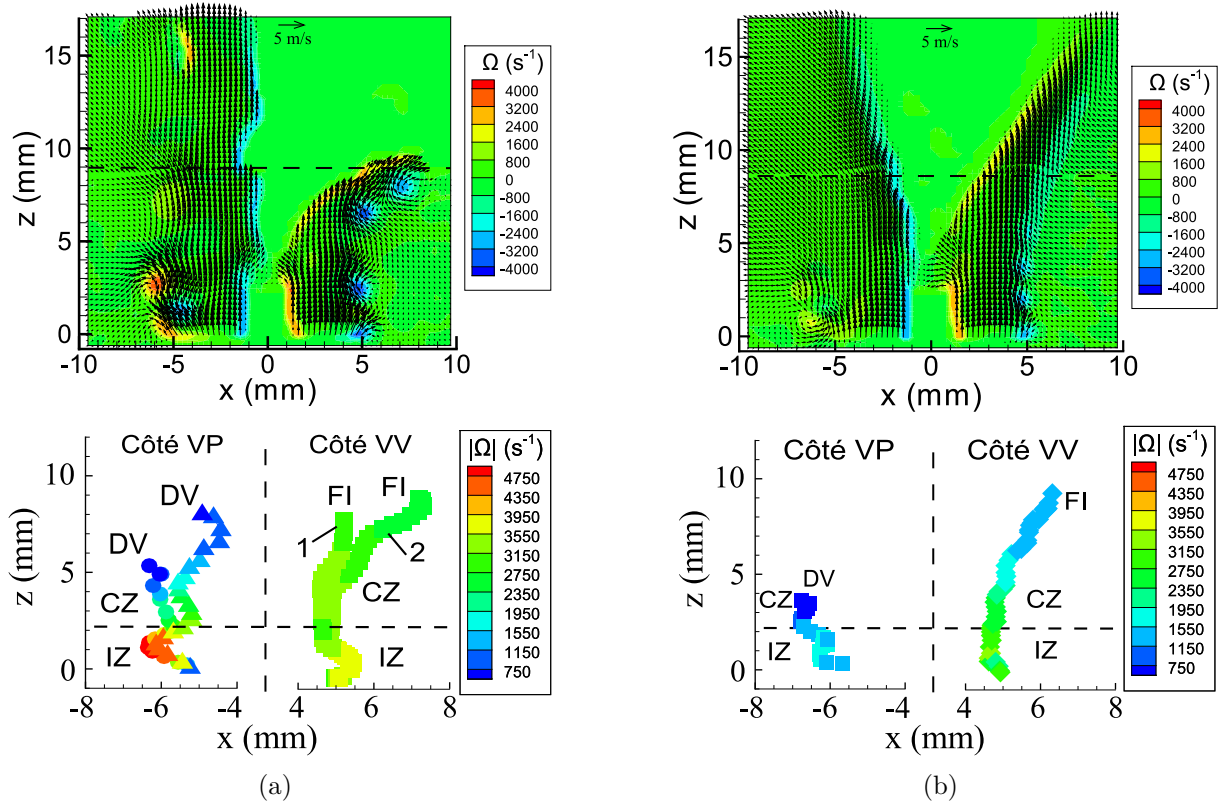


FIGURE 6.9 – Moyennes de phases (moyennées sur  $2/f_0$ ) de champs PIV, chacune composée de deux images jointes à  $z = 8.5$  mm, et trajectoires associées des vortex; IZ : zone d'initiation; CZ : zone de convection; DV : perte de vorticité; FI : impact sur la flamme.  $\Delta t = 219 \mu s$  entre deux champs consécutifs;  $\Delta$  de type V1,  $\circ$  de type V2; (a)  $U_{bulk} = 2.1$  m/s,  $f_0 = 510$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}^{b.o.} = 81\%$ ; 1 - vortex produit en même temps que V1; 2 - vortex produit en même temps que V2; (b)  $U_{bulk} = 2.1$  m/s,  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}^{b.o.} = 84\%$ .

brûleur. Étant donné que la flamme est fortement redressée suivant la direction verticale, leur vorticité décroissant en fonction de  $z$  est très faible lorsqu'ils atteignent le front de flamme. Ceci est en accord avec l'évolution suivant  $z$  du champ de vitesse typique d'un jet de vortex  $C_1$  où  $U_p$  est pilotée par une onde de nature acoustique et  $V_p$  est de nature convective.

La différence de trajectoires et de comportements des vortex de part et d'autre du plan  $\Pi_{X_i}$  en VI produit des réponses différentes de la flamme qui sont détaillées à la section 6.2.

## 6.2 Effet du ventre d'intensité acoustique sur les réponses de flammes

La flamme répond à l'écoulement perturbé par des déformations, tels des plissements et des enroulements périodiques de son front, rappelant celles observées en VP.

Les mesures d'intensité d'émission  $\text{CH}^*$  montrent que, comme en ventre de pression, sa valeur moyenne  $\bar{I}_{\text{CH}^*}$  diminue globalement lorsque l'amplitude du forçage acoustique augmente, quelle que soit la fréquence du forçage (voir la figure 6.10(a) représentant l'évolution de  $\bar{I}_{\text{CH}^*}$  normalisée par  $\bar{I}_{\text{CH}^*}^0$ , l'intensité de l'émission  $\text{CH}^*$  moyenne sans forçage). Cette diminution est produite par la dilution du mélange due aux vortex azimutaux et l'éjection de matière filamentaire.

La figure 6.10(b) indique que l'amplitude  $\tilde{I}_{\text{CH}^*}$  des fluctuations de l'intensité d'émission  $\text{CH}^*$   $I'_{\text{CH}^*}(t)$  augmente faiblement avec  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$ . Toutefois, pour  $f_0 = 510$  Hz, il apparaît une brusque augmentation de  $\tilde{I}_{\text{CH}^*}$  lorsque  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  est supérieur à 60%. Comme c'est le cas en ventre de pression, cette augmentation est la conséquence d'un enroulement de front de flamme. Cependant, cet enroulement n'a pas lieu sur l'ensemble du front de flamme comme cela est expliqué par la suite.

Toutefois, la diversité des structures vorticales présentes dans l'écoulement étant moins grande dans ce bassin d'influence que dans celui de VP, la zoologie des flammes est aussi moins diversifiée. De par la dissymétrie de l'écoulement et des vortex due au gradient de pression acoustique, la déformation locale du front est elle aussi dissymétrique. Les vues d'émission  $\text{CH}^*$  de flamme de la figure 6.11, et les grandeurs obtenues après traitements de ces images révèlent cette dissymétrie.

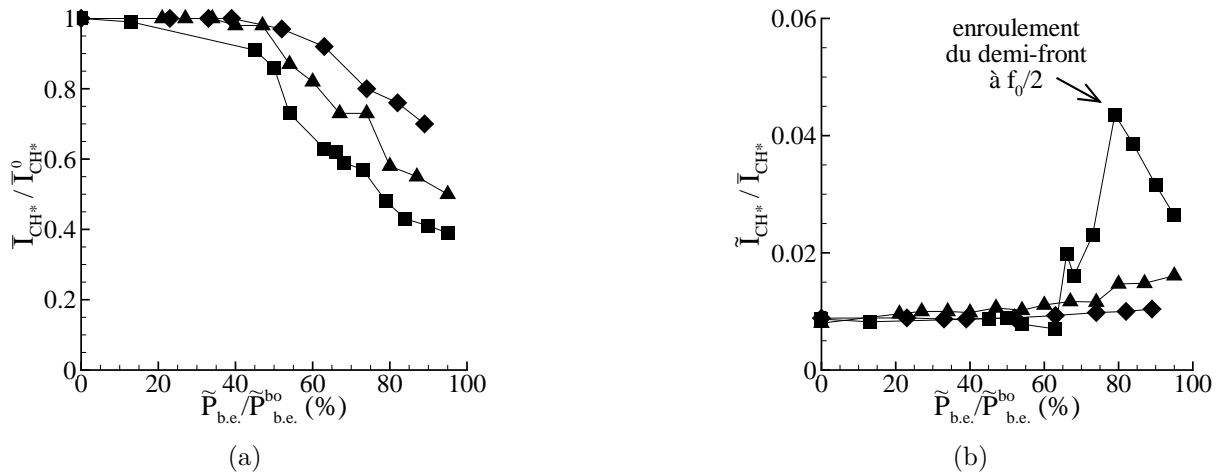


FIGURE 6.10 – Évolution de la moyenne et de l'amplitude de l'émission  $\text{CH}^*$  de flamme en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$  pour  $U_{bulk} = 1.6\text{m/s}$ ; ■ :  $f_0 = 510$  Hz; ▲ :  $f_0 = 700$  Hz; ◆ :  $f_0 = 1010$  Hz. (a)  $\bar{I}_{\text{CH}^*}/\bar{I}_{\text{CH}^*}^0$ ; (b)  $\tilde{I}_{\text{CH}^*}/\bar{I}_{\text{CH}^*}$ .

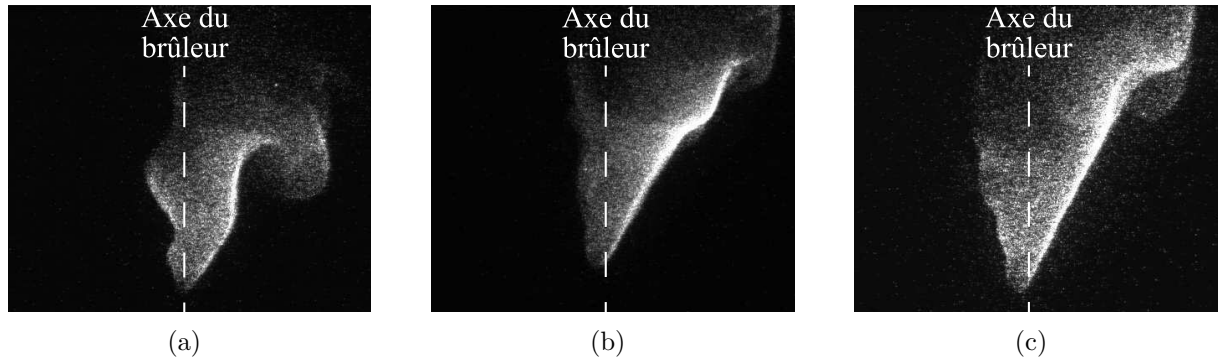


FIGURE 6.11 – Émission  $\text{CH}^*$  directe de flamme pour : (a)  $f_0 = 510$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 92\%$ ; (b)  $f_0 = 700$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 90\%$ ; (c)  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 97\%$ .

### 6.2.1 Dissymétrie de la déformation temporelle de flamme

Les lignes médianes de flamme dont le calcul est détaillé au chapitre 4, décrivent la position moyenne du front de flamme au cours d'un cycle du phénomène dominant. Dans ce bassin du champ acoustique elles sont penchées en direction de VV à chaque instant du cycle, mettant en évidence la dissymétrie de la flamme quelles que soient la fréquence et l'amplitude de perturbation. Leurs extrémités basses ne sont plus portées par l'axe du brûleur, mais se trouvent déportées en moyenne vers le côté VP. De plus, ces lignes révèlent l'influence croissante du champ de vitesse acoustique transverse qui n'est plus négligeable, comme cela a été montré à la section 6.1.2. Alors qu'en VP toutes les lignes se superposent au cours de la période acoustique (cf. section 5.2), en VI on observe un déplacement latéral d'ensemble de la flamme significatif.

La dissymétrie peut aussi être appréhendée par la position moyenne du front de flamme, reporté sur la figure 6.13 pour les trois fréquences caractéristiques. La figure révèle que le demi-front côté VV reste proche de sa position sans forçage acoustique, alors que le demi-front côté VP se redresse jusqu'à devenir quasi-vertical. On note également que ce redressement du front peut intervenir brutalement comme c'est le cas à 700 Hz (cf. figure 6.13(b))

L'angle moyen d'ouverture de la flamme  $\theta$  avec la verticale est obtenu à partir de la position moyenne du front de flamme. La figure 6.14 rapporte la dépendance de  $\theta$  aux conditions de forçage acoustique (amplitude et fréquence de perturbation du jet) et de vitesse débitante. Les données montrent que la flamme subit l'effet de constriction du jet déjà mentionné dans le bassin d'influence de VP. Cependant, l'amplitude de pression étant différente des deux côtés du plan  $\Pi_{Xi}$ , l'angle de flamme n'est pas le même côté VP que côté VV. De manière systématique, et quelle que soit la fréquence, l'angle côté VV est supérieur à l'angle côté VP. À l'extrême, le demi-front côté VP peut être redressé quasiment verticalement ( $\theta \leq 10^\circ$ ) tandis que le demi-front côté VV subit une diminution inférieure à 20%. Les valeurs de  $\theta$  indiquent que le redressement du demi-front côté VP

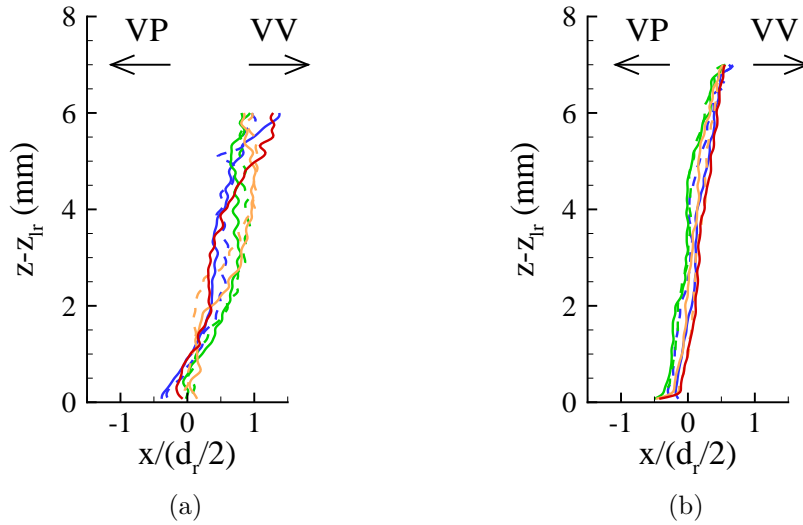


FIGURE 6.12 – Lignes médianes ( $C$ ) de flamme dans le plan axial ( $O_b, x, z$ ) obtenues à partir de séries de moyennes de phases de 1000 images classées par rapport à 7 phases équitemporelles pour : **(a)**  $f_0 = 510$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 67\%$ ; **(b)**  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 74\%$ . ( $l_r$  : distance extrémité de la tige - sortie du brûleur;  $d_r$  : diamètre de la tige.)

se fait linéairement. Toutefois, dans certains cas tel qu'à 700 Hz, ceci est vrai jusqu'à ce que  $\theta$  atteigne un seuil pour lequel il diminue brutalement, comme noté précédemment à partir de la position moyenne du front, avant de suivre à nouveau une diminution linéaire.

Le comportement de chaque demi-front situé de part et d'autre de  $\Pi_{X_i}$  peut être classé dans les réponses répertoriées à la section 5.2, mais la réponse de chacun des deux demi-fronts est différente due à l'action différenciée des vortex, mise en évidence à la section 6.1.3. L'exemple de la figure 6.9(a) où il existe un appariement de vortex de type  $C_2$  uniquement côté VP est à ce titre significatif. En effet, côté VP, bien que les vortex soient rapidement déstructurés dans la phase de convection et n'impactent pas le front de flamme, comme on a pu le voir à la section 6.1.3, l'onde des vortex induit une fluctuation de l'écoulement à  $f_0/2$  en plus de celle à  $f_0$ . En réponse à cette modulation bi-fréquentielle du jet, le demi-front de flamme présente des plissements à  $f_0$  et  $f_0/2$  comme le montre la PSD d'intensité  $I'(t, G_{560}^{left})$  sur la figure 6.15(c), mesurée côté VP au point  $G_{560}^{left}$  du front. En revanche, l'intensité  $I'(t, G_{560}^{right})$  mesurée au point  $G_{560}^{right}$  diamétralement opposé sur le front présente un spectre avec un unique pic à  $f_0$  (cf. figure 6.15(d)). Ceci est cohérent avec le fait que côté VV, le jet fluctue à  $f_0$  et les vortex sont similaires dans la zone de convection. Ainsi, le spectre local du front peut être différent à une même hauteur côtés VP et VV.

Pour vérifier la généralité de cette mesure localisée, il a été quantifié, en tous points des deux demi-fronts, le rapport des intensités des pics  $(f_0/2)/f_0$  extraits des PSD de  $I'(t, G_i)$  en fonction de  $z$ . Il est vérifié que la fréquence majoritaire de la fluctuation de chaque demi-front de flamme varie différemment avec  $z$  sur les deux demi-fronts (cf.

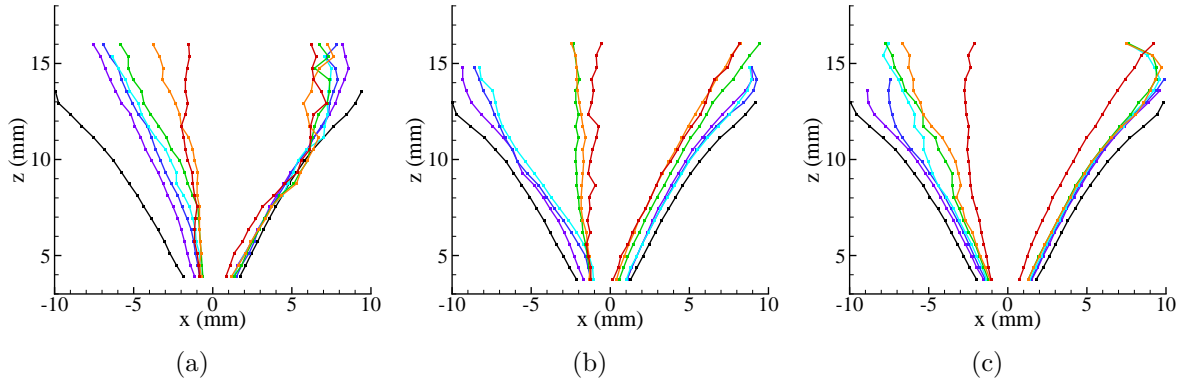


FIGURE 6.13 – Position moyenne du front, obtenue à partir d'images d'émission CH\*, en fonction de  $z$  lorsque  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  augmente du noir au rouge : (a)  $f_0 = 510$  Hz, (b)  $f_0 = 700$  Hz, (c)  $f_0 = 1010$  Hz.

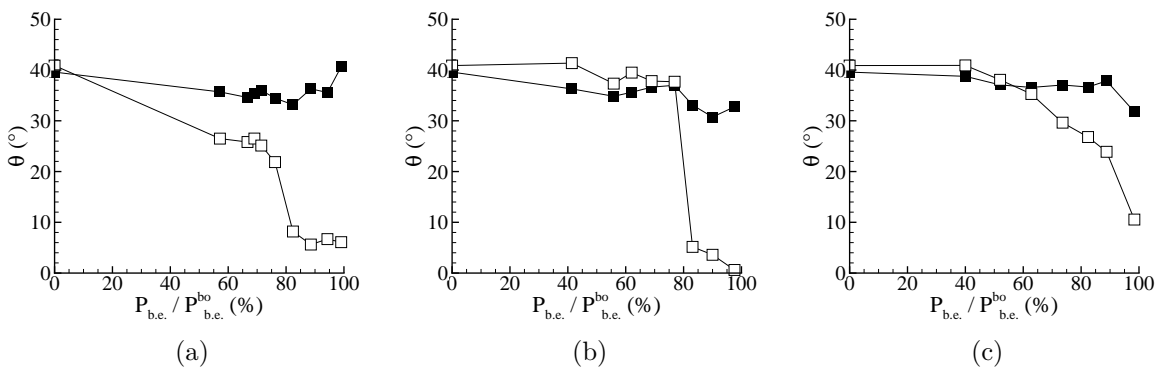


FIGURE 6.14 – Angle de flamme en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$  : ■ côté VP ; □ côté VV ; (a)  $f_0 = 510$  Hz ; (b)  $f_0 = 700$  Hz ; (c)  $f_0 = 1010$  Hz.

figure 6.15(b)). Côté VV, le front évolue essentiellement à  $f_0$ , sauf à partir de  $z \approx 8$  mm où la fréquence  $f_0/2$  domine. Ce basculement de fréquence résulte de la différenciation des trajectoires de deux vortex successifs de type  $C_1$  dans la zone de l'extrémité libre de flamme et de leur impact différent dans ce voisinage du front de flamme, comme expliqué à la section 6.1.3. Côté VP, le front évolue principalement à  $f_0/2$  à partir de 1 mm au-dessus de la tige. Toutefois, la fluctuation à  $f_0/2$  prédomine, seulement lorsque  $z \geq 6$  mm, les deux modes  $f_0$  et  $f_0/2$  ayant des intensités comparables pour  $1 \text{ mm} \leq z \leq 6 \text{ mm}$ .

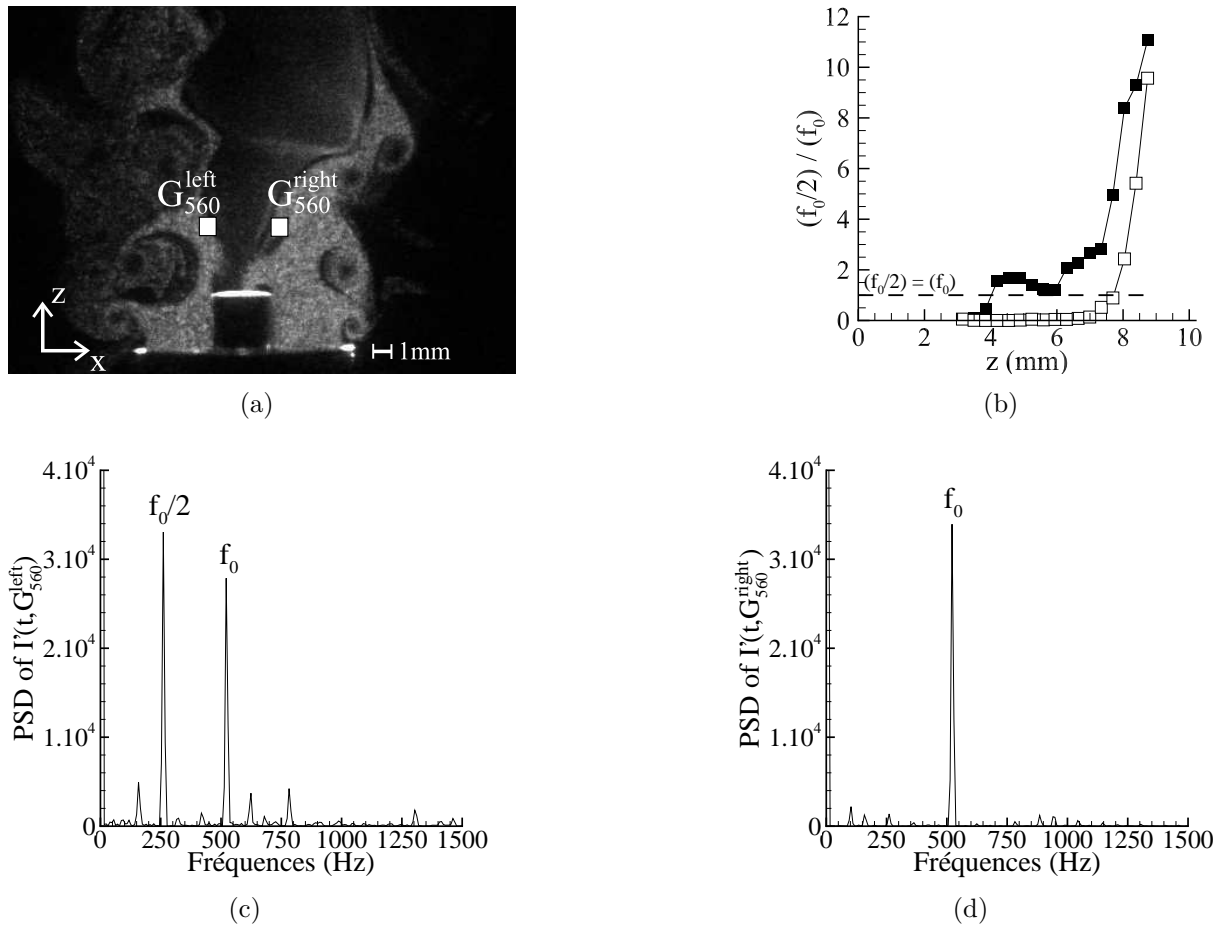


FIGURE 6.15 – Propriétés de la flamme en VI pour  $U_{bulk} = 2.1 \text{ m/s}$ ,  $f_0 = 510 \text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 80\%$  : (a) émission  $\text{CH}^*$  de la flamme et vue tomographique laser avec les fenêtres d'interrogation aux points  $G_{560}$  ( $z_{G_{560}} = 6 \text{ mm}$ ); (b) rapport de l'amplitude du pic à  $f_0/2$  sur l'amplitude du pic à  $f_0$  extraits des PSD de  $I'(t, G_i)$  mesurées le long de l'axe des  $z$  côté VP (■) et côté VV (□); (c) PSD de  $I'(t, G_{560}^{\text{left}})$  côté VP; (d) PSD de  $I'(t, G_{560}^{\text{right}})$  côté VV.

Comme il a été mis en évidence dans la section 5.2.2 dans le bassin d'influence de VP, la fluctuation du front à  $f_0/2$  due aux vortex de la couche externe mène à une forte variation d'émission  $\text{CH}^*$ . Ceci permet d'expliquer pourquoi dans le cas de cette flamme

dissymétrique l'amplitude des fluctuations de l'émission  $\text{CH}^*$  à  $f_0/2$  est supérieure à celle à  $f_0$  (cf. figure 6.16(a) de la PSD d'émission globale  $\text{CH}^*$ ).

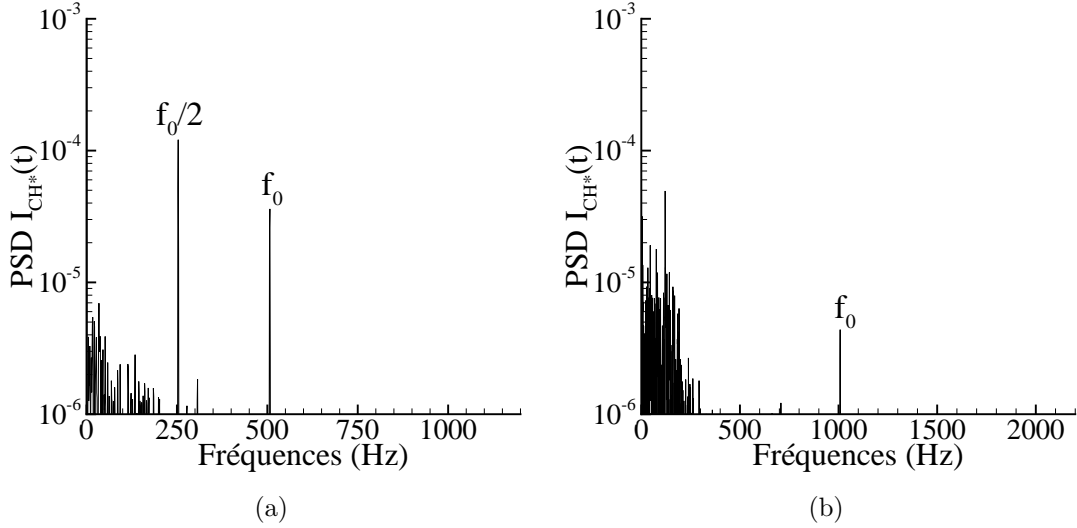


FIGURE 6.16 – PSD du signal d'émission  $\text{CH}^*$  directe de flamme pour : (a)  $f_0 = 510$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 92\%$ ; (b)  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 97\%$ .

## 6.2.2 Mécanisme pilotant la dissymétrie de flamme : densité d'énergie acoustique

Les chapitres précédents ont montré que dans la zone du gradient acoustique il existe une rupture de symétrie de la morphologie de la flamme et du jet dans la direction acoustique. Cette rupture, mise en évidence précédemment, est marquée par une différenciation dans la formation et le développement des vortex ainsi que dans la forme de la flamme (plissement et inclinaison) entre les positions situées de chaque côté du plan axial ( $\Pi_{X_i}$ ) normal à l'axe acoustique. Les amplitudes de vitesse et de pression acoustiques ne peuvent pas expliquer que les perturbations observées soient toujours maximales côté VP. En effet, en  $X = 2L_c/16$ , l'amplitude de vitesse acoustique est plus petite qu'en  $X = 3L_c/16$  alors que c'est en  $X = 2L_c/16$  que la dissymétrie est la plus visible. Pour sa part, le gradient de pression peut créer la dissymétrie, comme cela a été expliqué à la section 6.1.2. Le système fluide est dissymétrique dans toute la zone du gradient acoustique. Toutefois, le niveau de dissymétrie n'est pas maximal en  $X = 3L_c/16$  où le gradient de l'amplitude de pression acoustique est maximal mais en  $X = 2L_c/16$ . Si la présence du gradient est une condition nécessaire pour avoir une dissymétrie, elle n'est pas suffisante pour expliquer son intensité. Pour que la dissymétrie soit efficace une amplitude de pression suffisamment grande doit également exister localement. Finalement,  $|\partial\tilde{P}/\partial X|$  conditionné par  $\tilde{P}$  peut expliquer la façon dont la dissymétrie apparaît le long de l'axe des  $X$ . La variation spatiale

du produit  $|\tilde{P}\partial\tilde{P}/\partial X|$ , présentée lors de l'étude du champ acoustique sur la figure 6.17, montre bien un maximum en  $X = 2L_c/16$ , là où la dissymétrie est visiblement maximale. La caractéristique spatiale de la dissymétrie suit alors une évolution périodique de nombre d'onde  $2k$ .

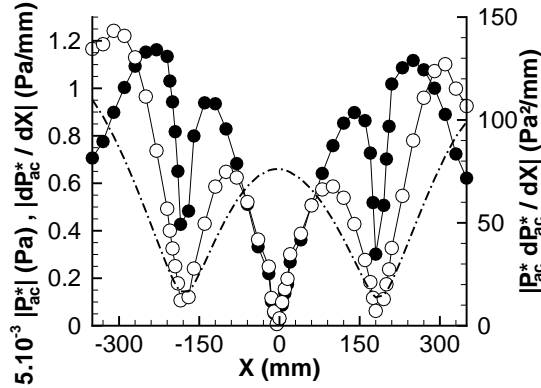


FIGURE 6.17 – Amplitude du gradient suivant  $X$  de la pression acoustique (●) et amplitude du gradient suivant  $X$  de la densité volumique d'énergie potentielle acoustique multipliée par  $\rho c_0^2$  (○) en fonction de  $X$  en ( $Y = 0, Z = 30$  mm) pour  $f_0 = 510$  Hz déterminées à partir des mesures de pression  $\tilde{P}$  (-.-) de la figure 3.1

Les résultats de cette analyse suggèrent que la dissymétrie est induite, non pas par des effets dynamiques (pression seule) ou cinématique (vitesse seule), mais par des effets énergétiques. Ces derniers sont caractérisés par la densité d'énergie acoustique  $e_{ac} = e_{ac_p} + e_{ac_c}$ , avec  $e_{ac_p} = P_{ac}^2 / (2\rho c_s^2)$ , la partie potentielle et  $e_{ac_c} = \rho V_{ac}^2 / 2$  la partie cinétique, et la densité de flux d'énergie acoustique  $\vec{f}_{ac} = P_{ac} \vec{V}_{ac}$ , reliées par l'équation de l'énergie acoustique linéarisée. Alors que le champ acoustique est approché par une onde stationnaire de nombre d'onde  $k$  (voir le chapitre 3), ces quantités sont périodiques de nombre d'onde égal à  $2k$ . La dissymétrie du jet est essentiellement produite dans le champ proche par des perturbations convectives qui génèrent la dissymétrie de la flamme. Cela implique que les effets acoustiques potentiels pourraient avoir un plus grand impact sur le système fluide que les effets cinétiques, même si leur ordre de grandeur est similaire, étant donné que leurs caractéristiques intrinsèques sont différentes.

## 6.3 Mécanismes pilotant la dynamique de flamme

### 6.3.1 Stabilisation du pied de flamme

La dynamique du pied de flamme est caractérisée à l'aide des mêmes grandeurs qu'au chapitre 6, à savoir les coordonnées du déplacement ( $x_{foot}, z_{foot}$ ), la largeur du front  $w_{foot}$  à la base du front et l'angle d'ouverture du pied  $\theta_{foot}$ . Elles sont extraites de séries de cent images d'émission CH\* de flamme.



Dans les sections précédentes, il a été montré que dans le bassin d'influence de VI, le front de flamme est déformé sous l'action de l'écoulement perturbé par les effets du champ acoustique transverse qui module l'injection du jet de prémélange. Le jet fluctuant verticalement, le pied de flamme subit un déplacement vertical périodique à la fréquence de forçage  $f_0$  autour de sa position moyenne de manière similaire à ce qui a été décrit dans le bassin de VP. La variation d'amplitude  $\tilde{z}_{foot}$  du déplacement vertical du pied de flamme en fonction des conditions opératoires  $f_0$ ,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$  et  $U_{bulk}$  est reportée sur la figure 6.18(b).  $\tilde{z}_{foot}$  augmente en fonction de l'amplitude du forçage de façon linéaire identiquement pour les fréquences inférieures à 800 Hz. Pour  $f_0 \geq 800$  Hz, la pente de  $\tilde{z}_{foot} = f(\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.})$  est plus faible. En amplitude relative, la flamme semble moins robuste aux grandes fréquences puisqu'elle se souffle pour des amplitudes de déplacement deux fois plus faibles. Mais ceci n'est qu'un effet apparent dû au filtrage de la réponse de flamme lorsque  $f_0$  croît, puisque en valeurs absolues les amplitudes de soufflage  $\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$  sont quasi-identiques quelle que soit la fréquence.

Le soufflage est obtenu non seulement suite au déplacement vertical périodique du pied, mais aussi à un déplacement périodique latéral concomitant  $\tilde{x}_{foot}$ , comme l'indique la figure 6.18(a). Ce dernier pousse le pied vers le bord de la tige où la zone de recirculation s'estompe. Ainsi, à une amplitude verticale maximale correspond une amplitude horizontale maximale. Le niveau de fluctuation du déplacement horizontal présente également une variation linéaire, en fonction de l'amplitude du forçage acoustique, du même ordre de grandeur que  $\tilde{z}_{foot}$ . À ce déplacement périodique s'ajoute un déplacement stationnaire de la position moyenne du pied de flamme de par la dissymétrie de la flamme, rapprochant davantage le pied de flamme vers le bord de la tige. Ce déplacement moyen est visible sur les lignes médianes de flammes reportées sur la figure 6.12. On voit que pour  $z - z_{lr} \approx 0$  la position du pied de flamme n'est plus centrée mais se trouve en  $x/(d_r/2) \approx 0.2$  côté VP<sup>2</sup>. La flamme est moins robuste à la perturbation acoustique puisque le soufflage apparaît pour des pressions locales  $P_{b.e.}^{b.o.}$  plus faibles dans le bassin de VI que dans celui de VP (cf. figure 4.1(c)).

Parallèlement à l'oscillation de la position du pied de flamme, sa largeur fluctue aussi périodiquement. Cette fluctuation se fait majoritairement à la fréquence de forçage, avec une modulation à  $f_0/2$  lorsque l'émission CH\* globale de la flamme fluctue à  $f_0/2$ . Le niveau des fluctuations  $\tilde{w}_{foot}$  augmente d'abord en fonction de l'amplitude du forçage, avant d'atteindre un seuil (cf. figure 6.18(c)). Ce seuil est maximal lorsque la flamme est pilotée par les vortex de type  $C_2$  côté VP et qu'elle fluctue principalement à  $f_0/2$ . Une illustration de cette maximisation est présentée sur la figure 6.18(c) pour 510 Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} \geq 60\%$ , côté VP (symbole  $\square$ ). Finalement, la grandeur  $w_{foot}$  apparaît comme une conséquence du processus de stabilisation et non comme une grandeur pilote.

L'angle du pied de flamme mesuré de chaque côté du plan de dissymétrie  $\Pi_{Xi}$  est présenté sur la figure 6.19 pour deux fréquences caractéristiques. La variation de  $\theta_{foot}$

2.  $z_{lr}$  : distance verticale entre la sortie du brûleur et le sommet de la tige de stabilisation

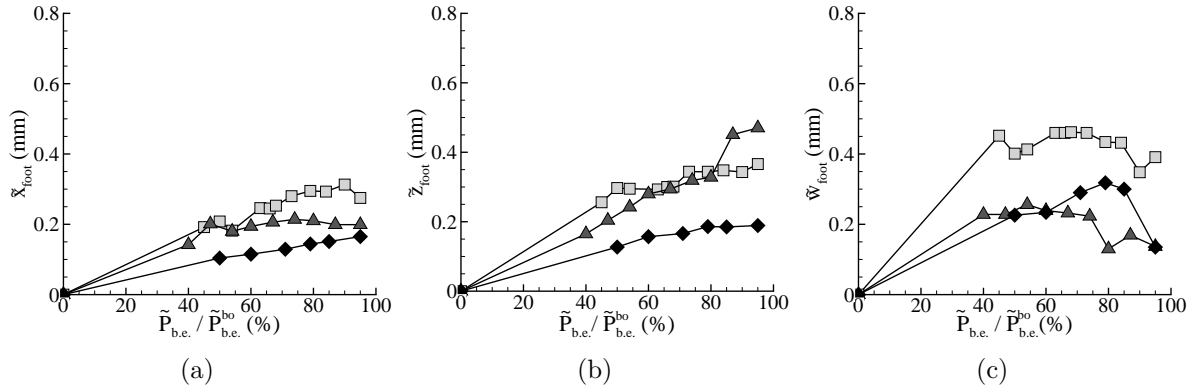


FIGURE 6.18 – Amplitude de fluctuation du point d'accroche de la flamme mesurée en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}^{b.o.}$  à partir d'images d'émission  $CH^*$  pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s : ■  $f_0 = 510$  Hz, ▲  $f_0 = 700$  Hz, ◆  $f_0 = 1010$  Hz ; (a) déplacement horizontal  $\tilde{x}_{foot}$  ; (b) déplacement vertical  $\tilde{z}_{foot}$  ; (c) largeur  $\tilde{w}_{foot}$ .

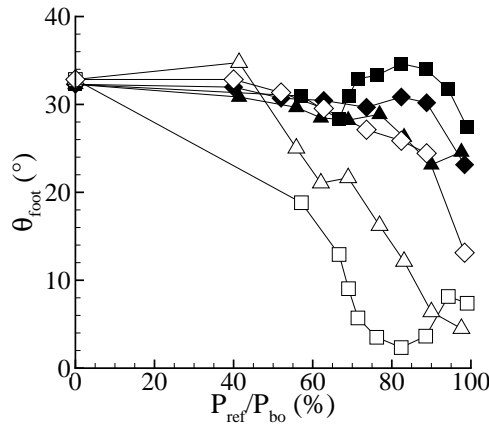


FIGURE 6.19 – Angle du pied de flamme en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}^{b.o.}$  côté VP (symboles noirs) et côté VV (symboles blancs) ; ■, □ :  $f_0 = 510$  Hz ; ▲, △ :  $f_0 = 700$  Hz ; ◆, ◇ :  $f_0 = 1010$  Hz.

avec  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}^{b.o.}$  est d'autant plus significative que le comportement des vortex s'écarte de celui de la classe  $C_1$ , dominant côté VV, et tend vers celui de la classe  $C_2$  qui est dominant côté VP. Ainsi, la différence de réponse entre les deux demi-fronts est davantage marquée à 510 Hz et 700 Hz qu'à 1010 Hz. Cet élément est cohérent avec les mesures réalisées dans le bassin de VP.

### 6.3.2 Éléments de la *Flame Describing Function* dans le ventre d'intensité acoustique

La *Flame Describing Function* est calculée pour les trois fréquences (510 Hz, 700 Hz et 1010 Hz) lorsque le système fluide se trouve en VI, à l'aide de l'émission  $CH^*$  globale

et des vitesses locales mesurées en sortie de brûleur au centre de la partie annulaire, côté VP ou côté VV. Les valeurs du gain et de la phase de la FDF pour différentes amplitudes de forçage sont reportées sur la figure 6.20 où le calcul avec la vitesse côté VP est repérée par  $\triangle$ ,  $\blacktriangle$  et côté VV par  $\nabla$ ,  $\blacktriangledown$ . Les résultats montrent un gain faible lorsque la flamme fluctue principalement à  $f_0$  (symboles blancs), comme cela a été observé en VP. Dans ces conditions, la phase de la FDF a une valeur comprise entre zéro et  $-\pi$ , et est similaire de part et d'autre de l'axe du plan  $\Pi_{X_i}$ .

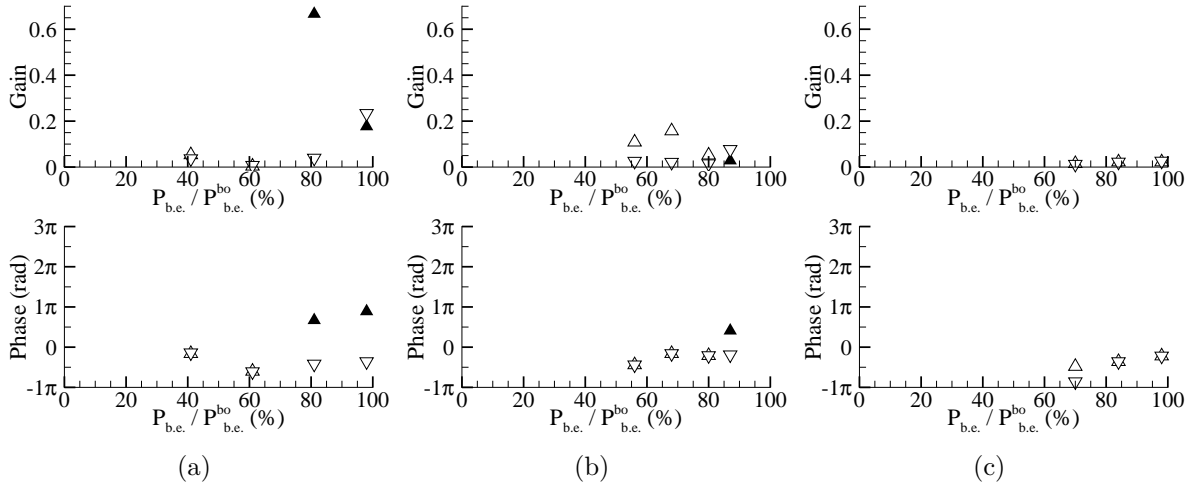


FIGURE 6.20 – Évolution du gain et de la phase de la FDF reconstruite à l'aide de la pression comme indiqué à la section 4.3.3 pour  $U_{bulk} = 2.1\text{m/s}$ .

Symboles blancs : calcul de la FDF à  $f_0$ ; symboles noirs : calcul de la FDF à  $f_0/2$ ;  $\triangle$ ,  $\blacktriangle$  : côté VP;  $\nabla$ ,  $\blacktriangledown$  : côté VV; (a)  $f_0 = 510$  Hz; (b)  $f_0 = 700$  Hz; (c)  $f_0 = 1010$  Hz.

Pour certaines conditions opératoires à  $f_0 = 510$  Hz, la dissymétrie de la réponse de flamme fait que seul un demi-front subit un enroulement périodique à  $f_0/2$  côté VP (cf. figure 6.15), le demi-front côté VV fluctuant à  $f_0$  excepté le voisinage de son extrémité libre modulé à  $f_0/2$ . L'émission globale  $\text{CH}^*$  de la flamme est alors modulée principalement à  $f_0/2$ , en plus de  $f_0$  (cf. figure 6.16). Côté VV, la mesure de vitesse réalisée en sortie de brûleur est modulée à  $f_0$ . Elle fournit la fonction de transfert de la flamme à la fréquence  $f_0$  (symboles creux). Côté VP, la mesure de vitesse est effectuée au point où les pics  $f_0$  et  $f_0/2$  de sa PSD ont une même énergie. Elle fournit la fonction de transfert de la flamme à la fréquence  $f_0/2$  (symboles pleins).

Le gain de la FDF à  $f_0/2$  côté VP où la flamme est bien enroulée donne une valeur élevée ( $\approx 0.6$ ) tandis que côté VV le gain reste inférieur à 0.1<sup>3</sup>. La phase de la FDF à  $f_0/2$  est différente de celle à  $f_0$ ; elle est comprise entre  $\pi/2$  et  $\pi$ .

3. Le gain de la FDF à  $f_0/2$  côté VP pour  $f_0 = 700$  Hz est très faible proche du soufflage. Ceci est dû à la destruction importante des vortex dont le comportement est intermédiaire entre ceux de classes  $C_2$  et  $C_3$ , d'où un enroulement de mauvaise qualité.

## 6.4 Conclusion

Ce chapitre a montré que dans le bassin du ventre d'intensité (VI) la pression acoustique induit aussi la conversion du mode transverse de cavité en mode longitudinal en sortie de brûleur mis précédemment en évidence dans le bassin du ventre de pression (VP). Elle génère les mêmes effets qu'en ventre de pression : modulation du débit de gaz, écoulements de retour et formation de vortex. Mais, contrairement au comportement en ventre de pression, le développement du jet est dissymétrique selon le plan II, contenant l'axe du brûleur et perpendiculaire à l'axe acoustique. Cela se traduit par une déformation modérée du jet côté VV et en revanche très importante côté VP avec la possibilité d'avoir des écoulements de retour conduisant à des décollements de couche limite persistants à l'intérieur du brûleur. Si la fluctuation du champ de vitesse est toujours due à la compétition d'une perturbation de nature acoustique et d'une autre de nature convective, les amplitudes et les phases des vitesses perturbées ne sont plus identiques de part et d'autre du plan II. Les vortex sont de taille et d'intensité différente des deux côtés du plan II, leur développement est perturbé par la présence de la vitesse acoustique transverse, et leur variété est moins riche qu'en VP. Toutefois, le mécanisme d'appariement vu en VP peut aussi être mis en évidence en VI, mais il ne se manifeste que d'un seul côté du plan de dissymétrie, celui qui est situé vers VP.

Comme en VP, la flamme subit un redressement vertical qui s'accroît avec l'amplitude de pression acoustique. Mais ce dernier subit également l'effet de dissymétrie observé de part et d'autre du plan II. De plus, la dissymétrie de la flamme se manifeste d'une part par une inclinaison spatiale vers le ventre de vitesse quantifiée par sa ligne médiane. D'autre part, elle se traduit par une déformation du front très importante côté VP contrairement à celle du côté VV. En particulier, il peut apparaître un enroulement à  $f_0/2$  du demi-front uniquement côté VP dû à l'action des vortex subissant le processus d'appariement comme mentionné ci-dessus. Ainsi, si l'amplitude de fluctuation de  $I_{CH^*}$  augmente avec  $P_{ref}$ , elle est fortement amplifiée dans ce cas de bifurcation fréquentielle. Comme en ventre de pression, le gain de la FDF est faible, hormis le cas où le demi-front côté VP est enroulé à  $f_0/2$  qui voit le gain davantage amplifié.

Cette dissymétrie a pour origine un effet énergétique piloté par le gradient de la densité volumique d'énergie potentielle acoustique. Ainsi, c'est bien l'amplitude du gradient de pression acoustique suivant l'axe acoustique conditionnée par l'amplitude de pression acoustique qui génère cette dissymétrie. Ceci montre bien l'importance des propriétés du champ acoustique transverse sur la réponse remarquable du système fluide.

La stabilisation de la flamme, tributaire de la dynamique de son pied, est soumise à la périodicité  $f_0$  du forçage malgré la dissymétrie. Le pied subit un déplacement périodique essentiellement vertical, auquel s'ajoute une composante horizontale également périodique de faible amplitude produite par les effets naissants de vitesse acoustique.



# Chapitre 7

## Système fluide en ventre de vitesse acoustique

*Dans bassin du ventre de vitesse (VV) défini au chapitre 3, le jet et la flamme subissent essentiellement des effets de la vitesse acoustique. Toutefois, la présence de pression résiduelle influence le système fluide en sortie de brûleur. Mais lors du développement du jet, ce sont les effets de vitesses qui sont prédominant. Le jet et la flamme sont alors déplacés horizontalement de façon périodique à la fréquence du forçage, mais sans que le front ne subisse de fortes fluctuations périodiques de son aire. En revanche, un effet d'acoustique non-linéaire provoque la déviation des gaz brûlés vers un ventre de pression ainsi que celle de la flamme.*

### 7.1 Structures de l'écoulement

La légère dissymétrie du jet qui est mise en évidence dans cette section est due à la dissymétrie de la pression des deux côtés du jet. Cette dissymétrie est induite par les effets de bord de la cavité acoustique et par les effets de la pression résiduelle due à la présence d'une onde progressive, qui empêche l'existence d'un nœud de pression stationnaire, comme expliqué en section 3.2.2.

#### 7.1.1 Initiation du jet en sortie de brûleur

L'étude de la structuration de l'écoulement en sortie de brûleur est obtenue, en s'appuyant d'une part sur les vues tomographiques et d'autres part sur plusieurs grandeurs quantitatives développées en section 4.3.1 extraites de ces vues ou de traitements de PIV.

### 7.1.1.1 Vues tomographiques

Les vues tomographiques verticales de la figure 7.1 montrent que, dans le bassin du ventre de vitesse, le jet peut produire des vortex en sortie de brûleur mais uniquement dans la couche de cisaillement externe. À  $f_0 = 510$  Hz, les vortex sont peu volumineux et axisymétriques. Ils sont produits quasiment en phase de part et d'autre du plan  $\Pi_{X_i}$ . À  $f_0 = 1010$  Hz, les vortex sont différents de part et d'autre du plan  $\Pi_{X_i}$  : les vortex formés côté plaque restent relativement peu volumineux, contrairement à ceux formés côté centre. De plus, ils sont créés en opposition de phase entre ces deux côtés. Ces observations s'expliquent par l'effet de compression/dilatation du jet qui dépend de la fréquence de forçage. L'évolution temporelle des vues tomographiques horizontales filmées à  $z = 1$  mm permet de comprendre cette différence. Pour les deux fréquences de forçage, le jet fluctue horizontalement sous l'effet de la vitesse acoustique. En revanche, alors que pour  $f_0 = 510$  Hz le jet subit en plus une fluctuation axisymétrique de sa surface, pour  $f_0 = 1010$  Hz la compression/dilatation du jet a lieu alternativement de chaque côté du plan  $\Pi_{X_i}$ , le décalage étant d'une demi-période. Un exemple illustratif est reporté en figure 7.1 pour  $f_0 = 510$  Hz (figure 7.1(a)) et pour  $f_0 = 1010$  Hz (figure 7.1(b)) pour un même angle de phase du forçage acoustique. À 510 Hz, la diminution de surface se fait des deux côtés du plan  $\Pi_{X_i}$ , signe d'une compression d'ensemble du jet. On notera toutefois une différence dans la production de filaments, inexistant côté centre alors qu'ils sont fortement présents côté plaque. À 1010 Hz, pour un même angle de phase, seule la partie du jet côté plaque subit une diminution de sa surface. Cette diminution sera présente côté centre une demi-période plus tard.

Une quantification plus précise de ce phénomène est réalisée ci-dessous à l'aide du calcul des demi-aires du jet  $A_{jet}^*$ .

### 7.1.1.2 Aires du jet $A_{jet}^*$

L'évolution des demi-aires du jet,  $A_{jet, left}^*$  côté centre et  $A_{jet, right}^*$  côté plaque permet de quantifier la différence de comportement du jet en sortie de brûleur ( $z = 1$  mm), lorsqu'il est placé dans le bassin du ventre de vitesse en fonction de la fréquence de forçage. La figure 7.2 présente les résultats obtenus à partir des cas illustratifs des vues tomographiques horizontales de la figure 7.1.

À  $f_0 = 510$  Hz,  $A_{jet, left}^*$  et  $A_{jet, right}^*$  évoluent avec un déphasage  $d\varphi \leq \pi/4$  (cf. figure 7.2(a)). Ceci est caractéristique de la compression/dilatation d'ensemble du jet, comme décrit à la section précédente. Cette fluctuation d'aire du jet est importante pour les conditions proches du soufflage de la flamme. Pour les conditions de la figure 7.2(a) ( $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 80\%$ ), la compression atteint 40% de la demi-aire du jet côté centre (■ sur la figure). Cette valeur n'est pas obtenue côté plaque à cause de la présence des structures filamentaires qui sont prises en compte dans le calcul de la demi-aire.

À  $f_0 = 1010$  Hz,  $A_{jet, left}^*$  atteint un maximum lorsque  $A_{jet, right}^*$  atteint un minimum

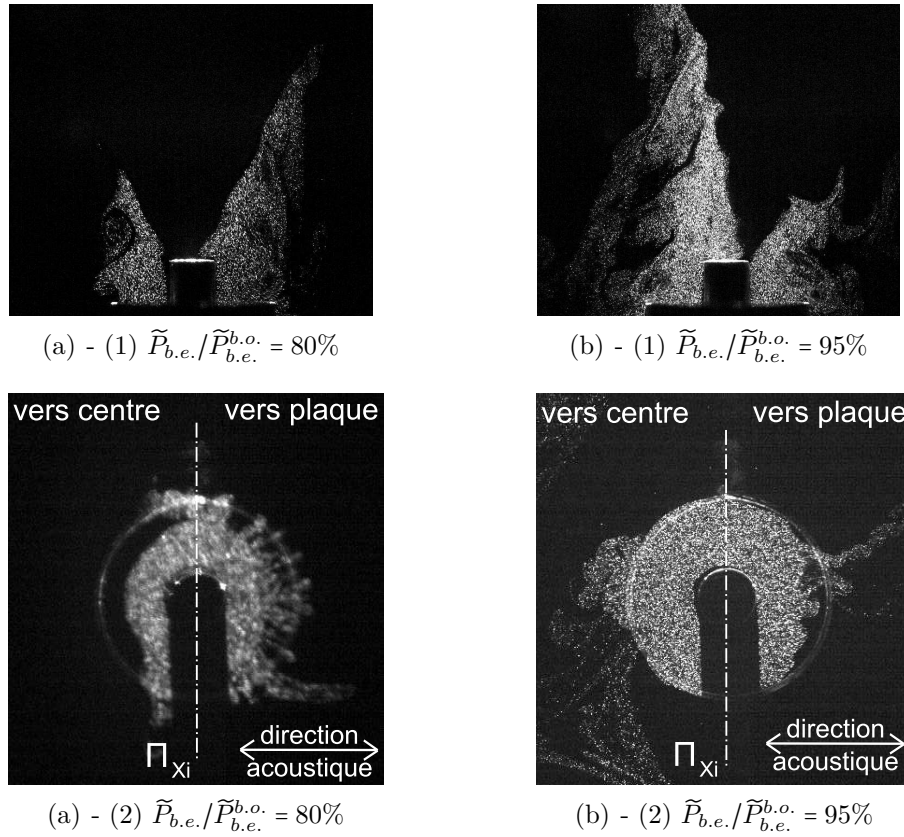


FIGURE 7.1 – Vues tomographiques pour  $U_{bulk} = 1.6 \text{ m/s}$  : (a) vues verticales ; (b) vues horizontales à  $z = 1 \text{ mm}$  (1)  $f_0 = 510 \text{ Hz}$  ; (2)  $f_0 = 1010 \text{ Hz}$ .

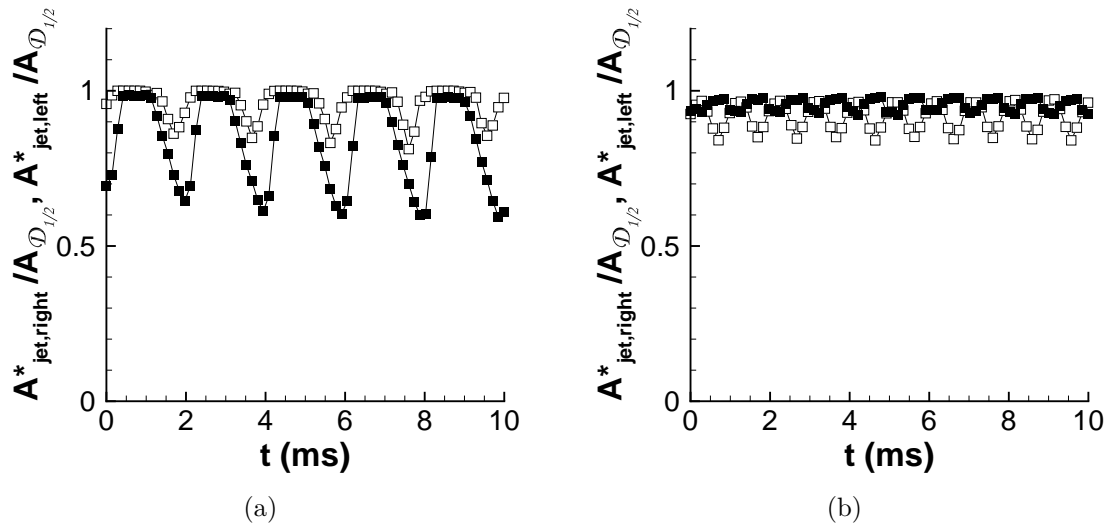


FIGURE 7.2 – Demi-aires réduites du jet pour  $U_{bulk} = 1.6 \text{ m/s}$  et  $z = 1 \text{ mm}$  :  $\blacksquare A_{jet,left}^*/A_{\mathcal{D}_{1/2}}^*$  (côté centre) ;  $\square A_{jet,right}^*/A_{\mathcal{D}_{1/2}}^*$  (côté plaque) ; (a)  $f_0 = 510 \text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 80\%$  ; (b)  $f_0 = 1010 \text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 95\%$ .



(cf. figure 7.2(b)), ce qui confirme que la compression/dilatation se fait en opposition de phase entre les deux parties du jet séparées par le plan  $\Pi_{X_i}$ . Dans ces conditions, l'effet de compression dilatation semble relié au déplacement latéral du jet induit par l'effet de vitesse acoustique transverse de cavité. Pour un côté du jet donné, la phase de compression a lieu simultanément avec la phase de déplacement du jet vers l'intérieur du brûleur, et inversement. La figure montre également que l'amplitude de fluctuation des demi-aïres du jet, et donc l'effet de compression/dilatation, est plus importante à 510 Hz qu'à 1010 Hz. De même que pour 510 Hz, la différence d'amplitude entre  $A_{jet,left}^*$  et  $A_{jet,right}^*$  est due à la différence de structures filamentaires entre les deux parties du jet ; la partie du jet côté centre présente plus de structures filamentaires que la partie côté plaque. On notera à l'aide des vues tomographiques horizontales (cf. figure 7.1) que les structures filamentaires à 1010 Hz sont plus importantes et spatialement plus développées qu'à 510 Hz. Ces éjections localisées sont consécutives à l'interaction du mouvement latéral du jet induit par la vitesse transverse avec les bords de fuite et d'attaque du brûleur.

### 7.1.1.3 Vitesses verticales moyennées spatialement

La fluctuation de vitesse longitudinale en sortie de brûleur est quantifiée par la vitesse verticale  $U_p^*$  moyennée spatialement à partir des mesures de champ PIV. Les évolutions en  $z = 0.5$  mm de  $U_{p,left}^*$  côté centre et  $U_{p,right}^*$  côté plaque sont illustrées sur la figure 7.3 pour les trois fréquences de 510 Hz, 700 Hz et 1010 Hz dans le cas de  $U_{bulk} = 2.1$  m/s.

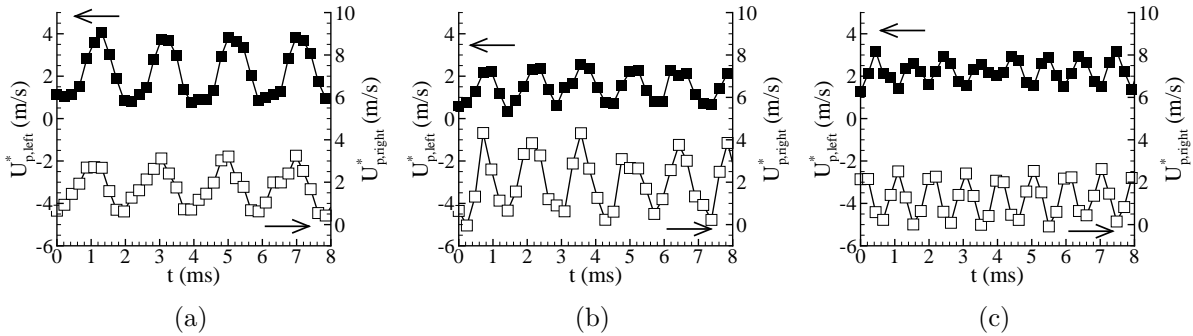


FIGURE 7.3 – Vitesses verticales moyennées spatialement le long du rayon annulaire du brûleur à  $z = 0.5$  mm pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s : ■  $U_{p,left}^*$  (côté centre) ; □  $U_{p,right}^*$  (côté plaque) ; (a)  $f_0 = 510$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 78\%$  ; (b)  $f_0 = 700$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 83\%$  ; (c)  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 95\%$ .

À 510 Hz,  $U_{p,left}^*$  côté centre et  $U_{p,right}^*$  côté plaque en sortie de brûleur, d'amplitudes similaires, sont légèrement déphasées ( $d\varphi \leq \pi/4$ ) (cf. figure 7.3(a)). Lorsque la fréquence de forçage augmente, l'amplitude de  $U_p^*$  côté centre devient plus faible que celle côté

plaque, et le déphasage entre  $U_{p,left}^*$  et  $U_{p,right}^*$  augmente. À 1010 Hz,  $U_{p,left}^*$  et  $U_{p,right}^*$  sont en opposition de phase<sup>1</sup>.

#### 7.1.1.4 Interprétation du comportement de la phase des grandeurs du jet en sortie de brûleur en fonction de $f_0$

La compression/dilatation du jet en sortie de brûleur étant induite par les effets de pression acoustique, cette différence de comportement entre les hautes et les basses fréquences est reliée à  $\varphi(x)$ , le déphasage de la pression de cavité le long de l'axe acoustique. Il a été vu à la section 3.2.2 que dans le bassin d'influence du ventre de vitesse,  $\varphi(x)$  dépend de la fréquence de forçage ; la pression d'un côté et de l'autre du ventre de vitesse est en opposition de phase, mais le déphasage à 510 Hz est beaucoup plus étalé ( $d\varphi/dx = 14.5\pi$  rad/m) qu'à 1010 Hz ( $d\varphi/dx = 31\pi$  rad/m), ce qui explique pourquoi la compression/dilatation du jet se fait quasiment en phase à 510 Hz alors qu'elle est en opposition de phase à 1010 Hz. Comme en VP et VI, la fluctuation de pression, par son action de compression/dilatation du jet, produit une fluctuation longitudinale du jet ; c'est l'effet bouchon mentionné dans les chapitres précédents. Ce comportement dépendant de  $f_0$  est la conséquence de l'étalement du déphasage de la pression acoustique dans le bassin du ventre de vitesse, mis en évidence à la section 3.2.2.

Finalement, le jet a un comportement différencié dès la sortie du brûleur en fonction de la fréquence de forçage :

- **À basse fréquence de forçage**, le jet en sortie de brûleur subit un effet de compression/dilatation d'ensemble ainsi qu'une fluctuation longitudinale de débit qui se fait sur toute la surface du jet avec un déphasage  $d\varphi \leq \pi/4$ . Des vortex azimutaux sont alors produits avec un faible décalage temporel sur l'ensemble de la couche de cisaillement externe du jet. La vitesse transverse de cavité n'a alors que peu d'influence sur la sortie du brûleur.
- **À haute fréquence de forçage**, le jet est déplacé latéralement par l'effet de vitesse transverse, et subit une compression/dilatation déphasée d'une demi-période acoustique entre ses deux demi-sections de part et d'autre du plan  $\Pi_{X_i}$ . Dans le même temps, le jet en sortie de brûleur fluctue longitudinalement. À une dilatation d'une des demi-sections du jet correspond une accélération verticale de l'autre et inversement, si bien que la fluctuation longitudinale du jet côté plaque est en

---

1. En sortie de brûleur,  $U_{p,left}^*$  et  $U_{p,right}^*$  sont en opposition de phase. Lorsque  $z$  augmente, l'amplitude de  $U_{p,left}^*$  diminue jusqu'à devenir pratiquement nulle en  $z = 1$  mm, tandis que l'amplitude de  $U_{p,right}^*$  reste constante. Une fois passée cette hauteur, l'amplitude de  $U_{p,left}^*$  augmente de nouveau jusqu'à devenir du même ordre que  $U_{p,right}^*$  pour  $z \geq 2$  mm. Mais,  $U_{p,left}^*$  subissant une inversion de sa phase par rapport à son évolution en sortie de brûleur, évolue alors en phase avec  $U_{p,right}^*$ . Ceci est dû à un phénomène d'interaction destructive entre les deux natures acoustique et convective de la perturbation de vitesse, faisant varier l'amplitude des vitesses avec  $z$  selon une cycloïde, comme vu en VP et en VI dans l'étude du développement du jet (cf. sections 5.1.2 et 6.1.2). Ce phénomène sera abordé plus en détail à la section 7.1.2.

opposition de phase avec celle côté centre. Les vortex azimuthaux de la couche de cisaillement externe du jet sont donc produits avec un décalage temporel égal à une demi-période acoustique.

### 7.1.1.5 Profils de vitesses moyennes et rms

Les profils moyens des vitesses moyennes et rms, obtenus à partir des mesures PIV à  $z = 1$  mm sont reportés à la figure 7.4 pour deux fréquences de forçage, 510 Hz et 1010 Hz. De prime abord, les profils des vitesses moyennes montrent des comportements qui rappellent ceux obtenus sans forçage acoustique (cf. section 2.3.2). On note toutefois la présence d'une zone de recirculation juste au bord du brûleur (côté extérieur), mis en évidence par les valeurs négatives de  $U_{p,mean}$ . De même, alors qu'à 510 Hz  $V_{p,mean}$  est quasiment nulle sur l'ensemble du jet, à 1010 Hz celle-ci prend des valeurs négatives pour  $|x| \leq 4$  mm, indiquant une déviation moyenne du jet vers le centre de la cavité pour  $z = 1$  mm (les valeurs positives et négatives de  $V_{p,mean}$  autour de zéro côté centre correspondent à la présence du filament éjecté comme celui révélé sur la figure 7.5).

Les profils des vitesses rms indiquent de fortes fluctuations des vitesses verticales et horizontales en sortie de brûleur.

- $U_{p,rms} \approx 50\% U_{bulk}$  reste à peu près constante sur la distance correspondante au diamètre du brûleur, avec une légère augmentation une fois la couche de cisaillement externe atteinte. Toutefois, à 1010 Hz côté centre, un minimum apparaît pour  $x \approx 4$  mm, induit par le phénomène d'interaction destructive entre les deux natures acoustique et convective de la perturbation de vitesse précédemment mentionnée dans les bassins d'influence de VP et VI. Une fois atteinte la zone du bord du brûleur, à 510 Hz,  $U_{p,rms}$  diminue d'un côté du jet jusqu'à devenir pratiquement nulle, et conserve une valeur  $U_{p,rms} \approx 50\% U_{bulk}$  de l'autre côté; à 1010 Hz, le comportement de  $U_{p,rms}$  est similaire, mais les deux côtés sont inversés par rapport au cas à 510 Hz.

- $V_{p,rms} \approx 20\% U_{bulk}$  dans la couche interne du jet, mais elle augmente lorsque  $x$  croît pour atteindre un maximum dans la couche de cisaillement externe égal à  $80\% U_{bulk}$  à 510 Hz des deux côtés du jet, et jusqu'à  $120\% U_{bulk}$  à 1010 Hz côté centre et  $70\% U_{bulk}$  côté plaque.  $V_{p,rms}$  est donc supérieure à  $U_{p,rms}$  : en sortie de brûleur dans la couche externe, les fluctuations de vitesse horizontale dépassent les fluctuations de vitesse verticale. Une fois ce maximum dépassé,  $V_{p,rms}$  décroît mais se stabilise à une valeur d'environ 1 m/s côté plaque. Cette valeur est de l'ordre de grandeur de la vitesse acoustique transverse  $V_{ref}$  calculée à l'aide de l'équation 3.33 et à partir de la mesure de pression  $P_{ref}$ .

## 7.1.2 Développement du jet

Une fois en dehors de la zone de sortie du brûleur, l'impact du champ de vitesse acoustique transverse devient important quelle que soit  $f_0$ . Il agit sur l'ensemble du jet en favorisant les éjections de matière et le développement de structures filamentaires le

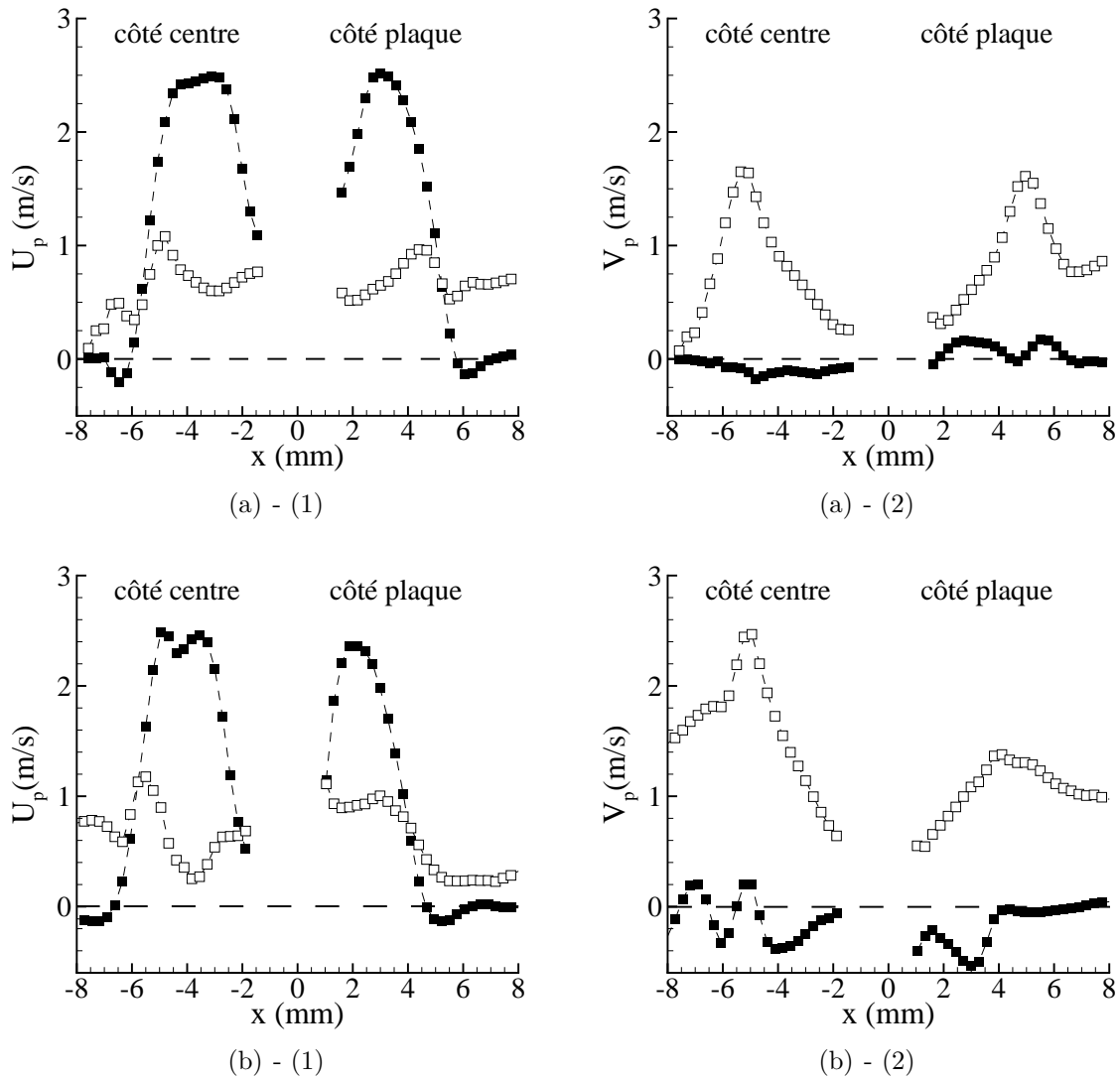


FIGURE 7.4 – Profils de vitesses obtenus par PIV à  $z = 1$  mm pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s : (a)  $f_0 = 510$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.} \tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 81\%$ ; (b)  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.} \tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 84\%$ ; (1) ■  $U_{p,mean}$ , □  $U_{p,rms}$ ; (2) ■  $V_{p,mean}$ , □  $V_{p,rms}$ .

long de l'axe acoustique, comme on peut le voir sur les vues tomographiques verticales de la figure 7.1. Il perturbe les vortex azimuthaux dans leur convection et induit leur déstructuration. Leur intensité de vorticit e diminue et devient tr es faible une fois la zone de flamme atteinte comme le montre le suivi des vortex, quantifiée à partir des mesures de vitesses par PIV, reportée en figure 7.6.

Le jet est également perturbée dans son développement par la forme de la flamme. En effet, dans le voisinage de VV, la flamme est stationnairement déviée vers un ventre de pression du champ acoustique dans la direction de l'axe acoustique, et est décentrée par rapport à l'axe du brûleur (cf. section 7.3 pour la caractérisation et l'interprétation de ce

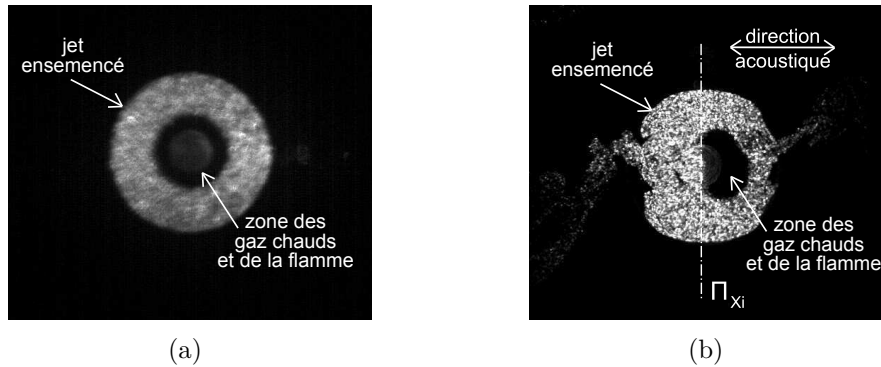


FIGURE 7.5 – Vues tomographiques horizontales à  $z = 5$  mm pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s :  
 (a)  $f_0 = 0$  Hz ; (b)  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 95\%$ .

phénomène). Elle peut alors être accrochée partiellement sur les lèvres du brûleur, et créer un confinement du jet du côté où elle est accrochée. Le comportement de la flamme induit donc un développement dissymétrique du jet. Contrairement à VI, cette dissymétrie n'est pas une caractéristique de l'écoulement des gaz frais injectés ici. En effet, le jet perturbé en VV sans la présence de la flamme, dont un exemple est reporté sur la figure 7.7, a un développement quasiment axisymétrique, ce qui n'est pas le cas du jet sans flamme en VI.

Une analyse faite à l'aide des PSD des vitesses du jet indique qu'elles fluctuent partout à  $f_0$ , quelle que soit la fréquence acoustique. L'étude de l'évolution de l'amplitude et de la phase des fluctuations de vitesse en fonction de  $z$  est réalisée à partir du calcul de leur fonction de transfert à  $f_0$ . Les résultats, reportés sur les figures 7.8 à 7.11, sont calculés depuis la sortie du brûleur jusqu'à la zone d'évaporation des gouttes d'huile d'ensemencement due au front de flamme. Les conventions introduites lors de l'analyse des champs de vitesse dans les bassins d'influence de VP et VI sont également utilisées ici (cf. section 5.1.2.2.1). Ainsi, les amplitudes et déphasages des composantes de vitesse sont comparés à ceux d'ondes purement acoustique, purement convective ou résultant de la superposition d'une onde acoustique et d'une onde convective (cf. section 5.1.2.2.2 et équation 5.1). Les valeurs des coefficients d'amplitude et d'amplification de chacun des deux types de perturbation sont reportées dans les tableaux 7.1 pour  $f_0 = 510$  Hz et 7.2 pour  $f_0 = 1010$  Hz et sont utilisées dans l'exploitation des résultats expérimentaux qui suivent.

### $f_0 = 510$ Hz

Pour  $x = 3.25$  mm, l'évolution de l'amplitude suivant une cycloïde, obtenue en VP et VI, est généralement très peu marquée ici. Quel que soit le côté, elle est observée pour  $U_p$  suivant une loi décroissante avec  $z$ , et pour  $V_p$  suivant une loi légèrement croissante. Ces variations en fonction de  $z$  sont amplifiées lorsque le niveau acoustique augmente. On note cependant que les amplitudes  $U_{p,max}$  et  $V_{p,max}$  sont du même ordre de grandeur.

Dans cette zone du jet, le déphasage de  $U_p$  et  $V_p$  est essentiellement acoustique quelles

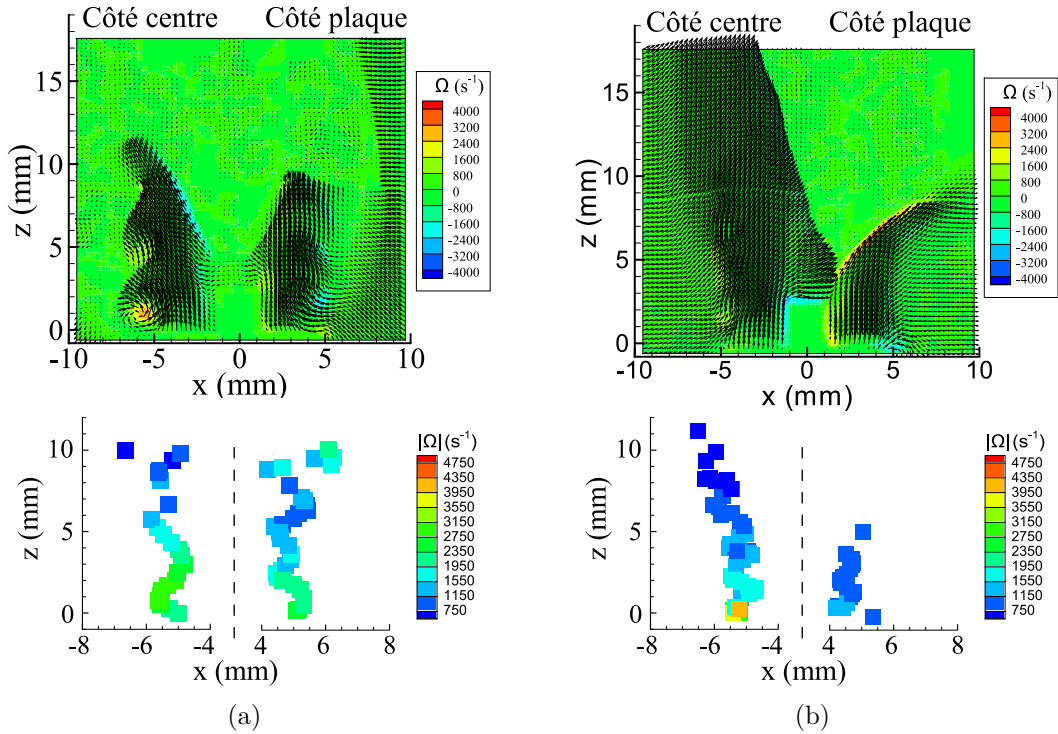


FIGURE 7.6 – Moyennes de phases de champs PIV, chacune composée de deux images jointes à  $z = 8.5$  mm, et trajectoires associées des vortex pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s : (a)  $f_0 = 510$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.} = 70$  %; (b)  $f_0 = 1010$  Hz,  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.} = 76$  %.

que soient les conditions de forçage. Ceci est en accord avec une cycloïde peu marquée où l'onde convective affecte peu le champ de vitesse.

Pour  $x = 5$  mm, la flamme peut s'accrocher temporairement au bord du brûleur lorsque  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.} \geq 70$  %. Ceci explique que le jet atteignant rapidement la zone du front de flamme, l'étendue du domaine de mesure de vitesse est limitée comme reporté sur le tableau 7.1. Toutefois, on note que l'évolution en cycloïde est davantage prononcée qu'en  $x = 3.25$  mm, indiquant la présence plus équilibrée entre onde acoustique et onde convective. Contrairement à la plupart des cas observés et, comme cela a été noté pour certaines conditions dans le bassin d'influence de VI, l'amplitude des vitesses en sortie de brûleur ne correspond pas toujours au maximum de la cycloïde. Côté centre, les amplitudes  $U_{p,max}$  et  $V_{p,max}$  sont du même ordre de grandeur alors que côté plaque,  $V_{p,max}$  est supérieure à  $U_{p,max}$ , ce qui indique un impact plus important de la vitesse acoustique transverse.

Quelle que soit l'amplitude de forçage, le déphasage des deux composantes de vitesse indique une perturbation de nature majoritairement acoustique côté plaque. Ce comportement est également vérifié côté centre à basse amplitude de forçage. En effet, lorsque le niveau acoustique augmente ( $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.} \geq 70$  %), la nature de la perturbation devient convective. Ce changement de nature s'explique par la présence de vortex volumineux pro-

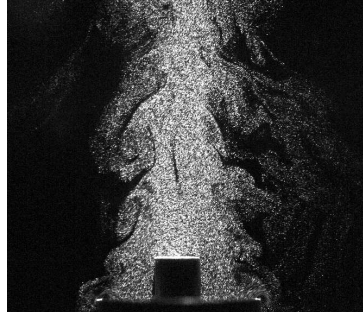


FIGURE 7.7 – Vue tomographique verticale du jet sans flamme pour  $U_{bulk} = 1.6 \text{ m/s}$ ,  $f_0 = 1010 \text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}^{b.o.} = 95\%$  correspondant au cas de la figure 7.1(b).

duits dans la couche de cisaillement externe dus au confinement du jet par l'accrochage de la flamme sur de longues durées. En revanche, côté plaque, l'accrochage n'est observé que de manière sporadique.

$$f_0 = 1010 \text{ Hz}$$

*Côté centre*, l'évolution suivant  $z$  en cycloïde est très faible : elle est visible en  $x = 3.25 \text{ mm}$ , essentiellement pour  $z \leq 2 \text{ mm}$  où en sortie de brûleur l'amplitude de vitesse correspond à un minimum de la cycloïde ; elle est plus marquée en  $x = 5 \text{ mm}$  pour les forts niveaux acoustiques. *Côté plaque*, la cycloïde est quasiment inexistante au centre du jet et dans la couche externe. Enfin, quel que soit le côté,  $V_{p,max}$  est dans l'ensemble supérieure à  $U_{p,max}$ . Ceci indique une forte influence du champ de vitesse acoustique transverse sur la dynamique du jet. L'évolution du déphasage des vitesses indique que dans les différentes zones étudiées et quelles que soient les niveaux acoustiques, la perturbation est toujours de nature acoustique.

L'ensemble des caractéristiques de ces vitesses est bien pris en compte quelle que soit la fréquence de forçage par le modèle de superposition d'ondes dont les coefficients portés dans les tableaux 7.1 et 7.2 font ressortir ces informations.

## 7.2 Dynamique des flammes et mécanismes pilotes

### 7.2.1 Déformation stationnaire

Les images d'émission  $\text{CH}^*$  de flamme, telles que celle de la figure 7.12, font apparaître une déformation stationnaire de leur front. Les flammes sont inclinées dans leur ensemble vers un ventre de pression, comme le montre la figure 7.13 qui reporte la position moyenne du front en fonction de  $z$  obtenue à partir des images d'émission  $\text{CH}^*$  (cf. section 2.2.2.2). Ainsi, lorsque le niveau acoustique est élevé, un demi-front est quasiment à la verticale tandis que l'autre demi-front est proche de l'horizontale. Cette position quasi-horizontale du demi-front peut entraîner dans certains cas un accrochage temporaire de la flamme au

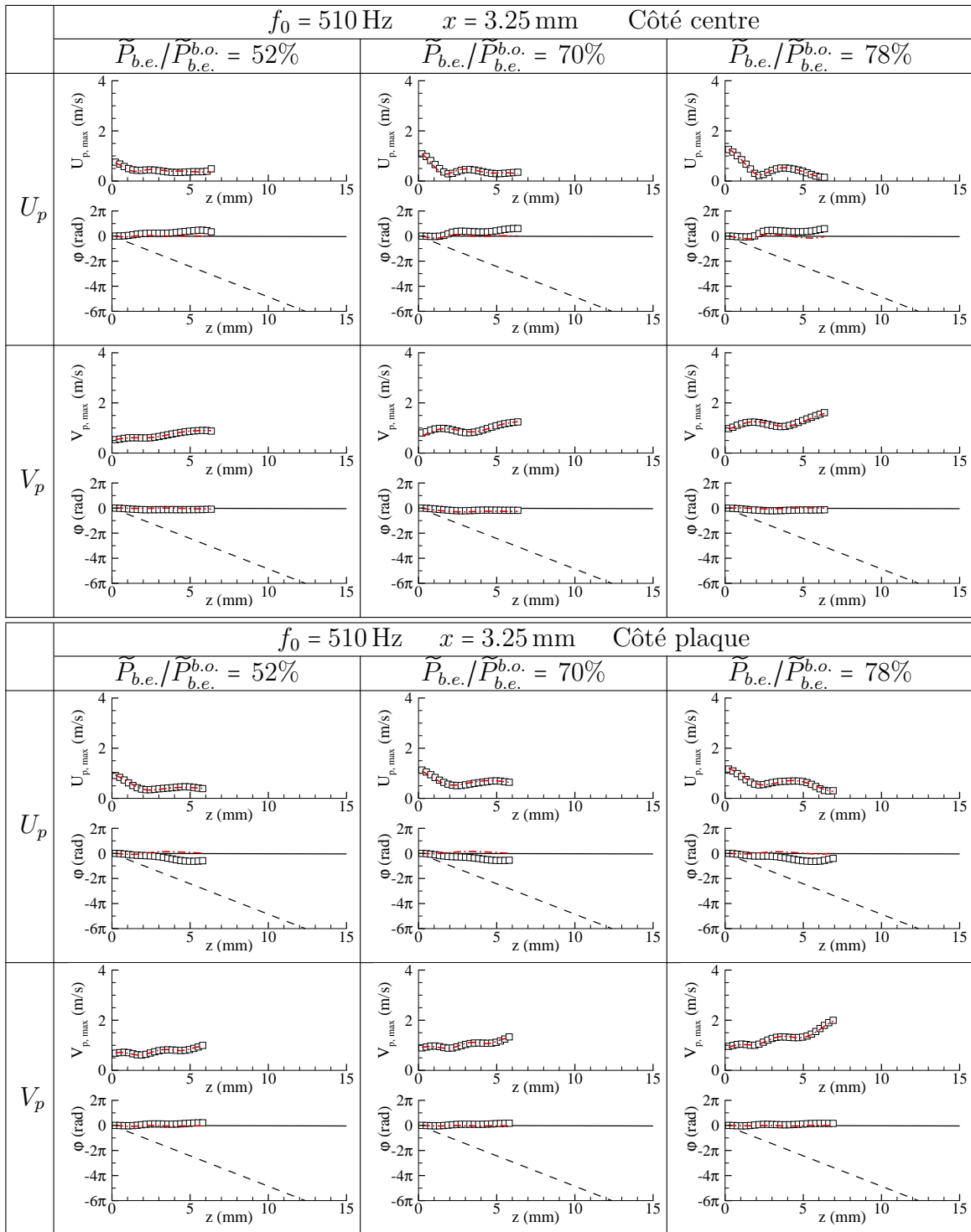


FIGURE 7.8 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) des vitesses en fonction de  $z$  pour  $x = 3.25 \text{ mm}$  et  $f_0 = 510 \text{ Hz}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—); convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$ ; (---) courbes à  $f_0$  (-.-) pour le modèle de superposition d'ondes.



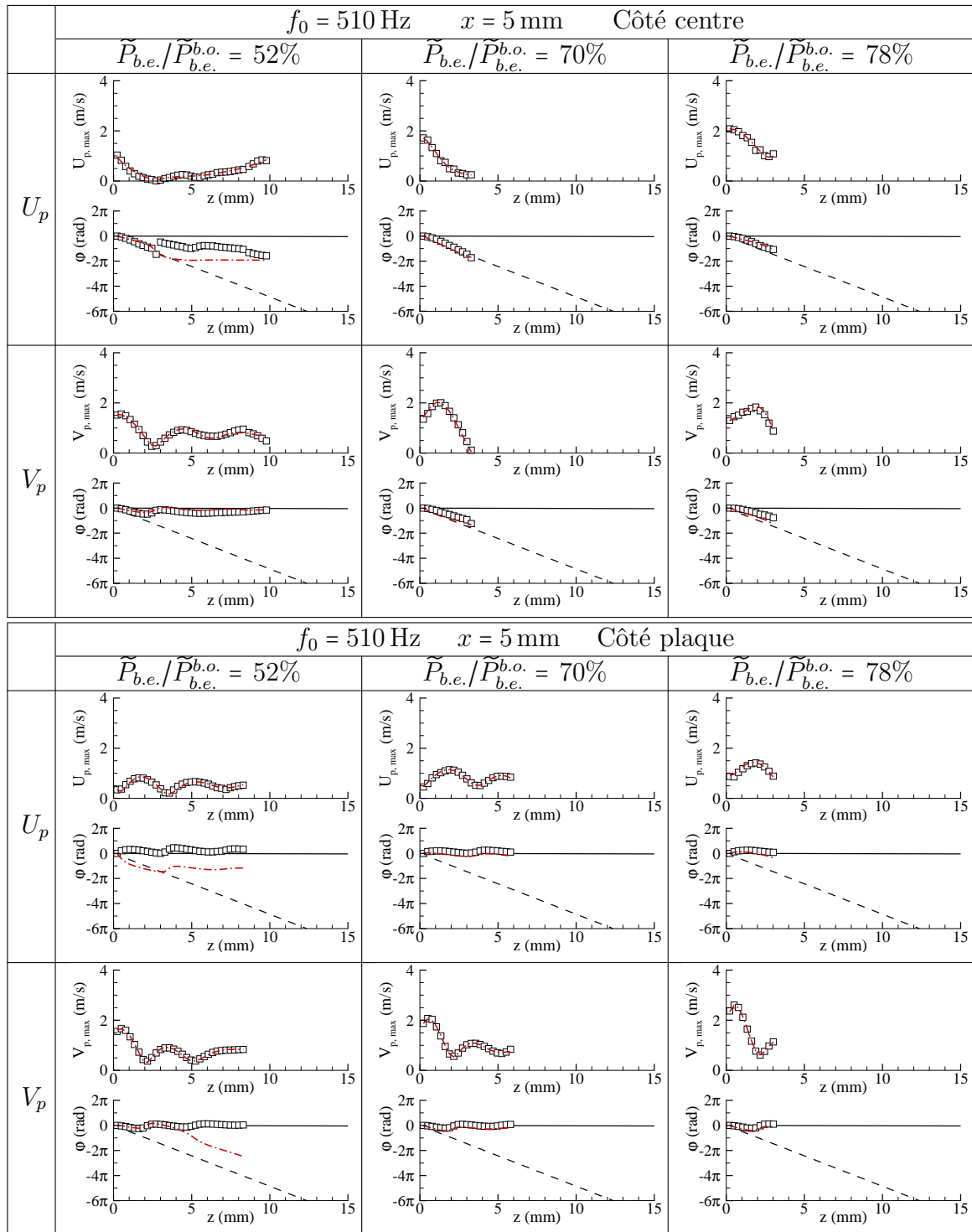


FIGURE 7.9 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) des vitesses en fonction de  $z$  pour  $x = 5 \text{ mm}$  et  $f_0 = 510 \text{ Hz}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—); convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$ ; (---) courbes à  $f_0$  (-.-) pour le modèle de superposition d'ondes.

$x$ (mm)	côté	$W$	$\frac{\tilde{P}_{b.e.}}{\tilde{P}_{b.o.}}_{b.e.}$	$A_{ac}$	$A_{cv}$	$d_{ac}$ (mm <sup>-1</sup> )	$d_{cv}$ (mm <sup>-1</sup> )	$\varphi_{ac}$ (rad/ $\pi$ )	$\varphi_{cv}$ (rad/ $\pi$ )	$z\widetilde{W}_{ac}=\widetilde{W}_{cv}$ (mm)
3.25	centre	$U_p$	52%	<b>0.50</b>	0.28	-0.06	-0.80	0.33	0.12	n.e.
			70%	0.55	<b>0.63</b>	-0.10	-0.66	0.30	0.09	<b>0.2</b>
			78%	<b>0.79</b>	0.54	-0.19	-0.29	0.51	0.35	n.e.
		$V_p$	52%	<b>0.54</b>	0.01	0.08	0.38	0.58	-0.29	n.e.
			70%	<b>0.62</b>	0.55	0.11	-0.51	0.68	0.09	n.e.
			78%	<b>1.04</b>	0.10	0.05	0.15	0.65	-0.25	n.e.
	plaque	$U_p$	52%	<b>0.74</b>	0.23	-0.17	-0.12	-0.05	-0.11	n.e.
			70%	<b>0.99</b>	0.23	-0.14	-0.03	-0.11	0.06	n.e.
			78%	<b>1.03</b>	0.29	-0.14	-0.13	-0.33	-0.11	n.e.
		$V_p$	52%	<b>0.60</b>	0.10	0.08	-0.16	0.41	0.00	n.e.
			70%	<b>0.84</b>	0.09	0.07	-0.08	0.49	-0.01	n.e.
			78%	<b>0.90</b>	0.04	0.10	0.27	0.10	-0.56	n.e.
5	centre	$U_p$	52%	0.04	<b>1.10</b>	0.32	-0.80	-0.15	-0.03	<b>3.3</b>
			70%	0.43	<b>1.80</b>	-0.80	-0.65	0.28	-0.44	n.e.
			78%	0.30	<b>1.82</b>	0.50	0.05	-0.34	-0.31	n.e.
		$V_p$	52%	0.69	<b>0.97</b>	0.01	-0.30	-0.14	-0.42	<b>1.1</b>
			70%	0.68	<b>1.95</b>	0.01	-0.29	0.28	-0.67	n.e.
			78%	0.08	<b>1.25</b>	0.80	0.13	0.43	-0.05	n.e.
	plaque	$U_p$	52%	0.38	<b>0.72</b>	0.04	-0.26	-0.47	0.34	<b>2.2</b>
			70%	<b>0.86</b>	0.47	-0.03	-0.17	-0.38	0.63	n.e.
			78%	<b>2.11</b>	1.08	-0.54	0.18	-0.08	0.90	<b>1.9</b>
		$V_p$	52%	<b>1.60</b>	0.35	-0.38	0.10	0.49	-0.11	<b>3</b>
			70%	1.11	<b>1.43</b>	-0.06	-0.55	1.00	-0.42	<b>0.5</b>
			78%	1.47	<b>1.57</b>	-0.08	-0.43	0.19	-0.39	<b>0.2</b>

Tableau 7.1 – Coefficients des perturbations acoustique et convective correspondant aux fluctuations de vitesses à  $f_0 = 510$  Hz en fonction de  $z$  pour les conditions des figures 7.8 et 7.9 (n.e. : non existant).

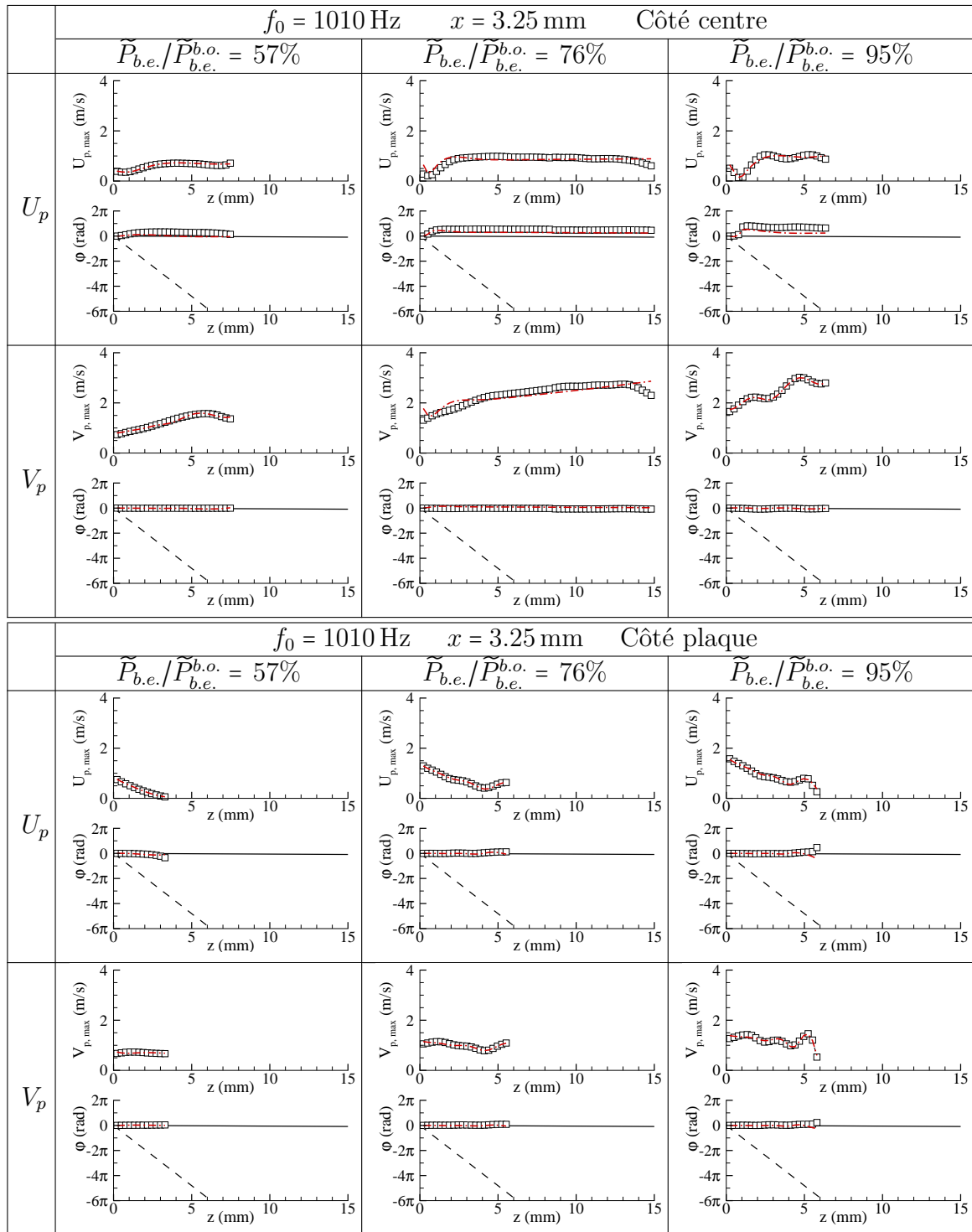


FIGURE 7.10 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) des vitesses en fonction de  $z$  pour  $x = 3.25 \text{ mm}$  et  $f_0 = 1010 \text{ Hz}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—); convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$ ; (---) courbes à  $f_0$  (-.-) pour le modèle de superposition d'ondes.

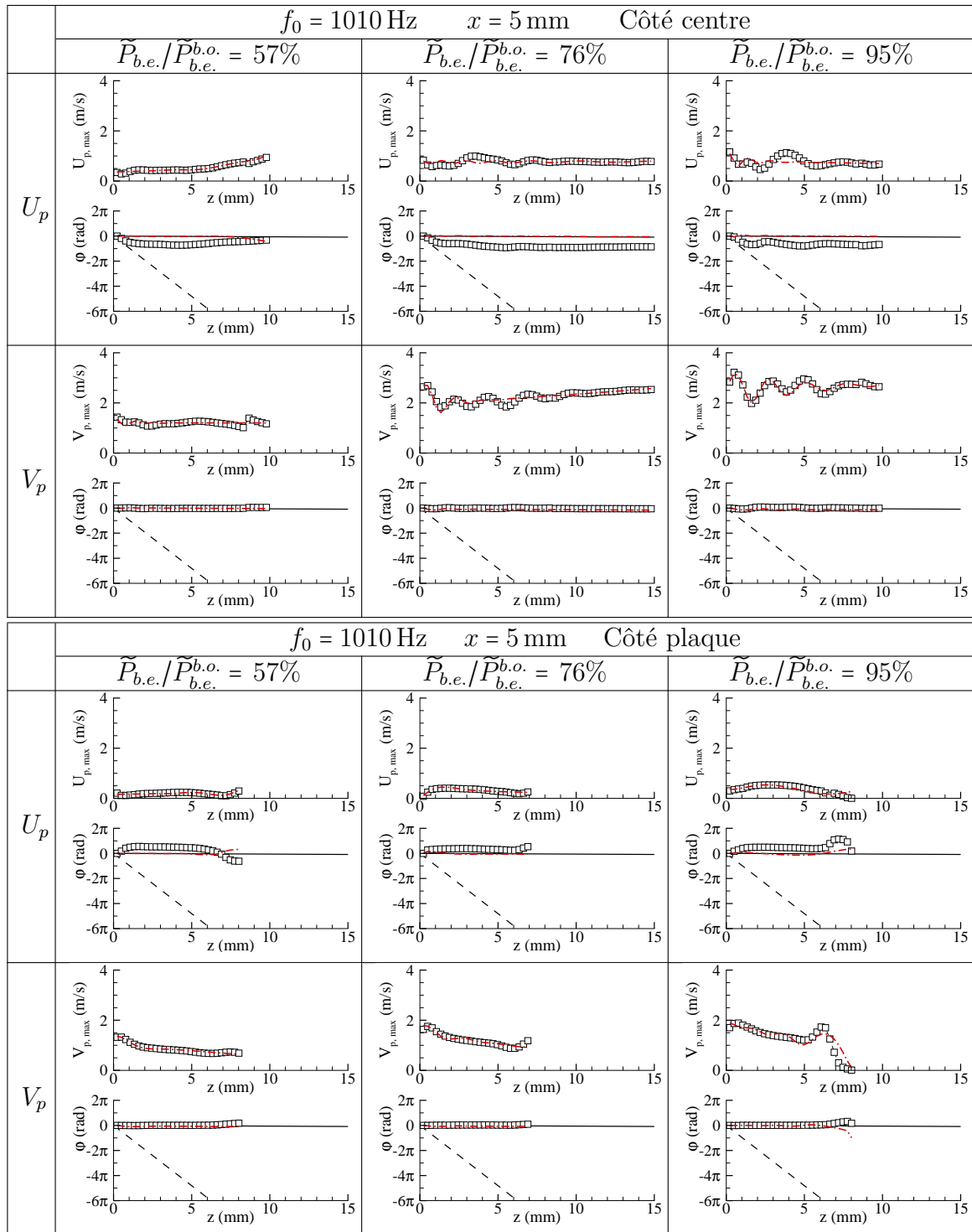


FIGURE 7.11 – Fonction de transfert à  $f_0$  ( $\square$ ) des vitesses en fonction de  $z$  pour  $x = 5 \text{ mm}$  et  $f_0 = 1010 \text{ Hz}$ . Déphasage d'une perturbation basique de vitesse constante : acoustique  $\varphi_{ac}$  (—); convective à  $f_0$ ,  $\varphi_{cv}(f_0)$ ; (---) courbes à  $f_0$  (-.-) pour le modèle de superposition d'ondes.

$x$ (mm)	côté	$W$	$\frac{\tilde{P}_{b.e.}}{\overline{P}_{b.o.}}_{b.e.}$	$A_{ac}$	$A_{cv}$	$d_{ac}$ (mm <sup>-1</sup> )	$d_{cv}$ (mm <sup>-1</sup> )	$\varphi_{ac}$ (rad/ $\pi$ )	$\varphi_{cv}$ (rad/ $\pi$ )	$z\overline{W}_{ac}=\overline{W}_{cv}$ (mm)
3.25	centre	$U_p$	57%	<b>0.41</b>	0.08	0.10	0.15	-0.09	-0.94	n.e.
			76%	0.83	<b>0.89</b>	0.00	-0.80	-0.08	0.51	<b>0.2</b>
			95%	0.53	<b>0.59</b>	0.11	-0.26	0.17	0.66	<b>0.25</b>
		$V_p$	57%	<b>0.78</b>	0.00	0.13	0.80	1.00	1.00	n.e.
			76%	<b>1.88</b>	0.82	0.03	-0.80	-0.06	0.46	n.e.
			95%	<b>1.79</b>	0.09	0.09	0.24	-0.03	-1.00	n.e.
	plaque	$U_p$	57%	<b>0.92</b>	0.06	-0.65	-0.09	-0.52	0.57	n.e.
			76%	<b>1.37</b>	0.00	-0.26	0.80	-0.37	-0.06	<b>5.5</b>
			95%	<b>1.62</b>	0.00	-0.22	0.80	-0.33	-0.22	<b>5.5</b>
		$V_p$	57%	<b>0.73</b>	0.06	-0.02	-0.60	-0.48	0.47	n.e.
			76%	<b>1.17</b>	0.00	-0.07	0.80	-0.02	0.26	n.e.
			95%	<b>1.41</b>	0.01	-0.06	0.80	-0.22	-0.80	n.e.
5	centre	$U_p$	57%	<b>0.36</b>	0.00	0.05	0.80	-0.73	-0.66	<b>9.2</b>
			76%	<b>0.75</b>	0.07	0.00	-0.08	-0.04	-0.18	n.e.
			95%	<b>0.80</b>	0.37	-0.01	-0.80	0.03	-0.40	n.e.
		$V_p$	57%	<b>1.21</b>	0.21	-0.00	-0.80	0.42	-0.05	n.e.
			76%	<b>1.94</b>	1.11	0.02	-0.80	0.45	-0.11	n.e.
			95%	<b>2.49</b>	0.80	0.01	-0.27	0.01	-0.61	n.e.
	plaque	$U_p$	57%	<b>0.16</b>	0.00	0.05	0.80	-1.00	1.00	<b>7.9</b>
			76%	<b>0.42</b>	0.35	-0.08	-0.80	-0.29	0.54	n.e.
			95%	<b>0.41</b>	0.05	0.02	0.28	-0.74	-0.10	<b>8</b>
		$V_p$	57%	<b>1.07</b>	0.42	-0.06	-0.80	0.37	-0.04	n.e.
			76%	<b>1.55</b>	0.41	-0.08	-0.80	0.37	-0.19	n.e.
			95%	<b>1.91</b>	0.02	-0.09	0.50	-1.00	1.00	<b>7.9</b>

Tableau 7.2 – Coefficients des perturbations acoustique et convective correspondant aux fluctuations de vitesses à  $f_0 = 1010$  Hz en fonction de  $z$  pour les conditions des figures 7.10 et 7.11 (n.e. : non existant).

bord du brûleur partiellement en M. Cette déviation d'ensemble de la flamme est produite par des effets stationnaires dus à l'acoustique non-linéaire qui seront détaillés en section 7.3.

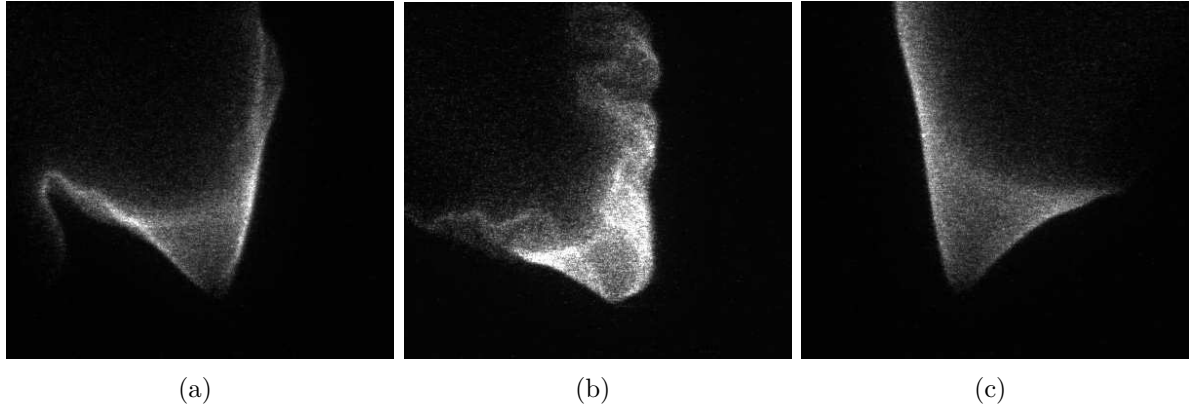


FIGURE 7.12 – Émission  $\text{CH}^*$  direct de flamme pour : **(a)**  $f_0 = 510$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 92\%$  ; **(b)**  $f_0 = 700$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 85\%$  ; **(c)**  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 87\%$ .

La déviation d'ensemble est quantifiée à l'aide de l'angle d'ouverture moyen de la flamme  $\theta$  en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$ . Les valeurs de  $\theta$  sont reportées sur la figure 7.14. Ainsi, pour les faibles niveaux de forçage acoustique, la flamme conserve un angle d'ouverture moyen proche de  $\theta_0$ . À partir d'un certain niveau de pression,  $\theta$  augmente d'un côté et tend asymptotiquement vers la valeur de  $90^\circ$  au voisinage du soufflage tandis que  $\theta$  diminue de l'autre côté et tend vers  $0^\circ$ , traduisant la déviation d'ensemble de la flamme vers un ventre de pression. La valeur de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$  à partir de laquelle la déviation de flamme apparaît dépend de la fréquence de forçage : plus  $f_0$  est élevée, plus la déviation est grande. De plus, plus la fréquence est faible, plus le niveau de pression à imposer pour obtenir la déviation doit être élevé. Ainsi, si le basculement d'ensemble de la flamme est un phénomène abrupt à faible fréquence, il tend à lisser son évolution avec  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$  lorsque  $f_0$  augmente.

En plus de sa déviation vers un ventre de pression, la flamme subit un aplatissement latéral suivant l'axe acoustique et un étirement dans l'axe perpendiculaire à ce dernier, donnant une allure elliptique à sa circonférence. Cette forme elliptique est mise en évidence par la trace de la flamme observée sur les vues tomographiques horizontales comme celle de la figure 7.5 filmée à  $z = 5$  mm (ellipse noire au centre du jet éclairé par le laser). Cet effet a déjà été observé sur un jet de liquide assisté ou non par un jet annulaire d'air par [Baillot et al., 2009]. Les auteurs y expliquent cette déformation par des effets de pression de radiation  $P_{rad}$  (voir la définition en section 7.3.2.1) qui agissent sur l'interface liquide-gaz entre les gouttelettes et l'air environnant. En ventre de vitesse, lorsque le niveau acoustique est élevé, la distribution de la pression de radiation n'est pas uniforme sur le pourtour d'une section horizontale du jet liquide, et un phénomène de succion est provoqué dans l'axe perpendiculaire à l'axe acoustique. Ceci conduit à un aplatissement

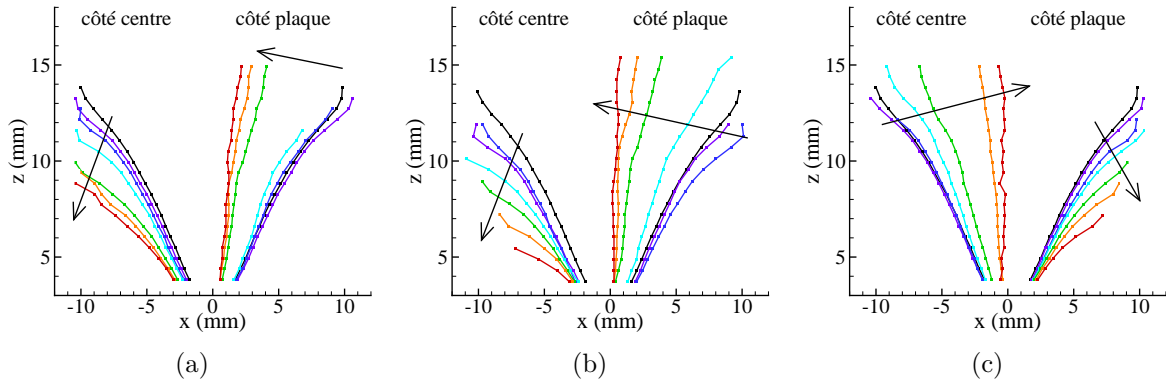


FIGURE 7.13 – Position moyenne du front, obtenues à partir d’images d’émission  $\text{CH}^*$ , en fonction de  $z$  lorsque  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$  augmente; la ligne noire correspond au cas à  $0\text{ Hz}$  puis l’amplitude du forçage augmente du violet ( $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 50\%$ ) au rouge ( $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \approx 100\%$ ) par pas de 10% pour : (a)  $f_0 = 510\text{ Hz}$ , (b)  $f_0 = 700\text{ Hz}$ , (c)  $f_0 = 1010\text{ Hz}$ .

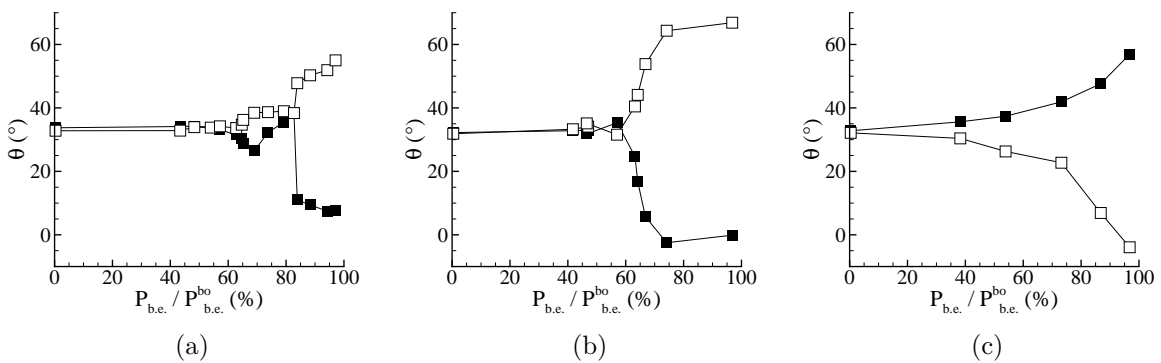


FIGURE 7.14 – Angle de flamme en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$  :  $\square$  côté centre;  $\blacksquare$  côté plaque; (a)  $f_0 = 510\text{ Hz}$ ; (b)  $f_0 = 700\text{ Hz}$ ; (c)  $f_0 = 1010\text{ Hz}$ .

de leur jet. Dans notre étude, l'action de succion suivant une direction normale à l'axe acoustique est remplacée par une action de compression sur les gaz chauds suivant l'axe acoustique, comme cela est présenté ci-dessous. En effet, à partir de la méthode permettant de calculer la pression de radiation présentée dans [Baillot et al., 2009], [Richard et al., 2013] ont calculé la distribution de pression de radiation sur l'interface entre les gaz chauds et l'air extérieur, pour un volume de gaz chaud cylindrique de diamètre  $D_{GC} = 20$  mm et  $\eta = \rho_0/\rho_1 \approx 6$ . Le résultat est reporté sur la figure 7.15 pour un demi-périmètre d'une section du volume de gaz, avec  $\theta$  l'angle entre la normale extérieure à cette section et l'axe acoustique ( $\theta = 0$  correspond à la direction de l'axe acoustique).

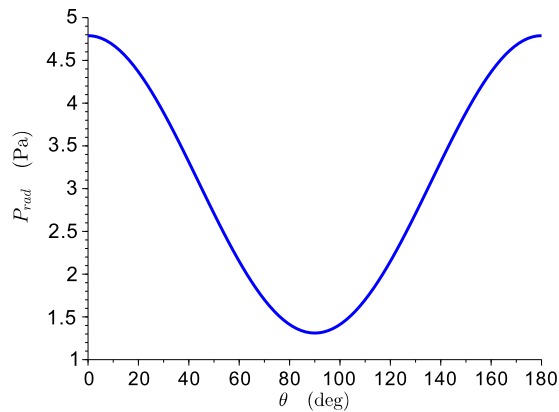


FIGURE 7.15 – Calcul de  $P_{rad}$  obtenu pour  $f_0 = 1000$  Hz,  $P_{ref} = 1000$  Pa,  $D_{GC} = 20$  mm et  $\eta = \rho_0/\rho_1 \approx 6$ .

Cela explique l'existence de l'aplatissement des gaz chauds et de la flamme suivant la direction perpendiculaire à l'axe acoustique. Cet effet est encore plus marqué pour une flamme conique, configuration pour laquelle les gaz chauds entourent le jet de réactants et le front de flamme. Ainsi la déformation imposée au système des gaz chauds se répercute sur les gaz frais confinés par ces derniers. Ceci est visible sur la figure 7.14 qui reporte un exemple de vue tomographique horizontale en  $z = 7.5$  mm en présence d'une flamme conique. Sans forçage acoustique (figure 7.16(a)) la surface du jet de gaz frais est circulaire alors qu'avec forçage la surface est ovale, suivant celle des gaz chauds.

## 7.2.2 Faible plissement périodique des flammes

En plus des effets stationnaires, les flammes peuvent subir des effets de pression, mais qui restent relativement peu importants dans la majorité des cas : elles présentent des plissements périodiques généralement faibles qui se traduisent généralement par de faibles amplitudes de fluctuations d'émission  $CH^*$  de flamme (cf. figure 7.17(b)). Le cas à 700 Hz fait toutefois exception. Ces fluctuations importantes d'émission  $CH^*$  de flamme



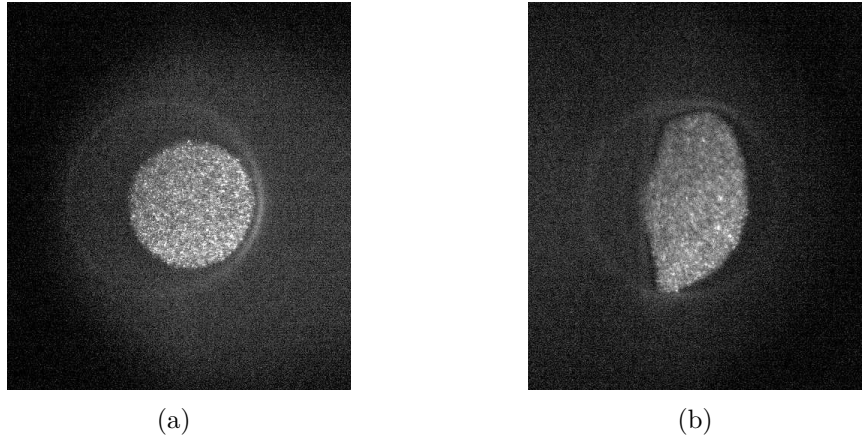


FIGURE 7.16 – Vue tomographique horizontale ( $z = 7.5$  mm) pour une flamme en cône; (a)  $f_0 = 0$  Hz; (b)  $f_0 = 1010$  Hz.

sont dues à l'action conjuguée et synchronisée de vortex azimutaux et du déplacement périodique horizontal du jet induit par la vitesse acoustique<sup>2</sup>. Il en est ainsi lorsque le vortex produit est suffisamment volumineux et que l'angle d'ouverture du front de flamme est suffisamment petit, comme c'est le cas à 700 Hz.

Les PSD de l'émission  $\text{CH}^*$ , dont des exemples sont reportés sur la figure 7.18, indiquent que, pour les conditions proches du soufflage de la flamme, l'émission  $\text{CH}^*$  fluctue à  $f_0$ . Toutefois, en dehors du cas à 700 Hz, les valeurs d'énergie à  $f_0$  restent relativement faible.

### 7.2.3 Déplacement périodique des flammes dans leur ensemble

L'amplitude de la vitesse acoustique transverse produit un déplacement latéralement périodique à  $f_0$  de l'ensemble du front de flamme. Les lignes médianes de flammes reportées sur la figure 7.19 mettent en évidence ce dernier. L'absence de superposition des lignes au cours d'un cycle moyen indique que la flamme se déplace latéralement avec une amplitude atteignant la distance  $x/(d_r/2) \approx 0.5$  (voir l'exemple de la figure 7.19(a)). Le point d'attache se déplace vers le bord de la tige. De plus, la position moyenne de l'ensemble des lignes médianes au cours d'un cycle n'est pas centrée en  $x = 0$  correspondant au milieu de la tige. (Ceci est bien visible sur la figure 7.19(b) où la partie basse de la flamme reste autour de  $x/(d_r/2) = 0.5$ , c'est-à-dire tout au bord de la tige.) Cet effet est dû à la déviation stationnaire de la flamme mentionnée au paragraphe précédent. L'action

2. Un vortex côté centre est produit en sortie de brûleur au moment où l'ensemble du jet est déplacé vers le centre de la cavité par les effets de vitesse acoustique transverse. Lorsque ce vortex commence à être convecté verticalement, la vitesse transverse change de sens, et le jet est déplacé vers la plaque de la cavité acoustique. Le vortex est alors "poussé" vers la flamme et impacte cette dernière dans sa partie basse, produisant de ce fait un plissement du front de flamme.

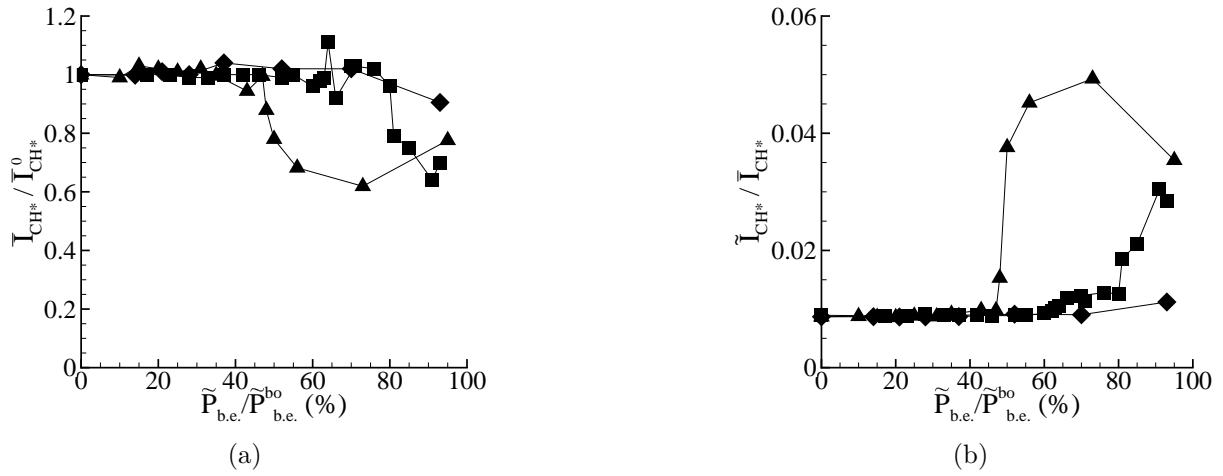


FIGURE 7.17 – Évolution de la moyenne et de l’amplitude de l’émission  $CH^*$  de flamme en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo}$  pour  $U_{bulk} = 1.6\text{m/s}$ ; ■ :  $f_0 = 510\text{ Hz}$ ; ▲ :  $f_0 = 700\text{ Hz}$ ; ◆ :  $f_0 = 1010\text{ Hz}$ . (a)  $\bar{I}_{CH^*}/\bar{I}_{CH^*}^0$ ; (b)  $\tilde{I}_{CH^*}/\tilde{I}_{CH^*}^0$ .

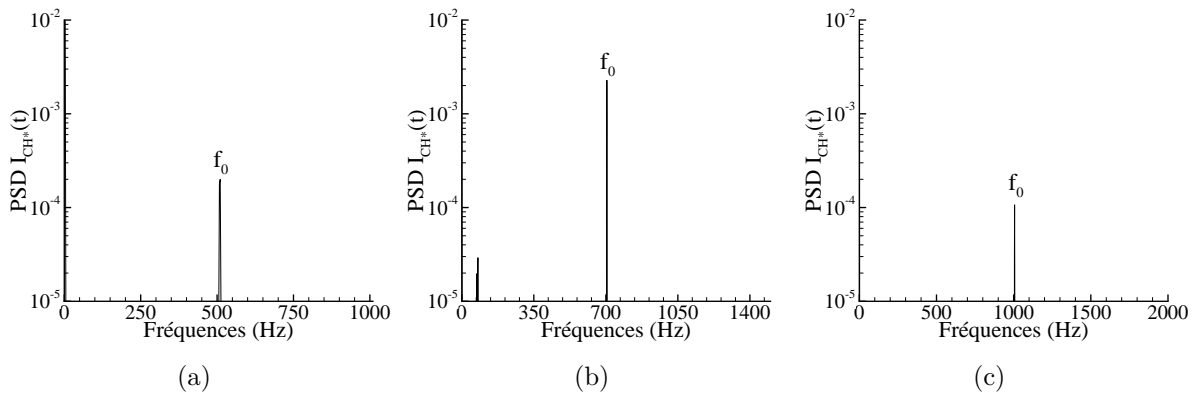


FIGURE 7.18 – PSD du signal d’émission  $CH^*$  direct de flamme pour : (a)  $f_0 = 510\text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 76\%$ ; (b)  $f_0 = 700\text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 97\%$ ; (c)  $f_0 = 1010\text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 93\%$ .

combinée de la fluctuation périodique de la position du point d’attache de la flamme et de son déplacement stationnaire vers le bord de la tige peut conduire au soufflage de la flamme, comme cela est vu en section 7.2.4.

## 7.2.4 Stabilisation du pied de flamme

Dans cette zone du champ acoustique, l’écoulement perturbé de réactants est dominé par la fluctuation de la vitesse acoustique transverse, et le pied de flamme subit essentiellement un mouvement horizontal périodique, comme on peut le voir sur la figure 7.20. Toutefois, à partir d’un certain seuil de déplacement, le pied de flamme atteint le bord de la tige de stabilisation, et un mouvement vertical apparaît : le pied de flamme sortant

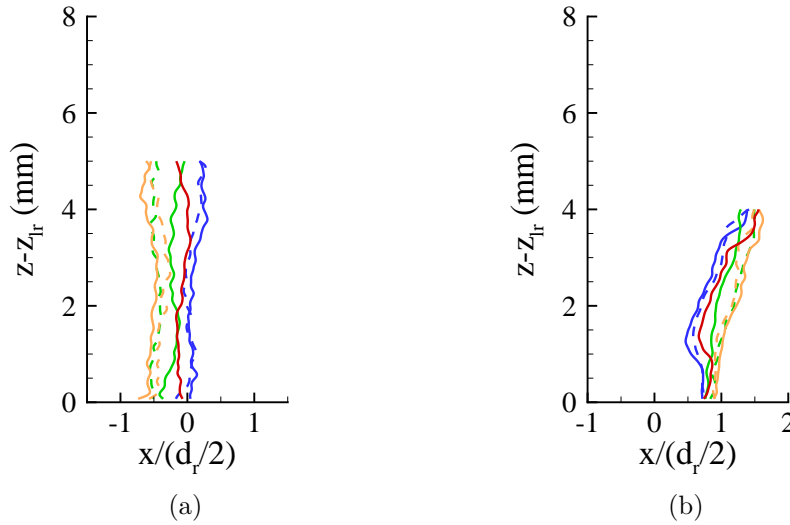


FIGURE 7.19 – Lignes médianes ( $C$ ) de flamme dans le plan axial ( $O_b, x, z$ ) obtenues à partir de séries de moyennes de phases de 1000 images classées par rapport à 7 phases équitemporelles pour : **(a)**  $f_0 = 510$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.} = 80\%$ ; **(b)**  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.} = 95\%$ . ( $l_r$  : distance entre l'extrémité de la tige et la sortie du brûleur;  $d_r$  : diamètre de la tige.)

temporairement de la zone de recirculation produite derrière la tige est emporté vers l'aval par l'écoulement principal, avant d'être repoussé vers le centre de la tige et de se rattacher dans la zone de recirculation. Il s'amorce alors une trajectoire complexe du pied alliant déplacements périodiques vertical et longitudinal.

Sous certaines conditions de fréquence et d'amplitude acoustique, le pied de flamme au contraire peut remonter le long de la tige, comme c'est le cas à 700 Hz pour  $70\% \leq \tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{ref}^{b.o.} \leq 90\%$ . La position verticale  $z_{foot}$  du pied de flamme diminue en même temps que sa largeur  $w_{foot}$  augmente fortement comme on peut le voir sur la figure 7.20(c). Ce phénomène augmente la stabilité de la flamme et retarde son soufflage.

### 7.2.5 Éléments de la *Flame Describing Function* en ventre de vitesse acoustique

Les valeurs de gain supérieures à 0.2 sont observées dès lors que la pression résiduelle est capable de générer des vortex suffisamment actifs dans la couche externe pour produire une variation d'aire de la flamme à  $f_0$  quantifiable par l'émission  $CH^*$ . Ces plissements sont dus à l'amplitude de la pression résiduelle qui est suffisamment élevée pour produire des vortex dans la couche de cisaillement externe, et sont convectés vers la flamme, verticalement par la vitesse d'injection du jet et horizontalement par le champ de vitesse transverse de la cavité. De plus, la présence d'un gradient de la pression résiduelle induit une dissymétrie de l'amplitude des vitesses verticales et donc des valeurs du gain de la

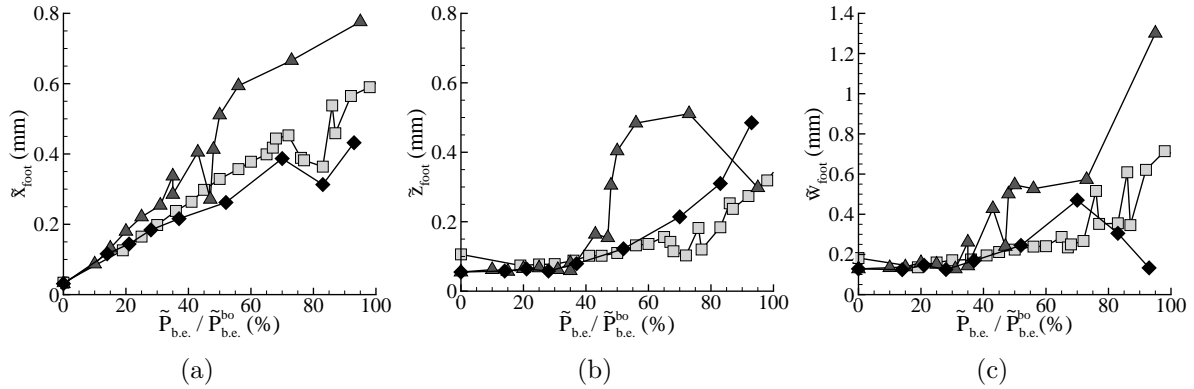


FIGURE 7.20 – Amplitude de fluctuation du point d'accroche de la flamme mesurée en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}^{b.o.}$  à partir d'images d'émission  $\text{CH}^*$  pour  $U_{bulk} = 1.6$  m/s :  $\square$   $f_0 = 510$  Hz,  $\triangle$   $f_0 = 700$  Hz,  $\diamond$   $f_0 = 510$  Hz ; (a) déplacement horizontal  $\tilde{x}_{foot}$  ; (b) déplacement vertical  $\tilde{z}_{foot}$  ; (c) largeur  $\tilde{w}_{foot}$ .

FDF : le gain du côté plaque de la cavité est supérieur au gain du côté centre de la cavité.

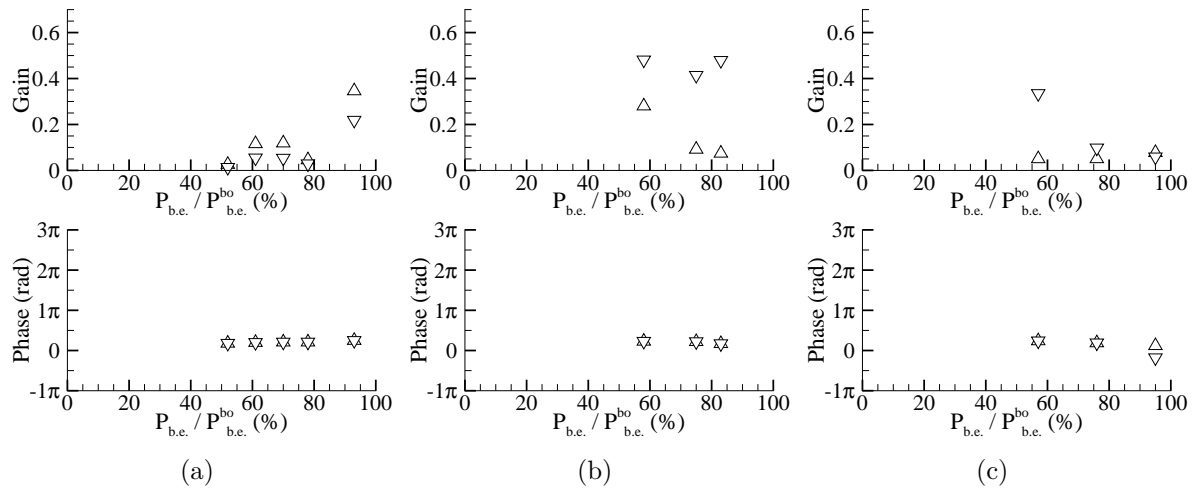


FIGURE 7.21 – Évolution du gain et de la phase de la FDF reconstruite à  $f_0$  à l'aide de la pression comme indiqué à la section 4.3.3 pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s.  $\triangle$ ,  $\blacktriangle$  : côté centre cavité ;  $\nabla$ ,  $\blacktriangledown$  : côté plaque cavité ; (a)  $f_0 = 510$  Hz ; (b)  $f_0 = 700$  Hz ; (c)  $f_0 = 1010$  Hz.

Pour les basses fréquences de forçage à faible amplitude acoustique et pour les hautes fréquences lorsque  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}^{b.o.} \geq 70\%$ , la valeur du gain de la FDF est petite ( $\leq 0.1$ ) car la flamme ne présente pas de plissement de son front, ce qui fait que la fluctuation de l'émission  $\text{CH}^*$  de la flamme est faible. Toutefois, le gain atteint des valeurs plus élevées ( $\geq 0.1$ ) lorsque la flamme est penchée et se raccroche partiellement en M de façon temporaire, comme cela a été présenté ci-dessus. C'est le cas pour  $f_0 = 510$  Hz lorsque  $60\% \leq \tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}^{b.o.} \leq 75\%$  et de façon plus prononcée à  $f_0 = 1010$  Hz lorsque  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.o.}^{b.o.} \leq 70\%$

(voir les figures 7.21(a) pour  $f_0 = 510$  Hz et 7.21(c) pour  $f_0 = 1010$  Hz). Le raccrochage partiel de la flamme induit un confinement de l'écoulement. Les fluctuations de vitesses entre le côté où a lieu le raccrochage et l'autre côté sont donc différentes. Cette dissymétrie du champ de vitesse explique la différence de gain de part et d'autre du plan  $\Pi_{X_i}$ .

La phase de la FDF est proche de 0 quelles que soient la fréquence et l'amplitude du champ acoustique. Ses valeurs sont similaires de part et d'autre du plan  $\Pi_{X_i}$ .

## 7.3 Effet d'acoustique non-linéaire sur les gaz chauds

### 7.3.1 Observation du phénomène de déviation des gaz chauds et de la flamme

Une des observations relevées sur la flamme lorsqu'elle est placée dans le bassin du ventre de vitesse est la déviation stationnaire de son front vers un ventre de pression<sup>3</sup>. Une illustration de ce phénomène est noté sur les images d'émission  $\text{CH}^*$  de flamme de la figure 7.12 ainsi que sur les vues tomographiques de la figure 7.1. En saturant en niveau de gris les images d'émission directe de flamme, il est possible de suivre l'évolution des gaz chauds produits par la flamme, ce qui permet de mettre en évidence que la déviation est également observée sur les gaz chauds (cf. figure 7.22). Une conséquence de la déviation des gaz chauds est alors mesurable sur les vues tomographiques horizontales : alors que sans forçage acoustique les images du jet prises dans l'axe du brûleur sont floues de par la variation de densité, et donc de l'indice optique, des gaz chauds par rapport à l'air environnant, ici, ce floutage n'est pas visible (voir un exemple d'image floue à 0 Hz et nette en VV à 1010 Hz sur la figure 7.5). Ceci est concordant avec la déviation des gaz chauds, qui ne se trouve plus dans l'axe optique de la caméra.

À partir d'images saturées mentionnées ci-dessus, il est possible d'estimer grossièrement l'angle de déviation  $\theta_d$  que font les gaz chauds avec la verticale, comme cela est indiqué sur la figure 7.22. D'après les expériences réalisées, il apparaît que la déviation diminue avec  $U_{bulk}$ , ce qui démontre une compétition entre les effets aérodynamiques et acoustiques. Les données montrent également que l'effet de déviation est sensible à la fréquence de forçage : il est amplifié avec l'augmentation de  $f_0$ . Toutefois, il ne semble pas y avoir de déviation possible pour un jet d'air sans combustion alors qu'un jet d'hélium placé dans le bassin du ventre de vitesse subit une déviation similaire à celle des gaz chauds (cf. figure 7.24). Cette dernière remarque met en évidence l'importance de la différence de densité des fluides entre le jet et l'air environnant sur l'effet de déviation.

La déviation étant un phénomène stationnaire issu d'un champ acoustique harmonique, le phénomène physique dont elle est la manifestation est recherché comme tirant son

---

3. Ce phénomène a également été observé sur des flammes en cône, dont une illustration est donnée sur la figure 7.23.

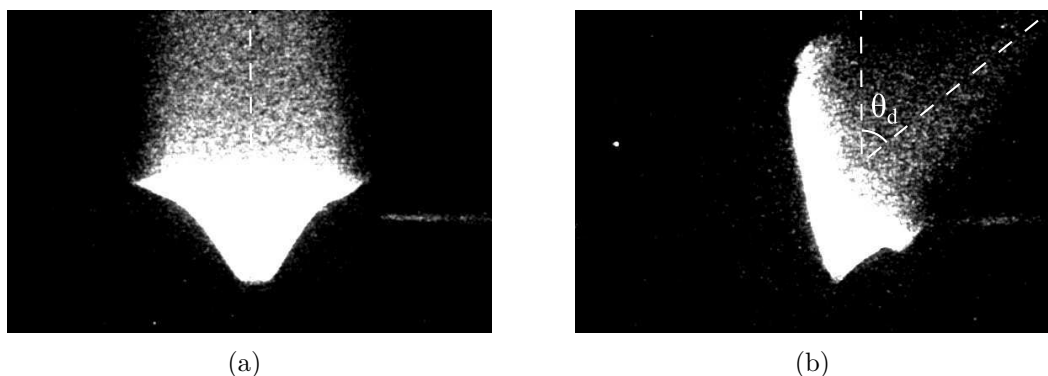


FIGURE 7.22 – Image saturée en niveau de gris d’émission directe de flamme permettant d’observer les gaz chauds et indication de la mesure de l’angle de déviation  $\theta_d$  de ces gaz chauds pour  $U_{bulk} = 2.1\text{m/s}$  : (a)  $f_0 = 0\text{ Hz}$  ; (b)  $f_0 = 1010\text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.} = 95\%$ .

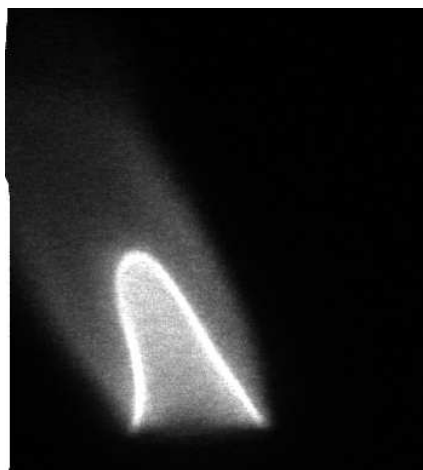


FIGURE 7.23 – Exemple de flamme conique déviée en ventre de vitesse pour  $U_{bulk} = 1.6\text{m/s}$ ,  $f_0 = 1010\text{ Hz}$  et  $P_{ref} \approx 800\text{ Pa}$ .



FIGURE 7.24 – Vues tomographiques verticales pour  $U_{bulk} = 2.1\text{m/s}$ ,  $f_0 = 1010\text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b.e.} = 62\text{ Pa}$  : (a) jet d’air ; (b) jet d’hélium.

origine de l'acoustique non-linéaire, les effets d'acoustique linéaire étant nuls en moyenne au cours du temps. Dans ce contexte, nous allons montrer que la force de radiation exercée sur les gaz chauds peut expliquer les observations précédentes.

### 7.3.2 Notion de force de radiation

La force de radiation a été mise en évidence dans diverses expériences telles que celles faites sur la lévitation de gouttelettes ou sphères solides obtenus à l'aide d'un champ acoustique ultrasonore, propagatif [Mitome, 1998] ou stationnaire [Yarin et al., 1998]. [Baillot et al., 2009, Baillot et al., 2013] ont mis en évidence la déviation d'un jet liquide (libre ou assisté par air) ainsi que la sectorisation spatiale de gouttes lorsqu'ils sont soumis à un champ acoustique transverse haute fréquence (1 kHz). D'autres études ont été menées sur une goutte de combustible (diamètre  $\approx 1$  mm) en milieu réactif placée dans un champ acoustique transverse (voir les travaux de [Tanabe et al., 2000, Tanabe et al., 2005] et plus récemment ceux de [Sevilla-Esparza et al., 2014]). Les auteurs ont observé non seulement une déviation de la goutte, mais également celle des gaz issus de la combustion diphasique. L'ensemble de ces études met en évidence des spécificités phénoménologiques dépendant directement de la nature du système étudié, ce dernier étant caractérisé par sa masse volumique  $\rho_1$  et présentant une interface avec l'environnement gazeux de masse volumique  $\rho_0$ , telle que :

- pour une onde stationnaire, lorsque le système est un solide ou un fluide pour lequel  $\rho_1 \geq \rho_0$ , il est dévié des ventres de pression vers les ventres de vitesse ;
- pour une onde stationnaire, lorsque le système est un fluide tel que  $\rho_1 \leq \rho_0$ , il est dévié des ventres de vitesse vers les ventres de pression ;
- pour une onde propagative sans condition sur les masses volumiques, le système est toujours dévié dans le sens de propagation de l'onde.

#### 7.3.2.1 Définition

À partir de la pression de radiation  $P_{rad}$  mentionnée précédemment en section 7.2.1, il est possible de définir la force  $\vec{F}_{rad}$  résultante des efforts de pression de radiation qui agissent sur un système d'étude, solide ou fluide, placé dans un champ acoustique. La pression de radiation  $P_{rad}$  est déterminée à partir d'un calcul au second ordre portant sur l'équation de Bernoulli généralisée en écoulement irrotationnel de fluide parfait. Elle s'exprime comme la différence entre les énergies potentielle et cinétique acoustiques moyennées en temps [Landau and Lifshitz, 1989] :

$$P_{rad} = \frac{\langle P'^2 \rangle}{2\rho_g c^2} - \frac{\rho_g}{2} \langle \vec{u}' \vec{u}' \rangle + cste \quad (7.1)$$

où la constante est généralement prise nulle (onde amortie en volume illimité).  $\langle X \rangle$  est la moyenne temporelle de  $X$  sur une période acoustique et  $X'$  sa fluctuation.

En présence d'un objet, on introduit le tenseur d'impulsion moyen des effets acoustiques, auquel est associée la contrainte de radiation  $\vec{T}_{rad}$  exercée à la surface de l'objet, caractérisée par sa normale unitaire extérieure  $\vec{n}$  :

$$\vec{T}_{rad} = -P_{rad} \cdot \vec{n} - \rho_g \langle \vec{u}'(\vec{u}' \cdot \vec{n}) \rangle \quad (7.2)$$

Le terme de vitesse acoustique s'annule si l'objet est supposé parfaitement réfléchissant, ( $\vec{u}' \cdot \vec{n} = 0$ ) [Mitome, 1998]. Dans ces conditions, les effets de pression de radiation créent une force résultante  $\vec{F}_{rad}$ , égale à l'intégrale de la pression de radiation sur la surface de l'objet :

$$\vec{F}_{rad} = - \iint_{S_{objet}} P_{rad} \cdot \vec{n} dS \quad (7.3)$$

### 7.3.2.2 Expression de la force en fonction des conditions expérimentales

Cette force a été modélisée en fonction de la nature du champ acoustique (propagatif ou stationnaire), des propriétés physiques du gaz environnant et du système d'étude (fluide ou solide) ainsi que de la géométrie de ce système d'étude (sphérique ou cylindrique). Pour cela, on peut se référer aux travaux fondamentaux de [King, 1934] puis ceux de [Gor'kov, 1961, Richard et al., 2013, Zhuk, 1986]. L'ensemble de ces résultats théoriques permet d'écrire la force sous une forme générique donnée par l'équation 7.4.

$$F_r = AVkEF(\eta) \quad \text{avec} \quad E = \frac{P_{ref}^2}{2\rho_0 c_0^2}, \quad \eta = \frac{\rho_0}{\rho_1} \quad \text{et} \quad k = 2\pi f_0/c_0 \quad (7.4)$$

Ici  $P_{ref}$  correspond à l'amplitude de l'onde stationnaire ou propagative. L'indice 0 correspond à l'air ambiant et l'indice 1 au système d'étude soumis à la pression de radiation.  $V$  est égal au volume de ce système avec  $V_s = \frac{4}{3}\pi R^3$  pour une sphère et  $V_c = \pi R^2 H$  pour un cylindre.

Les expressions des coefficients  $A$  et  $F(\eta)$  de l'équation 7.4 sont reportées dans le tableau 7.3.

À partir du tableau 7.3, il apparaît que la force présente des caractéristiques différentes suivant la nature de l'onde acoustique :

- lorsque l'onde harmonique est progressive, son amplitude est uniforme dans l'espace et son sens est indépendant de  $\eta$  : elle est toujours positive dans la direction de propagation de l'onde ;
- lorsque l'onde est stationnaire, son amplitude varie dans l'espace en sinus de  $2kX$ . Le sens de la force varie selon la valeur de  $\eta$  : lorsque  $\eta \leq 5/2$  dans le cas de la sphère ou  $\eta \leq 3$  dans le cas du cylindre elle est dirigée vers un ventre de vitesse, dans les cas contraires elle est dirigée vers un ventre de pression.

Afin d'illustrer ces résultats, la figure 7.25 reporte les amplitudes normalisées des forces de radiation pour une onde stationnaire (—) et une onde progressive (⋯) suivant



	Champ stationnaire	Champ progressif
	$A = \frac{3}{2} \sin(2kX)$	$A = 3(kR)^3$
Sphère	$F(\eta) = \frac{1+2/3(1-\eta)}{2+\eta}$ [King, 1934]	$F(\eta) = \frac{1+2/9(1-\eta)^2}{(2+\eta)^2}$ [King, 1934]
	$A = \frac{1}{2} \sin(2kX)$	$A = (\frac{\pi}{4})^2 (kR)^2$
Cylindre	$F(\eta) = \frac{3-\eta}{1+\eta}$ [Richard et al., 2013]	$F(\eta) = \frac{4+(1-\eta)^2}{(1+\eta)^2}$ [Zhuk, 1986]

Tableau 7.3 – Coefficients de la force de radiation de l'équation 7.4.  $R$  rayon caractéristique du système subissant la pression de radiation ;  $k$  nombre d'onde de la perturbation acoustique.

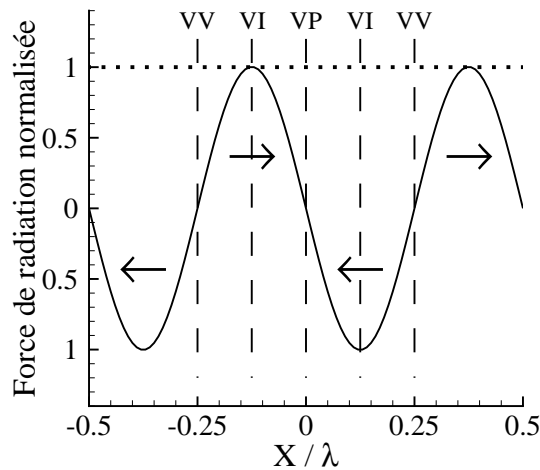


FIGURE 7.25 – Amplitudes normalisées des forces de radiation pour une onde stationnaire (—) et une onde progressive (···) pour un rapport de masse volumique  $\eta \approx 6$ . Le sens de la force induite par l'onde stationnaire est indiqué par des flèches.

l'axe acoustique, obtenues avec  $\eta \approx 6$  pour des caractéristiques identiques (fréquence  $f_0$  et amplitude  $P_{ref}$ ) des deux perturbations acoustiques<sup>4</sup>. La normalisation étant réalisée à l'aide du maximum de chacune des forces, le résultat ne dépend pas de la géométrie (sphère ou cylindre), mais uniquement de la nature de l'onde. Le sens de la force induite par l'onde stationnaire est indiqué par des flèches. Dans ce cas-ci, elle est orientée vers les ventres de pression du champ acoustique.

### 7.3.2.3 Comparaison des intensités des forces de radiation des champs stationnaire et progressif

Pour une même intensité  $P_{ref}$  et une même fréquence  $f_0$  de champ acoustique, le rapport des intensités des forces de radiation pour les deux géométries simples étudiées s'écrit, d'après les résultats précédents du tableau 7.3 :

- pour la sphère,  $F_{r,max}^{statio}/F_{r,max}^{prog} = g(\eta) \frac{1}{(kR)^3}$  où  $g(\eta) = \frac{1}{2} \frac{[1+2/3(1-\eta)](2+\eta)}{1+2/9(1-\eta)^2}$  varie entre 0 et 1.6;
- pour le cylindre,  $F_{r,max}^{statio}/F_{r,max}^{prog} = g(\eta) \frac{1}{(kR)^2}$  où  $g(\eta) = \frac{2}{\pi^2} \frac{(3-\eta)(1+\eta)}{4+(1-\eta)^2}$  varie entre 0 et 0.9.

La fonction  $g(\eta)$  est bornée dans les deux cas. Le rapport est piloté par  $1/(kR)^3$  pour la configuration sphérique (hormis au voisinage de  $\eta = 5/2$ ) et par  $1/(kR)^2$  pour la configuration cylindrique (hormis au voisinage de  $\eta = 3$ ). Lorsque  $kR \ll 1$ , ce qui sera vérifié dans notre cas,  $F_{r,max}^{statio} \gg F_{r,max}^{prog}$ <sup>5</sup>. Par la suite, nous ne nous intéressons qu'à la force de radiation due à l'onde stationnaire.

Lorsque le système d'étude et le fluide environnant ont même densité, les différentes expressions de la force de radiation du cas stationnaire indiquent qu'elle n'est jamais nulle. Or, pour les mêmes conditions acoustiques, lors de l'injection d'un jet d'air à température ambiante, aucune déviation n'est visible sur le jet, contrairement à la déviation observée lors de l'injection d'un jet d'hélium<sup>6</sup> dans l'air ambiant comme on peut le voir sur la figure 7.24. Dans le cas d'un système sphérique, [Gor'kov, 1961] ajoute une correction  $C(\eta)$  dans l'expression  $F(\eta)$  qui tient compte des effets de compressibilité de fluides, telle que  $C(\eta) = -1/3 \chi_1/\chi_0 = -\eta/3 c_0^2/c_1^2$ , avec  $\chi = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_s$  le coefficient de compressibilité isentropique. Ainsi, lorsque  $\eta c_0^2/c_1^2 = 1$ , la force de radiation s'annule. Ce critère correspond en particulier au cas de la configuration du système dans un environnement de même nature placé dans des conditions thermodynamiques identiques. De la même façon que pour la sphère, un coefficient  $C$  est proposé tel que  $C(\eta) = -\chi_1/\chi_0$  afin que la force s'annule pour un système cylindrique dans un environnement de même nature placé dans

4. La valeur de  $\eta$  a été choisie car elle est représentative du rapport de la masse volumique de l'air environnant sur celle des gaz chauds produits par combustion rencontrés dans le cadre de notre étude.

5. D'après le chapitre 3, l'amplitude  $P_{ref}^{prog}$  de l'onde propagative résiduelle est au plus égale à 20%  $P_{ref}^{statio}$ . Ainsi l'effet de  $F_r^{prog}$  est négligeable en tout point de notre champ acoustique.

6.  $\rho_{\text{hélium}} \approx \rho_{\text{air}}/7$  à même température.

des conditions thermodynamiques identiques. Ce critère est en accord avec les conditions et les observations expérimentales précédentes sur les jets d'air et d'hélium.

### 7.3.3 Estimation de l'angle de déviation dans les gaz chauds

#### Angle théorique de déviation $\theta_d^{th}$

À partir de la force de radiation du cas stationnaire, il est possible d'estimer l'ordre de grandeur des angles de déviation théorique  $\theta_d^{th}$ . Cet angle résulte de la compétition entre la force de radiation qui s'applique sur les gaz chauds et l'impulsion de l'écoulement moyen (la force de flottaison étant négligeable devant l'impulsion du jet) qui tend à donner aux gaz chauds une trajectoire verticale. Afin de quantifier cet impact, on modélise ces derniers par un volume cylindrique de masse volumique  $\rho_1$  et de vitesse verticale  $U_b$ .  $U_b$  est prise égale au module de la vitesse des gaz chauds à l'arrière du front de flamme calculé à partir des mesures de PIV dans les gaz frais et à l'aide des équations de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement à la traversée du front. Pour une vitesse débitante  $U_{bulk} = 2.1$  m/s, on obtient  $U_b = 5.7$  m/s.

En présence d'acoustique, on applique à ce volume le bilan de quantité de mouvement suivant  $x$  qui fait intervenir l'accélération du gaz et la force de radiation quantifiée à l'aide de l'expression de [Richard et al., 2013] donnée dans le tableau 7.3 à laquelle on ajoute le coefficient  $C = -1$  proposé précédemment. Afin d'avoir un ordre de grandeur de l'action qu'une telle force peut exercer sur les gaz chauds, on effectue le calcul à l'aide de l'amplitude de la force de radiation. Ainsi, on obtient l'équation 7.5 suivante au centre d'inertie du volume :

$$\rho_1 V_c \ddot{x} = F_r = \frac{1}{2} V_c k_0 E \left( \frac{3-\eta}{1+\eta} - 1 \right) \quad (7.5a)$$

$$\text{soit } \ddot{x} = \frac{k_0}{2\rho_1} E \left( \frac{3-\eta}{1+\eta} - 1 \right) \quad (7.5b)$$

avec  $k_0 = \frac{2\pi f_0}{c_0}$ . On en tire  $\dot{x} = \left[ \frac{k_0}{2\rho_1} E \left( \frac{3-\eta}{1+\eta} - 1 \right) \right] t + C_1$  où  $C_1 = \text{constante}$ . On obtient alors pour le déplacement suivant  $\vec{x}$  :  $x = \left[ \frac{k_0}{2\rho_1} E \left( \frac{3-\eta}{1+\eta} - 1 \right) \right] \frac{t^2}{2} + C_2$  avec  $C_2 = \text{constante} = 0$  car en  $t = 0$ ,  $x = 0$ .

On admet qu'au cours du mouvement qui déforme le volume de gaz étudié, le module de sa vitesse est conservé :  $\dot{x}^2 + \dot{z}^2 = U_b^2$ . On en tire l'évolution de la composante  $z = \int \sqrt{U_b^2 - \dot{x}^2} dt + C_3$ . On prend  $C_3 = 0$  à  $t = 0$  en  $z = 0$ . Finalement, l'angle de déviation  $\theta_d^{th}$  s'obtient à l'aide de la fonction arc tangente telle que :  $\theta_d^{th} = \arctan\left(\frac{x}{z}\right)$ . La figure 7.26 reporte les valeurs des angles de déviation théoriques obtenus en faisant varier indépendamment les différentes conditions expérimentales. Les valeurs des paramètres fixés sont choisies à partir des conditions et des observations expérimentales.

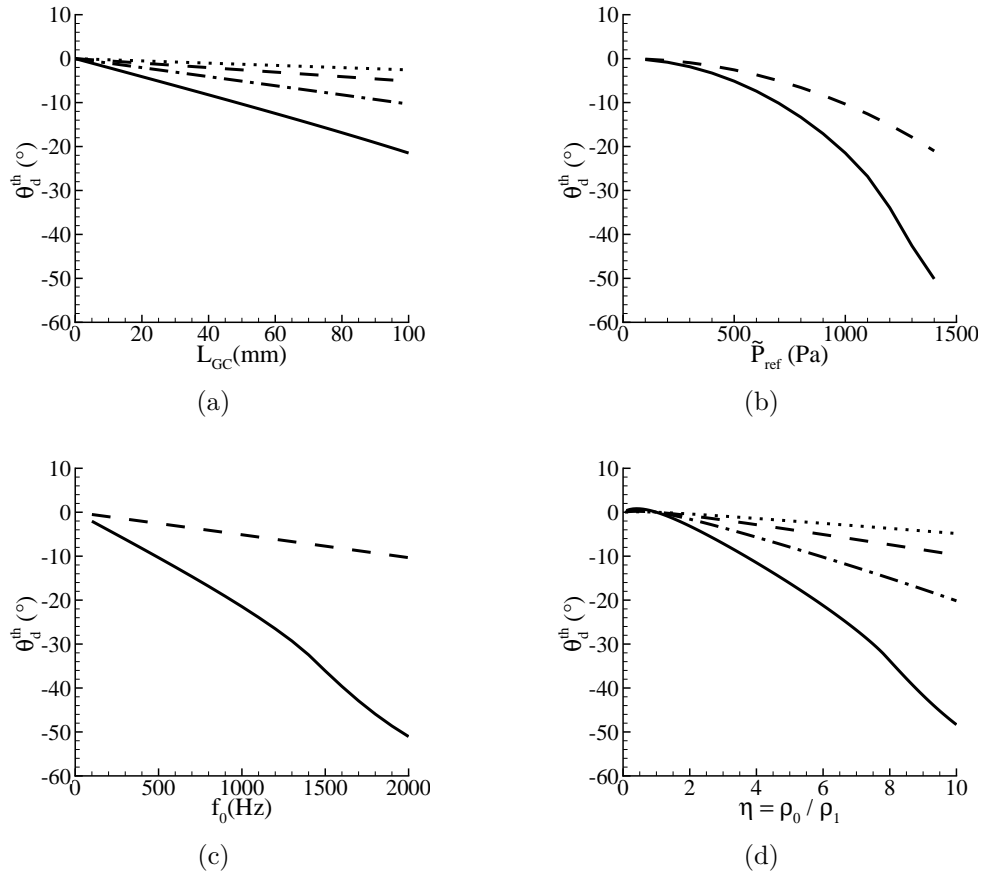


FIGURE 7.26 – Angle de déviation théorique d’un volume cylindrique de gaz chauds égal à l’arc tangente du rapport du déplacement horizontal dû à la force de radiation sur le déplacement vertical inertiel pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s et  $U_b = 5.7$  m/s en fonction de : **(a)**  $L_{GC}$ , longueur curviligne parcourue par le centre d’inertie du volume de gaz chauds étudié; **(b)**  $\tilde{P}_{ref}$ ; **(c)**  $f_0$ ; **(d)**  $\eta = \rho_0 / \rho_1$ .  $\eta = 6$  de **(a)** à **(c)**,  $L_{GC} = 100$  mm de **(b)** à **(d)**. Lignes : —  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{ref} = 1000$  Pa; – –  $f_0 = 1010$  Hz et  $\tilde{P}_{ref} = 500$  Pa; – · –  $f_0 = 510$  Hz et  $\tilde{P}_{ref} = 1000$  Pa; · · ·  $f_0 = 510$  Hz et  $\tilde{P}_{ref} = 500$  Pa.

### Angle expérimental de déviation $\theta_d^{exp}$

L'estimation expérimentale de  $\theta_d^{exp}$  pour différentes conditions opératoires est reportée sur la figure 7.27.

L'amplitude  $\tilde{P}_{ref}$  marquant l'apparition quantifiable de la déviation est retrouvée par le modèle, mais ce dernier sous-estime la déviation expérimentale lorsque  $\tilde{P}_{ref}$  croît. Cependant, l'ordre de grandeur est correct :  $\theta_d^{exp,max} \approx 40$  à  $45^\circ$  et  $\theta_d^{th,max} \approx 20$ . Ces résultats conduisent à conforter cette approche par une étude fine aussi bien expérimentale que théorique.

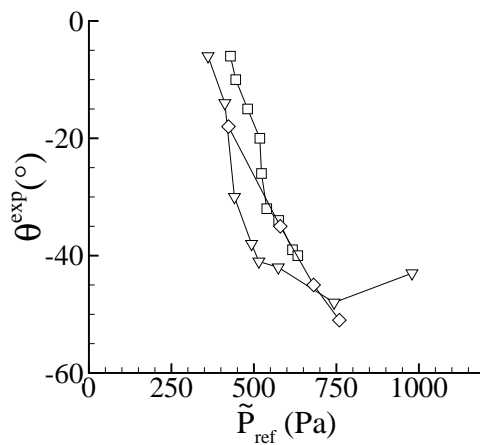


FIGURE 7.27 – Angle de déviation expérimental pour  $U_{bulk} = 2.1$  m/s en fonction de  $\tilde{P}_{ref}$  pour  $f_0 = 510$  Hz ( $\square$ ),  $f_0 = 700$  Hz ( $\triangle$ ) et  $f_0 = 1010$  Hz ( $\diamond$ ).

## 7.4 Conclusion

Dans ce chapitre, il est mis en évidence, dans le bassin du ventre de vitesse, la persistance de la conversion du mode transverse de cavité en un mode longitudinal en sortie de brûleur qui se traduit toujours par une fluctuation du débit gazeux à  $f_0$ , la formation d'écoulements de retour et la production d'une seule classe de vortex (absence de diversité de structures vorticales). Ceci provient de l'existence d'un minimum de pression dont les effets ne peuvent pas être négligés. Toutefois, cette conversion de mode n'est pas le principal effet qui pilote la perturbation du jet.

L'amplitude de vitesse acoustique transverse étant élevée dans cette zone du champ, c'est elle qui domine le comportement du système fluide. Elle induit une fluctuation horizontale du jet dont l'amplitude croît avec le niveau acoustique. Ceci génère un déplacement latéral de la flamme. Dans ce contexte de faible niveau de pression acoustique, l'aire de la flamme varie peu, ceci se traduisant par une faible émission fluctuante à  $f_0$  du radical  $\text{CH}^*$ , répercutée sur la FDF par un très faible gain.

La stabilisation de la flamme, pilotée par la dynamique de son pied, est soumise à l'influence d'un mouvement complexe pseudo-elliptique de période  $f_0$ , superposant un déplacement vertical à un déplacement horizontal induit par la vitesse transverse.

En plus de ces effets instationnaires, un effet d'acoustique non-linéarité est observé sous la forme d'une déviation stationnaire de la flamme et de ses gaz chauds vers le ventre de pression (VP). Cette déviation stationnaire, qui augmente avec l'accroissement de l'amplitude acoustique, est générée par l'action de la force de radiation. Cette dernière résulte des efforts de pression de radiation qui s'appliquent sur le pourtour du volume de gaz chauds produits par la flamme, et est orientée vers le VP le plus proche.



# Chapitre 8

## Caractérisation globale du système fluide dans le champ acoustique transverse stationnaire

*Après un rappel sur le comportement du système fluide dans chacun des bassins d'influence du champ acoustique, les non-linéarités du système fluide sont reprises en proposant des boucles de couplage possibles faisant intervenir ces non-linéarités dans des cas de systèmes auto-oscillants. Des scénarios de couplage multi-injections sont ensuite présentés à partir des résultats obtenus dans les chapitres précédents.*

### 8.1 Résumé du comportement du système fluide dans les différents bassins d'influence du champ acoustique

#### 8.1.1 Mécanismes principaux

Les comportements du jet et de la flamme ont été caractérisés dans les trois bassins d'influence présents dans le champ acoustique, à savoir les ventres de pression, d'intensité et de vitesse acoustiques. Dans chaque bassin, des grandeurs caractéristiques et des comportements spécifiques de la flamme et du jet ont été établis. D'après les conditions initiales stœchiométriques retenues pour cette étude, l'émission  $\text{CH}^*$  globale est considérée comme un indicateur du taux de dégagement de chaleur auquel elle est proportionnelle.

##### ◦ Bassin d'influence du ventre de pression

L'onde transverse induit une fluctuation longitudinale du jet en sortie de brûleur suite à un effet "bouchon" (pression acoustique et accélération de l'écoulement sont en opposition de phase). Ceci produit une perturbation de nature acoustique dans le jet qui le fait



fluctuer verticalement, et une perturbation de nature convective dans les couches limites interne et externe du jet qui se superposent à la perturbation acoustique et mènent à la production de vortex azimuthaux et de filaments ainsi qu'à la formation d'écoulements de retour. Les écoulements de retour imposent au jet une contraction latérale pouvant aller, suivant les cas, jusqu'à une diminution de plus de 60% de l'aire de sa section transverse en sortie de brûleur, et la persistance d'un décollement à l'intérieur du brûleur pendant la totalité du cycle de la modulation.

L'écoulement périodique induit plusieurs types de déformations possibles de la flamme en fonction de la couche limite prédominante et du type de vortex produit : plissements du front à la fréquence de forçage  $f_0$ , enroulements à son sous-harmonique  $f_0/2$  de par un processus d'appariement de vortex, plissements apériodiques (en partie formés suivant la coordonnée azimuthale par des éjections latérales d'instabilités tri-dimensionnelles), plissements à  $f_0/2$  suite au développement d'un mode hélicoïdal induit par la non-linéarité intrinsèque de la combustion, structure de flamme en V ou en M, lâchers de paquets plus ou moins toriques. Dans le cas de plissements de la flamme en V, les fluctuations d'émission  $\text{CH}^*$  à  $f_0$  et  $f_0/2$  restent faibles à modérées. En revanche, lors d'enroulements à  $f_0/2$ , la déformation périodique importante de la surface de flamme qui s'ensuit, induit des fluctuations d'émission  $\text{CH}^*$  de forte amplitude à la fréquence dominante de  $f_0/2$  tant que la couche interne n'est pas activée. Dans cette dernière configuration obtenue pour des amplitudes élevées de perturbation, les deux modes à  $f_0$  et  $f_0/2$  entrent en compétition. Les réponses de flammes en M, de par le confinement du jet et la production éventuelle de paquets, conduisent aussi à une modulation importante de  $\text{CH}^*$  à  $f_0$ .

Quelle que soit la fréquence de modulation du front de flamme et l'amplitude du forçage, le pied de flamme, piloté par la perturbation acoustique, subit un déplacement vertical et périodique à  $f_0$ . Sa dynamique impose une modulation du front à la fréquence  $f_0$  qui se superpose à celle produite par le système vortical. Ainsi, les spectres d'émission  $\text{CH}^*$  présentent la persistance d'un pic à  $f_0$  dans toutes les configurations de réponse de flamme. Ce déplacement vertical entraîne le soufflage de la flamme lorsque l'amplitude du mouvement positionne le pied de flamme hors du noyau de recirculation créé par la tige. Il est l'élément clé de la stabilisation de la flamme.

◦ **Bassin d'influence du ventre d'intensité**

Le mécanisme de conversion de l'onde transverse en mode longitudinal capable de produire une modulation verticale du débit par effet "bouchon", est toujours observé. Le comportement des vortex produits dans les couches de cisaillement externe et interne, proche de celui obtenu en ventre de pression, produit soit des plissements du front de flamme à  $f_0$ , soit des enroulements à  $f_0/2$ . Cependant, la diversité de réponses de flamme est moins riche en VI qu'en VP. Un autre phénomène se met en place piloté par le gradient de pression, maximal à cet endroit du champ acoustique : une dissymétrie du jet et de ses structures observée de part et d'autre du plan  $\Pi_{X_i}$  perpendiculaire à l'axe acoustique et

passant par le centre du brûleur. La partie du jet située vers les plus grandes amplitudes de fluctuations de pression est déchetée sous l'activité accrue de structures filamenteuses tridimensionnelles tandis que le côté opposé est très peu perturbé. Les vortex azimutaux en anneau ne peuvent plus se développer correctement sur tout le périmètre du jet. La zone de transition entre les deux parties de jet est extrêmement étroite. La flamme répond à cette dissymétrie d'écoulement par un comportement de front dissymétrique, y compris en terme spectral. Ainsi, un côté de la flamme, peu déplacé en moyenne par rapport à sa position initiale, peut être plissé à  $f_0$  tandis que l'autre côté, quasi-redressé à la verticale, est enroulé à  $f_0/2$  par un mécanisme d'appariement de vortex.

En plus des effets de pression et du gradient de pression, le système fluide subit des fluctuations périodiques horizontales dues à l'influence croissante de la vitesse acoustique. Ceci perturbe le développement des vortex et diminue ainsi l'amplitude de plissement périodique de la flamme. L'amplitude des fluctuations de l'émission  $\text{CH}^*$  en VI est donc plus faible qu'en VP suite aux effets de gradient de pression et de vitesse acoustique.

La vitesse transverse, dont les effets commencent à être quantifiables, induit un déplacement horizontal du pied de flamme, périodique à  $f_0$ , qui s'ajoute au déplacement vertical à  $f_0$  dû aux effets de fluctuations longitudinales du jet. Il favorise le soufflage de la flamme en déplaçant le pied vers le bord de la tige.

#### ◦ Bassin d'influence du ventre de vitesse

Le système fluide subit essentiellement de fortes fluctuations périodiques horizontales consécutives aux effets de vitesse acoustique. Ce déplacement d'ensemble ne produit pas de structures convectives susceptibles de déformer la flamme et de créer d'importantes modulations périodiques de l'émission de  $\text{CH}^*$ . Cependant, les fluctuations de pression ne sont pas totalement nulles en ventre de vitesse acoustique dont l'existence suggère la présence d'une onde progressive secondaire, d'amplitude certes faible, qui s'ajoute à l'onde transverse. La pression résiduelle peut faire fluctuer verticalement le jet mais avec une amplitude faible. Elle peut également induire la formation de vortex. Néanmoins, ces vortex, fortement perturbés dans leur développement par le champ de vitesse transverse, ont généralement un impact faible sur la flamme. La variation d'aire de la flamme est donc petite et la fluctuation de l'émission de  $\text{CH}^*$  est faible. On relève deux exceptions, tout d'abord lorsque la flamme répond sous la forme d'une configuration en M total ou partiel, et aussi lorsqu'elle est déformée par une interaction simultanée de vortex multiples, comme c'est le cas pour  $f_0 = 700 \text{ Hz}$  et  $\tilde{P}_{b,e.}/\tilde{P}_{b,e.}^{b.o.} \geq 55 \%$ . Mais contrairement à ce qui se passe en ventre de pression, cette structure de vortex multiples est poussée vers la flamme par le champ de vitesse transverse et atteint le front de flamme avant de perdre sa vorticité, produisant alors son plissement.

Un des éléments essentiels de l'action de la vitesse acoustique est la dynamique imposée au pied de flamme. En effet, ce dernier subit un déplacement horizontal périodique à  $f_0$  d'amplitude suffisamment importante pour le repousser en dehors de la zone de tige. Dans

un premier temps, un mouvement vertical du pied s'ajoutant au mouvement horizontal permet de créer un mécanisme instationnaire de stabilisation de la flamme qui retarde le soufflage. Lorsque la compétition entre ces deux mouvements n'est plus assurée, la flamme est soufflée.

En plus des effets instationnaires produits par le champ acoustique, un effet d'acoustique non-linéaire apparaît qui produit une déviation stationnaire des gaz chauds et consécutivement de la flamme. Celle-ci, fortement penchée dans la direction d'un VP, présente un demi-front vertical d'un côté et un demi-front quasi-horizontale de l'autre. Ce phénomène a également pour effet de déplacer la position moyenne du pied de flamme, le rapprochant davantage du bord de la tige, ce qui favorise le soufflage.

L'augmentation du niveau acoustique  $P_{ref}$  a révélé des scénarios de bifurcation dans la réponse de la flamme pouvant, suivant les cas, conduire à des amplifications ou des diminutions, y compris successives, de l'intensité fluctuante du taux de dégagement de chaleur. La diversité des scénarios étant directement dépendante du niveau de pression acoustique, celle-ci est la plus riche dans le bassin du ventre de pression puis diminue fortement dans le bassin du ventre d'intensité et est nulle en ventre de vitesse. Ainsi plusieurs scénarios de modulation du taux de dégagement de chaleur  $\dot{q}$  sont possibles à mesure que  $P_{ref}$  croît.

**En VP, trois scénarios ont été relevés :**

*1<sup>er</sup> scénario*

1. la fluctuation  $\dot{q}'$  est modulée à  $f_0$  la fréquence du forçage
2. une bifurcation sous-harmonique de nature hydrodynamique conduit à une modulation majoritaire à  $f_0/2$  de  $\dot{q}'$  qui se superpose à celle à  $f_0$  qui reste la fréquence spécifique du déplacement du pied de flamme
3. un rééquilibrage a lieu entre les fluctuations  $\dot{q}'$  pilotées par les modes  $f_0$  et  $f_0/2$

*2<sup>ème</sup> scénario*

1. la fluctuation  $\dot{q}'$  est modulée à  $f_0$
2. une bifurcation de nature hydrodynamique mène à la disparition de toute évolution périodique de  $\dot{q}'$
3. une nouvelle bifurcation conduit à la réapparition de modulation de  $\dot{q}'$  à  $f_0$

*3<sup>ème</sup> scénario*

1. la fluctuation  $\dot{q}'$  est faiblement modulée à  $f_0$
2. une bifurcation de nature intrinsèque induit une modulation à  $f_0/2$  qui se superpose à la modulation initiale à  $f_0$  avec la même amplitude.

**En VI, un seul scénario a été identifié :**

1. la fluctuation  $\dot{q}'$  est modulée à  $f_0$

2. une bifurcation sous-harmonique de nature hydrodynamique conduit à une modulation à  $f_0/2$  de  $\dot{q}'$  qui se superpose à celle à  $f_0$  avec la même amplitude

Dans les systèmes industriels la présence de bifurcations fréquentielles peut être cruciale dans le contrôle des instabilités thermoacoustiques. Le saut d'un type de perturbation à un autre peut conduire successivement à l'apparition et à la disparition des instabilités thermoacoustiques. Les réponses non-linéaires des systèmes fluides n'impliquent pas nécessairement que les instabilités de combustion dans les foyers soient renforcées lorsque l'amplitude de pression acoustique croît sous l'action d'un phénomène extérieur. Ceci est cohérent avec les observations relevées sur des installations [Cazalens et al., 2008].

L'analyse de ces comportements non-linéaires est reprise dans la section suivante, ainsi que leur action dans des boucles possibles de couplage thermoacoustique.

### 8.1.2 Non-linéarité du système fluide et boucles de couplage

Le système fluide placé en différents points du champ acoustique transverse présente des réponses non-linéaires de différentes natures :

- **Non-linéarité hydrodynamique.** La réponse non-linéaire de la flamme est initiée par un appariement des vortex de la couche limite externe de l'écoulement et qui, en impactant la flamme, produisent un enroulement de son front à  $f_0/2$ . Ce type de non-linéarité a été observé pour les basses fréquences de forçage dans les bassins d'influence du ventre de pression et du ventre d'intensité. Il produit une forte fluctuation de l'émission  $\text{CH}^*$ , et donc du taux de dégagement de chaleur  $\dot{q}(t)$  à  $f_0/2$ . A cette modulation sous-harmonique dominante s'ajoute une fluctuation de  $\dot{q}(t)$  à  $f_0$  provenant du déplacement périodique du pied de flamme à  $f_0$ . A amplitude de perturbation très élevée, la couche interne pouvant être activée, une modulation du front à  $f_0$  vient renforcer le pic à cette fréquence qui entre en compétition avec  $f_0/2$ . Dans ce cas, la modulation bi-fréquentielle de  $\text{CH}^*$  est également importante.

Deux configurations possibles d'instabilités se dessinent :

- *Couplage par  $f_0$ .* Bien que l'intensité de la fluctuation à  $f_0$  soit plus faible que celle à  $f_0/2$ , elle pourrait nourrir des fluctuations de pression à  $f_0$ , et ainsi assurer la ligne "retour" d'un couplage thermoacoustique à  $f_0$ . Un diagramme synoptique de cette boucle est porté sur la figure 8.1(a). La fluctuation  $\dot{q}'(t)$  du taux de dégagement de chaleur étant alors essentiellement à  $f_0/2$ , cela peut conduire à la détérioration d'un foyer par le biais de fortes fluctuations à  $f_0/2$  de température et de contraintes aux parois.
- *Couplage par  $f_0/2$ .* Les fluctuations à  $f_0/2$  de  $\dot{q}'(t)$  en alimentant des fluctuations élevées de pression à  $f_0/2$ , permettraient d'exciter un mode longitudinal à  $f_0/2$  du plénum via le système d'injection. Ceci imposerait au jet une modulation à  $f_0/2$  au lieu de  $f_0$ , capable d'agir sur l'instabilité de combustion sensible

à cette fréquence. Cette nouvelle boucle du couplage à  $f_0/2$  conduirait à un saut de mode, du mode 2T de cavité (à  $f_0$ ) à un mode 1L de plénum (à  $f_0/2$ ), comme cela a été observé expérimentalement dans certaines études telles que celle de [Bourgouin, 2014].

Un autre scénario serait la mise en place d'un basculement instationnaire dans l'occurrence des instabilités. L'accroissement des amplitudes de pression conduisant au déclenchement du processus d'appariement, le mode dominant le taux de dégagement de chaleur étant  $f_0/2$ , serait susceptible de briser la boucle précédente si l'énergie contenue dans le mode  $f_0$  est insuffisante pour assurer le couplage à  $f_0$ . Cette rupture pourrait être définitive ou bien conduire, pour de plus fortes amplitudes de pression, à l'activation de la couche limite interne et à la réactivation du mode instable à  $f_0$ .

- **Non-linéarité intrinsèque de flamme.** Ce type de non-linéarité provient de la nature intrinsèque de la flamme qui voit se développer un mode hélicoïdal le long du front. Tandis que l'écoulement fluctue toujours à  $f_0$ , les plissements périodiques initiés à  $f_0$  par les vortex générés à la base de la couche limite interne se structurent suivant un schéma périodique à  $f_0/2$  au delà d'une zone primaire de développement. Ceci est le résultat croisé de l'action du mode hélicoïdal et du déclenchement précoce d'un processus "mou"<sup>1</sup> d'appariement sans fusion de vortex de la couche externe par rétroaction de la flamme sur l'écoulement. Cette non-linéarité est observée lorsque la flamme est de type flamme allongée, c'est-à-dire pour les hautes fréquences de forçage en ventre de pression exclusivement. Il en résulte une fluctuation  $\dot{q}'(t)$  à  $f_0/2$  en plus de celle à  $f_0$ , les deux modes ayant des intensités similaires.

Ainsi, un couplage à  $f_0$  serait possible car la pression, la partie hydrodynamique et la flamme fluctuent à  $f_0$ . En revanche, bien que la flamme fluctue également à  $f_0/2$ , un couplage à cette fréquence semble difficilement envisageable étant donné que la pression est à  $f_0$  et que la partie à  $f_0/2$  de l'hydrodynamique est faible. Une boucle de couplage possible à  $f_0$  est schématisée sur la figure 8.1(b).

- **Non-linéarité acoustique.** Cette non-linéarité induit une déviation stationnaire des gaz chauds et de la flamme. Elle apparaît pour des niveaux acoustiques élevés, lorsque les effets de pression sont faibles, c'est-à-dire essentiellement dans le bassin d'influence du ventre de vitesse. Elle est obtenue pour toutes les fréquences  $f_0$ , mais son intensité augmente avec l'accroissement de la fréquence et la diminution de  $U_{bulk}$ . La non-linéarité acoustique ne produit pas de fluctuation  $\dot{q}'(t)$  si bien qu'aucune boucle de couplage n'est envisagée dans ce cas. En revanche elle a un impact sur le seuil de soufflage en décalant la position moyenne du pied de flamme hors de la zone de stabilisation de la tige. De plus, comme cela sera vu dans la

---

1. faible impact du sous-harmonique sur le champ de vitesse, y compris localement.

section suivante, la déviation des gaz chauds peut avoir un impact dans un système de multi-injecteurs répartis dans l'ensemble du champ acoustique.

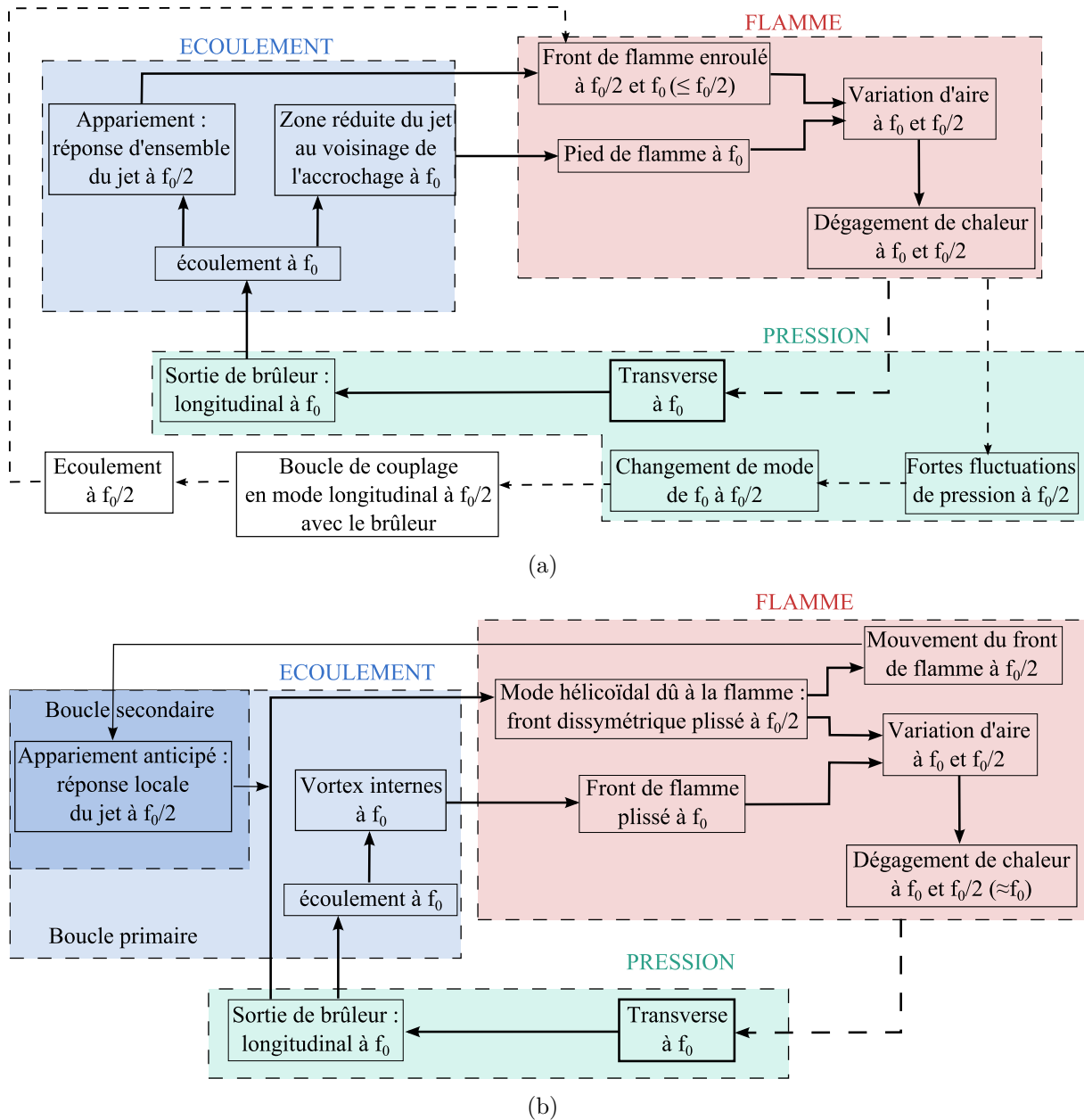


FIGURE 8.1 – Boucles possibles de couplages pour les réponses de flamme non-linéaires. — actions observées; - - - actions possibles; (a) couplage pour la flamme enroulée à  $f_0/2$ ; (b) couplage pour la flamme plissée dissymétrique à  $f_0/2$ .

## 8.2 Comportement du système fluide en terme de multi-injections dans l'ensemble du champ acoustique

L'étude s'est intéressée jusqu'ici à l'effet d'un champ acoustique transverse sur un système fluide produit par un mono-injecteur placé en différentes positions du champ acoustique. Toutefois, à partir des résultats obtenus, il est possible de proposer des scénarios lors de la présence simultanée de plusieurs flammes dans l'ensemble du champ acoustique transverse. Cette présentation ne considère pas d'interactions possibles entre les flammes.

### 8.2.1 Bassins d'existence des différents types de flamme

Comme cela a été vu dans les chapitres précédents en fonction des conditions opératoires, différents types de flammes sont produits. Certains types peuvent exister dans un espace assez étendu du champ acoustique alors que d'autres sont localisés dans une zone plutôt étroite. Une cartographie du type de flamme est proposée sur la figure 8.2 en fonction de la position du système fluide dans le champ acoustique et de la pression de référence  $P_{ref}$ . Il est alors possible d'observer l'existence simultanée de différents types de flammes qui pourraient coexister dans un même champ acoustique transverse à  $P_{ref}$  donné. Les résultats montrent que la zone perturbée en premier correspond au bassin de VP. Pour de faibles  $P_{ref}$ , la flamme est plissée à  $f_0$ , et allongée lorsque  $f_0$  est grand, tandis que les flammes dans les autres parties du jet ne sont pas perturbées.

Pour un niveau acoustique plus important, lorsque l'action de la perturbation sur la combustion se fait ressentir dans le bassin de VI en produisant des plissements de son front à  $f_0$ , la flamme en VP s'enroule périodiquement à  $f_0/2$  pour les basses fréquences ou fluctue sous l'action d'un mode hélicoïdal pour les hautes fréquences de forçage. Les flammes situées en VV ne sont pas encore perturbées, contrairement aux cas des moyennes fréquences de forçage pour lesquelles la combustion perturbée est présente en tout point du champ acoustique.

Lorsque  $P_{ref}$  augmente encore, la flamme est soufflée en VP alors qu'une flamme est maintenue en VI et VV. En VI, quelle que soit la fréquence, la flamme dissymétrique est penchée en moyenne vers le ventre de vitesse. Pour les basses fréquences, on note que la partie du front de flamme situé côté VV est plissée à  $f_0$  et l'autre à  $f_0/2$ . En parallèle en VV, la dynamique des flammes présente une faible perturbation à  $f_0$  tandis qu'un processus de déformation stationnaire des gaz chauds et des flammes commence à incliner l'ensemble vers VI.

Lorsque le niveau acoustique augmente encore, la flamme en VI est soufflée alors qu'elle est toujours accrochée en VV.

Ainsi, seules les fréquences comprises autour de 700 Hz et 800 Hz présentent une gamme de niveau de perturbation pour laquelle on observe la persistance d'une combustion perturbée en tout point du champ acoustique. Pour les autres fréquences, systématiquement une zone du champ acoustique sera soit non perturbée soit soufflée.

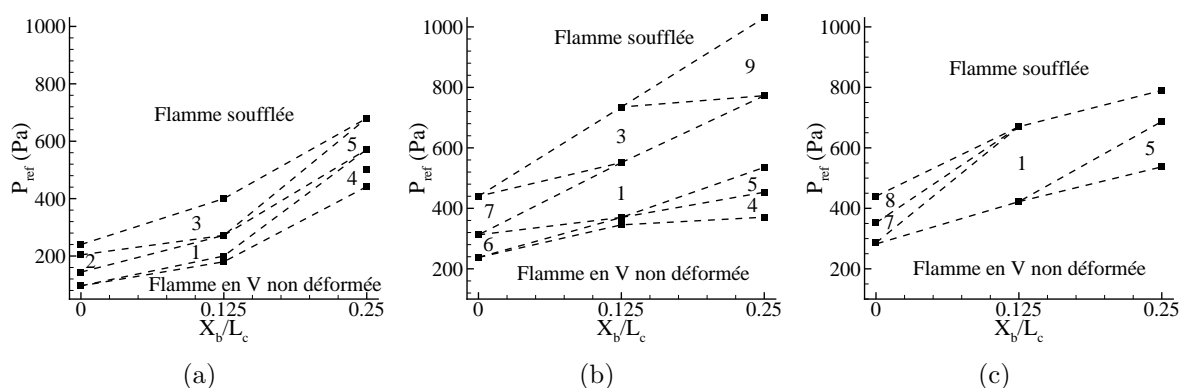


FIGURE 8.2 – Limites de comportement des flammes en fonction de  $\tilde{P}_{ref}$  dans les différents endroits du champ acoustique pour  $U_{bulk} = 1.6\text{m/s}$  :

- (1) : flamme plissée à  $f_0$ ; (2) enroulée à  $f_0/2$ ; (3) : enroulée à  $f_0/2$  et plissée à  $f_0$ ;
- (4) : flamme en M partielle; (5) : basculement d'ensemble de la flamme; (6) : apériodique;
- (7) : allongée à  $f_0$ ; (8) : allongée dissymétrique à  $f_0 + f_0/2$ ; (9) : remontée sur la tige;
- (a)  $f_0 = 510$  Hz; (b)  $f_0 = 700$  Hz; (c)  $f_0 = 1010$  Hz.

## 8.2.2 Couplage multi-injecteur possible

Les observations de la section 8.2.1 montrent que, pour un niveau acoustique donné, plusieurs comportements intéressants peuvent avoir lieu.

- **Zones perturbées / zones non perturbées.** Les résultats ont montré que les flammes peuvent être perturbées dans certaines zones du champ acoustique, et donc induire un couplage thermoacoustique, alors que simultanément, dans d'autres localisations du champ acoustique, les flammes restent non perturbées. Ceci pourrait constituer une inhomogénéité thermomécanique dans la cavité en instaurant une succession de zones stables et instables.
- **Zones de fortes fluctuations / zones de faibles fluctuations.** Comme décrit dans la section 8.2.1 l'émission  $\text{CH}^*$ , et donc le  $\dot{q}'(t)$  ne fluctuent pas avec la même intensité dans les différentes zones du champ acoustique. Ceci est visible sur la figure 8.3 où sont superposées les intensités de fluctuation de l'émission  $\text{CH}^*$  normalisées en fonction de  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$  pour les trois bassins VP, VI et VV. Les résultats montrent que pour une fréquence donnée, les fluctuations d'émission  $\text{CH}^*$  atteignent les valeurs les plus fortes en VP. Un cas particulier est noté pour



$700 \text{ Hz} \leq f_0 \leq 800 \text{ Hz}$ , où les valeurs les plus fortes de fluctuation d'émission  $\text{CH}^*$  se trouve en VV, suite au plissement important du front consécutif à l'impact des vortex externes comme détaillé en section 7.2.

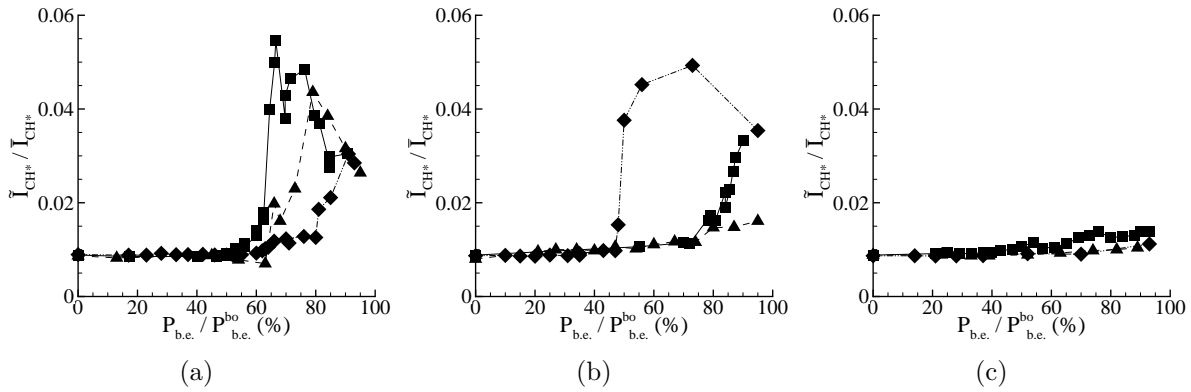


FIGURE 8.3 – Évolution de  $\tilde{I}_{\text{CH}^*}/\bar{I}_{\text{CH}^*}$ , l'amplitude de l'émission  $\text{CH}^*$  de flamme en fonction de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.}$  dans les différents endroits du champ acoustique pour  $U_{bulk} = 1.6 \text{ m/s}$ ; ■ : en VP ; ▲ : en VI ; ◆ : en VV. (a)  $f_0 = 510 \text{ Hz}$  ; (b)  $f_0 = 700 \text{ Hz}$  ; (c)  $f_0 = 1010 \text{ Hz}$ .

- **Zones à  $f_0$  / zones à  $f_0/2$ .** Il a été vu que dans certaines zones du champ acoustique les flammes fluctuent à  $f_0$  pendant que simultanément dans d'autres zones les flammes fluctuent à  $f_0/2$ . Il existerait un mode transverse à  $f_0$  commun qui pourrait alimenter des modes locaux à  $f_0/2$ . Une inhomogénéité de mode pourrait alors exister et induire des effets complexes entre les deux modes acoustiques présents.
- **Flammes dissymétriques en VI penchées vers VV / flammes déviées en VV penchées vers VP.** Comme cela a été mis en évidence au chapitre 6, la présence du gradient de pression en VI induit un développement dissymétrique du jet et de la flamme. Ainsi le demi-front de flamme côté VP est davantage redressé verticalement que celui côté VV : la flamme s'incline donc vers VV. En VV au contraire, de par un effet d'acoustique non-linéaire, la flamme est déviée vers VP (voir chapitre 5). Ces formes de flammes, lorsqu'elles se trouvent simultanément dans un même champ acoustique, peuvent conduire à une "focalisation" des flammes et des gaz chauds. Ceci crée des points chauds dans la cavité. Cela peut également favoriser des mouvements de recirculation des gaz de réactants ou de produits de combustion entre les flammes, ce qui modifierait alors la dynamique des flammes.<sup>2</sup>
- **Zones soufflées / zones non soufflées.** Les données montrent que le soufflage de la flamme intervient pour différents niveaux acoustiques en fonction de la lo-

2. Ce type d'interaction de fronts a été observée lors du stage réalisé par l'équipe sur l'étude de l'interaction entre deux flammes proches l'une de l'autre et soumises à l'onde acoustique transverse. Un exemple des résultats obtenus est reporté sur la figure 8.4.

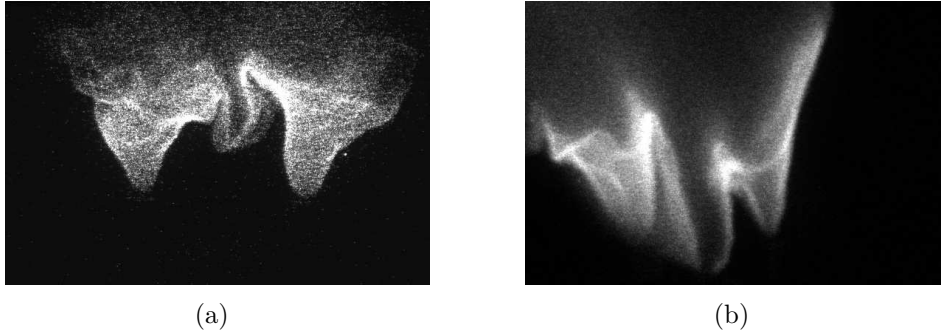


FIGURE 8.4 – Émission CH\* de deux flammes proches l'une de l'autre soumises au champ acoustique transverse : (a) flammes en VP pour  $U_{bulk} = 1.6 \text{ m/s}$   $\phi = 1$   $f_0 = 2050 \text{ Hz}$   $P_{ref} = 180 \text{ Pa}$  ; (b) flammes en VV pour  $U_{bulk} = 2.2 \text{ m/s}$   $\phi = 0.9$   $f_0 = 1135 \text{ Hz}$   $P_{ref} = 175 \text{ Pa}$ .

calisation du système fluide dans le champ acoustique. Cela veut dire que, pour un niveau acoustique donné, alors que dans certaines zones la flamme est soufflée, dans les zones voisines la combustion a encore lieu. L'injection de réactants ayant toujours lieu dans les zones où la flamme est soufflée, les zones voisines chaudes étant persistantes pourraient alors permettre son rallumage. On aurait alors une instabilité créée par la succession de soufflage et de rallumage.

- **Stabilité du pied de flamme.** Dans le but d'avoir une vue globale sur le déplacement du pied de flamme, ses propriétés  $x_{foot}$ ,  $z_{foot}$ ,  $w_{foot}$  sont reportées sur la figure 8.5 en fonction de  $\tilde{P}_{ref}$  et de la position dans le champ acoustique. Les symboles représentent les positions moyennes et les barres donnent les amplitudes de la fluctuation du pied.

On note que la position moyenne du pied de flamme est très peu perturbée par le champ acoustique, en dehors du bassin du ventre de vitesse. Dans ce dernier, à partir de  $\tilde{P}_{ref} \approx 500 \text{ Pa}$  des effets non-linéaires de force de radiation provoquent un déplacement horizontal de la position moyenne du pied. Ce seuil peut être relié au seuil de déclenchement de la déviation de la flamme mis en évidence en section 7.3. En revanche, quel que soit le positionnement de la flamme dans le champ acoustique, la valeur moyenne de la largeur du pied de flamme décroît lorsque l'amplitude de forçage augmente.

Concernant les valeurs fluctuantes, le pied de flamme est modulé verticalement dans l'ensemble du champ acoustique, même dans le bassin du ventre de vitesse lorsque  $\tilde{P}_{ref}$  est supérieure au seuil d'environ 500 Pa. Quant au déplacement latéral périodique du pied, inexistant en ventre de pression, faible en ventre d'intensité, il devient très important en ventre de vitesse. Dans le bassin du ventre de vitesse, le pied subit un mouvement complexe entre déplacements latéral et vertical.

En s'appuyant sur ces observations obtenues en régime laminaire on peut penser que des comportements de même type pourraient avoir lieu dans des combustion réelles.

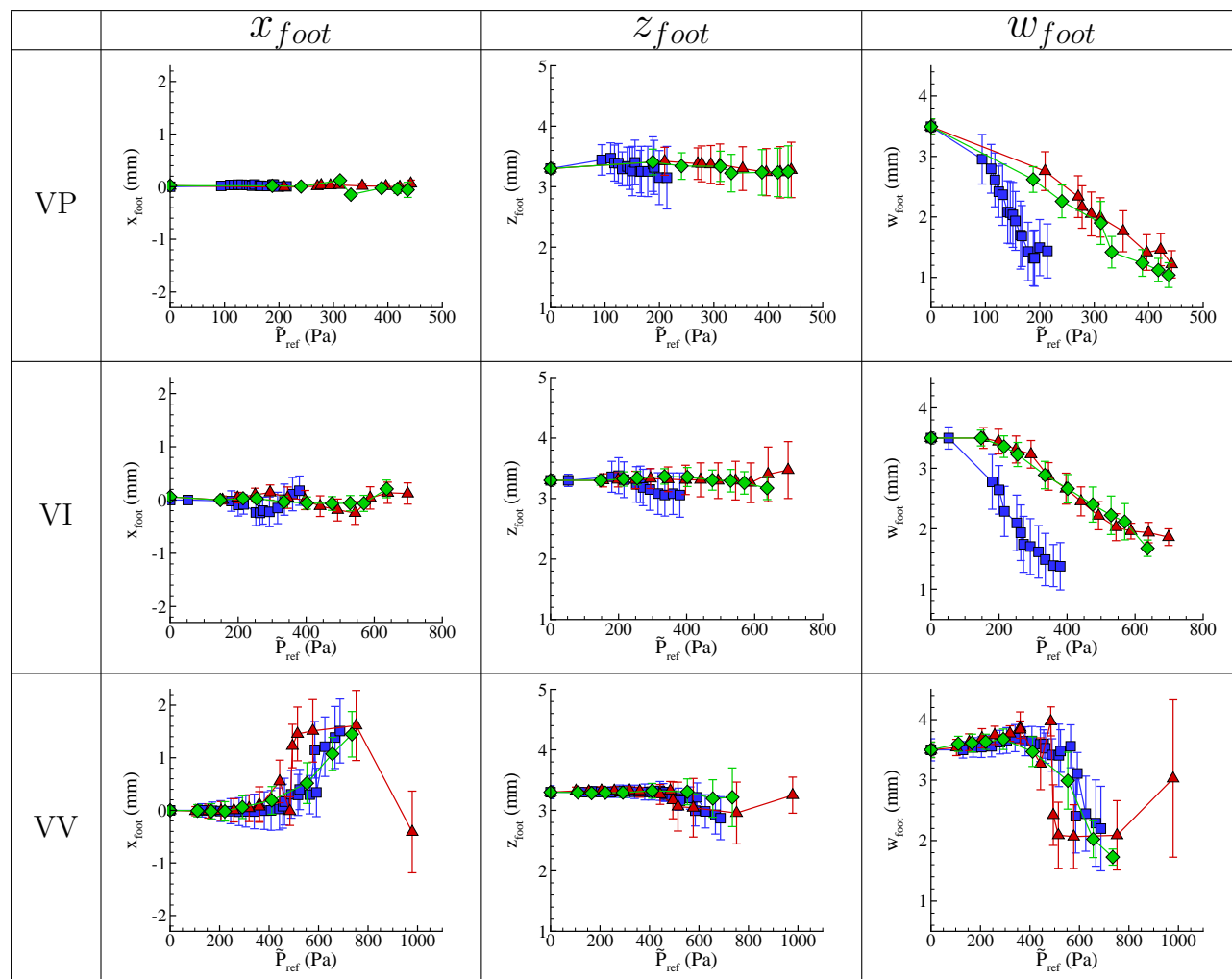


FIGURE 8.5 – Position moyenne du point d'accroche de la flamme et sa fluctuation en barres verticales mesurés en fonction de  $\tilde{P}_{ref}/\tilde{P}_{b.o.}$  à partir d'images d'émission  $\text{CH}^*$  pour  $U_{bulk} = 1.6 \text{ m/s}$  :  $\square$   $f_0 = 510 \text{ Hz}$ ,  $\triangle$   $f_0 = 700 \text{ Hz}$ ,  $\diamond$   $f_0 = 510 \text{ Hz}$ .

### 8.2.3 Soufflage de la flamme

Afin d'étudier plus en détail le soufflage de la flamme, les valeurs de  $P_{b.e.}^{b.o.}$ , la pression locale au moment du soufflage, sont reportées sur la figure 8.6(a). Les résultats montrent un large éventail de niveaux de  $P_{b.e.}^{b.o.}$  pour les différents  $f_0$  en VP. Cette dispersion diminue au fur et à mesure que la position de la flamme se rapproche du VV. Une fois en VV les mesures de pression au soufflage sont similaire.

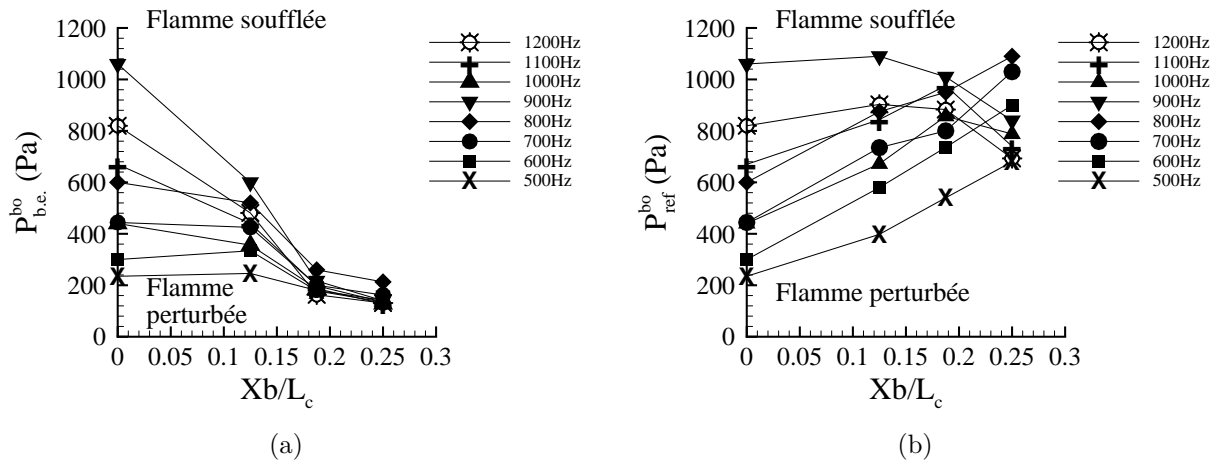


FIGURE 8.6 – Pressions limites en fonction de la position  $X_b$  de la flamme, entre un ventre de pression ( $X_b/L_c = 0$ ) et un ventre de vitesse ( $X_b/L_c = 0.25$ ) : (a) Amplitude de la pression en sortie de brûleur mesurée au soufflage,  $\tilde{P}_{b.e.}^{b.o.}$ , en fonction de  $X_b/L_c$ ; (b) Amplitude de pression de référence au centre de la cavité mesurée au soufflage,  $\tilde{P}_{ref}^{b.o.}$ , en fonction de  $X_b/L_c$ .

Afin d'avoir une vue d'ensemble du champ acoustique au moment où la flamme est soufflée en un point quelconque du champ, on mesure la pression de référence au centre de la cavité  $P_{ref}^{b.o.}$ , ceci pour la gamme de fréquences  $f_0$  étudiée. Les résultats de ces mesures, reportés à la figure 8.6(b), mettent en évidence deux comportements. Pour  $f_0 \leq 800$  Hz, la zone la plus stable est en ventre de vitesse puisque la flamme y est soufflée en dernier ( $P_{ref}^{b.o.}$  est maximale). Ainsi, dans un système multi-injecteurs composé de flammes positionnées dans l'ensemble de la chambre de combustion, lorsque l'on atteint les conditions de soufflage en VV, les flammes se trouveraient être déjà soufflées aux autres positions du champ acoustique. En revanche, pour les fréquences de forçages supérieures, la zone la plus stable se situe dans le bassin d'influence du ventre d'intensité. Cette interprétation s'appuie sur une absence d'interaction entre les flammes et un environnement d'air à température ambiante.

La figure 8.6(b) montre également que l'étalement des valeurs de  $P_{ref}^{b.o.}$  correspondant

au soufflage de la flamme en un point quelconque du champ s'amenuise à mesure que la flamme est déplacée de VP en VV : elles ont tendance à se regrouper autour d'une valeur moyenne. Ceci est observé pour toutes les fréquences, hormis entre 700 Hz et 800 Hz où, en VV, le soufflage est retardé par le mécanisme de remontée de la flamme le long de la tige expliqué en section 7.2.4.

# Conclusion et perspectives

Dans le cadre des instabilités de combustion, ce travail de thèse a pris part aux études concernant la dynamique de flamme soumise à une perturbation acoustique de type azimutal. Le but est de contribuer à la caractérisation des mécanismes la pilotant en vue d'améliorer la compréhension des systèmes auto-oscillants et des scénarios qui induisent leur déclenchement, leur amplification, leur saturation ou leur disparition. La connaissance de la dynamique de l'écoulement perturbé et de celle de la flamme participe à la maîtrise de l'une des branches constituant toute boucle de couplage thermoacoustique de la combustion sans laquelle le système ne peut entrer en auto-oscillation. Pour cela, une flamme de prémélange en cône inversé est placée en différentes localisations d'un champ acoustique stationnaire transverse, de fréquence moyenne à haute (500 à 1200 Hz).

Le comportement du système fluide (jet et flamme) a été classé suivant trois bassins d'influence, chaque bassin étant caractérisé par une grandeur physique prédominante : bassins d'influence du ventre de pression acoustique (VP), du ventre d'intensité acoustique (VI) et du ventre de vitesse acoustique (VV). Les mécanismes responsables de l'action de ces grandeurs sur le système d'étude ont été mis en évidence à l'aide de plusieurs diagnostics optiques et acoustiques.

La pression acoustique imposée par le champ transverse conduit à un mécanisme de conversion du mode transverse en un mode longitudinal en sortie de brûleur dont l'amplitude est directement dépendante du niveau local de pression fluctuante. Elle est lentement décroissante d'un ventre de pression vers le bassin du ventre d'intensité ; cette diminution s'accroît nettement de ce dernier jusqu'au ventre de vitesse où les effets de pression sont résiduels. L'adaptation du jet à l'environnement de pression fluctuante induit une production de vortex en sortie d'injecteur dans la couche de cisaillement externe et à l'arrière de la tige de stabilisation. La diversité de cette production, qui par ailleurs a été classifiée à partir des caractéristiques des structures vorticales, décroît de VP en VV en suivant la variation spatiale de l'amplitude du mode longitudinal. Quelle que soit la localisation du système fluide dans le champ, il a été montré que l'écoulement, lors de son développement, est caractérisé par un champ aérodynamique résultant de la superposition d'une perturbation de nature acoustique liée au mode longitudinal induit, et d'une perturbation de nature convective liée au développement des structures tourbillonnaires dans les couches de cisaillement du jet. Selon les conditions du forçage, il apparaît une compétition entre

elles qui conduit à des propriétés du champ de vitesse à dominante soit acoustique soit convective dans le mouvement du fluide.

La nature même du champ acoustique transverse conduit à l'existence d'un gradient de pression dont les effets se font ressentir d'autant plus sur le système fluide que les amplitudes de pression locale restent importantes. Le maximum de ces effets converge donc au maximum du gradient de l'énergie potentielle acoustique volumique situé en VI. Ceci se caractérise par la dissymétrisation des propriétés de l'écoulement et de la flamme par rapport au plan acoustique contenant l'axe du brûleur. En particulier on note une production dissymétrique de vortex qui n'appartiennent pas à la même classe lorsque la dissymétrie est établie.

Les effets de vitesse acoustique ont une influence importante dans le bassin du ventre de vitesse acoustique et s'atténuent rapidement en dehors de ce dernier. Ainsi, ceci se traduit par une partition spatiale complémentaire des effets de vitesse et de pression acoustique.

La dynamique de la flamme a été caractérisée en particulier par les fluctuations d'intensité d'émission  $\text{CH}^*$  représentatives des fluctuations du taux de dégagement de chaleur. L'amplitude de sa modulation est très majoritairement dépendante de la variation périodique de l'aire de la flamme, elle-même tributaire des propriétés vorticales de l'écoulement induites par l'acoustique transverse. La réponse de la flamme s'est distinguée par des comportements non-linéaires dus à des non-linéarités extrinsèques imposées par l'aérodynamique de l'écoulement, mais aussi induits par des non-linéarités intrinsèques inhérentes à la combustion. Ces comportements ont mis en jeu des scénarios de bifurcations fréquentielles de deux types :

- passage du mode dominant  $f_0$ , fréquence du forçage, au mode dominant  $f_0/2$  et réciproquement
- passage du mode  $f_0$  à un état apériodique et réciproquement

En plus des non-linéarités instationnaires impliquées dans les instabilités thermoacoustiques, des comportements liés à l'acoustique non-linéaire ont également été mis en évidence dans le bassin du ventre de vitesse, sur la flamme et les gaz chauds. Cela produit une déviation stationnaire remarquable de ces derniers vers un ventre de pression et un déplacement moyen latéral important favorisant la perte de stabilité de la flamme.

La stabilisation de la flamme est pilotée par la dynamique du pied dont la fréquence de déplacement est toujours celle du forçage. Le mouvement périodique du pied, d'un simple déplacement vertical en VP, évolue vers un mouvement complexe, combinant avec ce dernier un déplacement latéral qui est maximal en ventre de vitesse. Suite à une constriction du jet par l'acoustique le pied est resserré verticalement au fur et à mesure de l'augmentation du niveau de perturbation, ce qui participe à la fragilisation de la stabilité de la flamme.

Dans un contexte où plusieurs flammes seraient allumées le long de l'axe acoustique de la cavité, la non-uniformité spatiale du champ acoustique transverse conduit à la présence

simultanée de flammes de types différents. Certains types peuvent exister dans un espace assez étendu du champ acoustique alors que d'autres sont localisés dans une zone plutôt étroite. Pour une condition de forçage (fréquence-amplitude) fixée, des flammes pourront ne pas être encore perturbées tandis que d'autres seront modulées à  $f_0$  et/ou à  $f_0/2$ , subiront une perturbation apériodique, ou seront soufflées. À forte amplitude, l'existence simultanée des flammes dissymétriques dans le bassin de VI qui penchent vers VV et des flammes déviées par les effets stationnaires d'acoustique non-linéaire vers VI conduit à une topologie du système fluide convergente entre VV et VI. Ceci devrait conduire à la modification de la dynamique des flammes, dès lors que des phénomènes d'interactions de front sont possibles. L'extinction locale de flamme pourrait également participer à la déstabilisation de systèmes en environnements confinés. En effet, le maintien de la combustion dans certaines parties du champ est susceptible de favoriser le rallumage occasionnel des flammes éteintes par la persistance des gaz chauds. C'est donc la non uniformité du champ acoustique qui rend possible une succession d'allumage et d'extinction locaux.

Ces comportements de flammes pourraient intervenir dans des boucles de couplage complexes de systèmes auto-oscillants, notamment via des changements de modes entre  $f_0$  et son sous-harmonique  $f_0/2$ .

Les résultats de cette étude conduisent à envisager certaines perspectives. La réponse de la combustion à une onde stationnaire transverse a été quantifiée dans l'ensemble du champ acoustique pour un système réactif composé d'une flamme dans une cavité semi-ouverte.

Il serait alors intéressant de caractériser la réponse d'un système réactif composé de plusieurs flammes réparties dans l'ensemble du champ acoustique afin de prendre en compte les interactions de flammes possibles et l'action de l'onde transverse sur ces dernières. Des études ont montré l'importance des effets collectifs aussi bien sur l'interaction entre deux flammes [Worth and Dawson, 2012] que pour une multitude de flammes [Noiray et al., 2006]. Une étude préliminaire réalisée par l'équipe lors d'un stage a montré l'existence d'effets collectifs, tels que la présence d'un ligament reliant les flammes entre elles et modifiant leur déformation par l'acoustique, ainsi qu'un retard au soufflage d'une flamme grâce à l'influence de sa voisine.

De même, la mise en place de parois latérales dans la cavité proches de la flamme permettrait de mettre en évidence l'influence de son confinement sur la réponse du système fluide. En effet, des études menées en mode longitudinal ont montré des effets particuliers du confinement induits par des effets de recirculation des gaz chauds ou des échanges thermiques flamme-paroi [Birbaud, 2006].

Afin de se rapprocher des configurations industrielles, un injecteur swirlé peut être utilisé pour la production de la flamme dans le champ acoustique transverse. Ce type d'injecteur a la particularité de créer une zone de recirculation de type PVC (*Precessing Vortex Core*), sensible aux perturbations acoustiques comme l'est également le nombre de swirl. Ces effets ont été mis en évidence dans de nombreuses études [Wang and Yang,



2005, Palies et al., 2011b, Acharya et al., 2012, Candel et al., 2012, Moeck et al., 2012].

En plus de l'influence sur les écoulement gazeux et sur la flamme, différentes études ont relevé des comportements particuliers sur la phase liquide, tels que des déviations de gouttelettes [Baillot et al., 2013, Sevilla-Esparza et al., 2014]. Cette phase étant présente lors de l'atomisation de spray liquide dans les chambres de combustion industrielles, une étude de l'action du champ acoustique transverse avec un système fluide diphasique est une perspective intéressante.

L'un des mécanismes principaux de l'action du champ acoustique transverse étant de créer une conversion d'un mode transverse de cavité en un mode longitudinal dans le brûleur, l'étude pourrait être développée en utilisant un forçage longitudinal à la base du brûleur en plus du forçage transverse. Cela permettrait entre autres d'amplifier ou, au contraire, de détruire le mode longitudinal créé par le mode transverse.

Bien que la FDF ait été déterminée pour plusieurs conditions opératoires, son calcul systématique peut être fait sur une large gamme de fréquences et d'amplitudes de forçage. Le but étant d'obtenir une base de données pouvant être utilisée pour prédire la dynamique de flamme dans des configurations similaires.

De même, une modélisation de l'hydrodynamique dans l'ensemble du champ acoustique transverse stationnaire, faite à l'aide des résultats de cette étude, servirait à développer des modèles tenant compte des mécanismes responsables du comportement du système fluide dans ce type de configuration.

# Annexe A : vues tomographiques du jet de réactants sans flamme

$f_0=510$  Hz, Ventre de pression

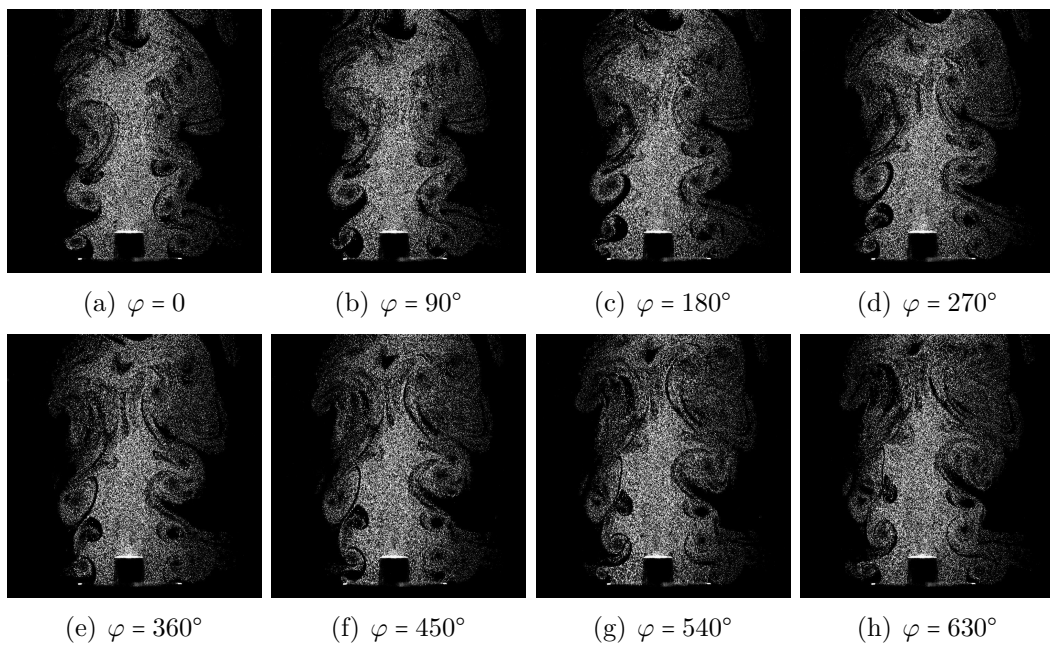


FIGURE 1 – Vues tomographiques laser verticales résolues en temps du jetensemencé sans flamme en VP pour  $f_0 = 510$  Hz,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 84\%$ .

$f_0=510$  Hz, Ventre d'intensité

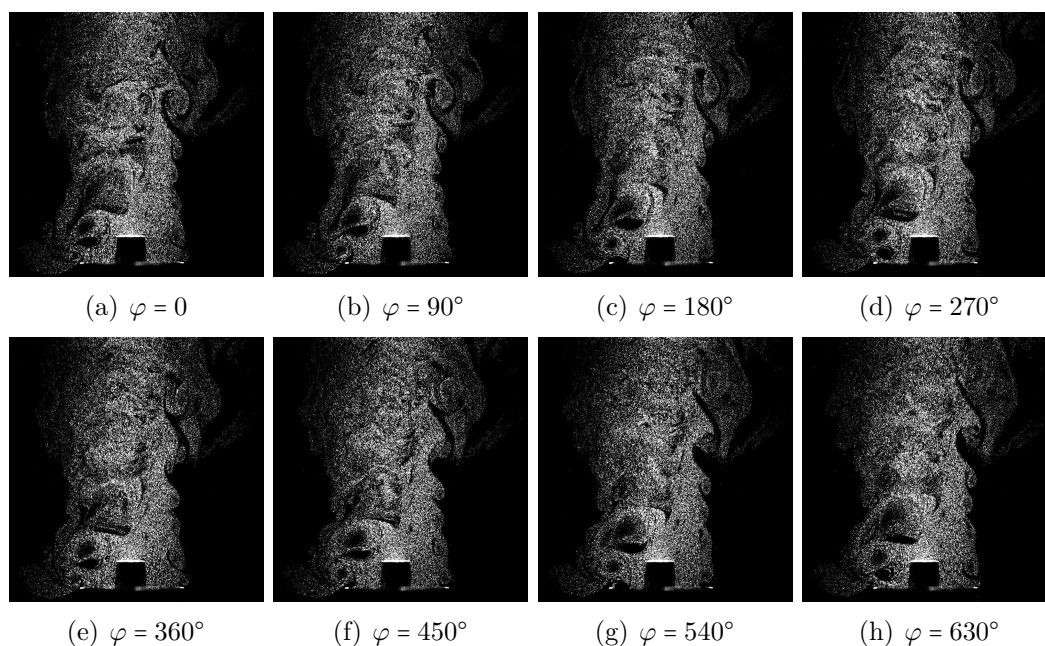


FIGURE 2 – Vues tomographiques laser verticales résolues en temps du jet ensemené sans flamme en VI pour  $f_0 = 510$  Hz,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 77\%$ .

$f_0=510$  Hz, Ventre de vitesse

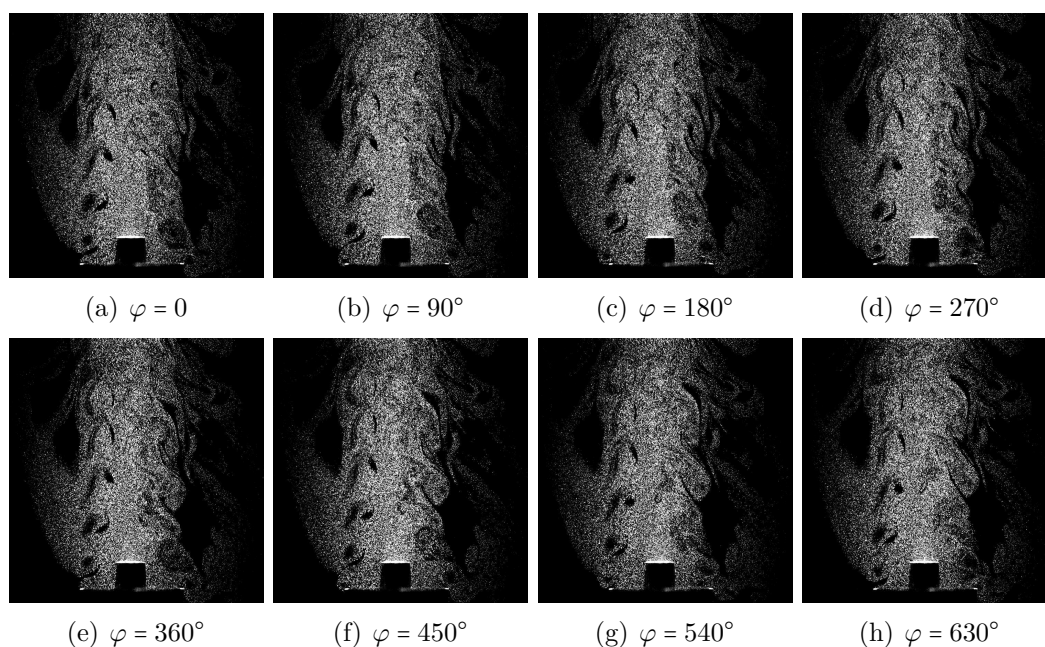


FIGURE 3 – Vues tomographiques laser verticales résolues en temps du jet ensemené sans flamme en VV pour  $f_0 = 510$  Hz,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 85\%$ .

$f_0=1010$  Hz, Ventre de pression

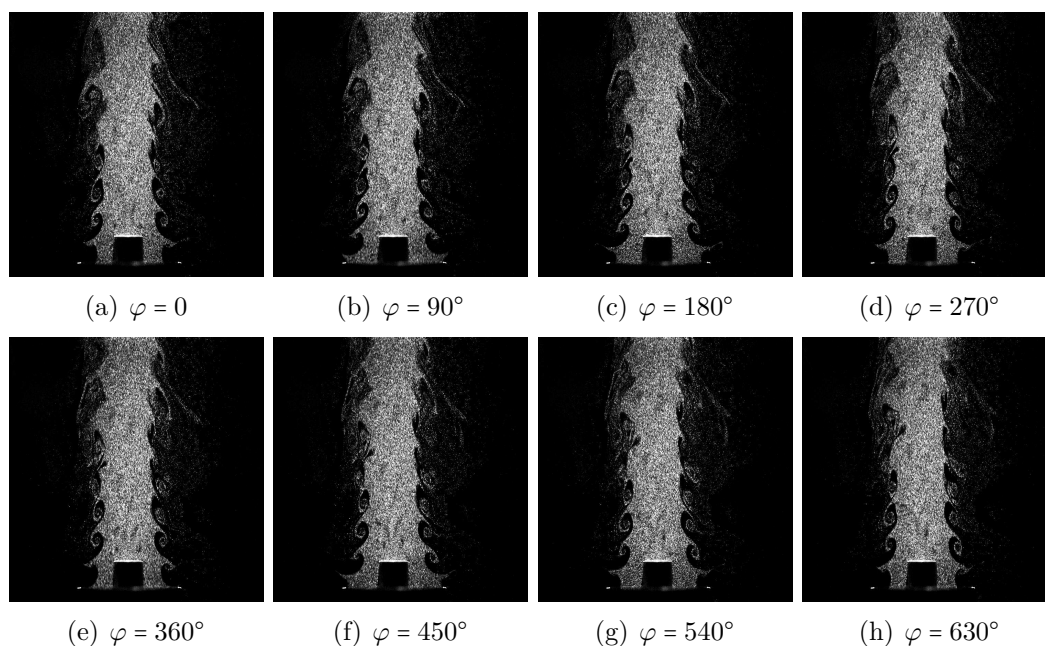


FIGURE 4 – Vues tomographiques laser verticales résolues en temps du jet ensemencé sans flamme en VP pour  $f_0 = 1010$  Hz,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 95\%$ .

$f_0=1010$  Hz, Ventre d'intensité

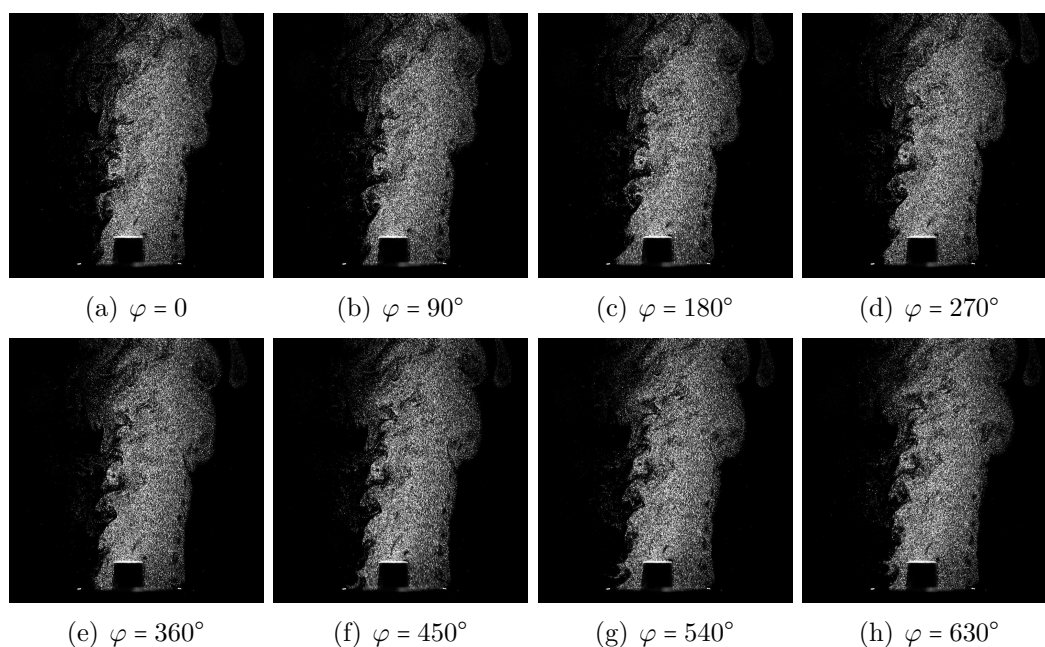


FIGURE 5 – Vues tomographiques laser verticales résolues en temps du jet ensemencé sans flamme en VI pour  $f_0 = 1010$  Hz,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 75\%$ .

$f_0=1010$  Hz, Ventre de vitesse

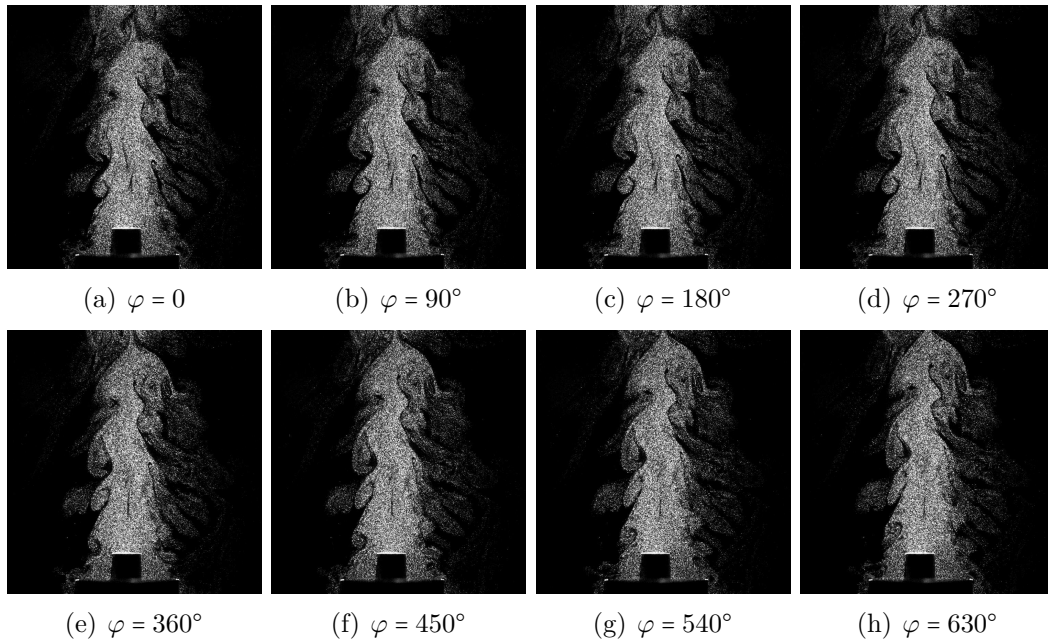


FIGURE 6 – Vues tomographiques laser verticales résolues en temps du jet ensemené sans flamme en VV pour  $f_0 = 1010$  Hz,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 67\%$ .

# Annexe B : Champ PIV horizontal du jet avec flamme

$f_0=510$  Hz, Ventre de pression

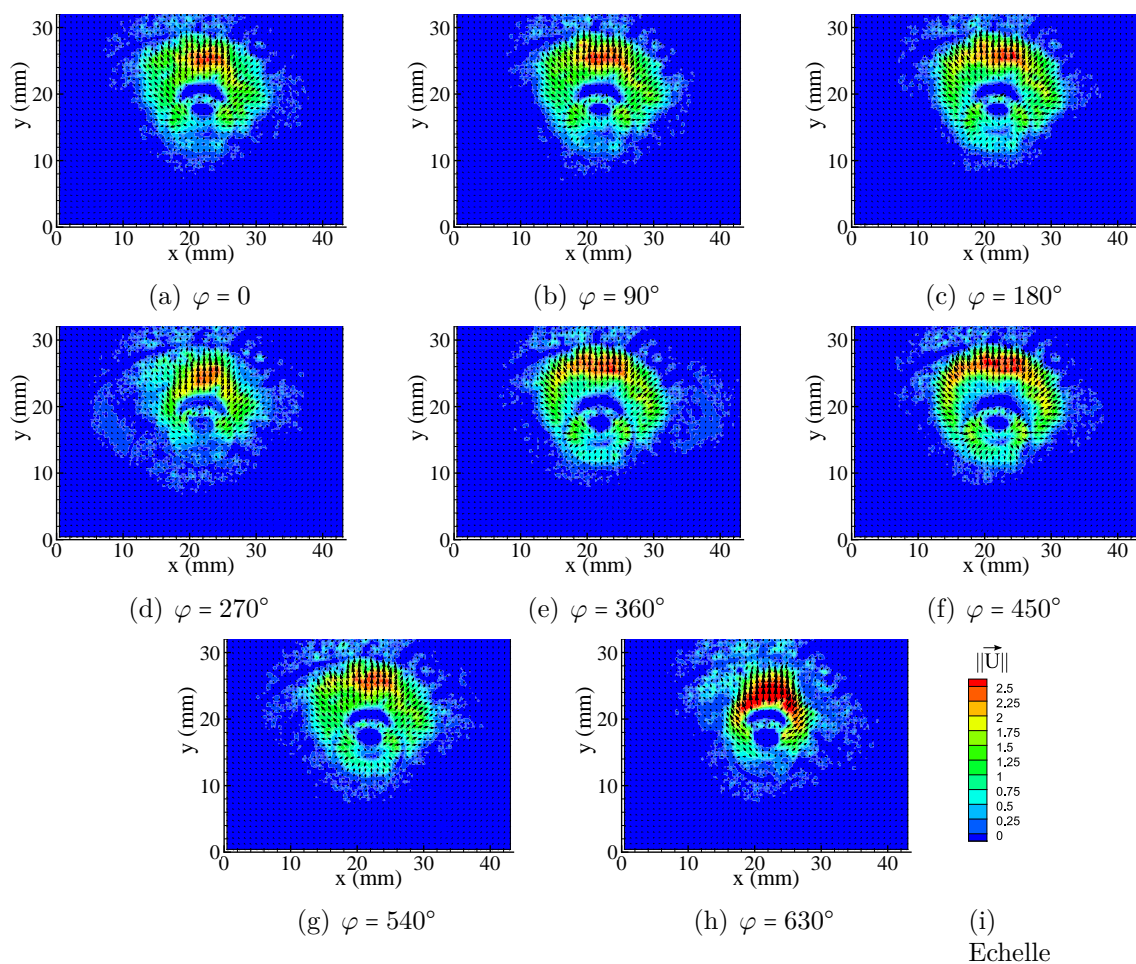


FIGURE 7 – Moyenne de phase de champs PIV horizontaux ( $z = 10$  mm) avec flamme enroulée sous-harmonique en VP pour  $f_0 = 510$  Hz,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 83\%$ .

## $f_0 = 510$ Hz, Ventre d'intensité

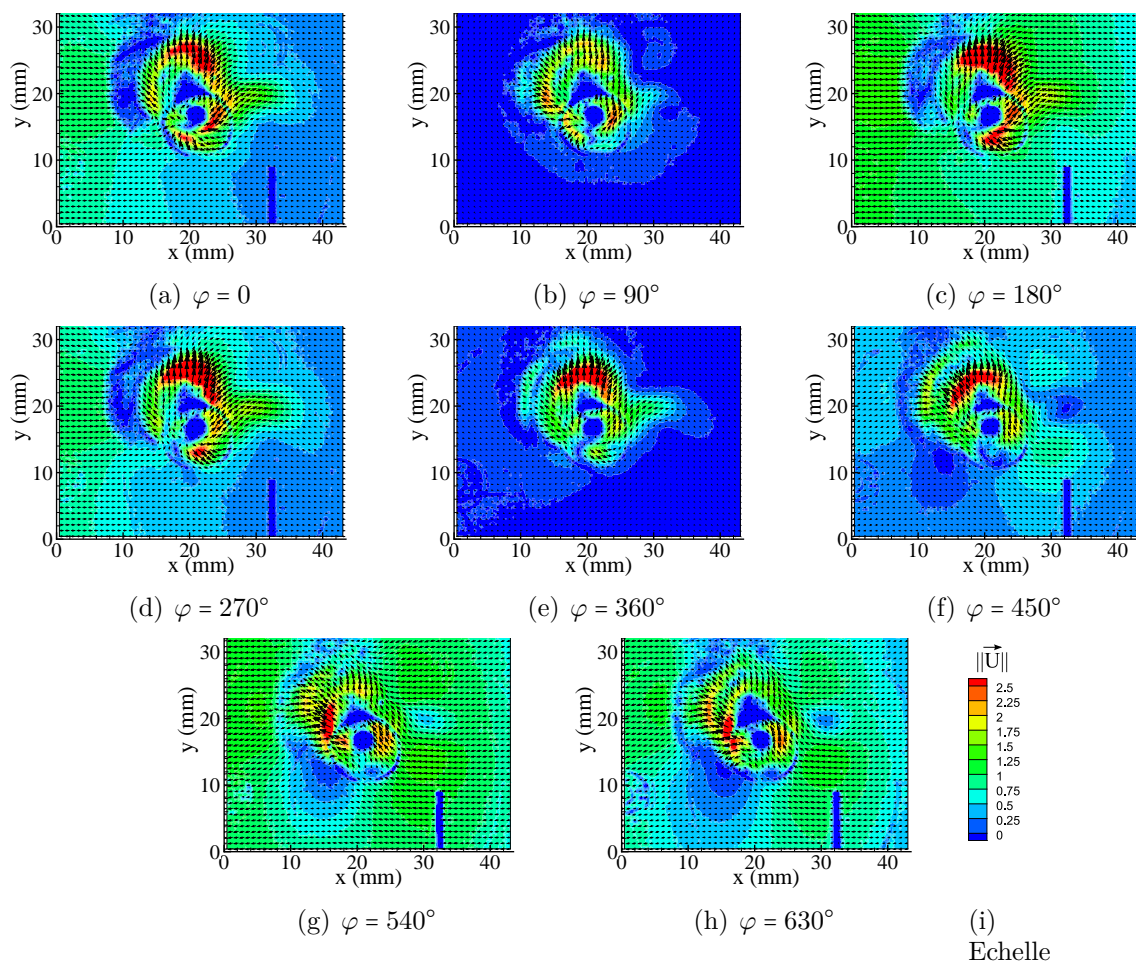


FIGURE 8 – Moyenne de phase de champs PIV horizontaux ( $z = 10$  mm) avec flamme dissymétrique en VI pour  $f_0 = 510$  Hz,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 96\%$ .

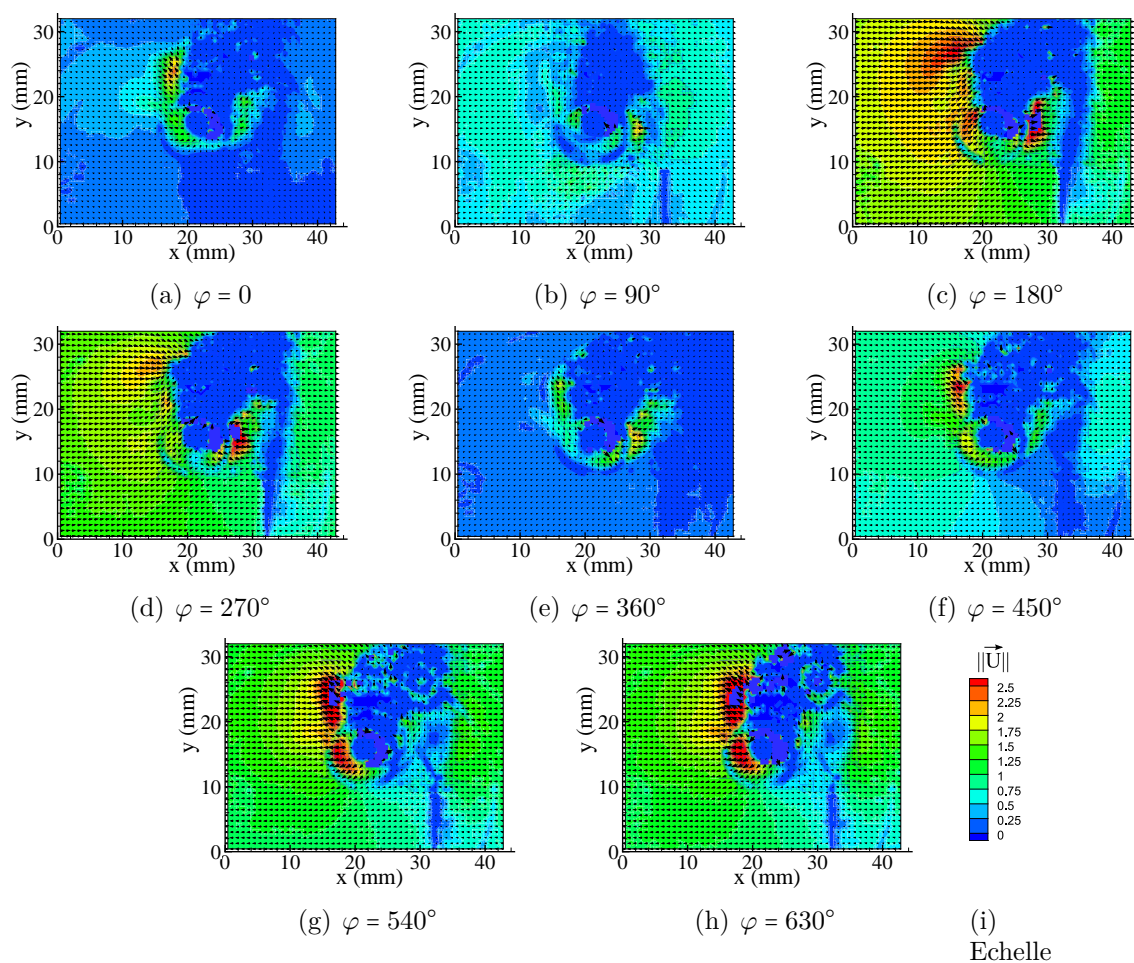
$f_0 = 510$  Hz, Ventre de vitesse

FIGURE 9 – Moyenne de phase de champs PIV horizontaux ( $z = 10$  mm) avec flamme en VV pour  $f_0 = 510$  Hz,  $U_{bulk} = 1.6$  m/s et  $\tilde{P}_{b.e.}/\tilde{P}_{b.e.}^{bo} = 68\%$ .





# Bibliographie

- [Abugov and Obrezkov, 1978] Abugov, D. and Obrezkov, O. (1978). Acoustic noise in turbulent flames. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 14(5) :606–612.
- [Acharya et al., 2009] Acharya, V., Shreekrishna, Shin, D.-H., and Lieuwen, T. (2009). Reponse of premixed swirling flames to transverse excitation. *Fall Tech. Meet.*, pages 866–872.
- [Acharya et al., 2012] Acharya, V., Shreekrishna, Shin, D.-H., and Lieuwen, T. (2012). Swirl effects on harmonically excited, premixed flame kinematics. *Combust. Flame*, 159 :1139–1150.
- [Baillot et al., 2013] Baillot, F., Blaisot, J., Richard, C., and Théron, M. (Chania, Greece, 1-4 September 2013). Effects of acoustic radiation on air-assisted jets in a transverse high-frequency acoustic field. In *25th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.
- [Baillot et al., 2009] Baillot, F., Blaisot, J.-B., Boisdrion, G., and Dumouchel, C. (2009). On the behavior of an air-assisted jet submitted to a transverse high-frequency acoustic field. *J. Fluid Mech.*, 640 :305–342.
- [Baillot et al., 1996] Baillot, F., Bourehla, A., and Durox, D. (1996). The characteristics method and cusped flame fronts. *Combust. Sci. Technol.*, 112 :327–350.
- [Baillot and Demare, 2002] Baillot, F. and Demare, D. (2002). Physical mechanisms of a lifted nonpremixed flame stabilized in an acoustic field. *Combust. Sci. Technol.*, 174(8) :73–98.
- [Baillot et al., 1999] Baillot, F., Durox, D., Ducruix, S., Searby, G., and Boyer, L. (1999). Parametric reponse of a conical flame to acoustic waves. *Combust. Sci. Technol.*, 142 :91–109.
- [Baillot et al., 1992] Baillot, F., Durox, D., and Prud’homme, R. (1992). Experimental and theoretical study of a premixed vibrating flame. *Combust. Flame*, 88 :149–168.
- [Baillot and Lespinasse, 2014] Baillot, F. and Lespinasse, F. (2014). Response of a laminar premixed v-flame to a high-frequency transverse acoustic field. *Combustion and Flame*, 161(5) :1247 – 1267.

- [Balachandran et al., 2005] Balachandran, R., Ayoola, B., Kaminski, C., Dowling, A., and Mastorakos, E. (2005). Experimental investigation of the nonlinear response of turbulent premixed flames to imposed inlet velocity oscillations. *Combust. Flame*, 143(1-2) :37 – 55.
- [Balasubramanian and Sujith, 2008] Balasubramanian, K. and Sujith, R. I. (2008). Thermoacoustic instability in a rijke tube : Non-normality and nonlinearity. *Phys. Fluids*, 20(4) :044103.
- [Bernal and Roshko, 1986] Bernal, L. P. and Roshko, A. (1986). Streamwise vortex structure in plane mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 170 :499–525.
- [Birbaud, 2006] Birbaud, A. (2006). *Dynamique d'interaction sources des instabilités de combustion*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris.
- [Birbaud et al., 2007] Birbaud, A. L., Durox, D., Ducruix, S., and Candel, S. (2007). Dynamics of free jets submitted to upstream acoustic modulations. *Phys. Fluids*, 19 :1–19.
- [Blimbaum et al., 2012] Blimbaum, J., Zanchetta, M., Akin, T., Acharya, V., O'Connor, J., Noble, D. R., and Lieuwen, T. (2012). Transverse to longitudinal acoustic coupling processes in annular combustion chambers. *Int. j. spray combust. dyn.*, 4 :275–298.
- [Boudy et al., 2011] Boudy, F., Durox, D., Schuller, T., and Candel, S. (2011). Nonlinear mode triggering in a multiple flame combustor. *Proc. Combust. Inst.*, 33(1) :1121 – 1128.
- [Boudy et al., 2013] Boudy, F., Durox, D., Schuller, T., and Candel, S. (2013). Analysis of limit cycles sustained by two modes in the flame describing function framework. *C. R. Mécanique*, 341 :181 – 190.
- [Bourehla and Baillot, 1998] Bourehla, A. and Baillot, F. (1998). Appearance and stability of a laminar conical premixed flame subjected to an acoustic perturbation. *Combust. Flame*, 114 :303–318.
- [Bourgouin, 2014] Bourgouin, J. F. (2014). *Dynamique de flamme dans les foyers annulaires comportant des injecteurs multiples*. PhD thesis, École Centrale Paris.
- [Boyer, 1980] Boyer, L. (1980). Laser tomographic method for flame front movement studies. *Combust. Flame*, 39(3) :321 – 323.
- [Boyer and Quinard, 1990] Boyer, L. and Quinard, J. (1990). On the dynamics of anchored flames. *Combustion and Flame*, 82(1) :51 – 65.
- [Brandt and Nomura, 2010] Brandt, L. and Nomura, K. (2010). Characterization of the interactions of two unequal co-rotating vortices. *J. Fluid Mech.*, 646 :233–253.
- [Candel et al., 2001] Candel, S., Ducruix, S., Durox, D., and Veynante, D. (2001). Combustion dynamics : Analysis and control - modeling. Modeling.

- [Candel et al., 2009] Candel, S., Durox, D., Ducruix, S., Birbaud, A.-L., Noiray, N., and Schuller, T. (2009). Flame dynamics and combustion noise : progress and challenges. *Int. J. Aeroacoust.*, 8 :1–56.
- [Candel et al., 2012] Candel, S., Durox, D., Schuller, T., Palies, P., Bourgouin, J.-F., and Moeck, J. P. (2012). Progress and challenges in swirling flame dynamics. *C. R. Mécanique*, 340 :758 – 768.
- [Cazalens et al., 2008] Cazalens, M., Roux, S., Sensiau, C., and Poinso, T. (2008). Combustion instability problems analysis for high-pressure jet engine cores. *J. Propuls. Power*, 24 :770–778.
- [Cáceres, 2014] Cáceres, M. (2014). Etude comparative des modes longitudinaux et transversaux sur une flamme de prémélange en v. Master’s thesis, Université de Rouen.
- [Clavin et al., 1990] Clavin, P., Pelc&eacute;, P., and He, L. (1990). One-dimensional vibratory instability of planar flames propagating in tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 216 :299–322.
- [Clavin and Siggia, 1991] Clavin, P. and Siggia, E. D. (1991). Turbulent premixed flames and sound generation. *Combustion Science and Technology*, 78(1-3) :147–155.
- [Crocco and Cheng, 1956] Crocco, L. and Cheng, S. (1956). Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors. *Butterworths scientific publications*, Agradograph 8 :1–200.
- [Culick, 2006] Culick, F. (2006). *Unsteady motions in combustion chambers for propulsion systems*, volume AG-AVT-039. RTO/NATO (Research and technology organisation) AGARDograph.
- [Cuquel, 2013] Cuquel, A. (2013). *Dynamics and nonlinear thermo-acoustic stability analysis of premixed conical flames*. PhD thesis, École Centrale Paris.
- [Cuquel et al., 2013] Cuquel, A., Durox, D., and Schuller, T. (2013). Impact of flame base dynamics on the non-linear frequency response of conical flames. *Comptes Rendus Mécanique*, 341(1-2) :171 – 180. Combustion, spray and flow dynamics for aerospace propulsion Combustion, spray and flow dynamics for aerospace propulsion.
- [Davis and Chehroudi, 2006] Davis, D. W. and Chehroudi, B. (2006). Shear-coaxial jets from a rocket-like injector in a transverse acoustic field at high pressures. *44th AIAA Aerosp. Sci. Meet.*, Reno, NV.
- [Dawson and Worth, 2014] Dawson, J. R. and Worth, N. A. (2014). Flame dynamics and unsteady heat release rate of self-excited azimuthal modes in an annular combustor. *Combustion and Flame*, 161(10) :2565 – 2578.
- [Demare and Baillot, 2001] Demare, D. and Baillot, F. (2001). The role of secondary instabilities in the stabilization of a nonpremixed lifted jet flame. *Phys. Fluids*, 13 :2662–2670.

- [Demare and Baillot, 2004] Demare, D. and Baillot, F. (2004). Acoustic enhancement of combustion in lifted nonpremixed jet flames. *Combust. Flame*, 139(4) :312–328.
- [Deo et al., 2008] Deo, R. C., Mi, J., and Nathan, G. J. (2008). The influence of reynolds number on a plane jet. *Phys. Fluids*, 20 :1–16.
- [Dizes and Verga, 2002] Dizes, S. L. and Verga, A. (2002). Viscous interactions of two co-rotating vortices before merging. *J. Fluid Mech.*, 467 :389–410.
- [Dowling, 1999] Dowling, A. P. (1999). A kinematic model of a ducted flame. *J. Fluid Mech.*, 394 :51–72.
- [Duchaine, 2010] Duchaine, P. (2010). *Experimental analysis of the dynamics of gaseous and two-phase counterflow flames submitted to upstream modulations*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris.
- [Dunlap, 1950] Dunlap, R. (1950). Resonance of a flame in a parallel-walled combustion chamber. *Aeronautical Research Center University of Michigan*, Technical report, Project MX833 :Report UMM–43.
- [Durox et al., 2005] Durox, D., Schuller, T., and Candel, S. (2005). Combustion dynamics of inverted conical flames. *Proc. Combust. Inst.*, 30 :1717–1724.
- [Durox et al., 2009] Durox, D., Schuller, T., Noiray, N., Birbaud, A., and Candel, S. (2009). Rayleigh criterion and acoustic energy balance in unconfined self-sustained oscillating flames. *Combust. Flame*, 156 :106–119.
- [Fleurier and Chapelle, 1973] Fleurier, C. and Chapelle, J. (1973). Inversion of abel s integral equation application to plasma spectroscopy. *Comput. Phys. Commun.*, 7 :200.
- [Gelbert et al., 2012] Gelbert, G., Moeck, J. P., Paschereit, C. O., and King, R. (2012). Feedback control of unstable thermoacoustic modes in an annular rijke tube. *Control Engineering Practice*, 20(8) :770 – 782.
- [Gor’kov, 1961] Gor’kov, L. (1961). O silakh, deistvuyushchikh na maluyu chastitsu v akusticheskom pole v ideal’noi zhidkosti. *Dokl. Akad. nauk SSSR*, 140 :88–91.
- [Gotoda et al., 2011] Gotoda, H., Nikimoto, H., Miyano, T., and Tachibana, S. (2011). Dynamic properties of combustion instability in a lean premixed gas-turbine combustor. *Chaos*, 21 :013124.
- [Goy et al., 2006] Goy, C. J., James, S. R., and Rea, S. (2006). Monitoring combustion instabilities : E.on uk’s experience. *American Institue of Aeronautics and Astronautics*.
- [Graftieaux et al., 2001] Graftieaux, L., Michard, M., and Grosjean, N. (2001). Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology*, 12(9) :1422.
- [Hauser et al., 2010] Hauser, M., Lorenz, M., and Sattelmayer, T. (2010). Influence of transversal acoustic excitation of the burner approach flow on the flame structure. *ASME*, GT2010-22965 :1–10.

- [Hirschberg, 2001] Hirschberg, A. (2001). *Introduction to aero-acoustics of internal flow*. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, advances in aeroacoustics, lecture series, edition.
- [Ho and Huerre, 1984] Ho, C.-M. and Huerre, P. (1984). Perturbed free shear layers. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 16 :365–424.
- [Kabiraj et al., 2012] Kabiraj, L., Saurabh, A., Wahi, P., and Sujith, R. I. (2012). Route to chaos for combustion instability in ducted laminar premixed flames. *Chaos*, 22 :023129.
- [Kabiraj and Sujith, 2012] Kabiraj, L. and Sujith, R. I. (2012). Nonlinear self-excited thermoacoustic oscillations : intermittency and flame blowout. *J. Fluid Mech.*, 713 :1–22.
- [Kadowaki and Hasegawa, 2005] Kadowaki, S. and Hasegawa, T. (2005). Numerical simulation of dynamics of premixed flames : flame instability and vortex-flame interaction. *Progress in Energy and Combustion Science*, 31(3) :193 – 241.
- [Kaess et al., 2008] Kaess, R., Polifke, W., Poinso, T., Noiray, N., Durox, D., Schuller, T., and Candel, S. (2008). Cfd-based mapping of the thermo-acoustic stability of a laminar premix burner. *Cent. Turbul. Res. Proc. Summer Program*, pages 289 – 302.
- [Keller and Saito, 1987] Keller, J. O. and Saito, K. (1987). Measurements of the combusting flow in a pulse combustor. *Combustion Science and Technology*, 53(2-3) :137–163.
- [King, 1934] King, L. V. (1934). On the acoustic radiation pressure on spheres. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 147 :212–240.
- [Kotake, 1975] Kotake, S. (1975). On combustion noise related to chemical reactions. *Journal of Sound and Vibration*, 42(3) :399 – 410.
- [Krebs et al., 2002] Krebs, W., Flohr, P., Prade, B., and Hoffmann, S. (2002). Thermoacoustic stability chart for high-intensity gas turbine combustion systems. *Combust. Sci. Technol.*, 147 :99–128.
- [Landau and Lifshitz, 1989] Landau, L. and Lifshitz, E. (1989). *Mécanique des fluides*. Physique Théorique. Mir.
- [Lasheras et al., 1986] Lasheras, J. C., Cho, J. S., and Maxworthy, T. (1986). On the origin and evolution of streamwise vortical structures in a plane, free shear layer. *J Fluids Mech*, 172 :231–258.
- [Lasheras and Choi, 1988] Lasheras, J. C. and Choi, H. (1988). Three-dimensional instability of a plane free shear layer : an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 189 :53–86.
- [Laverdant and Thevenin, 2003] Laverdant, A. and Thevenin, D. (2003). Interaction of a gaussian acoustic wave with a turbulent premixed flame. *Combust. Flame*, 134(1-2) :11 – 19.

- [Lee and Lieuwen, 2003] Lee, D.-H. and Lieuwen, T. C. (2003). Acoustic near-field characteristics of a conical, premixed flame. *J. Acoust. Soc. Am.*, 113 :167–177.
- [Lefebvre and Ballal, 2010] Lefebvre, A. H. and Ballal, D. R. (2010). *Gas Turbine Combustion, 3rd edition*. Taylor and Francis Group.
- [Lespinasse et al., 2013] Lespinasse, F., Baillot, F., and Boushaki, T. (2013). Responses of v-flames placed in an hf transverse acoustic field from a velocity to pressure antinode. *C. R. Mecanique*, 341 :110 – 120.
- [Lieuwen, 2003] Lieuwen, T. (2003). Modeling premixed combustion-acoustic wave interactions : a review. *J. Propuls. Power*, 19 :765–781.
- [Lieuwen and Yang, 2005] Lieuwen, T. and Yang, V. (2005). *Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines. Operational Experience, Fund. Mech. and Modeling*, volume 210. AIAA.
- [Markstein, 1948] Markstein, G. (1948). Interaction of flame propagation and flow disturbances. *Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena*, 3(1) :162 – 167. Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena.
- [Marshall et al., 2006] Marshall, W., Pal, S., Woodward, R., Santoro, R., Smith, R., G. Xia, V. S., and Merkle, C. L. (2006). Experimental and computational investigation of combustor acoustics and instabilities, part ii : transverse modes. *AIAA*, 538 :1–15.
- [Mcintosh, 1991] Mcintosh, A. (1991). Pressure disturbances of different length scales interacting with conventional flames. *Combustion Science and Technology*, 75(4-6) :287–309.
- [Mejia, 2014] Mejia, D. (2014). *Wall-temperature effects on flame response to acoustic oscillations*. PhD thesis, Université de Toulouse.
- [Merk, 1957] Merk, H. (1957). An analysis of unstable combustion of premixed gases. *Symposium (International) on Combustion*, 6(1) :500 – 512. Sixth Symposium (International) on Combustion.
- [Méry et al., 2013] Méry, Y., Hakim, L., Scoufflaire, P., Vingert, L., Ducruix, S., and Candel, S. (2013). Experimental investigation of cryogenic flame dynamics under transverse acoustic modulations. *C. R. Mecanique*, 341 :100 – 109.
- [Mitome, 1998] Mitome, H. (1998). The mechanism of generation of acoustic streaming. *Electron. Commun. Jpn.*, 81 :1–8.
- [Moeck et al., 2009] Moeck, J., Oevermann, M., Klein, R., Paschereit, C., and Schmidt, H. (2009). A two-way coupling for modeling thermoacoustic instabilities in a flat flame rijke tube. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(1) :1199 – 1207.
- [Moeck et al., 2012] Moeck, J. P., Bourgouin, J.-F., Durox, D., Schuller, T., and Candel, S. (2012). Nonlinear interaction between a precessing vortex core and acoustic oscillations in a turbulent swirling flame. *Combust. Flame*, 159 :2650–2668.

- [Moeck et al., 2010] Moeck, J. P., Paul, M., and Paschereit, C. O. (2010). Thermoacoustic instabilities in an annular rijke tube. *Proc. ASME Turbo Expo*, GT2010(43970) :1219–1232.
- [Nagaraja et al., 2009] Nagaraja, S., Kedia, K., and Sujith, R. (2009). Characterizing energy growth during combustion instabilities : Singularvalues or eigenvalues? *Proc. Combust. Inst.*, 32 :2933–2940.
- [Noiray et al., 2006] Noiray, N., Durox, D., Schuller, T., and Candel, S. (2006). Self-induced instabilities of premixed flames in a multiple injection configuration. *Combust. Flame*, 145 :435–446.
- [Noiray et al., 2008] Noiray, N., Durox, D., Schuller, T., and Candel, S. (2008). A unified framework for nonlinear combustion instability analysis based on the flame describing function. *J. Fluid Mech.*, 615 :139–167.
- [O’Connor and Acharya, 2013] O’Connor, J. and Acharya, V. (2013). Development of a flame transfer function framework for transversely forced flames. *Proc. ASME GT2013 June 3-7, 2013, San Antonio, Texas, USA*, GT2013 :June 3–7 San Antonio Texas USA.
- [O’Connor and Lieuwen, 2011] O’Connor, J. and Lieuwen, T. (2011). Disturbance field characteristics of a transversely excited burner. *Combust. Sci. Technol.*, 183-5 :427–443.
- [O’Connor and Lieuwen, 2012] O’Connor, J. and Lieuwen, T. (2012). Further characterization of the disturbance field in a transversely excited swirl-stabilized flame. *J. En. Gas Turbines Power*, 134 :1–9.
- [O’Connor et al., 2013] O’Connor, J., Worth, N. A., and Dawson, J. R. (2013). Flame and flow dynamics of a self-excited, standing wave circumferential instability in a model annular gas turbine combustor. *ASME Turbo Expo*, GT2013-95897 :1–15.
- [Palies et al., 2011a] Palies, P., Durox, D., Schuller, T., and Candel, S. (2011a). Nonlinear combustion instability analysis based on the flame describing function applied to turbulent premixed swirling flames. *Combustion and Flame*, 158(10) :1980 – 1991.
- [Palies et al., 2011b] Palies, P., Schuller, T., Durox, D., Gicquel, L. Y. M., and Candel, S. (2011b). Acoustically perturbed turbulent premixed swirling flames. *Phys. Fluids*, 23 :1–15.
- [Perry and Blackshear, 1953] Perry, L. and Blackshear, J. (1953). Driving standing waves by heat addition. *Symposium (International) on Combustion*, 4(1) :553 – 566. Fourth Symposium (International) on Combustion.
- [Polifke and Lawn, 2007] Polifke, W. and Lawn, C. (2007). On the low-frequency limit of flame transfer functions. *Combust. Flame*, 151 :437–451.
- [Polifke et al., 2001] Polifke, W., Poncet, A., Paschereit, C. O., and Döbbeling, K. (2001). Reconstruction of acoustic transfer matrices by instationary computational fluid dynamics. *J. Sound Vibrat.*, Volume 245, Issue 3 :483–510.



- [Preetham et al., 2008] Preetham, Santosh, H., and Lieuwen, T. (2008). Dynamics of laminar premixed flames forced by harmonic velocity disturbances. *J. Propuls. Power*, 24 :1390–1402.
- [Putnam, 1971] Putnam (1971). *Combustion driven oscillations in industry*. American Elsevier Publishers, New-York.
- [Rayleigh, 1878] Rayleigh, L. (1878). The explanation of certain acoustic phenomena. *Nature*, 18 :319–321.
- [Renard et al., 2000] Renard, P.-H., Thévenin, D., Rolon, J., and Candel, S. (2000). Dynamics of flame/vortex interactions. *Progress in Energy and Combustion Science*, 26(3) :225 – 282.
- [Richard et al., 2013] Richard, C., Baillot, F., and Blaisot, J. B. (2013). Communication interne.
- [Richecoeur et al., 2006] Richecoeur, F., Scouffaire, P., Ducruix, S., and Candel, S. (2006). High-frequency transverse acoustic coupling in a multiple-injector cryogenic combustor. *J. Propuls. Power*, 22 :790–799.
- [Roux et al., 2005] Roux, S., Lartigue, G., Poinso, T., Meier, U., and Bérat, C. (2005). Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis, and large eddy simulations. *Combust. Flame*, Volume 141, Issues 1-2 :40–54.
- [Sawyer, 2009] Sawyer, R. F. (2009). Science based policy for addressing energy and environmental problems. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(1) :45 – 56.
- [Schuermans et al., 2003] Schuermans, B., Bellucci, V., and Paschereit, C. O. (2003). Thermoacoustic modeling and control of multi burner combustion systems. *ASME*, pages 509–519.
- [Schuermans et al., 2006] Schuermans, B., Paschereit, C. O., and Monkiewicz, P. (2006). Non-linear combustion instabilities in annular gas-turbine combustors. *AIAA*, 549 :1–13.
- [Schuller et al., 2002] Schuller, T., Ducruix, S., Durox, D., and Candel, S. (2002). Modeling tools for the prediction of premixed flame transfert functions. *Proc. Combust. Inst.*, 29 :107–113.
- [Schuller et al., 2003a] Schuller, T., Durox, D., and Candel, S. (2003a). Self-induced combustion oscillations of laminar premixed flames stabilized on annular burners. *Combust. Flame*, 135 :525–537.
- [Schuller et al., 2003b] Schuller, T., Durox, D., and Candel, S. (2003b). A unified model for the prediction of laminar flame transfer functions : comparisons between conical and v-flame dynamics. *Combust. Flame*, 134 :21–34.
- [Searby and Rochwerger, 1991] Searby, G. and Rochwerger, D. (1991). A parametric acoustic instability in premixed flames. *Journal of Fluid Mechanics*, 231 :529–543.

- [Sensiau et al., 2009] Sensiau, C., Nicoud, F., and Poinso, T. (2009). A tool to study azimuthal standing and spinning modes in annular combustors. *Int. J. Aeroacoust.*, 8 :57–67.
- [Sevilla-Esparza et al., 2014] Sevilla-Esparza, C. I., Wegener, J. L., Teshome, S., Rodriguez, J. I., Smith, O. I., and Karagozian, A. R. (2014). Droplet combustion in the presence of acoustic excitation. *Combustion and Flame*, 161(6) :1604 – 1619.
- [Shanbhogue et al., 2009] Shanbhogue, S., Shin, D.-H., Hemchandra, S., Plaks, D., and Lieuwen, T. (2009). Flame sheet dynamics of bluff-body stabilized flames during longitudinal acoustic forcing. *Proc. Combust. Inst.*, 32 :1787–1794.
- [Smith and Glezer, 1998] Smith, B. L. and Glezer, A. (1998). The formation and evolution of synthetic jets. *Phys. Fluids*, 10 :2281–2297.
- [Staffelbach et al., 2009] Staffelbach, G., Gicquel, L., Boudier, G., and Poinso, T. (2009). Large eddy simulation of self excited azimuthal modes in annular combustors. *Proc. Combust. Inst.*, 32(2) :2909 – 2916.
- [Stow and Dowling, 2001] Stow, S. R. and Dowling, A. P. (2001). Thermoacoustic oscillations in an annular combustor. *ASME*, 37 :1–8.
- [Stow and Dowling, 2004] Stow, S. R. and Dowling, A. P. (2004). Low-order modelling of thermoacoustic limit cycles. *ASME*, pages 775–786.
- [Strahle, 1985] Strahle, W. (1985). A more modern theory of combustion noise. In Casci, C. and Bruno, C., editors, *Recent Advances in the Aerospace Sciences*, pages 103–114. Springer US.
- [Tanabe et al., 2005] Tanabe, M., Kuwahara, T., Satoh, K., Fujimori, T., Sato, J., and Kono, M. (2005). Droplet combustion in standing sound waves. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(2) :1957 – 1964.
- [Tanabe et al., 2000] Tanabe, M., Morita, T., Aoki, K., Satoh, K., Fujimori, T., and Sato, J. (2000). Influence of standing sound waves on droplet combustion. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28(1) :1007 – 1013.
- [Taraneh et al., 2014] Taraneh, S., Le, C. V., Peter, S., Franck, R., and Marc, M. (2014). Thermoacoustic instability - a dynamical system and time domain analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, pages 1–23. Accepted in Journal of Fluid Mechanics Projet LASIPS PROCID - PI. Franck Richecoeur.
- [Truffaut et al., 1998] Truffaut, J.-M., Searby, G., and Boyer, L. (1998). Sound emission by non-isomolar combustion at low mach numbers. *Combustion Theory and Modelling*, 2(4) :423–428.
- [Wang and Yang, 2005] Wang, S. and Yang, V. (2005). Unsteady flow evolution in swirl injectors with radial entry. ii. external excitations. *Phys. Fluids*, 17 :045107–1 045107–12.

- [Wangher et al., 2008] Wangher, A., Searby, G., and Quinard, J. (2008). Experimental investigation of the unsteady response of premixed flame fronts to acoustic pressure waves. *Combustion and Flame*, 154 :310–318.
- [Wolf et al., 2012] Wolf, P., Staffelbach, G., Gicquel, L. Y., Müller, J.-D., and Poinso, T. (2012). Acoustic and large eddy simulation studies of azimuthal modes in annular combustion chambers. *Combust. Flame*, 159 Issue 11 :3398–3413.
- [Worth and Dawson, 2012] Worth, N. A. and Dawson, J. R. (2012). Cinematographic oh-plif measurements of two interacting turbulent premixed flames with and without acoustic forcing. *Combust. Flame*, 159 :1109–1126.
- [Worth and Dawson, 2013] Worth, N. A. and Dawson, J. R. (2013). Self-excited circumferential instabilities in a model annular gas turbine combustor : Global flame dynamics. *Proc. Combust. Inst.*, 34 :3127–3134.
- [Wu et al., 2010] Wu, J.-Z., Ma, H.-Y., and Zhou, M.-D. (2010). *Vorticity and Vortex Dynamics*. Springer.
- [Wyzgolik and Baillot, 2008] Wyzgolik, A. and Baillot, F. (2008). Non-premixed lifted flame stabilization coupled with vortex structures in a coaxial jet. *Combustion Science and Technology*, 180(10-11) :1956–1971.
- [Yang and Anderson, 1995] Yang, V. and Anderson, W. (1995). *Liquid rocket engine combustion instability*, volume 169 of *Progress in Astronautics and Aeronautics*. AIAA Publications : Washington, DC.
- [Yarin et al., 1998] Yarin, A. L., Pfaffenlehner, M., and Tropea, C. (1998). On the acoustic levitation of droplets. *Journal of Fluid Mechanics*, 356 :65–91.
- [Yuan, 2003] Yuan, Z. G. (2003). The filtered Abel transform and its application in combustion diagnostics. *NASA/CR*, 212121.
- [Zhuk, 1986] Zhuk, A. (1986). Radiation force acting on a cylindrical particle in a sound field. *Soviet Applied Mechanics*, 22(7) :689–693.