



**HAL**  
open science

# Acoustique et dynamique de flamme dans un foyer turbulent prémélangé swirlé : application à l'étude du bruit de combustion dans les chambres de turbines à gaz.

Ammar Lamraoui

## ► To cite this version:

Ammar Lamraoui. Acoustique et dynamique de flamme dans un foyer turbulent prémélangé swirlé : application à l'étude du bruit de combustion dans les chambres de turbines à gaz.. Autre. Ecole Centrale Paris, 2011. Français. NNT : 2011ECAP0028 . tel-00678248

**HAL Id: tel-00678248**

**<https://theses.hal.science/tel-00678248>**

Submitted on 12 Mar 2012

**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.

## THESE

présentée par

**Ammar Lamraoui**

pour l'obtention du

GRADE de DOCTEUR

Formation doctorale : Énergétique

Laboratoire d'accueil : Laboratoire d'Énergétique Moléculaire  
et Macroscopique, Combustion (EM2C)  
du CNRS et de l'ECP

### Acoustique et dynamique de flamme dans un foyer turbulent prémélangé swirlé : Application à l'étude du bruit de combustion dans les chambres de turbines à gaz

Soutenue le 05 juillet 2011

**Jury :**

Aurégan	Y.	Rapporteur
Baillet	F.	Président
Ducruix	S.	Directeur de thèse
Hochgreb	S.	
Nicoud	F.	Rapporteur
Richecoeur	F.	
Schuller	T.	



# Remerciements

Cette thèse a été financée par La Fondation de Recherches pour l'Aéronautique et l'Espace FRAE, dans le cadre du projet "Bruco" sur le bruit de combustion issu des turbines à gaz. Ce programme collaboratif dont le porteur du projet est l'Université de Montpellier inclut le laboratoire EM2C, le CERFACS et le LMFA de l'Ecole Centrale de Lyon.



# Résumé

La réduction des émissions de polluants et l'augmentation du rendement des moteurs ont conduit à une large utilisation de régimes de combustion pauvres en carburant dans les foyers de type moteurs aéronautiques et turbines à gaz. Des phénomènes de bruit et d'instabilités de combustion peuvent alors apparaître. Des fluctuations cycliques auto-entretenues de la pression au sein d'un foyer peuvent conduire à une limitation des régimes de fonctionnement ou une usure rapide et indésirable des installations et dans certains cas une destruction du système.

L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier les mécanismes responsables du bruit de combustion et des instabilités dans un foyer turbulent prémélangé swirlé. L'étude repose sur une analyse du champ de pression au sein du foyer, de la dynamique de la combustion et une caractérisation détaillée des conditions limites en amont, aval et dans les lignes d'alimentation en combustible et en comburant.

Le banc expérimental CESAM ("Combustion Étagée Swirlée Acoustiquement Maîtrisée") est utilisé au cours de ce travail. Basée sur des observations expérimentales, une étude théorique de l'acoustique du foyer est tout d'abord réalisée grâce à un modèle à deux cavités couplées qui modélisent le tube de prémélange et la chambre de combustion de ce banc. Les fréquences et les structures spatiales des modes propres du foyer sont examinées, et des comparaisons sont menées avec les résultats expérimentaux. La condition limite au fond du tube de prémélange est mesurée, et utilisée comme entrée dans le modèle. L'effet de cette condition sur la prévision des fréquences des modes propres est examiné. Par la suite, le code de calcul AVSP est utilisé pour valider les résultats obtenus avec le modèle couplé.

L'interaction entre ces modes acoustiques et la flamme est mise en évidence en caractérisant la dynamique de l'écoulement réactif. La vélocimétrie par images de particules (PIV) à haute cadence est utilisée. Une première étude est menée sur les champs de vitesse moyens et fluctuants puis on s'intéresse à l'analyse spectrale des champs de vitesse instantanés, rendue possible par la haute cadence du diagnostic. Un post-traitement faisant intervenir une méthode de détection des tourbillons est ensuite mis en œuvre en utilisant le critère  $\lambda_2$ . Des structures cohérentes sont convectées le long du front de flamme à la fré-

quence du second mode instable du foyer. Le chapitre précédent ayant permis de montrer que ce mode acoustique était essentiellement associé au tube de prémélange, le mécanisme de couplage est clairement identifié. Par la suite, un traitement en moyenne de phase est appliqué aux champs de vitesse axiale. Des mouvements de battements des bras de la flamme dans les directions longitudinale et transverse sont mis en évidence aux fréquences des modes instables. L'émission naturelle de la flamme est également mesurée avec une caméra rapide. Une analyse spectrale et un traitement en moyenne phase avec transformée d'Abel sont appliqués aux images pour caractériser les régions de la flamme présentant une forte réponse aux fréquences des modes acoustiques du foyer. Les mécanismes à l'origine du bruit sont analysés en corrélant les mesures optiques et acoustiques.

Au cours de cette étude, des fonctions de transfert de flamme FTF sont également caractérisées aux fréquences des modes propres du foyer, liant perturbations amont et réponse de flamme. La vitesse acoustique est reconstruite dans le tube de prémélange à partir des mesures des microphones. La FTF est calculée grâce aux mesures de vitesse par PIV, à l'émission des radicaux  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$  et à l'émission naturelle de la flamme obtenue par caméra rapide.

La caractérisation et la modélisation du système composé du tube de prémélange et de la chambre de combustion montrent qu'il est nécessaire de s'intéresser à l'influence des conditions aux limites sur les propriétés de la flamme et la stabilité du brûleur. L'impédance acoustique au fond du tube de prémélange peut ainsi être modifiée en utilisant un système de contrôle d'impédance (ICS pour "Impedance Control Device"). Le champ de pression et la dynamique de la combustion sont alors caractérisés pour les différentes conditions imposées par l'ICS.

Les conditions limites acoustiques dans les lignes d'alimentation sont caractérisées grâce à des systèmes de mesure d'impédance (IMD pour "Impedance Measurement Device") équipés de microphones et insérés directement dans ces lignes. La réponse acoustique en amont des lignes, devant les débitmètres, est caractérisée sur le banc CESAM puis sur le banc ITHACA (pour "Impedance Test bench at High ACoustic Amplitudes") en configuration inerte et forcée. L'impédance acoustique devant le système d'injection est reconstruite en fonction de la réponse des débitmètres. Ces mesures montrent également la présence de fluctuations de débit dans les lignes. Celles-ci sont estimées et analysées ; elles peuvent générer des perturbations dans la composition du mélange. L'impact de ces perturbations de richesse sur la dynamique de la combustion est examiné. Finalement, la condition limite acoustique à la sortie de la chambre de combustion est modifiée en équipant la sortie du foyer avec des tuyères à différents taux de restriction de la section de passage. Le champ acoustique et la dynamique de la combustion sont analysés pour des tuyères ayant 20, 60 et 90 % de restriction de la section. Les effets du nombre de Mach sur le coefficient de

réflexion acoustique à travers la tuyère sont alors examinés. Ainsi, au cours de ce travail, une caractérisation complète et détaillée du champ de pression et de la dynamique de la combustion est réalisée au sein du foyer CESAM. Elle permet une meilleure compréhension des multiples interactions entre acoustique, écoulement et combustion.



# Abstract

Lean premixed combustion is widely used to limit pollutant emissions and improve efficiency. However in this situation combustion instabilities and associated noise may occur. The growth of self-sustained pressure fluctuations within the combustor may limit the operating conditions and eventually damage the installation.

The objective of this work is to study the mechanisms induced in combustion noise and instabilities in a turbulent premixed swirled burner. The study is based on a detailed analysis of the pressure field of the combustor, the flame dynamics and a characterization of the upstream and downstream acoustic boundary conditions and in the air and fuel feeding lines.

Based upon experimental investigations, a theoretical study of the burner acoustics is carried out using a low-order model with two coupled cavities. The eigenfrequencies and spatial distribution of the pressure field are obtained, allowing comparisons with experimental results. The impact of the inlet acoustic impedance on the prediction of the eigenmodes is examined through the use of the measured impedance in the model. Thereafter calculations with the AVSP Helmholtz code are carried out to confirm the results obtained with the low-order model.

The interactions between the burner acoustic modes and the flame are investigated and the reacting flow dynamics is characterized, using High Speed Particle Image Velocimetry HSPIV at 15 kHz. A first analysis concerns the mean and fluctuating velocity fields and a spectral analysis of the collection of instantaneous velocity fields is carried out. Then a method based on the  $\lambda_2$  criterion is used to detect vortices, showing that coherent structures are convected through the flame front at the frequency of the second unstable combustor mode. It is shown in the previous chapter that this mode is essentially associated with the pre-mixer acoustics, allowing a clear coupling scenario between the acoustics and the flame. A phase locked averaging method is applied to the axial velocity fields. Flapping motions of the flame branches are highlighted in longitudinal and transverse directions at the unstable modes frequencies.

The natural light emission from the flame is also measured using a fast camera. Spectral analysis and phase locked averaging with Abel transform are applied to images in order to determine the flame regions where a strong response is

visible at the acoustic modes. Mechanisms underlying combustion noise are analyzed by correlating the optical and acoustic measurements.

Flame transfer functions FTF are also characterized between upstream disturbances and the flame response at the combustor eigenfrequencies. Acoustic velocity is reconstructed in the premixer using microphones measurements. The FTF is calculated using PIV velocity fields, OH\* or CH\* intensities and flame natural light emissions measurements.

Measurements and modeling show that boundary conditions play a crucial role in the burner stability. The acoustic impedance at the premixer inlet can be modified using an impedance control system (ICS). Thus, the pressure field and flame dynamics are characterized for different boundary conditions imposed by the ICS.

The acoustic boundary conditions in the feeding lines are characterized using an Impedance Measurement Device (IMD) equipped with microphones and mounted within the supplies. Then, the acoustic response of the flowmeters is characterized using the ITHACA setup (Impedance Test bench at High ACoustic Amplitudes) in non-reacting forced flow configurations. Finally, the acoustic impedance at the injection system is reconstructed using the flowmeters acoustic response. These measurements also show that mass flow rate fluctuations occur in the premixing system, potentially leading to equivalence ratio perturbations. These fluctuations are analyzed and the impact of the corresponding equivalence ratio disturbances on the combustion dynamics is examined.

Finally, the acoustic boundary condition at the combustion chamber outlet is modified using nozzles with different restriction at the throat. The acoustic field and the combustion dynamics are investigated when nozzles with 20, 60 and 90 % of flow section reduction are mounted at the combustion chamber outlet. The Mach number effects on the acoustic reflection coefficient across the nozzle is shown, leading to a strong decrease of the reflection coefficient in a certain range of frequencies.

During these complementary studies on the CESAM test bench, a complete and detailed characterization of the burner properties is carried out including acoustic pressure field measurements and determination of the flame dynamics, allowing a better understanding of the complex interactions between the acoustics, the flow and the combustion process.

# Table des matières

Résumé	v
Abstract	ix
Introduction Générale	1
<b>1 Dispositifs expérimentaux et diagnostics</b>	<b>19</b>
1.1 Le banc de combustion turbulente CESAM . . . . .	19
1.2 Diagnostics . . . . .	25
1.3 Régimes de fonctionnement du banc CESAM . . . . .	32
1.4 Le banc expérimental ITHACA . . . . .	35
1.5 Analyse de la réponse des IMD . . . . .	36
1.6 Mesure d'impédance acoustique par la méthode des trois micro- phones . . . . .	40
<b>2 Étude acoustique du foyer CESAM</b>	<b>45</b>
2.1 Observations expérimentales . . . . .	45
2.2 Analyse acoustique du banc CESAM . . . . .	49
2.3 Effet de la longueur de la chambre sur les modes propres du banc	52
2.4 Structures des modes acoustiques . . . . .	55
2.5 Acoustique du banc équipé du système de contrôle d'impédance ICS . . . . .	57
2.6 Inversion des modes et stratégies de contrôle . . . . .	61
2.7 Conclusion . . . . .	62
<b>3 Caractérisation de la dynamique de l'écoulement réactif</b>	<b>65</b>
3.1 Introduction . . . . .	65
3.2 Dispositif expérimental pour la PIV haute cadence . . . . .	66
3.3 Champs moyens et RMS de la vitesse . . . . .	68
3.4 Analyse spectrale des champs de vitesse . . . . .	72
3.5 Caractérisation des structures cohérentes . . . . .	78
3.6 Analyse en moyenne de phase . . . . .	85
3.7 Fonction de transfert aux fréquences naturelles du banc . . . . .	93

3.8	Conclusion . . . . .	97
<b>4</b>	<b>Effet du système de contrôle d'impédance ICS</b>	<b>99</b>
4.1	Introduction . . . . .	99
4.2	Contrôle de la condition limite acoustique amont . . . . .	100
4.3	Contrôle d'instabilités thermoacoustiques . . . . .	101
4.4	Dynamique des flammes contrôlées . . . . .	101
4.5	Conclusion . . . . .	110
<b>5</b>	<b>Mesures et modélisation des propriétés acoustiques des lignes d'alimentation</b>	<b>113</b>
5.1	Introduction . . . . .	113
5.2	Instabilités de combustion et propagation d'ondes acoustiques dans les lignes d'alimentation . . . . .	115
5.3	Mesures in situ des impédances acoustiques des lignes d'alimentation du banc CESAM en cours d'essai . . . . .	116
5.4	Caractérisation de la réponse acoustique des débitmètres sur ITHACA . . . . .	119
5.5	Reconstruction des impédances acoustiques en entrée du système d'injection . . . . .	124
5.6	Conclusion . . . . .	129
<b>6</b>	<b>Étude expérimentale des fluctuations de débit et de richesse dans les lignes d'alimentation</b>	<b>131</b>
6.1	Introduction . . . . .	131
6.2	Evaluation des fluctuations de débit dans une ligne d'alimentation	132
6.3	Reconstruction des fluctuations de débit dans l'ensemble des lignes d'alimentation . . . . .	134
6.4	Estimation des fluctuations de la richesse globale du mélange air/combustible . . . . .	138
6.5	Etude de la dynamique de la combustion en présence de fluctuations de débit au système d'injection . . . . .	140
6.6	Conclusion . . . . .	147
<b>7</b>	<b>Caractérisation de la condition limite acoustique à la sortie du foyer CESAM</b>	<b>149</b>
7.1	Introduction . . . . .	149
7.2	Modification du banc CESAM . . . . .	150
7.3	Tuyère à 20 et 60 % de restriction de la section . . . . .	152
7.4	Tuyère à 90 % de restriction de la section . . . . .	152
7.5	Conclusion . . . . .	155
	<b>Conclusion &amp; Perspectives</b>	<b>157</b>

<b>References</b>	<b>176</b>
<b>A Fonction de transfert de flamme distribuée</b>	<b>179</b>
A.1 Introduction . . . . .	179
A.2 Emissions naturelles de la flamme . . . . .	180
A.3 Conclusion . . . . .	186



# Nomenclature

## Symboles Latins

$\dot{m}$	Débit masse [ $\text{kg s}^{-1}$ ]
$\dot{q}$	Taux de dégagement de chaleur [ $\text{W m}^2 \text{s}^{-1}$ ]
$\mathcal{E}$	Énergie acoustique [J]
$\mathcal{H}$	Transformée de Hilbert
$\mathcal{S}_T$	Terme source de Rayleigh
$A^\pm$	Amplitude de l'onde acoustique
$c$	Célérité du son [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$C_{xy}$	Coherence entre les signaux $x$ et $y$
$f_C^j$	fréquence du $j$ -ème mode associé à la chambre de combustion
$f_{PC}^j$	fréquence du $j$ -ème mode associé au foyer
$f_P^j$	fréquence du $j$ -ème mode associé au tube de prémélange
$H_{xy}$	Fonction de transfert de microphones entre les signaux $x$ et $y$
$k$	Nombre d'onde [ $\text{m}^{-1}$ ]
$L$	Longueur [m]
$p$	Pression acoustique [Pa]
$P_{xx}$	Densité spectrale de puissance du signal $x$
$P_{xy}$	Densité spectrale croisée entre les signaux $x$ et $y$
$R$	Coefficient de réflexion acoustique
$T$	Température [K]
$U$	Vitesse [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$Z$	Impédance acoustique [ $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]

D	Diamètre du tube de prémélange
f	Fréquence [Hz]
M	Nombre de Mach
P	Puissance [W]
s	Espacement entre microphones

### Symboles Grecs

$\alpha$	Étagement du combustible [%]
$\alpha_{ac}$	Dissipation acoustique [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\gamma$	Rapport des chaleurs spécifiques
$\lambda$	Longueur d'onde [m]
$\mu$	Viscosité dynamique [ $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ]
$\omega$	Fréquence angulaire [Hz]
$\Phi$	Phase
$\phi$	Richesse du mélange
$\rho$	Masse volumique [ $\text{kg m}^{-3}$ ]
$\Xi$	Index de couplage acoustique

### Exposants

+	Direction de propagation d'ondes positive
-	Direction de propagation d'ondes négative
*	Etat excité
'	Partie fluctuante

### Indices

0	Valeur moyenne
C	Chambre de combustion
P	Tube de prémélange
PC	Foyer

### Abréviations

<i>CESAM</i>	Combustion Étagée Swirlée Acoustiquement Maîtrisée
<i>ICS</i>	Impedance Control System
<i>IMD</i>	Impedance Measurement Device
<i>ITHACA</i>	Impedance Test bench for High ACoustic Amplitudes

# Introduction générale

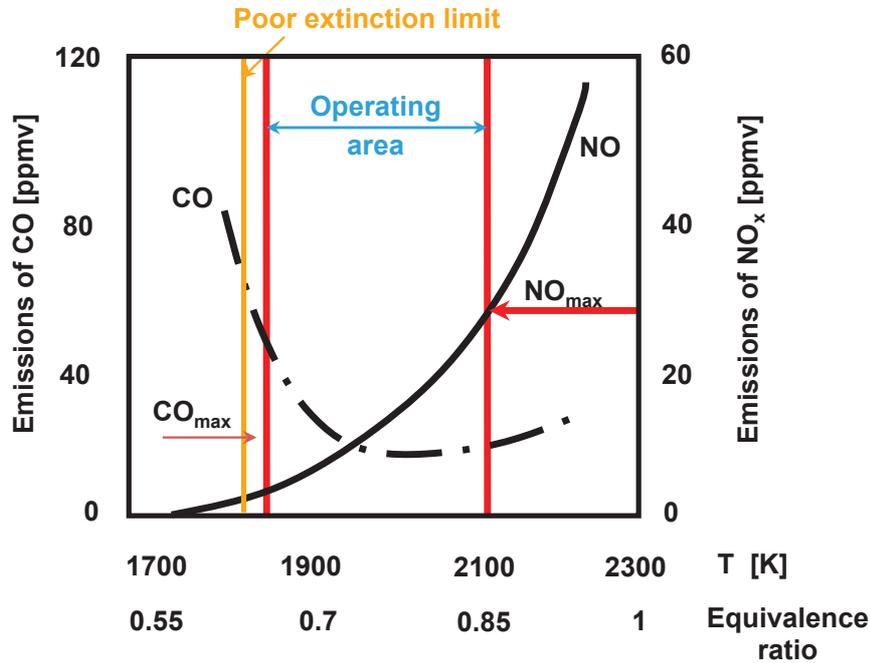
## Introduction et état de l'art

La demande énergétique mondiale ne cesse de croître, et l'émergence de nouveaux pays industrialisés à grande échelle va accélérer cette demande. La combustion est le procédé le plus utilisé pour la conversion d'énergie d'origine fossile. Les hydrocarbures, le charbon et la biomasse représentent l'essentiel de ces ressources. La combustion couvre différents secteurs, parmi lesquels le transport terrestre et aérien et la génération d'énergie. La combustion est également utilisée dans des applications spécifiques telle que la propulsion fusée. Selon les données de l'agence internationale pour l'énergie, la combustion couvre en moyenne 80% de la production énergétique mondiale (IEA statistics, 2010).

Ce travail de thèse concerne la combustion dans les foyers de type turbine à gaz ou les moteurs aéronautiques. L'accroissement du trafic aérien et des besoins en énergie depuis les années 60 a conduit à une évolution des systèmes de propulsion et des turbines à gaz sur plusieurs axes.

(1) L'axe principal de développements concerne la réduction de la consommation et l'augmentation du rendement des moteurs. La mise en service des moteurs à double corps et double flux a contribué à augmenter considérablement le rendement.

(2) Le deuxième axe concerne les émissions de polluants. Les motoristes doivent respecter des normes d'émission de plus en plus strictes sur certains polluants, principalement les suies, les oxydes d'azote NO<sub>x</sub> et le monoxyde de carbone CO. La Fig. 1 montre les évolutions des émissions de CO et des NO<sub>x</sub> en fonction de la température de combustion et de la richesse du mélange. La plage où ces deux polluants majeurs sont réduits, correspond à des régimes de fonctionnement globalement pauvres en combustible. De nombreux foyers de combustion à haute performance fonctionnent aussi en régimes dits LPP (Lean Premixed Prevaporised) ou LPC (Lean Premixed Combustion). Il est démontré que ce type de combustion permet de réduire notablement les émissions de polluants (Correa, 1998), mais dans ce cas, la flamme est moins robuste et devient extrêmement sensible aux perturbations de l'écoulement. Des phénomènes tels que la remontée de flamme dans le système d'injection (flash-back), l'extinc-



**FIGURE 1 :** Evolution des émissions polluantes de CO et des NOx en fonction de la température de flamme  $T$  et de la richesse  $\phi$  en combustible. Tirée de Lewis et von Elbe (1987).

tion partielle ou totale de la flamme, ou les instabilités de combustion peuvent apparaître (Candel, 2002 ; Ducruix *et al.*, 2003) :

- Le flash-back se produit lorsque la flamme remonte dans le système d'injection. Dans ce cas, il y a un risque de destruction du brûleur (Kiesewetter *et al.*, 2007).
- Bien qu'elle ne cause pas autant de dommages que le flash-back, l'extinction est tout aussi problématique. Le réallumage peut être très difficile, par exemple pour un avion en altitude (Stohr *et al.*, 2011).
- Le troisième phénomène est lié aux instabilités de combustion. Ce phénomène se traduit par une fluctuation cyclique auto-entretenu de la pression dans le foyer. Cette situation peut conduire à des vibrations importantes, une augmentation du rayonnement sonore, une fatigue mécanique prématurée des installations, voir dans des certains cas à leur destruction. Ces problèmes sont décrits de manière plus détaillée puisqu'ils font l'objet des travaux développés au cours de cette étude.

Les premières observations des instabilités de combustion remontent aux années 40-50, sur les moteurs fusée à propergols liquides. Depuis, ce phénomène a été largement étudié. Parmi les premières recherches, on peut citer les études de

Crocco et ses coauteurs (Crocco, 1951 ; Crocco et Cheng, 1956 ; Crocco *et al.*, 1960). On peut également citer les contributions de Zinn et Powell (1971), Beckstead et Culick (1971) et Brown et Muzzy (1970). Les instabilités de combustion se manifestent dans de nombreuses configurations, notamment les foyers industriels (Putnam, 1971), les statoréacteurs (Hedge *et al.*, 1987), les systèmes de post-combustion (Bloxsidge *et al.*, 1988), ou les turbines à gaz (Keller, 1995). Des revues récentes de la dynamique de flamme et les instabilités de combustion ont été réalisées par Candel (2002) et Lieuwen et Yang (2006). Les mécanismes à l'origine des instabilités de combustion peuvent être divers (Dowling et Hubbard, 2000 ; Ducruix *et al.*, 2003). Des perturbations de l'écoulement sont à l'origine d'oscillations du taux de dégagement de chaleur de la flamme qui donnent lieu à des fluctuations de pression. Celles-ci peuvent à leur tour agir sur la combustion et un couplage résonant peut apparaître. On parle alors d'instabilité thermoacoustique auto-entretenu.

La prévision des instabilités dans les foyers de combustion dès la conception est un challenge pour les constructeurs. Les outils numériques de prédiction se développent (Grinstein et Fureby, 2005 ; Huang *et al.*, 2003 ; Nottin *et al.*, 2000), notamment la simulation aux grandes échelles (LES pour Large Eddy Simulation, Fureby (2010)). Néanmoins, la complexité des systèmes réels et les capacités actuelles des machines de calcul rendent la simulation de l'écoulement dans un foyer de combustion difficile à réaliser (Boudier *et al.*, 2007). A cela, il faut rajouter la difficulté de bien définir les conditions aux limites dans le domaine de calcul (Nottin, 2002 ; Lamarque et Poinso, 2008). L'évolution croissante des performances des ordinateurs laisse penser que des calculs sur des ensembles propulsifs complets seront réalisables dans un avenir relativement proche, mais pour l'instant il est nécessaire de développer d'autres outils.

A défaut de prédire les instabilités de combustion dès la conception, des études systématiques sont réalisées sur des foyers pour déterminer les régimes stables. Des méthodes de contrôle ont également été mises au point pour atténuer les instabilités. Le contrôle peut être actif (Bloxsidge *et al.*, 1988 ; Billoud *et al.*, 1992 ; McManus *et al.*, 1993 ; Annaswamy et Ghoniem, 2002 ; Bernier *et al.*, 2003 ; Bothien *et al.*, 2008), ou passif (Steele *et al.*, 2000 ; Richards et Straub, 2003 ; Noiray *et al.*, 2008a ; Tran *et al.*, 2009b).

(3) Le troisième axe de recherche sur l'évolution des moteurs actuels a pour objectif la réduction des nuisances sonores. De nouvelles législations sont entrées en vigueur ces dernières années pour réduire le bruit autour des aéroports (voir entre autres la norme ISO 20906 :2009). De même que pour les émissions de polluants chimiques, les constructeurs doivent respecter des normes sur les nuisances sonores des avions. Différentes sources de bruit sont à l'origine de ces nuisances. En dehors des dispositifs hypersustentateurs déployés lors de l'atterrissage, la majeure partie du bruit rayonné par un avion provient des moteurs. Lors de l'atterrissage le moteur est à l'origine d'environ 60% de la nuisance

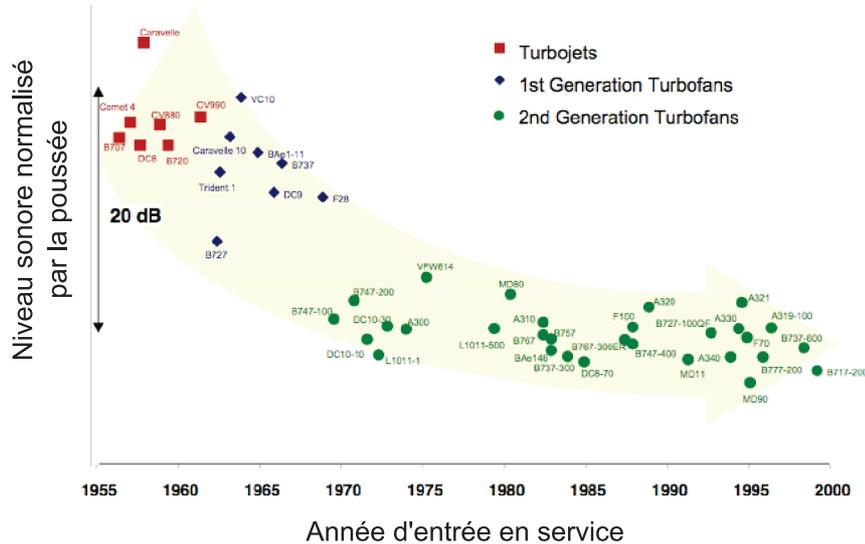
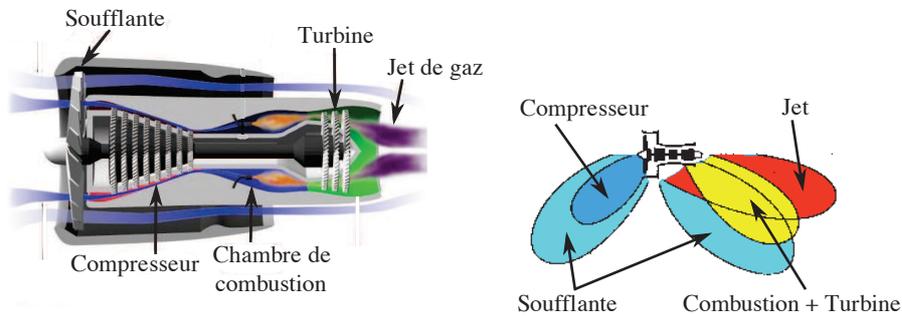


FIGURE 2 : Evolution de la nuisance sonore des moteurs d'avions. Adaptée de Neise et Enghardt (2003).

sonore totale de l'avion, au décollage ce taux peut atteindre 90% (Groeneweg *et al.*, 1991). La Fig. 2 présente l'évolution de la nuisance sonore des moteurs aéronautiques depuis les premiers modèles jusqu'au plus récents. On observe une réduction d'environ 15 dB entre les années 1950 et 2000. Ce point fait également l'objet d'une analyse plus détaillée puisque la caractérisation du bruit de combustion constitue la seconde composante de ces travaux.

La Fig. 3 présente les sources de bruit au sein d'un moteur. Sur les anciennes générations de moteurs, le bruit de jet à la sortie de la tuyère était la source dominante, principalement aux vitesses élevées. La puissance acoustique rayonnée évolue comme la vitesse d'éjection élevée à la puissance huit :  $P_{ac} \sim U^8$ . La mise en service des moteurs à double flux a contribué à diminuer considérablement le bruit de jet. Sur un moteur à double flux, la soufflante constitue le premier étage du compresseur. Une partie de l'air qui entre par la soufflante passe par la chambre de combustion, c'est le flux primaire ou air chaud. Une autre partie ne passe pas par le foyer, c'est le flux secondaire ou air froid (voir Fig. 3). Le taux de dilution représente le rapport entre débits masse d'air secondaire et primaire. Sur les moteurs modernes, le taux de dilution ne cesse d'augmenter, il atteint par exemple 8.7 sur le Trent 900 qui équipe l'A380 et 11 sur le Trent 1000 qui équipe le B787. Le flux secondaire enveloppe les gaz chauds à la sortie de la tuyère. La vitesse de jet étant réduite, ainsi que le gradient de température, le bruit de jet est diminué. De plus, un système à flux



**FIGURE 3 :** Principaux éléments composants un turboréacteur et les sources de bruit associées. Adaptée de Reboul (2009).

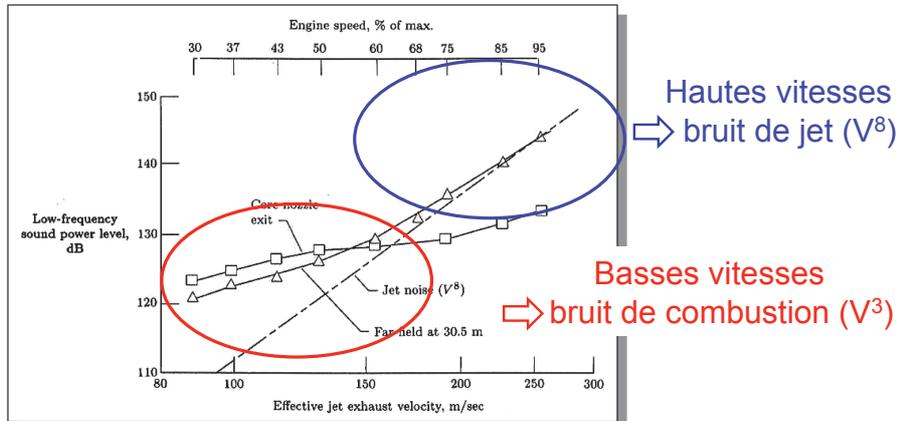
secondaire froid permet de diminuer la consommation de carburant. Le moteur peut tirer jusqu'à 70% de sa poussée du flux secondaire. Le bruit de la soufflante a fait l'objet de plusieurs études. Des avancées remarquables ont été effectuées pour réduire ce dernier, notamment en optimisant le design des aubes (Neise et Enghardt, 2003).

Les progrès réalisés par la réduction du bruit dû à la soufflante et du bruit de jet, font apparaître d'autres sources de bruit dans le moteur. Entre autre, le bruit de combustion est devenu une source non négligeable. La Fig. 4 montre l'évolution du bruit de combustion et du bruit de jet en fonction de la vitesse. Aux basses vitesses (phases d'approche et de roulage au sol) le bruit de combustion devient prépondérant. Ce bruit est caractérisé par des basses fréquences, typiquement 0 – 1500 Hz. Les nouvelles stratégies de réduction du bruit des moteurs mettent de plus en plus en avant la compréhension des mécanismes du bruit de combustion comme pré-requis (Leyko, 2010 ; Silva, 2010).

Ce travail de thèse concerne le bruit de combustion large-bande dans un foyer prémélangé swirlé turbulent étroitement associé aux instabilités de combustion qui se développent à des fréquences particulières. Une étude détaillée du bruit de combustion nécessite la détermination des conditions d'écoulement et les conditions acoustiques aux limites du foyer. Lorsque la combustion est laminaire ou turbulente, prémélangée ou non, le bruit rayonné peut être très différent. Pour des flammes non confinées, le bruit de combustion comprend uniquement une composante directe associée au dégagement de chaleur instationnaire. Dans des configurations confinées, les composantes dites directe et indirecte du bruit de combustion (décrites ci-dessous) doivent être examinées.

## Bruit de combustion direct

Les premières études sur le bruit de combustion ont été conduites dans les années 60. Elles concernèrent surtout le bruit direct. Dans le cas de flammes



**FIGURE 4 :** Le bruit de jet comparé au bruit de combustion en fonction de la vitesse en entrée du moteur. Figure adaptée de Mahan et Karchmer (1991).

turbulentes, Bragg (1963) a distingué le bruit associé à des fréquences discrètes, qui sera plus tard associé à des instabilités de combustion, d'un bruit incohérent large bande. La théorie de Bragg est basée sur le formalisme de Karlovitz (1954) pour des flammes plissées par la turbulence. On peut distinguer le bruit lié directement aux fluctuations du taux de dégagement de chaleur, qui est une source monopolaire, du bruit lié à la turbulence qui peut être une source quadripolaire ou dipolaire (Lighthill, 1952).

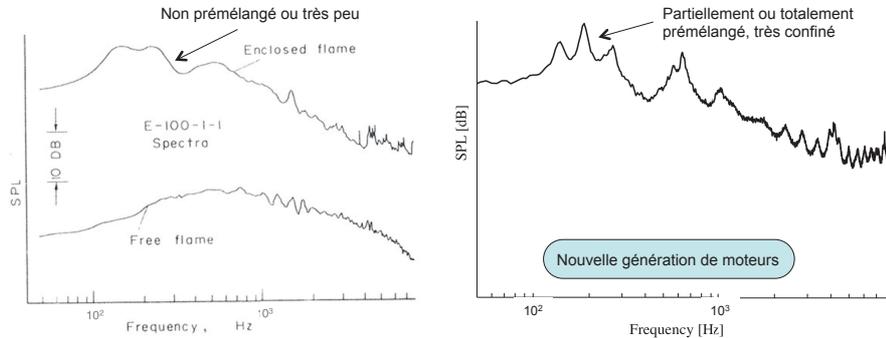
L'une des premières expériences sur le bruit de combustion fut celle de Thomas et Williams (1966). Le bruit direct émis par la flamme est relié à l'expansion volumique des gaz lors de la combustion. La flamme est considérée comme un ensemble de sources monopolaires distribuées le long du front de flamme (Hurle *et al.*, 1968). Auparavant, Smith et Kilham (1963) mirent en évidence une dépendance du bruit émis par des flammes prémélangées turbulentes non confinées avec les paramètres d'écoulement, la géométrie du brûleur et la forme des flammes. L'analogie de Lighthill (1952) pour le bruit aérodynamique fut adoptée pour décrire le bruit de flammes turbulentes non confinées (Strahle, 1971 ; Hassan, 1974). Une théorie du bruit de combustion basée sur les principes de la mécanique des fluides a été développée par Strahle (1971). Plusieurs modèles théoriques sont utilisés pour prédire le bruit rayonné de flammes turbulentes, notamment le formalisme de flamme laminaire plissée et le modèle de distribution de flammelettes. Des comparaisons entre les prévisions du modèle et des données expérimentales ont montré un bon accord (Shivashankara *et al.*, 1974 ; Shivashankara *et al.*, 1975a). On peut également citer les analyses de Chiu et Summerfield (1974), Kotake (1975) et Stephenson et Hassan (1977) et les études expérimentales de Shivashankara *et al.* (1975b) et Mathews et Rekos Jr. (1977). Plus récemment, le bruit des flammes prémélangées a été étudié par Singh *et al.* (2005) et Duchaine *et al.* (2009).

Le bruit des flammes de diffusion fut également étudié dans des cas laminaires et turbulents (Kotake et Hatta, 1965 ; Giammar et Putnam, 1970 ; Klein et Kok, 1999 ; Singh *et al.*, 2003).

Les premières conclusions sur le bruit de combustion direct montrent que la flamme peut être considérée comme une collection de sources monopolaires. Cette observation est valable dans le cas de flammes prémélangées comme de diffusion (Chiu et Summerfield, 1974). La puissance acoustique rayonnée  $P_{ac}$  par les flammes est donnée par des corrélations du type (Shivashankara *et al.*, 1974 ; Strahle et Shivashankara, 1975a) :

$$P \propto U^{2.7} D^{2.8} S_L^{1.4} F^{0.4} \quad (1)$$

Dans cette expression,  $U$  est la vitesse de l'écoulement moyen,  $D$  le diamètre du brûleur,  $S_L$  la vitesse de flamme laminaire et  $F$  la fraction massique du combustible. D'autres expressions similaires peuvent être trouvées dans la littérature, avec des exposants légèrement différents (Kumar, 1975 ; Rajaram *et al.*, 2006). On réfère souvent à cette expression comme la loi en  $U^3$ . Le champ de pression acoustique rayonné par les flammes est relié au taux de réaction (Price *et al.*, 1969 ; Strahle, 1972). Celui-ci peut à son tour être décrit par l'intensité lumineuse de la zone de réaction (Shivashankara *et al.*, 1975b ; Katsuki *et al.*, 1988). Une analyse plus récente de la littérature a été proposée par Mahan (1984) et Mahan et Karchmer (1991). Les analyses modernes reposent essentiellement sur les travaux de Strahle (1985), pour exprimer la pression acoustique rayonnée en champ lointain par les flammes. Celle-ci est directement liée au taux de dégagement de chaleur instationnaire. D'autres expressions de la pression acoustique sont données par Abugov et Obrezkov (1978) et Clavin et Siggia (1991). Elles relient la pression acoustique à la fluctuation de surface de flamme. De nombreuses théories développées pour l'étude du bruit de combustion supposent une combustion isomolaire. Une expression de la pression acoustique a été donnée par Truffaut *et al.* (1998), en tenant compte des effets d'une combustion non isomolaire. Plus récemment, le bruit de combustion a fait l'objet d'autres études (Schuller *et al.*, 2002 ; Rajaram *et al.*, 2006 ; Duchaine *et al.*, 2009 ; Rajaram et Lieuwen, 2009). On peut également citer les travaux de Ihme *et al.* (2006) et Zhang *et al.* (2009) sur l'étude du bruit de combustion par la simulation numérique, et les contributions de Bui *et al.* (2005), Flemming *et al.* (2007) et Silva *et al.* (2010) sur les méthodes hybrides qui combinent la simulation aux grandes échelles et les méthodes de propagation d'ondes. L'étude du bruit de flammes non confinées pose une question essentielle sur l'effet du confinement. En effet, dans les systèmes de propulsion la combustion est très confinée. Une première analyse de ce problème a été effectuée par Strahle et Shivashankara (1975b). Le bruit de flammes confinées y est relié au bruit rayonné en champ libre. Néanmoins, cette étude ne prend pas en compte la réponse de la flamme comme source acoustique active. L'intensité du bruit large bande augmente

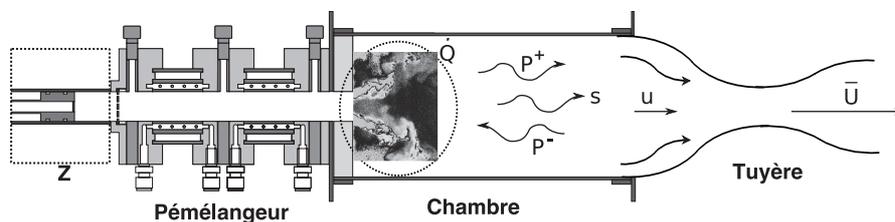


**FIGURE 5 :** Effet du confinement sur le niveau sonore des flammes dans un cas confiné et non confiné. Figure de gauche adaptée de Strahle (1978).

d'environ 35 dB avec le confinement. Une autre étude théorique et expérimentale a été réalisée par Chiu *et al.* (1975). Non seulement le niveau sonore global augmente, mais les spectres du bruit font apparaître des fréquences discrètes qui correspondent aux modes acoustiques du brûleur. Des harmoniques des modes propres apparaissent également, mais avec une intensité moindre. Plus tard, Hegde *et al.* (1988) aboutissent aux mêmes conclusions, lors de comparaisons entre les prévisions obtenues avec un modèle de flamme confinée et des données expérimentales. D'autres études expérimentales ont été réalisées sur des configurations industrielles (voir par exemple Mathews et Rekos Jr. (1977)). La Fig. 5 montre un exemple de l'émission sonore d'un foyer avec et sans confinement. Sur les moteurs de nouvelle génération les chambres de combustion sont plus compactes et réverbérantes. L'intensité associée aux résonances augmente, ce qui accentue le niveau sonore aux fréquences des modes propres du foyer. La majorité des études menées concernent uniquement le bruit de combustion dit direct. Dans l'étude de Chiu *et al.* (1975), l'effet d'une tuyère placée en sortie du foyer a été abordé brièvement. L'intensité de la résonance aux fréquences des modes propres du système est accentuée, mais le rôle de la tuyère, qui accélère l'écoulement, n'a pas été caractérisé.

## Bruit de combustion indirect

Parmi les premières études mentionnant la contribution du bruit de combustion indirect, on peut citer les travaux de Candel (1972), Plett et Summerfield (1974), Strahle (1975) et Pickett (1975). L'approche analytique développée par Marble (1975) puis Marble et Candel (1977) représente sans doute la première étude détaillée sur le bruit de combustion indirect. Dans la littérature en anglais, le bruit indirect est souvent appelé *core noise*, bien que parfois cette désignation englobe également un bruit d'écoulement dans le compresseur ou la turbine qui ne serait alors pas lié à la combustion (Mahan et Karchmer,



**FIGURE 6 :** Brûleur équipé d'une tuyère, le bruit de combustion direct est lié au taux de dégagement de chaleur  $\dot{Q}$  et le bruit indirect est lié aux ondes entropiques (foyer CESAM, laboratoire EM2C).

1991). Des perturbations d'entropie, associées par exemple à des fluctuations de la température, sont produites par la combustion. Ces dernières peuvent être schématisées par des poches de gaz chaud, *hot spot* en anglais, ou inhomogénéités de masse volumique qui sont arrachées à la flamme, transportées par l'écoulement moyen et accélérées dans la tuyère. Le bruit indirect est rayonné lorsque ces perturbations sont convectées par un écoulement accéléré à la sortie de la chambre de combustion, où elles subissent un fort gradient de pression (voir le schéma de la Fig. 6). La qualité du mélange des gaz frais peut avoir un impact sur le bruit indirect. Les zones caractérisées par différentes compositions locales en combustible favorisent l'apparition des poches de gaz chauds (Strahle, 1978). Par conséquent, le bruit indirect ou bruit entropique est liée à l'historique du taux de dégagement de chaleur instationnaire. Il est souvent très difficile de séparer les deux parties directe et indirecte du bruit de combustion. En effet, leurs spectres sont assez similaires. Une expérience en laboratoire a été réalisé par Muthukrishnan *et al.* (1978) pour séparer le bruit direct et indirect. Des mesures acoustiques en champ proche ont été corrélées avec celles au niveau foyer, et avec des mesures de température en sortie du brûleur. Dans une étude récente, Miles (2010) utilise une fonction de corrélation pour séparer les deux composantes du bruit de combustion.

Une étude théorique du bruit indirect a été proposée par Cumpsty et Marble (1977). Des travaux expérimentaux ont également été effectués par Hoch *et al.* (1975). La revue de Strahle (1978) traite du bruit de combustion très en détails avec des comparaisons entre les prévisions de certains modèles et des données expérimentales (voir aussi Mahan et Karchmer (1991) et Mahan (1984)).

Plus récemment, le mécanisme de bruit indirect a été étudié expérimentalement et numériquement par Bake *et al.* (2009), à l'aide d'un dispositif de génération d'ondes d'entropie. La difficulté de générer expérimentalement ces ondes entropiques constitue souvent une limite à l'étude expérimentale de cette source sonore. Le bruit indirect peut également être étudié en combinant l'approche analytique et la simulation numérique (Leyko *et al.*, 2009).

Le bruit de combustion indirect est donc lié à des ondes entropiques accélérées

par un gradient de pression au travers du distributeur en sortie de chambre de combustion. Il est principalement une source de type dipolaire (Strahle, 1978 ; Mahan et Karchmer, 1991). L'intensité du bruit indirect est liée au gradient de pression. Dans le cas d'un foyer équipé d'une tuyère sonique, cette intensité est maximale. Sur les anciens modèles de turbines à gaz le nombre d'étages était réduit et les gradient de pression élevés. Les turbines actuelles sont équipées avec plus d'étages, et le saut de pression est moins important. Ceci a pour effet de réduire les sources de bruit indirect. De plus, sur les brûleurs modernes, l'amélioration de la qualité du mélange réduit la formation de poches de gaz chaud. Cependant, l'utilisation de la combustion étagée qui présente un grand intérêt pour le contrôle de la distribution de carburant, peut faire apparaître des zones avec de fortes inhomogénéités susceptibles d'accentuer le bruit de combustion indirect.

## Modélisation du bruit de combustion

La théorie de Bragg (1963), décrit la puissance acoustique rayonnée par une flamme turbulente non confinée par :

$$P_{ac} = \frac{1}{4\pi c_0} \left( \frac{\rho_u}{\rho_b} - 1 \right)^2 U^2 S_L \dot{m} \quad (2)$$

Dans cette expression  $c_0$  représente la célérité du son dans le milieu environnant,  $\rho_u$  la masse volumique du combustible et  $\rho_b$  celle des gaz brûlés,  $U$  la vitesse de l'écoulement,  $S_L$  la vitesse de flamme laminaire et  $\dot{m}$  le débit total. Cette première expression obtenue par analogie avec une source monopolaire a fait l'objet de nombreux développements

L'analyse développée par Strahle (1971) suit les principes de la mécanique des fluides. Dans un milieu réactif les équations de la mécanique des fluides sont données par le bilan de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (4)$$

$$\rho \frac{de_t}{dt} = \nabla \cdot (-p\mathbf{u} + \boldsymbol{\tau}\mathbf{u} - \mathbf{q}) \quad (5)$$

Les forces volumiques extérieures sont supposées nulles.

On peut également ajouter une équation de transport pour chaque espèce  $k$  :

$$\rho \frac{dY_k}{dt} = \dot{\omega}_k - \nabla \cdot \mathbf{J}_k \quad \text{avec} \quad \dot{Q} = - \sum_k \Delta h_{f,k}^0 \dot{\omega}_k \quad (6)$$

Et l'équation d'état :

$$p = \rho r_g T \quad (7)$$

Dans ce système d'équations,  $\mathbf{u}$  représente le champ de vitesse,  $p$  la pression,  $\rho$  la densité,  $\boldsymbol{\tau}$  le tenseur des contraintes visqueuses,  $e_t$  l'énergie totale et  $\mathbf{q}$  le flux de chaleur et de diffusion des espèces,  $T$  la température et  $r_g$  la constante réduite des gaz parfaits  $r_g = R/M$  où  $R$  est la constante des gaz parfaits et  $M$  la masse molaire. La quantité  $Y_k$  est la fraction massique de l'espèce  $k$ ,  $\mathbf{J}_k$  le flux de diffusion de cette espèce,  $\dot{\omega}_k$  son taux de production,  $\Delta h_{f,k}^0$  son enthalpie de formation et  $\dot{Q}$  le taux de dégagement de chaleur global. L'opérateur  $d(\cdot)/dt = \partial(\cdot)/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla(\cdot)$  est la dérivée matérielle. En suivant l'analogie de Lighthill Strahle (1971) et Strahle (1972), on peut combiner les équations du système précédent en réalisant l'opération  $d/dt(4)-\nabla \cdot(5)$  :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = \nabla \cdot \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau}) - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \rho - \frac{p}{c_0^2} \right) \quad (8)$$

Une expression développée de l'Eq. 8 est donnée par la relation suivante (Silva, 2010) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p &= \nabla \cdot \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau}) - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \rho - \frac{p}{c_0^2} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\rho_0 (\gamma - 1)}{\rho c^2} \left( \dot{Q} + \sum_k h_k \nabla \cdot \mathbf{J}_k - \nabla \cdot \mathbf{q} + \boldsymbol{\tau} \nabla \cdot \mathbf{u} \right) \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho_0 \frac{d}{dt} (\ln r) \right] \\ &+ \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( 1 - \frac{\rho_0 c_0^2}{\rho c^2} \right) \frac{dp}{dt} - \frac{p - p_0}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right] \\ &+ \nabla \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left[ \mathbf{u} \left( \rho - \rho_0 - \frac{p - p_0}{c_0^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (9)$$

où  $c_0$ ,  $p_0$  et  $\rho_0$  représentent la célérité du son, la pression et la masse volumique du milieu au repos.

On suppose que chaque quantité est composée d'une valeur moyenne et d'une partie fluctuante  $A = A_0 + A'$ . Lorsque le nombre de Mach est faible et le nombre de Reynolds élevé, comme c'est souvent le cas dans les systèmes de combustion, la source dominante du bruit est alors liée au taux de dégagement de chaleur (Candel *et al.*, 2009). L'Eq. 9 devient alors :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{(\gamma - 1)}{c_0^2} \frac{\partial \dot{Q}'}{\partial t} \quad (10)$$

où  $\dot{Q}'$  représente la fluctuation du taux de dégagement de chaleur. Si la flamme est considérée comme une zone compacte par rapport aux longueurs d'ondes acoustiques étudiées, le champ acoustique rayonné à une distance  $r$  grande devant la taille de la zone de combustion prend une forme simple en utilisant le fonction de Green solution de l'Eq. 10. L'expression simplifiée donnée par Strahle (1985) prend la forme :

$$p'(r, t) = -\frac{\gamma - 1}{4\pi r c_0^2} \frac{d}{dt} \left[ \int_V \dot{Q}' dV \right]_{t-\tau} \quad (11)$$

où  $V$  représente le volume qui contient la zone de combustion,  $\gamma$  le rapport des chaleurs spécifiques et  $\tau = r/c_0$  le temps de propagation de l'onde acoustique entre la flamme et le point d'observation. Plusieurs variantes de cette expression sont introduites dans la littérature.

Dans une étude de Abugov et Obrezkov (1978), le bruit de combustion a été relié à la fluctuation de surface de flamme. Pour des flammes prémélangées, une expression du champ acoustique rayonné est donnée par Clavin et Siggia (1991) :

$$p'(r, t) = -\frac{\rho_0}{4\pi r} \left( \frac{\rho_u}{\rho_b} - 1 \right) S_L \left[ \frac{dS}{dt} \right]_{t-\tau} \quad (12)$$

Dans cette expression  $S$  est la surface de flamme et  $S_L$  la vitesse de flamme. Le champ acoustique rayonné par des flammes turbulentes non confinées possède un spectre large bande (voir Fig. 5). Dans le cas particulier où les flammes sont excitées par une source externe, la flamme répond à la fréquence de modulation et des harmoniques apparaissent également dans la réponse, se superposant au bruit large-bande (Schuller *et al.*, 2002). Bien que la combustion ne soit pas confinée, des couplages entre la flamme et l'acoustique amont du brûleur se traduisent également par l'apparition de nombreux pics dans le spectre rayonné (Schuller *et al.*, 2003b).

Les expressions précédentes du champ de pression sont valables dans le cas de flammes non confinées. En situation confinée, il faut prendre en compte l'effet du confinement et des conditions aux limites. La solution de l'Eq. 9 en utilisant la fonction de Green s'écrit alors sous la forme (Silva, 2010) :

$$\begin{aligned} p'(x, t) &= \int_{t_0}^t \int_V q G dy d\tau - \int_{t_0}^t \int_S \left( p' \frac{\partial G}{\partial y} - G \frac{\partial p'}{\partial y} \right) \mathbf{n} d\sigma d\tau \\ &- \frac{1}{c_0^2} \left[ \int_V \left( p' \frac{\partial G}{\partial y} - G \frac{\partial p'}{\partial y} \right) dy \right]_{t_0} \end{aligned} \quad (13)$$

où  $q$  est une source,  $G(x, t|y, \tau)$  la fonction de Green,  $S$  la surface limite et  $\mathbf{n}$  le vecteur normal à celle-ci. Cette expression fait apparaître des termes liés aux conditions limites au niveau de la deuxième intégrale.

### Impact du confinement

Dans un cas confiné, le champ acoustique est modifié par les conditions aux limites autour de la flamme. Le champ de pression est alors décrit par le système suivant (Culick et Yang, 1995 ; Schuller, 2003) :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = h \quad (14)$$

$$\nabla p' \cdot \mathbf{n} = f \quad (15)$$

L'expression exacte de  $h$  est donnée par l'Eq. 9. Les conditions aux limites données par l'Eq. 16 s'appliquent sur la surface de la zone concernée, où  $\mathbf{n}$  est le vecteur normal extérieur à la surface. Il est commode alors de rechercher la solution du problème en examinant les modes propres du système donnés par les Eqs .15 et 16 avec  $h = f = 0$ . Les modes propres sont alors notés  $\Psi_n$ . Le champ acoustique peut être décomposé sur la base des modes propres  $\Psi$ , (Zinn et Powell, 1971) :

$$p'(r, t) = p_0 \sum_{n=1}^{\infty} \eta_n(t) \Psi_n(r) \quad (16)$$

Dans cette expression,  $\eta_n$  représente l'amplitude associée au mode  $\Psi_n$ . La base des modes propres est supposée orthogonale :

$$\int \Psi_m \Psi_n dV = E_m^2 \delta_{mn} \quad (17)$$

où  $\delta_{mn}$  représente l'indice de Kronecker, et  $E_m$  l'énergie liée au mode  $\Psi_m$ . Il est alors possible d'avoir une équation différentielle pour les amplitudes  $\eta_n$  :

$$\frac{d^2 \eta_n}{dt^2} + \omega_n^2 \eta_n = F_n \quad (18)$$

où  $\omega_n$  est la fréquence angulaire liée au mode  $\Psi_n$ . Les coefficients  $F_n$  sont donnés par la relation suivante (Culick et Yang, 1995) :

$$F_n = -\frac{c^2}{p_0 E_n^2} \left[ \int_V h \Psi_n dV + \int_S f \Psi_n dS \right] \quad (19)$$

Les expressions (16), (18) et (19) montrent que le champ acoustique peut être considéré comme une collection d'oscillateurs forcés. Ces derniers correspondent

aux modes propres  $\Psi_n$  du foyer. Pour reconstruire le champ acoustique, il suffit alors de déterminer l'évolution temporelle des amplitudes  $\eta_n(t)$  liées aux termes de forçage  $F_n(t)$ . Lorsque la combustion est confinée, le champ de pression fait apparaître des pics qui correspondent aux modes propres de l'installation. Un couplage entre la combustion et l'acoustique du système peut se mettre en place (Candel, 2002). Le phénomène d'instabilités de combustion et le bruit direct sont alors liés. Un bilan d'énergie acoustique est généralement utilisé pour décrire ces situations.

### Bilan d'énergie acoustique

La conservation de l'énergie acoustique dans un volume  $V$  autour d'une flamme est donnée par l'équation suivante (Poinsot et Veynante, 2005 ; Nicoud et Poinsot, 2005) :

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \nabla \cdot (p' \mathbf{u}') = \frac{\gamma - 1}{\gamma p_0} p' \dot{Q}' \quad (20)$$

Dans cette expression  $p_0$  représente la pression moyenne,  $\gamma$  le rapport des chaleurs spécifiques et  $\dot{Q}'$  le taux de dégagement de chaleur instationnaire. L'énergie acoustique est donnée par  $\mathcal{E} = p'^2 / (2\rho_0 c_0^2) + (\rho_0 u'^2) / 2$ , où  $p'$  et  $\mathbf{u}'$  représentent les fluctuations de pression et de vitesse.

Le critère de stabilité classique d'un foyer est celui énoncé par Lord Rayleigh (1878). Celui-ci stipule qu'une instabilité est entretenue lorsque un apport positif d'énergie acoustique est disponible, autrement dit si les fluctuations de pression et de dégagement de chaleur sont en phase. De nombreuses études récentes ont été menées pour analyser finement le bilan d'énergie au sein d'un foyer. Lorsque les flux acoustiques aux extrémités du foyer sont pris en compte, l'énoncé précédent devient :

$$\int_V \frac{\gamma - 1}{\gamma p_0} p' \dot{Q}' dV > \int_S p' \mathbf{u}' \cdot \mathbf{n} dS \quad (21)$$

Dans le cas d'écoulement en présence de fluctuations d'entropie, Chu (1965) a proposé une formulation basée sur les fluctuations d'énergie. Cette expression a été reprise par Nicoud et Poinsot (2005) de façon plus générale où l'entropie moyenne n'a pas une distribution spatiale constante. Le critère de stabilité est alors donné par :

$$\frac{1}{T_0} \int_V T' \dot{Q}' dV > \int_S p' \mathbf{u}' \cdot \mathbf{n} dS \quad (22)$$

où  $T_0$  représente la composante moyenne de la température et  $T'$  sa fluctuation. D'autres études ont également porté sur ces aspects, on peut citer les contributions de Myers (1991), Giauque *et al.* (2007), Karimi *et al.* (2008) et Wieczorek (2010).

Ces deux précédentes expressions montrent que les conditions limites interviennent dans l'analyse de stabilité d'un foyer à travers les flux. Une partie de ce travail de thèse sera ainsi consacrée à la caractérisation complète des conditions limites du foyer CESAM.

## Objectifs de la thèse

L'objectif de ce travail de thèse est de comprendre et de caractériser les mécanismes à l'origine du bruit de combustion, tout particulièrement la contribution directe et ses liens avec la dynamique de flamme correspondante dans un foyer confiné swirlé. Ceci est réalisé sur un banc expérimental partiellement prémélangé turbulent, d'une puissance pouvant varier de 30 à 55 kW.

## Organisation et contenu

Ce document est scindé en sept chapitres. Le premier chapitre décrit les différents montages expérimentaux et les diagnostics utilisés lors de ce travail de thèse. Le second chapitre concerne la caractérisation détaillée des propriétés acoustiques du banc de combustion CESAM en régime instable. Le chapitre qui suit aborde l'étude expérimentale de la dynamique de flamme. A ce stade de l'étude, il apparaît que les conditions aux limites acoustiques du système jouent un rôle majeur dans la stabilité du banc. On s'intéresse tout d'abord à l'influence de la condition aux limites amont et l'on montre les possibilités de contrôle par le système de contrôle d'impédance. Les propriétés acoustiques des lignes d'injection sont ensuite étudiées et l'on montre que l'on peut estimer ainsi les fluctuations de débit et de richesse en amont de l'injecteur. Le dernier chapitre traite de l'impact de la condition limite acoustique à la sortie de la chambre de combustion sur la stabilité du foyer et le bruit de combustion associé. On détaille le contenu du manuscrit dans les deux paragraphes ci-dessous.

Dans le chapitre 2, un modèle acoustique du banc CESAM est développé et utilisé pour déterminer la fréquence et la structure des modes propres du foyer. Ce modèle est constitué de deux cavités couplées correspondant au tube de prémélange et à la chambre de combustion. Le banc permet de faire varier la longueur de la chambre de combustion et l'impédance acoustique au fond du tube de prémélange. Des comparaisons très satisfaisantes sont obtenues entre le modèle acoustique et les mesures. On montre que lorsque la condition limite acoustique mesurée expérimentalement au fond du prémélangeur est intégrée dans le modèle acoustique, les fréquences des modes propres sont prédites correctement par le modèle. Deux modes instables sont mis en évidence au sein du banc. Suivant la longueur de la chambre, ces deux modes peuvent être couplés ou découplés. Dans ce dernier cas, les modes du foyer tendent vers les modes de

type quart d'onde associés au tube de prémélange ou à la chambre de combustion. Il faut noter que ces modes instables sont présents simultanément et ne sont pas des harmoniques l'un de l'autre. Les données expérimentales montrent que ces deux modes ont une contribution positive au terme source de Rayleigh en favorisant la production d'énergie acoustique au sein du système.

Le chapitre 3 présente une étude expérimentale détaillée de la dynamique de l'écoulement réactif. Des mesures de chimiluminescence des émissions des radicaux  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  permettent d'estimer le taux de dégagement de chaleur instationnaire. La PIV à très haute cadence (15 kHz) permet d'avoir le champ aérodynamique dans la zone de combustion. Une dynamique particulière de la flamme est observée aux fréquences de résonance du système. Des méthodes de traitement de détection de structures cohérentes et de moyennes de phases sont utilisées. Les deux modes propres agissent chacun avec une dynamique particulière sur la flamme. Dans le cas étudié ici, le mode  $1_{PC}$  tend vers un mode de type quart d'onde associé au prémélangeur. Il est contrôlé par l'acoustique dans le tube de prémélange. Des structures cohérentes sont observées au niveau des frontières de la zone de pénétration des gaz frais, à la fréquence  $f_{PC}^1$ . Ce mode impose un mouvement de battement transverse à la flamme. Le mode  $0_{PC}$  est de type quart d'onde associé à la chambre de combustion. Il est très découplé de l'acoustique qui règne dans le prémélangeur. Ce mode confère un mouvement de battement longitudinal à la flamme.

La fonction de transfert de flamme FTF est caractérisée expérimentalement aux fréquences  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ . L'impact des perturbations acoustiques dans le prémélangeur sur le champ aérodynamique, le taux de dégagement de chaleur et l'émission naturelle de la flamme est mis en évidence. L'originalité de cette étude réside dans le fait qu'aucune source d'excitation extérieure n'est utilisée. La réponse de la flamme est étudiée uniquement aux fréquences naturelles du banc. A la fréquence du mode  $1_{PC}$ , qui correspond à une propagation acoustique forte dans le prémélangeur, la FTF montre que la propagation des perturbations dans les gaz frais est de type acoustique et convective ailleurs.

Le chapitre 4 poursuit l'étude du chapitre 3, dans le cas où le système de contrôle d'impédance ICS est utilisé pour contrôler l'impédance acoustique au fond du tube de prémélange. La résonance est atténuée, et la dynamique de la combustion est à nouveau caractérisée.

Le chapitre 5 est consacré à la caractérisation des conditions limites acoustiques dans la partie amont du banc. Les impédances acoustiques des lignes d'alimentation d'air et de combustible sont mesurées expérimentalement. Il est montré que les ondes acoustiques se propagent dans toutes les lignes d'alimentation jusqu'aux débitmètres. La réponse acoustique de ces derniers est caractérisée sur le banc non réactif ITHACA. Une méthode de reconstruction est mise en œuvre pour déterminer l'impédance des lignes d'injection au niveau du prémélangeur en fonction de la réponse acoustique des débitmètres situés plus en amont.

Le chapitre 6 présente une étude expérimentale des fluctuations de débit dans les lignes d'injection et une analyse de l'impact des perturbations de richesse qui en résultent sur la dynamique de la combustion. Les perturbations acoustiques qui se propagent dans les lignes d'alimentation induisent des fluctuations de vitesse et donc de débit. Les perturbations de la composition du mélange au niveau de l'injection sont alors analysées et leur impact sur la dynamique de la combustion est examiné. Une étude paramétrique est réalisée pour plusieurs débits d'air total, on montre qu'un couplage acoustique-convectif est présent au sein du foyer. On montre que les perturbations de la richesse au niveau de l'injection peuvent jouer un rôle d'amplification dans le couplage acoustique-convectif, mais elles ne sont pas le mécanisme pilote de ce couplage.

Dans le chapitre 7, la condition limite à la sortie de la chambre de combustion est modifiée en intégrant des tuyères avec différents taux d'obstruction de la section de passage. Le coefficient de réflexion acoustique est mesuré avec et sans tuyère. Le champ acoustique au sein du banc et le taux de dégagement de chaleur de la flamme sont ensuite déterminés. Les deux premières tuyères ont une section au col réduite de 20% et 60% par rapport à la section de la chambre de combustion. Dans ce cas, on n'observe aucun changement, tant sur le champ acoustique que sur la dynamique de flamme. La troisième tuyère a une section au col équivalente à 10% de la section de la chambre de combustion et correspondant à un taux d'obstruction de 90% de la surface. Le coefficient de réflexion acoustique  $R$  devant la tuyère est fortement modifié. Dans la gamme de fréquences 0-400 Hz, le module chute de façon significative mais la phase est peu modifiée. Le niveau sonore lié aux fréquences des modes acoustiques du banc chute également d'environ 22 dB. Le bruit indirect n'a pas pu être caractérisé sur ce banc, car sa contribution semble négligeable. Néanmoins l'impact de la troisième tuyère sur la dynamique de flamme est remarquable. L'accélération de l'écoulement a causé la chute du coefficient de réflexion acoustique. Les mesures de ce coefficient sont en accord avec les prévisions théoriques.



# Chapitre 1

## Dispositifs expérimentaux et diagnostics

*Dans ce chapitre les différents montages expérimentaux utilisés au cours de ce travail sont décrits ainsi que les diagnostics associés. Le banc principal, le brûleur CESAM (Combustion Etagée Swirlée Acoustiquement Maîtrisée) est dédié à l'analyse de la combustion turbulente partiellement prémélangée d'une puissance allant de 30 kW à 55 kW et fonctionne principalement en régime pauvre. Les diagnostics mis en œuvre permettent de caractériser d'une part la réponse acoustique du banc grâce à un jeu complet de microphones, et la dynamique de l'écoulement d'autre part grâce à des mesures de chimiluminescence et de vélocimétrie par imagerie de particules à haute cadence. Le deuxième montage expérimental, ITHACA (Impedance Test bench for High ACoustic Amplitudes) est destiné à l'analyse d'impédances de dispositifs acoustiques. Il a été principalement utilisé ici pour caractériser la signature acoustique des débitmètres qui équipent le banc CESAM. Des modules spécifiques IMD (Impedance Measurement Device) ont également été développés au cours de cette thèse. Ces IMD sont utilisés pour caractériser l'impédance acoustique des lignes d'alimentation d'air et de propane sur le banc CESAM lorsqu'il est en fonctionnement réactif.*

### 1.1 Le banc de combustion turbulente CESAM

Il s'agit d'un banc d'essai (Fig. 1.1) conçu au laboratoire EM2C (Dioc, 2005) sur lequel des modifications ont été apportées par la suite (Tran, 2009). Le brûleur opère en général dans des régimes partiellement prémélangés pauvres. Il est composé de deux étages identiques par lesquels les injections d'air et de propane se font d'une façon tangentielle (Fig. 1.2). Le propane est injecté à travers des petits trous de 1 mm de diamètre percés perpendiculairement à

l'écoulement d'air. La petite taille de ces injecteurs assure une vitesse d'injection du propane suffisante par rapport à la vitesse de l'air et empêche toute remontée éventuelle de flamme dans les lignes d'injection du combustible. Les gaz débouchent dans un tube de prémélange central de 30 mm de diamètre créant un fort écoulement tourbillonnaire. Le nombre de swirl théorique a été estimé proche de 0.6 (Dioc, 2005). Une petite quantité d'air (environ 2.5 % du débit masse total) est injectée axialement depuis le fond du tube de prémélange (Fig. 1.1) afin d'éviter un retour de flamme dans le système d'injection. C'est à ce niveau que l'ICS (Impedance Control System), développé au laboratoire (Tran, 2009 ; Tran *et al.*, 2009b) peut être ajouté. Ce module qui permet de modifier l'impédance acoustique du fond du tube de prémélange est exposé en détail dans la section 1.1.1.

Le système d'alimentation (Fig. 1.3) comporte quatre arrivées principales. Deux sont utilisées pour l'alimentation en air et deux pour le propane. L'écoulement dans chacune de ces arrivées est contrôlé par un débitmètre massique (Bronkhorst El-Flow). Les alimentations sont ensuite divisées en deux branches qui alimentent les deux étages par les cotés haut et bas. Les longueurs de ces lignes sont très proches et font environ 1.95 m. Tous les débitmètres sont contrôlés par un boîtier de commande/lecture multivoies (Bronkhorst E-7000) situé dans une salle de commande. En amont des débitmètres, les lignes sont reliées à des réservoirs maintenus à 6 bars de pression et isolés du montage expérimental par des vannes de sécurité et une batterie de filtres.

Le bloc d'injection est relié à une chambre de combustion rectangulaire de section  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Les faces inférieure et supérieure sont constituées de béton réfractaire, et peuvent être équipées de petites fenêtres en quartz lorsque la PIV est utilisée pour l'étude de la dynamique de flamme présentée dans la section 1.2.3. Les parois latérales sont en quartz afin de permettre des visualisations de l'écoulement et de la flamme. La longueur de la chambre est de 50 cm. Celle-ci débouche à l'air libre où un collecteur est installé pour évacuer les gaz brûlés vers une cheminée. Des manchons de même section carrée ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ), de 12 cm de longueur sont montés sur le banc et sont utilisés pour déterminer les conditions limites acoustiques à la sortie de la chambre de combustion. Cette partie sera détaillée dans la section 1.1.2.

La flamme est stabilisée par une recirculation des gaz chauds et mesure approximativement 15 cm de long. Elle est considérée compacte par rapport aux longueurs d'onde acoustiques traitées au cours de cette étude.

Le tube de prémélange et la chambre de combustion sont équipés respectivement de quatre et trois ports pour installer des microphones (voir section 1.2).

### 1.1.1 Système de Contrôle d'Impédance (ICS)

Le système de contrôle d'impédance est présenté par la Fig. 1.4, il a été développé par Nicolas Tran (2009) au cours de sa thèse. Il est composé d'une plaque

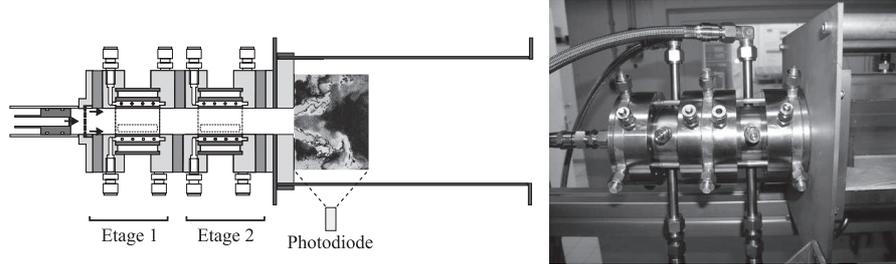


FIGURE 1.1 : Le banc CESAM, avec ses deux étages d'alimentation en air et en propane. À gauche, schéma de la chambre complète, à droite une photo des deux étages d'injection.

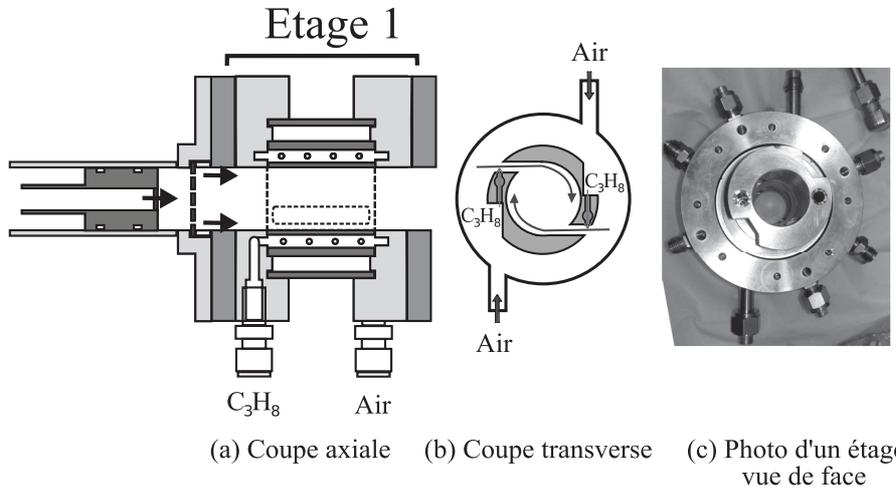


FIGURE 1.2 : Injection de propane et d'air pour générer un prémélange et un mouvement d'ensemble en rotation de l'écoulement.

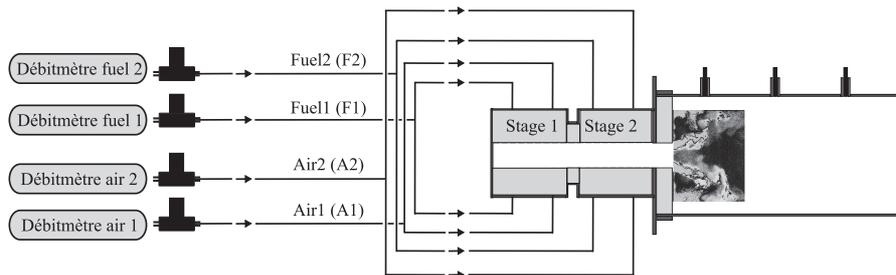


FIGURE 1.3 : Le banc CESAM et l'ensemble du système d'alimentation avec les différents débitmètres d'air et de propane.

perforée de 1 mm d'épaisseur munie de trous de faible diamètre. La porosité  $\sigma$  de la plaque est égale à 5 %. Un piston coulissant permet de régler la profondeur de la cavité en amont de la plaque. Cette profondeur  $L$  peut être ajustée de 0

à 50 cm. Un matériau poreux est monté sur la tête du piston permettant l'injection d'un écoulement axial dans la cavité par des petits trous, sans couplage acoustique des cavités.

Le coefficient de réflexion  $R$  d'une plaque perforée munie d'une cavité et traversée par un écoulement moyen est connu. Dans le cas de plaques de faible porosité ( $\sigma \leq 10\%$ ) et dont les trous sont petits par rapport à la longueur d'onde incidente ( $a \ll \lambda$ ), où  $a$  représente le rayon des trous, il est possible d'obtenir une expression analytique du coefficient de réflexion  $R$  (Howe, 1979 ; Hughes et Dowling, 1990). Ces modèles sont basés sur une évaluation de la différence de pression au travers de la plaque perforée via la conductivité de Rayleigh  $K_R$  des trous. Cette conductivité est une fonction du nombre de Strouhal  $St = \omega a/U$ , avec  $U$  la vitesse de l'écoulement dans les trous et  $\omega$  la fréquence angulaire. Une expression a été proposée par Howe (1979) :  $K_R = 2a(\gamma - i\delta)$  où les parties réelle et imaginaire  $\gamma$  et  $\delta$  sont entièrement déterminées par des fonctions de Bessel du nombre de Strouhal  $St$ . Il est possible d'obtenir une expression du coefficient de réflexion au niveau de la plaque perforée placée dans une cavité en fonction des paramètres géométriques de la plaque  $a$ ,  $d$  ( $d$  étant la distance entre les trous), de la profondeur de la cavité  $L$  et de la vitesse de l'écoulement à travers les trous via le nombre de Strouhal  $St$ . En introduisant le paramètre  $\eta = 2a/d^2 K_R$  on trouve (Hughes et Dowling, 1990) :

$$R = \frac{(ik/\eta) + 1 - (i/\tan(kL))}{(ik/\eta) - 1 - (i/\tan(kL))} \quad (1.1)$$

Dans cette expression  $k = 2\pi f/c_0$  est le nombre d'onde. La plage de variations des cinq paramètres ( $a$ ,  $d$ ,  $L$ ,  $f$ ,  $U$ ) pouvant être utilisés afin de contrôler le coefficient de réflexion est réduite en raison des contraintes géométriques et des conditions de fonctionnement envisagées. Le banc de combustion turbulente CESAM présente de fortes instabilités à basse fréquence (entre 100 et 1000 Hz), associées à des modes acoustiques longitudinaux pour lesquels le système de contrôle d'impédance est donc optimisé. Il peut néanmoins être adapté à des fréquences plus élevées. Le diamètre de la plaque est fixé à 30 mm (diamètre du tube de prémélange). La validité du modèle est limitée aux plaques de faible porosité ( $\sigma \leq 10\%$ ), sans aucune restriction sur le rayon des trous  $a$  ou l'espacement  $d$ . Lors de notre étude, ces deux paramètres sont fixés aux valeurs optimales définies par Tran (2009), *i.e.*  $a = 0,5$  mm et  $d = 4$  mm, avec une vitesse d'écoulement dans les trous  $U = 9$  m s<sup>-1</sup> qui optimise les propriétés d'amortissement de ce système dans la gamme de fréquences [0 1000] Hz (Tran *et al.*, 2007). La profondeur de la cavité est alors le seul paramètre de contrôle qui est modifié grâce au piston. La limite  $L = 50$  cm est imposée par la fréquence la plus basse à laquelle le contrôle doit être efficace.

Les performances de ce système de contrôle ont été validées sur le banc ITHACA, en faisant varier la profondeur de la cavité en amont de la plaque perforée, et

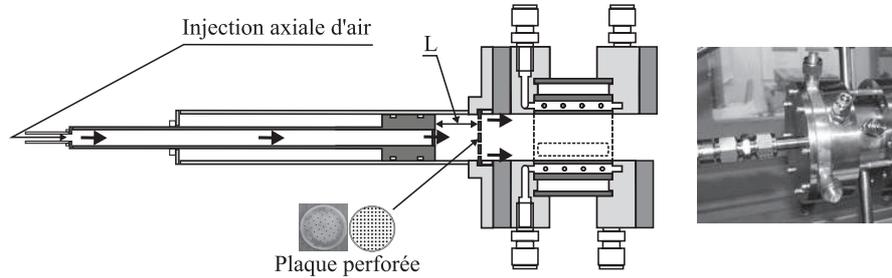


FIGURE 1.4 : Le système de contrôle d'impédance muni d'une plaque perforée à travers laquelle l'écoulement axial passe.

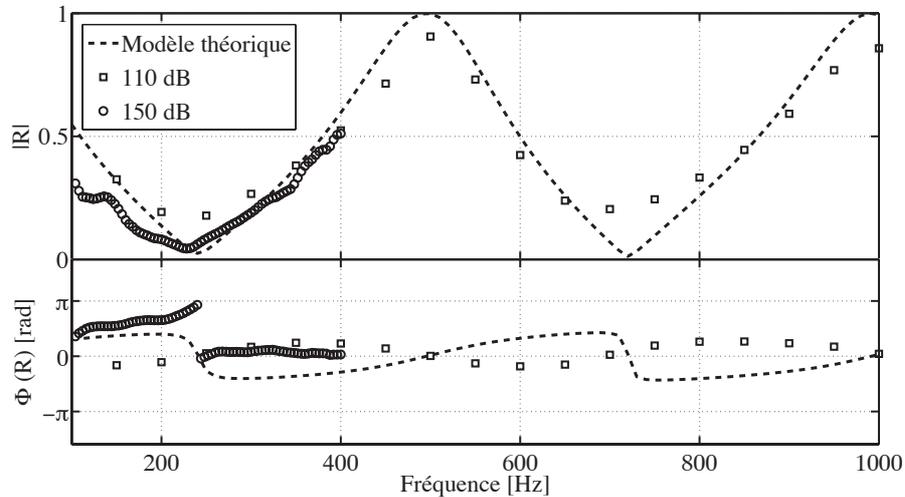
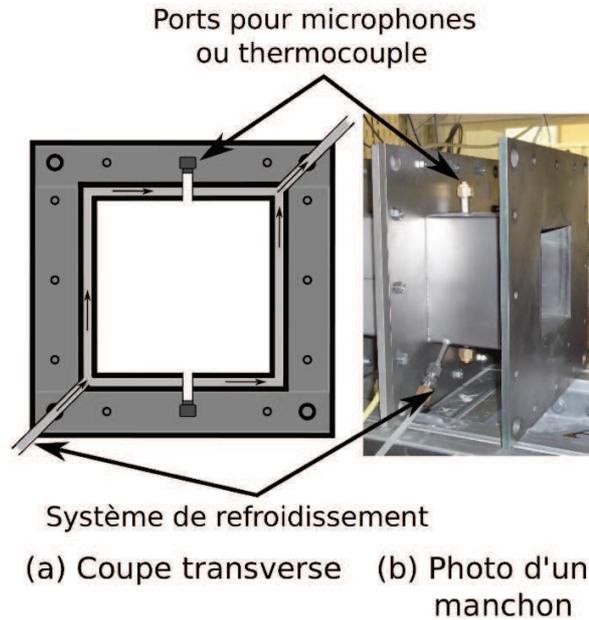


FIGURE 1.5 : Coefficient de réflexion acoustique de l'ICS, modèle théorique (ligne discontinue), comparé aux mesures sur ITHACA pour un niveau sonore SPL de 110 dB (symboles carrés) et sur le banc CESAM pour un niveau sonore SPL de 140 dB (symboles ronds).

en mesurant le module du coefficient de réflexion  $|R|$  pour des fréquences comprises entre 100 et 1000 Hz. Les mesures obtenues pour un niveau sonore ou SPL (Sound Pressure Level) de 110 dB sont comparées avec les prévisions théoriques sur la Fig. 1.5. Les prévisions sont en très bon accord avec les mesures sur la plage 100 à 1000 Hz. L'ICS est ensuite utilisé sur le banc CESAM où les régimes instables peuvent causer des fluctuations de pression de forte amplitude avec un niveau pouvant atteindre jusqu'à 140 dB. Il a été vérifié que même dans ces conditions il est possible de réduire le coefficient de réflexion de l'ICS (Fig. 1.5). Sur cette figure, la plage de fréquences où les mesures sont disponibles à fort niveau sonore est réduite à la gamme 100-400 Hz, mais les précisions restent en bon accord pour le modèle.

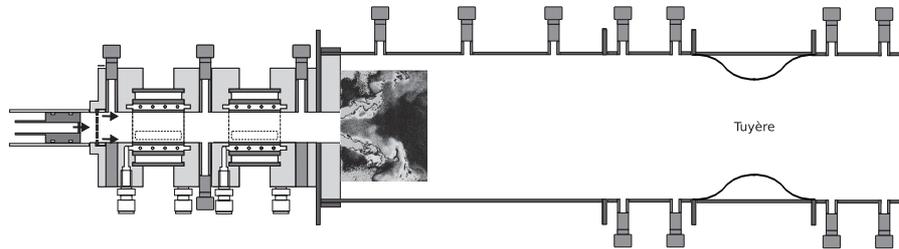


**FIGURE 1.6 :** *Manchon en inox refroidi par circulation d'eau et équipé de ports pour microphones afin de mesurer l'impédance acoustique à la sortie de la chambre de combustion.*

### 1.1.2 Caractérisation de la condition limite acoustique aval

Le montage initial ne permettait pas de mesurer l'impédance acoustique à la sortie de la chambre de combustion, car cette dernière n'était pas équipée d'assez de ports pour microphones. Trois manchons ont été conçus, fabriqués et montés à la sortie de la chambre de combustion, de longueur 12 cm chacun, et de même section carrée que la chambre ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ). Ces manchons en inox sont refroidis par une circulation d'eau à travers une double paroi. A la sortie du système de refroidissement de chaque manchon, un thermocouple mesure la température de l'eau pour réguler le débit de refroidissement et éviter la vaporisation ou la condensation de l'eau de refroidissement (Fig. 1.6).

La taille de la chambre de combustion peut être rallongée par trois manchons refroidis. Les deux manchons des extrémités sont équipés de ports pour microphone ou thermocouple tandis que le manchon central peut être un conduit simple de section constante ou une tuyère avec restriction de la section de passage (Fig. 1.7). Au cours de cette étude trois tuyères avec des taux de blocage différents ont été utilisées pour faire varier la condition acoustique à la sortie de la chambre de combustion.



**FIGURE 1.7 :** Schéma d'un manchon équipé d'une tuyère en aval de la chambre de combustion et de deux manchons équipés de ports pour microphones pour mesurer les coefficients de transmission et de réflexion de la tuyère.

## 1.2 Diagnostics

Les diagnostics mis en œuvre sur le banc CESAM au cours de cette étude sont des microphones montés sur des guides d'onde pour les mesures acoustiques, des photodiodes ou photomultiplicateurs équipés de filtres pour les mesures d'émission spontanée des radicaux  $\text{CH}^*$  ou  $\text{OH}^*$  présents dans le front de flamme. Des caméras et des lasers ont également été utilisés pour faire de l'imagerie rapide de la flamme et de la vélocimétrie par imagerie de particules à haute cadence. Ces outils sont successivement décrits dans les paragraphes suivants.

### 1.2.1 Mesures acoustiques

Tous les microphones utilisés sont des sondes B&K type 4938 1/4 inch munies d'un préamplificateur B&K type 2669, reliées à un conditionneur de signal B&K Nexus 2690 qui contrôle le gain et la sensibilité de chaque microphone. La sensibilité peut varier après une utilisation prolongée. Pour avoir les mesures les plus fiables possibles il est conseillé de recalibrer les microphones après chaque campagne d'essais. Un système de calibration B&K type 4231 est utilisé pour envoyer un signal de référence à une amplitude et fréquence bien définies (1 Pa à 1 kHz). Chaque microphone fonctionne sur une gamme de fréquences de 4 Hz à 70 kHz et permet de mesurer des niveaux sonores de 30 à 172 dB dans un environnement pouvant atteindre 300°C.

Dans la chambre de combustion la température est beaucoup plus élevée que la valeur limite acceptable pour les microphones. Ces derniers sont donc montés sur des guides d'onde (Fig. 1.8) refroidis par un circuit d'eau. Chaque guide d'onde est composé de trois parties de même section afin d'éviter toute réflexion acoustique. Il s'agit d'un tube en inox avec une coque à double peau refroidie par une circulation d'eau suivie d'un module où le microphone est inséré de façon affleurante avec le tube et enfin un prolongement avec un tube très long (environ 16 m) où les ondes se dissipent peu à peu. La température moyenne dans le guide d'onde est d'environ 300 K. Ce système introduit un délai entre

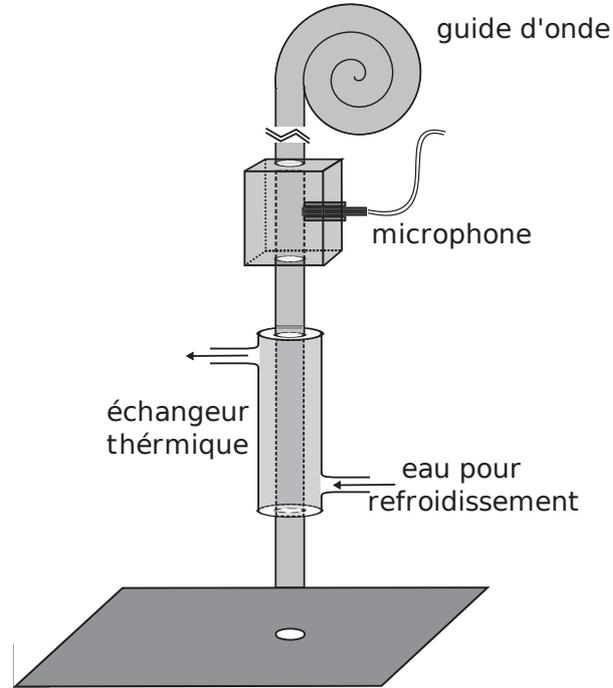
la pression acoustique pariétale au niveau du port et la pression mesurée au niveau de la sonde. Ce délai correspond au temps de propagation des ondes depuis la paroi jusqu'à la position où la mesure est effectuée. La Fig. 1.9 montre le gain et la phase entre la pression pariétale et la pression mesurée par un microphone monté sur un guide d'onde sur la plage de fréquences 100-500 Hz. Seul un déphasage existe entre ces mesures, confirmant qu'il suffit de soustraire le temps de propagation de l'onde acoustique lié au guide d'onde. Pour harmoniser les mesures, tous les microphones (y compris ceux qui équipent le tube de prémélange où la température reste modérée) sont montés sur des guides d'ondes. Le temps de propagation induit par chaque guide d'onde est calculé par  $\tau_0 = l_0/c_0$ , où  $l_0$  est la distance entre la paroi et le point de mesure de la sonde et  $c_0$  la célérité du son dans le guide d'onde. La distance  $l_0$  peut varier d'un guide d'onde à l'autre, les temps de propagation sont calculés et soustraits des acquisitions de tous les microphones.

Les acquisitions acoustiques sont en général réalisées pendant 8 s, à une fréquence d'échantillonnage  $f_s = 16\,384$  Hz. La fréquence d'échantillonnage et la durée d'enregistrement du signal sont choisies afin d'utiliser les outils classiques d'analyse spectrale avec des méthodes de fenêtrage et garantir une bonne résolution spectrale après traitement statistique. La Fig. 1.10 représente le banc muni des différents microphones. Quatre sont situés dans le prémélangeur (M1-M4) et trois dans la chambre de combustion (M5-M7). Les signaux des microphones à la sortie du conditionneur sont enregistrés à l'aide d'une carte d'acquisition (National Instruments PCI MIO16E4) pilotée par le logiciel LabView développé par National Instrument depuis un ordinateur de contrôle.

### 1.2.2 Chimiluminescence

Des espèces intermédiaires (radicaux) sont à l'origine de l'émission naturelle des flammes. Ces radicaux disparaissent par collision ou bien par désexcitation spontanée en émettant des photons  $D^* \rightarrow D + h\nu$  lors de transitions dans le front de réaction, où  $h$  est la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence du photon émis. Dans le cas de la combustion d'hydrocarbures les radicaux  $CH^*$ ,  $OH^*$  ou bien  $C_2^*$  peuvent être utilisés pour observer les zones de réaction, ou bien avoir une estimation de la richesse (Price *et al.*, 1969 ; Higgins *et al.*, 2001 ; Muruganandam *et al.*, 2005 ; Nori et Scitzman, 2009 ; Panoutsos *et al.*, 2009). La transition de ces radicaux est présentée dans le tableau suivant (Tab. 1.1) adapté par Docquier *et al.* (2000).

Des photodiodes ou photomultiplicateurs sont équipés de filtres interférentiels centrés sur les longueurs d'onde  $\lambda = 430 \pm 10$  nm et  $\lambda = 310 \pm 30$  nm autour des bandes d'émission des radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$ . Ces systèmes sont montés en face des fenêtres en quartz de la chambre de combustion et visent la zone de flamme (Fig. 1.11). Deux grandes lentilles convergentes en quartz (Melles Griot de diamètre 15 cm et focales  $f = 300$  mm et  $f = 430$  mm) sont utilisées



**FIGURE 1.8 :** Des guides d'onde refroidis sont utilisés pour effectuer des mesures acoustiques sur le banc CESAM.

**TABLE 1.1 :** Les différentes transitions des radicaux  $CH^*$ ,  $OH^*$  et  $C_2^*$  et les fréquences d'émission associées.

Radical	Transition	$\lambda$ [nm]
$OH^*$	$A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$ (1-0)	282,9
	$A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$ (0-0)	308,9
$CH^*$	$B^2\Sigma^- \rightarrow X^2\Pi$	387,1
	$A^2\Delta^+ \rightarrow X^2\Pi$	431,4
$C_2^*$	$A^3\Pi_g \rightarrow X^3\Pi_u$ (Swan)	516,5

pour collecter l'émission lumineuse depuis la chambre et la focaliser sur ces détecteurs.

Les émissions des radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$  sont utilisées afin d'estimer le taux de dégagement de chaleur instationnaire. L'intensité de ces radicaux est considérée comme un bon indicateur de l'allure du dégagement de chaleur (Hardalupas et Orain, 2004 ; Muruganandam *et al.*, 2005 ; Hardalupas *et al.*, 2010), même s'il serait difficile d'en déduire une information réellement quantitative.

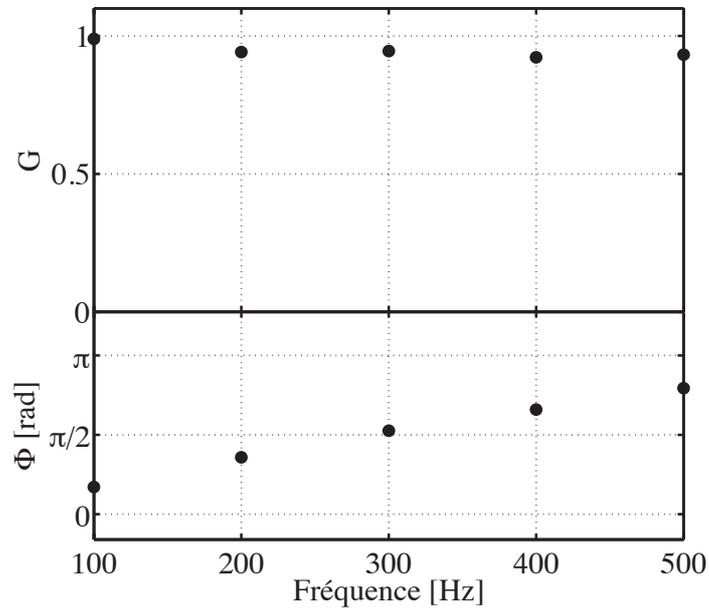


FIGURE 1.9 : Gain et phase de la fonction de transfert entre la pression pariétale et la pression mesurée avec un guide d'onde.

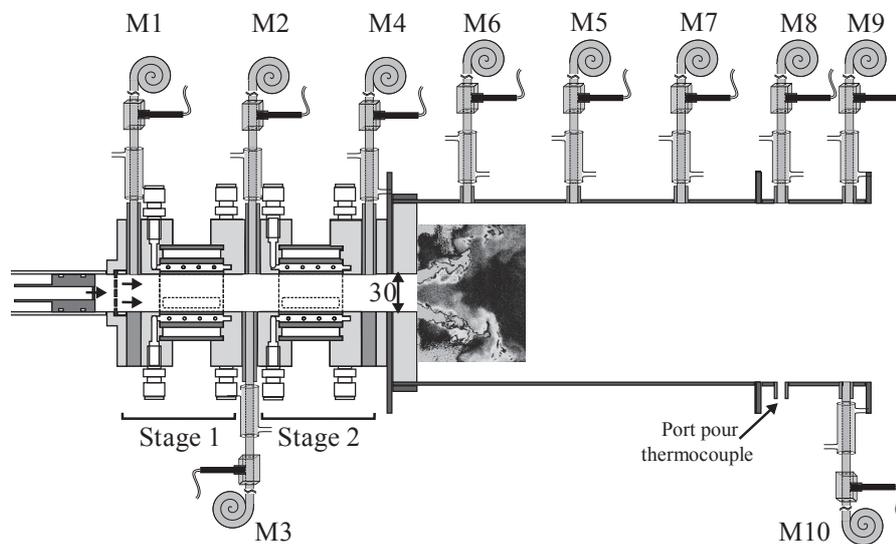
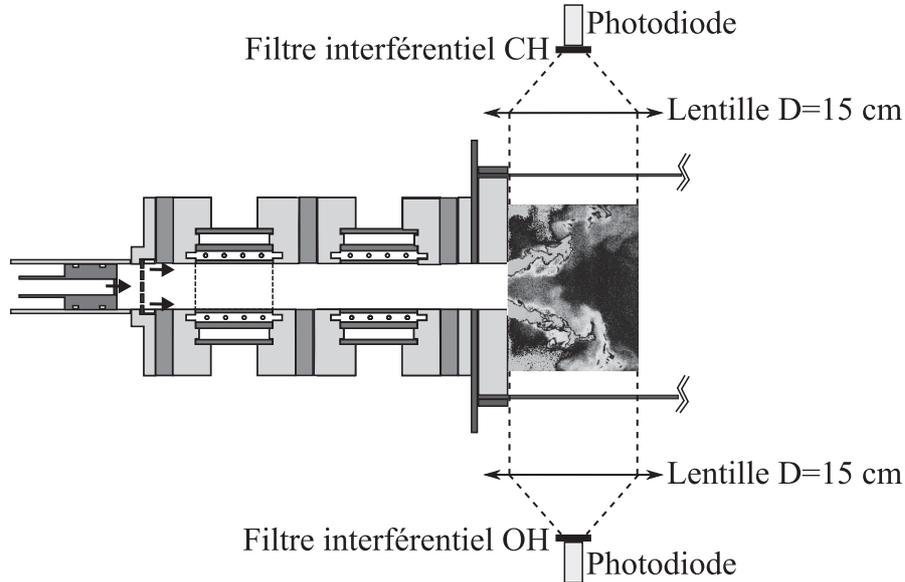


FIGURE 1.10 : Disposition des microphones dans le tube de prémélange, la chambre de combustion et le système de mesure d'impédance aval sur le banc CESAM.

### 1.2.3 PIV haute cadence

Des diagnostics optiques très fins peuvent être utilisés pour réaliser des mesures non intrusives, telles que les mesures de vitesse par LDV (Laser Doppler Velo-



**FIGURE 1.11 :** Montage optique utilisé pour des mesures de chimiluminescence, comprenant des photodiodes, des filtres et des lentilles.

cimetry). Cette méthode a été particulièrement utilisée pour la caractérisation des fonctions de transfert de flammes dans une configuration pulsée laminaire (Birbaud *et al.*, 2007 ; Noiray *et al.*, 2008b). La vélocimétrie par image de particules ou PIV (Particle Image Velocimetry) est l'une des méthodes non intensives les plus utilisées pour caractériser le champ aérodynamique au voisinage des flammes.

Pour étudier la dynamique de l'écoulement réactif et permettre des mesures résolues dans le temps, la PIV à très haute cadence est ici utilisée. Cette méthode optique non intrusive qui permet dans le cas présent une mesure bidimensionnelle de la vitesse (Scarano et Riethmuller, 1999 ; Wernet, 1999).

Le principe est basé sur la diffusion élastique de la lumière par des traceurs qui sont injectés dans l'écoulement (Adrian, 2004). Ce sont en général des particules de très petite taille. Sous certaines conditions indiquées dans la suite, les particules suivent l'écoulement. Si deux images successives donnent la position d'une particule aux instants  $t$  et  $t + \Delta t$  avec  $x(t + \Delta t) = x(t) + \Delta x$ , la vitesse locale de la particule et donc de l'écoulement est alors donnée par :

$$v(x, t) = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (1.2)$$

Pour déterminer la vitesse de l'écoulement, il suffit de mesurer le déplacement des particules entre deux instants successifs, dont on connaît parfaitement la durée. Deux lasers pulsés créent une nappe au centre de la chambre de combustion. Chaque laser délivre une impulsion à la même fréquence  $f_{laser}$ . Des

doublés d'images sont pris par une caméra rapide à une fréquence d'acquisition  $2 \times f_{laser}$ . La première image du doublet correspond à la nappe générée par le premier laser et la deuxième image à la nappe générée par le second laser. Le déplacement entre les images doit être court afin de ne pas faire intervenir l'accélération des particules. Le pas de temps doit donc être très court. Les particules utilisées doivent être petites pour ne pas perturber l'écoulement, mais leur diamètre doit être suffisant pour diffuser assez de lumière du laser à la longueur d'onde  $\lambda = 532$  nm. Leur inertie doit être faible et il faut s'assurer que l'ensemencement soit régulier sur toute la nappe et continu tout au long de la prise d'images. De plus lors des expériences en présence de combustion, la température de fusion des particules doit être assez élevée devant la température de la flamme, pour mesurer le champ de vitesse dans la zone de flamme et les gaz chauds.

Une fois les images enregistrées par la caméra, elles sont divisées en petites fenêtres d'interrogation ou mailles et un post-traitement par intercorrélation faisant intervenir la transformée de Fourier va permettre de remonter aux vecteurs vitesse. Ceci est réalisé en prenant les pics correspondant à des maxima des fonctions d'inter-corrélation. Des critères de validation décrits plus loin sont utilisés pour éliminer les faux vecteurs.

La Fig. 1.12 présente un schéma de principe de la PIV. Les faces supérieure et inférieure de la chambre de combustion sont dans cette configuration équipées de petites fenêtres en quartz ( $25 \times 120$  mm<sup>2</sup>) afin de laisser passer la nappe laser d'environ 85 mm de largeur et d'une épaisseur de 0.3 mm qui traverse la chambre de bas en haut.

La caméra rapide SA5 Photron Fastcam qui a comme cadence de référence 2000 images/s pour une résolution de  $1024 \times 1024$  pixels est utilisée dans cette étude à une cadence de 30 kHz pour les mesures en entrée de la chambre de combustion. Elle est équipée d'un objectif Nikkor 105 mm F/1.8. Le signal de la caméra est envoyé dans un générateur de délai (BNC type 555 Pulse/Delay Generator) qui produit des créneaux TTL larges de 6  $\mu$ s et séparés de 5  $\mu$ s (Fig. 1.13). Il est à noter que la largeur de ces créneaux importe peu et seul le front montant est important pour le déclenchement. En revanche le délai qui les sépare détermine la gamme de vitesses accessibles par le dispositif. Les deux lasers Nd :YAG Quantronix délivrent deux faisceaux colinéaires à 532 nm, d'une énergie d'environ 6 mJ par impulsion sur une durée de 160 ns. Les rayons lumineux passent ensuite par un générateur de nappe et enfin un miroir qui renvoie la nappe dans la chambre.

Le délai de 5  $\mu$ s est choisi de telle sorte que des vitesses axiales allant jusqu'à 40 m s<sup>-1</sup> soient accessibles. Cette vitesse correspond à un déplacement de quelques pixels sur le couple d'images. Cette valeur est choisie en se basant sur les études déjà réalisées sur ce banc et les estimations de la vitesse à partir du débit injecté dans le banc.

Pour ensemençer l'écoulement, des particules de dioxyde de Zirconium  $ZrO_2$  d'environ  $1\ \mu\text{m}$  de diamètre sont injectées dans les lignes d'air du premier étage grâce à un système de by-pass indiqué sur la Fig. 1.14 qui prélève 25% de l'air de cet étage et l'envoie dans l'ensemenceur à particules. Le choix de ce type de particules est motivé par leur température de fusion élevée (2700 K). Dans le cas des régimes étudiés dont la richesse est limitée à  $\phi \leq 0.9$ , la température de flamme adiabatique est limitée à  $T_f \leq 2180\ \text{K}$ . Cette limite est largement au dessous de la température de fusion des particules.

Pour les mesures en entrée de la chambre de combustion, la fenêtre d'observation est de  $448 \times 504$  pixels correspondant à une zone d'interrogation de  $45 \times 52\ \text{mm}^2$ . Les données sont traitées avec le logiciel Dynamic studio. Une méthode de corrélation adaptative avec une fenêtre d'interrogation finale de  $16 \times 16$  pixels, et un recouvrement de 50% est utilisée. Plusieurs critères de validation sont utilisés pour éliminer les vecteurs bruités, dont le rapport entre les niveaux des pics de corrélation principal et secondaire. L'autre critère utilisé est la moyenne des voisins (moving average), qui fixe l'écart maximal permis entre un vecteur et la moyenne de ses voisins. Les valeurs de ces paramètres sont données dans le chapitre 3.

La caméra rapide enregistre des images pendant 845 ms à 30 000 images/s. Des mesures acoustiques et de chimiluminescence sont également réalisées simultanément. Le temps d'acquisition de ces mesures est de 8 s avec une fréquence d'échantillonnage 16 384 Hz. Les mesures PIV sont lancées au bout de 2 à 3 s d'acquisition des données acoustiques. Les mesures acoustiques et de chimiluminescence sont rééchantillonnées à la fréquence de la PIV 15 000 Hz. Le signal de déclenchement et de fin d'enregistrement de la caméra est enregistré par le programme LabView (Fig. 1.15). Ce dernier est utilisé pour synchroniser les différentes données.

#### 1.2.4 Imagerie rapide de l'émission naturelle de la flamme

L'émission naturelle de la flamme est enregistrée par la même caméra rapide que celle utilisée pour la campagne PIV, équipée du même objectif. La fréquence d'acquisition de la caméra est 8 400 images/s. Dans ce cas, la résolution est de  $748 \times 925$  pixels, couvrant une zone de  $78 \times 96\ \text{mm}^2$ . L'écoulement est fortement tridimensionnel et la caméra acquiert une image intégrée sur tout le volume de la flamme en 3D. La vue moyenne dans un plan peut être obtenue par transformée d'Abel. Cette technique n'est possible que sous certaines conditions (Singla *et al.*, 2005), lorsque l'image moyenne reste axisymétrique. Les résultats de la campagne PIV et des mesures d'émission naturelle de la flamme montrent que globalement la flamme est axisymétrique.

La Fig. 1.16 montre un exemple d'une image instantanée de l'émission naturelle de la flamme et la transformée d'Abel d'une moyenne sur 100 images. L'image moyenne est bien axisymétrique.

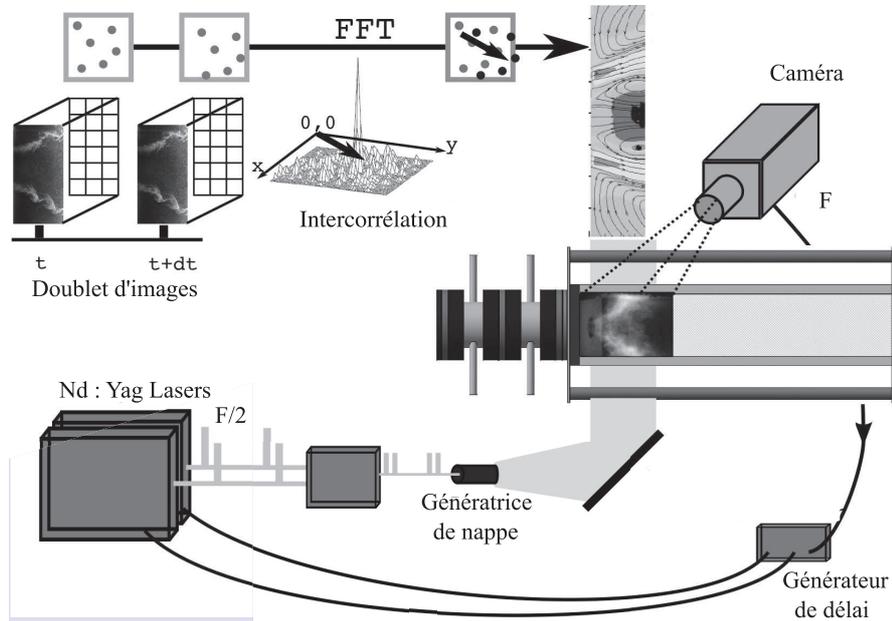


FIGURE 1.12 : Principe du montage pour PIV haute cadence sur le banc CESAM.

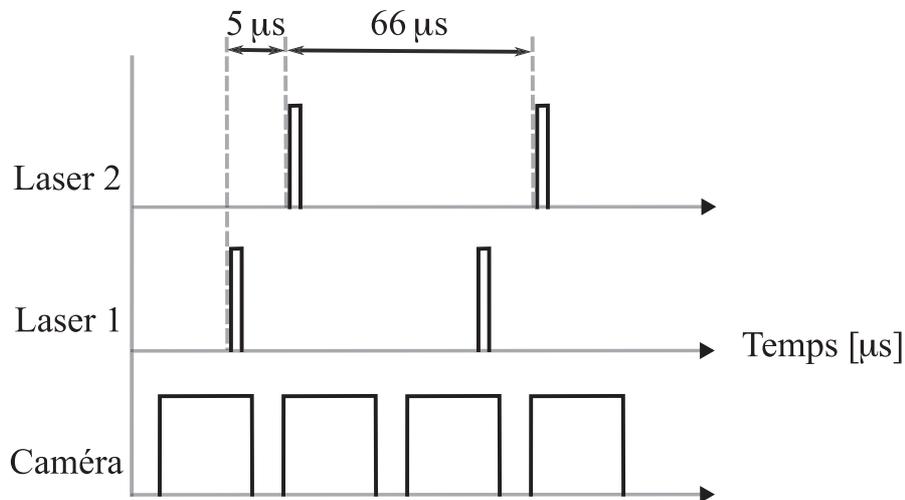


FIGURE 1.13 : Chronogramme des signaux caméra et lasers, PIV à 15 kHz.

### 1.3 Régimes de fonctionnement du banc CESAM

Le banc a été conçu pour étudier le comportement thermoacoustique d'un brûleur en régime pauvre prémélangé (LPC pour Lean Premixed Combustion). La puissance thermique du brûleur varie de 35 à 55 kW. L'étagement défini par la

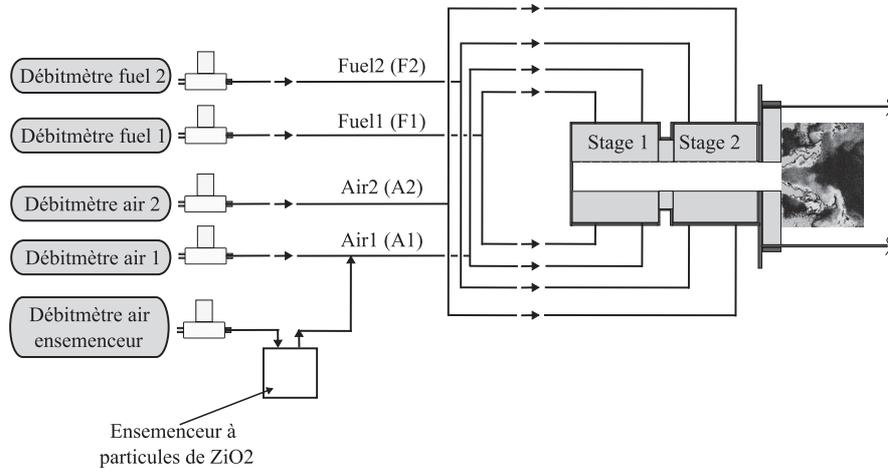


FIGURE 1.14 : Le système d'ensemencement avec particules solides sur le banc CESAM.

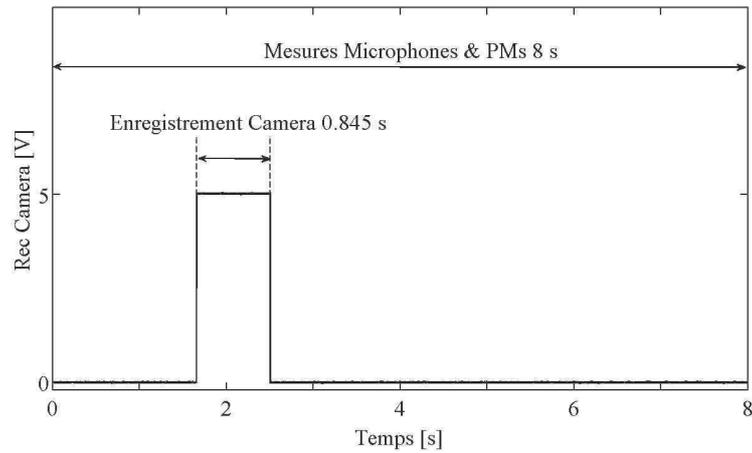
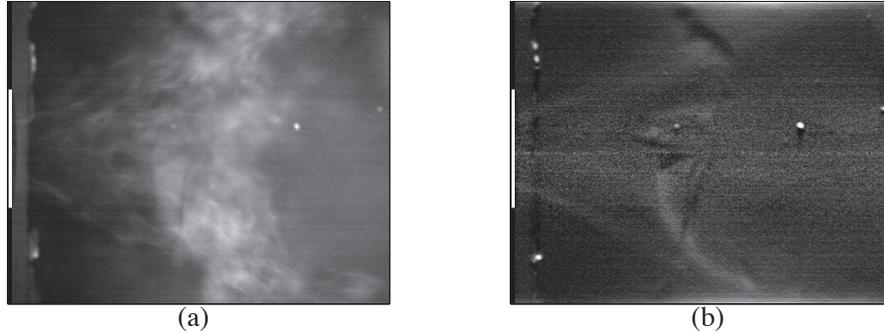


FIGURE 1.15 : Signal de déclenchement et fin d'enregistrement de la caméra rapide, permettent la synchronisation avec les mesures acoustiques et chimiluminescence.

valeur du paramètre  $\alpha$  se fait sur le combustible utilisé, ici du propane :

$$\alpha = \frac{\dot{m} C_3H_{8(1)}}{\dot{m} C_3H_{8(1)} + \dot{m} C_3H_{8(2)}} \quad (1.3)$$

Dans cette expression  $\dot{m}C_3H_{8(1)}$  et  $\dot{m}C_3H_{8(2)}$  représentent le débit masse de combustible dans l'étage 1 et 2 respectivement. En l'absence de manchons supplémentaires en aval de la chambre, ce paramètre  $\alpha$  peut être varié entre 10% et 60%. Cette limite est fixée par le risque de remontée de flamme dans le système d'injection. Lorsque la partie aval est ajoutée, des étagements plus élevés sont



**FIGURE 1.16 :** *Image instantanée de l'émission naturelle de la flamme (a), et la transformée d'Abel d'une image moyennée sur 100 images instantanées (b).*

accessibles,  $\alpha$  couvre alors une gamme s'étendant de 40% à 90%.

Les paramètres de contrôle de la combustion sur ce banc sont nombreux. Les principaux sont : l'étagement  $\alpha$ , la richesse  $\phi$  du mélange combustible, le débit d'air total injecté, la longueur de la chambre, et l'impédance acoustique au fond du tube de prémélange contrôlée par l'ICS. La richesse  $\phi$  varie entre 0.6 et 0.9, la valeur limite inférieure est fixée par l'extinction du mélange pauvre et la limite supérieure reste inférieure à 1 car seuls des régimes pauvres sont considérés ici. D'autres critères sont pris en compte pour le choix des points de fonctionnement :

1. Le montage expérimental doit pouvoir supporter des essais répétitifs sur des durées d'environ 4 minutes.
2. Le banc est opéré dans des régimes de fonctionnement éloignés du flashback pour des raisons de sécurité.
3. La position de stabilisation de la flamme est un paramètre important à considérer afin de permettre une bonne caractérisation de la dynamique de l'écoulement réactif par PIV.
4. Le spectre de la pression au sein du banc conditionne l'étude du bruit de combustion et des instabilités. Les points de fonctionnement faisant ressortir les modes thermoacoustiques du banc sont privilégiés.

Deux longueurs de chambre sont possibles 88 cm ou 50 cm, respectivement avec ou sans les manchons. Le premier régime de fonctionnement, régime 1, est utilisé lorsque la chambre mesure 50 cm. Il correspond à une richesse  $\phi = 0.75$ , un étagement de  $\alpha = 15\%$ , un débit d'air total de  $14.75 \pm 0.05 \text{ gs}^{-1}$  (voir Tab. 1.2). Dans ce cas le banc présente une instabilité de combustion autour de 280 Hz avec des amplitudes de fluctuation de la pression atteignant  $p' = 500 \text{ Pa}$  dans le tube de prémélange ( $\text{SPL} \approx 148 \text{ dB}$ ). La Fig. 1.17 présente les Densités Spectrales de Puissance (PSD) typiques de la pression dans la chambre et le tube de prémélange mesurées par les microphones M5 et M1 et celle du signal

de la photodiode OH\*. Ces densités (PSD) sont adimensionnées par la pression acoustique de référence ( $2 \cdot 10^{-5}$  Pa) pour les mesures acoustiques et par la valeur moyenne pour les mesures de chimiluminescence. La fréquence d'oscillation est la même dans toutes les parties de l'installation. Il s'agit bien d'un couplage thermoacoustique caractérisé par une fluctuation de l'intensité lumineuse et de la pression à la même fréquence.

La Fig. 1.18 montre des images de la flamme au cours d'un cycle d'instabilité avec un changement du rayonnement très visible.

Lorsque les manchons sont ajoutés, deux autres régimes proches sont étudiés. Le régime 2 ( $\phi = 0.80$ ,  $\alpha = 50\%$ ) et le régime 3 ( $\phi = 0.82$ ,  $\alpha = 48\%$ ) sont caractérisés par un débit d'air total identique au régime 1 utilisé en l'absence d'éléments en aval de la chambre de combustion. Dans ces conditions une instabilité caractérisée par deux pics de fréquence s'installe dans l'installation, autour de 180 Hz et 285 Hz. Un spectre typique est présenté à la Fig. 1.19 (a), pour le régime 2 et à la Fig. 1.19 (b) pour le régime 3.

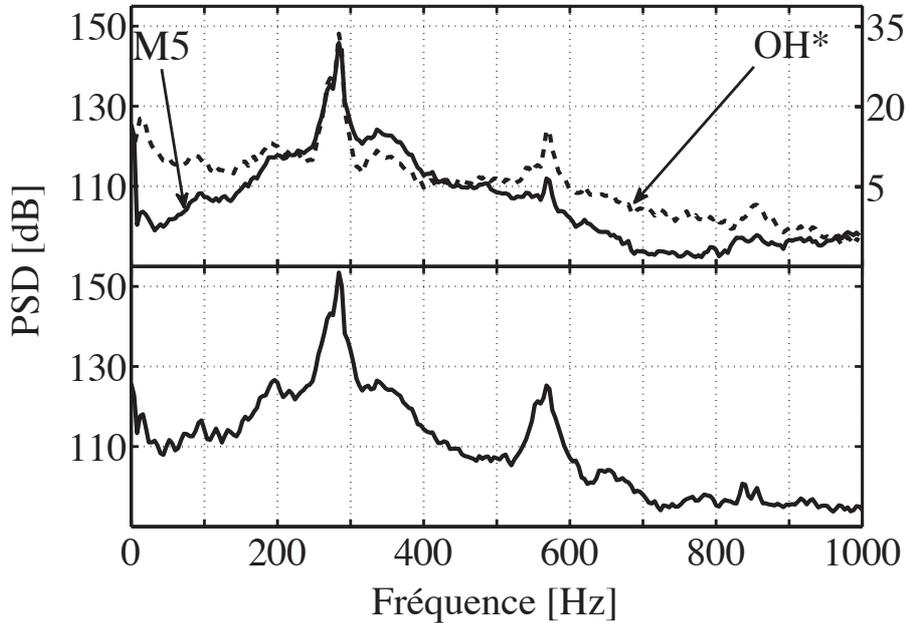
Le Tableau. 1.2 donne les paramètres de contrôle pour les trois régimes étudiés.

**TABLE 1.2 :** *Les différents régimes de fonctionnement du banc CESAM.*

	Longueur de chambre [cm]	Richesse $\phi$	Etagement $\alpha$ [%]	Puissance [kW]
Régime 1	50	0.75	15	33
Régime 2	88	0.80	50	35
Régime 3	88	0.82	48	36

## 1.4 Le banc expérimental ITHACA

Le banc ITHACA (Impedance Test bench for High ACoustic Amplitudes) présenté à la Fig. 1.20, est un dispositif conçu au laboratoire pour tester les capteurs acoustiques et caractériser acoustiquement certains éléments du banc CESAM dans un environnement acoustique contrôlé. Il a servi notamment à caractériser la réponse de plaques perforées, des modules IMD et de certains débitmètres. Il est constitué d'un haut-parleur de forte puissance (B&C 12 PE 32, 300 W) monté sur une pièce conique qui débouche sur un tube DN50 de diamètre interne 50 mm. Des brides de même diamètre et équipées de ports pour microphones peuvent être ajoutées au dispositif pour changer sa longueur. Une distance de 1 m sépare le haut-parleur du plan de mesure, pour éviter du bruit de mesure dû à la jonction cône/tube. Un générateur de signal (Fluke PM 5 138 A) permet de contrôler la fréquence et la forme du signal d'excitation. Un amplificateur (Power Sound LS 600) d'une puissance de 300 W monté en série est relié au haut-parleur. Le banc permet d'atteindre des niveaux sonores de 80 à 150 dB pour des fréquences allant de 50 à 2000 Hz.

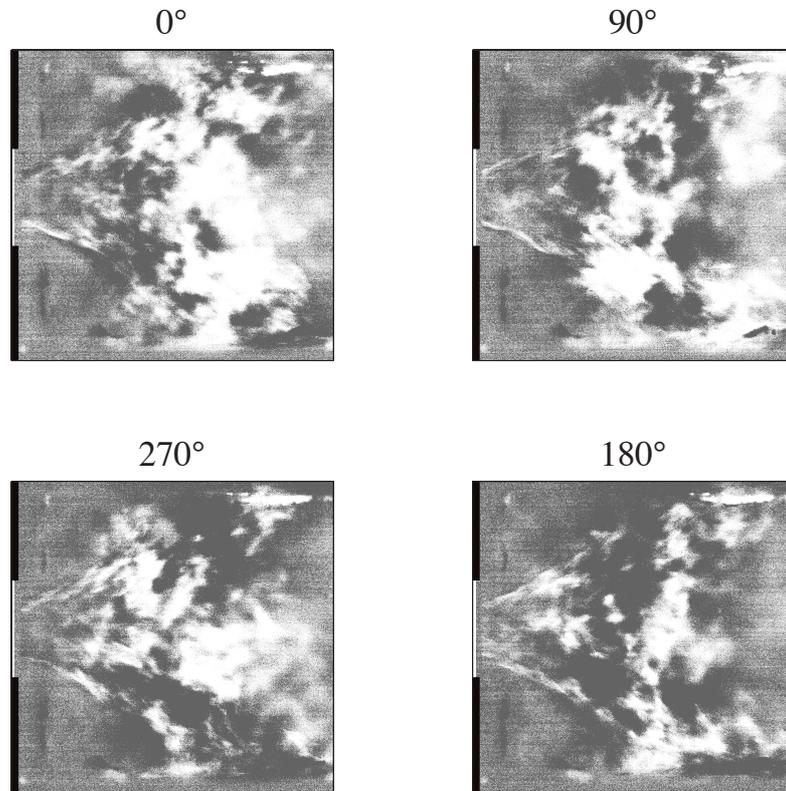


**FIGURE 1.17 :** La Densité Spectrale de Puissance de la pression montre clairement la présence d'une fréquence autour de 280 Hz dans la chambre de combustion et le tube de prémélange pour le régime 1.

Le tube peut être parcouru par un écoulement d'air en utilisant des brides spécialement équipées d'entrées et sorties. Dans ce cas le débit dans le tube à impédance est contrôlé par un débitmètre massique (Bronkhorst El-Flow) et peut atteindre  $7.2 \text{ gs}^{-1}$ . Ceci permet par exemple d'étudier la signature acoustique d'un débitmètre ou d'une plaque perforée dans les mêmes conditions d'écoulement que sur l'installation CESAM. Comme la réponse de l'amplificateur n'est pas constante en fonction de la fréquence, un microphone de référence  $M_{SPL}$  pour (Sound Pressure Level) visible sur la Fig. 1.20 est placé proche du plan de mesure. Il est utilisé pour s'assurer que l'amplitude de l'onde générée reste toujours constante sur la gamme de fréquences étudiées 100-1000 Hz. Les mesures acoustiques avec les microphones sont réalisées avec la même procédure que sur le banc CESAM. Seule la durée d'acquisition peut éventuellement être différente. La source acoustique est harmonique, et une durée d'enregistrement de 2 à 4 s suffit pour l'analyse spectrale des signaux.

## 1.5 Analyse de la réponse des IMD

Afin de mesurer l'impédance acoustique à différentes positions sur les lignes d'alimentation du brûleur CESAM, des modules IMD (Impedance Measurement Device) ont été développés au laboratoire. La Fig. 1.21 montre le schéma

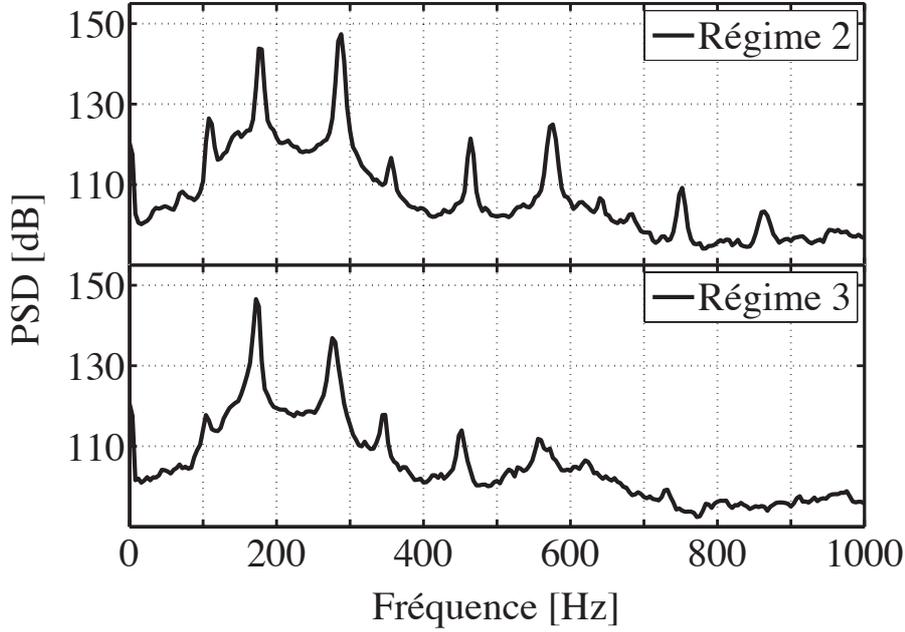


**FIGURE 1.18 :** *Images instantanées de la flamme (Régime 1) à différentes phases du cycle d'oscillation dans un cas instable.*

d'un IMD constitué d'une pièce d'une longueur de 12 cm, usinée de telle sorte que le diamètre interne soit égal à celui de la ligne dans laquelle l'IMD est inséré. Ceci permet de minimiser les réflexions et de limiter le bruit aérodynamique généré par l'écoulement. Les IMD ont un diamètre interne de 10 mm pour les mesures sur les lignes d'air et 4 mm sur les lignes de combustible. L'IMD contient trois ports pour insérer des microphones et réaliser des mesures d'impédance avec la méthode des trois microphones (Chung et Blaser, 1980). Les microphones sont montés de façon affleurante avec le conduit interne de l'IMD. Des joints sont utilisés pour assurer l'étanchéité.

Ces modules sont montés sur des lignes où la vitesse de l'écoulement peut atteindre des valeurs assez élevées. Le nombre de Mach atteint par exemple la valeur 0.22 dans les lignes d'air en sortie des débitmètres. Le traitement des signaux est modifié pour tenir compte de l'écoulement et intégrer l'effet du Mach ainsi que la dissipation acoustique. Les traitements correspondants sont décrits dans la section 1.6.

Les IMD ont été testés dans des configurations de type tube ouvert ou fermé pour valider les mesures de coefficient de réflexion sur le banc ITHACA. La



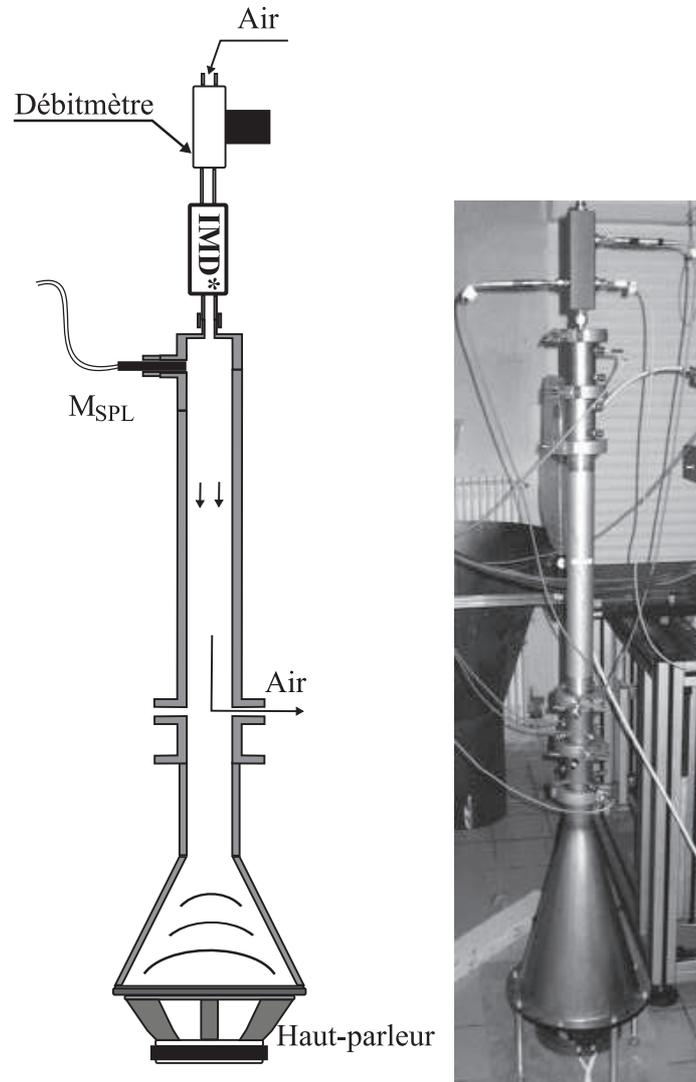
**FIGURE 1.19 :** La Densité Spectrale de Puissance de la pression mesurée par le microphone M1, montre la présence de deux fréquences autour de 180 Hz et 285 Hz au sein du banc CESAM, pour (a) le régime 2 et (b) le régime 3.

Fig. 1.22(a) montre le coefficient de réflexion  $R$  mesuré en fonction de la fréquence dans la gamme de 0 à 1000 Hz pour un tube ouvert équipé d'un IMD. Le module de  $R$  est quasiment égal à 1 à basse fréquence et sa valeur chute légèrement lorsque la fréquence augmente. Le résultat est conforme aux prévisions théoriques où  $Z$  est donnée par (Rienstra et Hirschberg, 2010) :

$$Z = \frac{1}{4} \left( \frac{\omega a}{c_0} \right)^2 - i \frac{8}{3\pi} \frac{\omega a}{c_0} \quad (1.4)$$

La phase est égale à  $-\pi$  sur toute la gamme de fréquences étudiées et indique que l'extrémité correspond à un nœud de pression. D'autres tests ont été réalisés pour d'autres impédances connues et donnent des résultats semblables. Le système est ainsi validé et peut être utilisé pour mesurer des impédances dans des configurations plus complexes.

La Fig. 1.22 (b) montre le coefficient de réflexion  $R$  mesuré en fonction de la fréquence, dans le cas d'un tube ouvert équipé avec l'IMD utilisé sur les lignes de combustible. Dans ce cas le module et la phase reproduisent les prévisions théoriques dans une gamme de fréquences réduite entre 0 et 500 Hz. Ceci est peut-être dû au changement brusque de section entre l'IMD des lignes de combustible de diamètre 4 mm, et le tube de 50 mm de diamètre équipant le banc ITHACA. Le système délivre cependant de bons résultats dans la gamme



**FIGURE 1.20 :** Le banc expérimental ITHACA utilisé pour effectuer des mesures acoustique en milieu non réactif.

de fréquences 0-500 Hz. Cette plage est suffisante pour caractériser la réponse acoustique des débitmètres des lignes de combustible, car il sera montré par la suite que les mesures acoustiques réalisées in situ sur le banc CESAM sont valables dans une gamme de fréquences 100-350 Hz.

Lorsque la signature acoustique des débitmètres des lignes de combustible est étudiée sur le banc ITHACA, le gaz combustible est remplacé par un débit masse équivalent d'air, pour des raisons évidentes de sécurité.

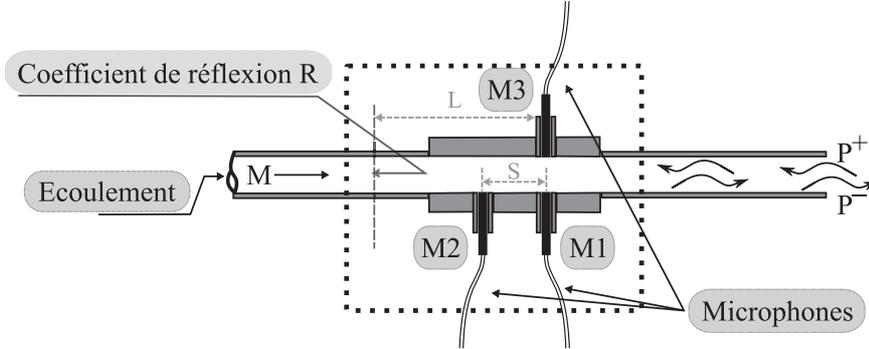


FIGURE 1.21 : Le module IMD utilisé pour effectuer des mesures d'impédance acoustique dans les lignes d'alimentation.

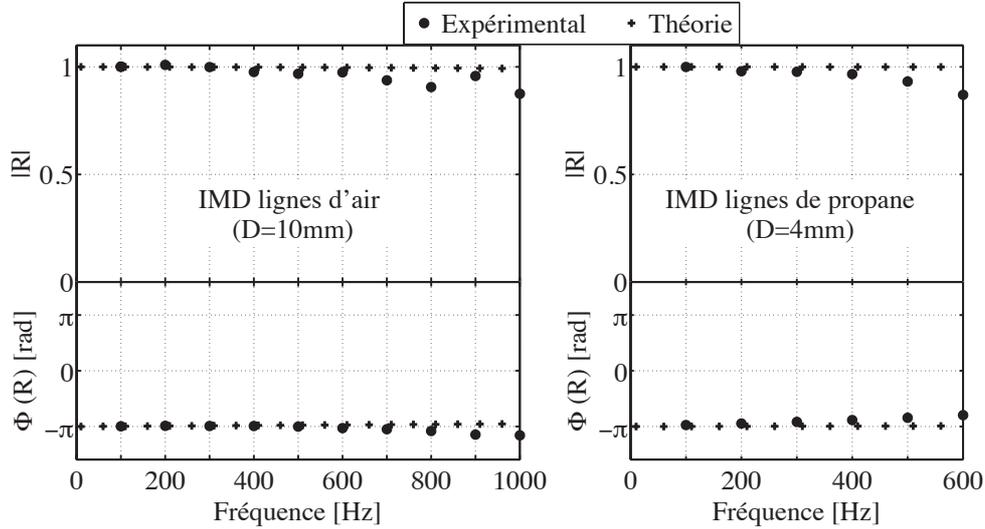


FIGURE 1.22 : Le coefficient de réflexion acoustique d'un tube à extrémité ouverte, mesuré en utilisant un module IMD conçu pour les lignes d'air,  $D=10$  mm (a) et les lignes de combustible,  $D=4$  mm (b), cas sans écoulement.

## 1.6 Mesure d'impédance acoustique par la méthode des trois microphones

L'impédance acoustique est définie comme le rapport de la pression acoustique locale et la vitesse acoustique normale à une section donnée :

$$Z(\omega) = \frac{p'}{\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}} \quad (1.5)$$

Elle s'exprime généralement à l'aide d'un nombre complexe composé d'une partie réelle appelée résistance et d'une partie imaginaire appelée réactance. D'un

point de vue physique, elle caractérise la résistance et l'inertie d'un milieu à sa mise en mouvement lorsqu'une onde acoustique le traverse. Chaque milieu a une impédance propre définie comme  $Z_0 = \rho_0 c_0$  aussi appelée impédance caractéristique. Le rapport sans dimension de l'impédance et de l'impédance caractéristique est communément utilisé :

$$\zeta(\omega) = \frac{Z(\omega)}{Z_0} \quad (1.6)$$

Le coefficient de réflexion acoustique est lui défini comme le rapport entre l'amplitude d'une onde de pression acoustique réfléchie sur l'amplitude de l'onde incidente  $R = p^-/p^+$  (Fig. 1.21). Il est lié à l'impédance par la formule :

$$R(\omega) = \frac{\zeta(\omega) - 1}{\zeta(\omega) + 1} \quad (1.7)$$

Pour effectuer des mesures d'impédance acoustique, la méthode des trois microphones mise au point par Chung et Blaser (1980) et correspondant à la norme ISO 10534-2 est utilisée. L'impédance  $\zeta(\omega)$  peut être déterminée à l'aide de deux microphones. A partir du schéma de la Fig. 1.21 l'impédance acoustique peut être obtenue en utilisant les signaux des deux microphones M1 et M2 :

$$\zeta(\omega) = i \frac{\sin(\omega(L-s)/c_0) - H_{12}(\omega) \sin(\omega L/c_0)}{\cos(\omega(L-s)/c_0) - H_{12}(\omega) \cos(\omega L/c_0)} \quad (1.8)$$

où  $H_{12} = S_{12}/S_{11}$  correspond à la fonction de transfert entre les signaux mesurés par les microphones M1 et M2. Dans cette expression  $S_{12}$  désigne la densité spectrale croisée des signaux de pression enregistrés par les microphones M1 et M2 examinée à la fréquence angulaire  $\omega$ ,  $S_{11}$  est la densité spectrale de puissance du signal enregistré par le microphone M1 à la même fréquence et  $c_0$  la célérité du son. L'espacement  $s$  entre les microphones M1 et M2 définit la fréquence maximale à laquelle l'impédance peut être mesurée. Elle est limitée par  $s \leq c_0/2 f_{max}$ , où  $f_{max}$  est la fréquence maximale possible. Pour une fréquence maximale de 1 kHz,  $s \leq 17$  cm, ce qui fixe le plus grand espacement possible entre les microphones M1 et M2. Lors de cette étude tous les IMD ainsi que les manchons équipant la partie aval de la chambre de combustion sont réalisés avec un espacement  $s = 8$  cm. Une contrainte supplémentaire en terme de positionnement des microphones est liée à la longueur d'onde minimale considérée. Elle fixe la position du premier noeud de pression dans le montage par rapport au plan où l'impédance est mesurée. Pour une fréquence maximale de 1 kHz cette distance est égale à 34 cm pour de l'air à température ambiante et fixe un maximum pour  $L$  qui représente la distance entre le microphone M1 et le plan de mesure. En outre, l'IMD doit être placé assez loin de la source acoustique (haut-parleur) de sorte que les ondes acoustiques soient pleinement développées et se propagent sous forme d'ondes planes.

La détermination de l'impédance à partir de l'équation Eq. 1.8 est très sensible aux erreurs sur les distances  $L$  et  $s$ , qui doivent être déterminées avec précision. Par exemple un écart de 10% sur la distance  $L$  engendre une variation de 1% sur le module  $|R|$  et 15% sur la phase  $\Phi(R)$  du coefficient de réflexion à la fréquence 300 Hz des lignes d'alimentation d'air du banc CESAM. Un écart de 10% sur  $s$  cause une variation de 8% sur  $|R|$  et 15% sur  $\Phi(R)$ . Il est également important d'avoir une estimation correcte de la vitesse du son  $c_0$ . La détermination précise de la fonction de transfert  $H_{12}$  nécessite une calibration appropriée du gain et de la phase des microphones et du système d'acquisition. L'étalonnage du gain des microphones est relativement aisé. Les distorsions de phase sont moins faciles à maîtriser. Pour améliorer la méthode, une technique de permutation des microphones M1 et M2 a été introduite par Chung et Blaser (1980). Elle permet de minimiser les distorsions de phase. La fonction de transfert  $H_{12}^o$  est d'abord calculée avec les microphones fixés à leur emplacement d'origine. La même mesure est répétée dans une seconde configuration où les microphones M1 et M2 sont permutés, tous les autres paramètres restant fixes. Une deuxième fonction de transfert  $H_{12}^s$  est calculée dans cette configuration. La fonction de transfert  $H_{12}$  utilisée dans l'équation Eq. 1.8 est calculée comme étant la moyenne géométrique de ces fonctions de transfert  $H_{12} = (H_{12}^s H_{12}^o)^{1/2}$ . Le rapport signal sur bruit peut encore être amélioré en utilisant un microphone supplémentaire M3 situé en face du microphone M1 dans la configuration originale. Les facteurs de cohérence  $C$  sont évalués entre les trois microphones M1, M2 et M3 en configuration originale ( $n = o$ ) et permutée ( $n = s$ ) :

$$C^n = C_{23}^n / (C_{12}^n C_{31}^n) \quad (1.9)$$

$$C_{xy} = \frac{|S_{xy}|^2}{(S_{xx} S_{yy})} \quad (1.10)$$

où  $S_{xy}$ ,  $S_{xx}$  et  $S_{yy}$  représentent respectivement la densité spectrale croisée de puissance entre les signaux  $x$  et  $y$  et la densité spectrale de puissance des signaux  $x$  et  $y$ . La fonction de transfert  $H_{12}$  dans l'équation Eq. 1.8 est dans ce cas remplacée par l'expression suivante :  $H_{12} = [C^o H_{12}^o C^s H_{12}^s]^{1/2}$ . Cette dernière expression est utilisée pour une détermination plus précise de l'impédance dans un environnement bruyant comme un brûleur turbulent fonctionnant à des régimes instables (Tran *et al.*, 2009a).

Le nombre de Mach peut également atteindre des valeurs non négligeables dans les lignes d'alimentation. La méthode des trois microphones peut être modifiée afin d'intégrer l'effet du nombre de Mach (Munjaj, 1987 ; Munjal et Doige, 1990 ; Pierce, 1991) en remplaçant l'Eq. 1.8 par :

$$\zeta(\omega) = \frac{(H_{12} - e^{-ik^-s}) + (e^{ik^+s} - H_{12}) e^{-i(k^++k^-)L}}{(H_{12} - e^{-ik^-s}) - (e^{ik^+s} - H_{12}) e^{-i(k^++k^-)L}} \quad (1.11)$$

Dans cette expression :

$k^+ = (\omega/c_0 + i\alpha_{ac})/(1 - M)$  et  $k^- = (\omega/c_0 + i\alpha_{ac})/(1 + M)$  sont les nombres d'onde dans les directions de propagation positive et négative, définies sur la Fig. 1.21. La quantité  $\alpha_{ac}$  représente le taux de dissipation acoustique,  $M$  le nombre de Mach de l'écoulement dans les lignes d'alimentation et  $\rho_0$  la masse volumique du gaz.

On trouve plusieurs formules pour le taux de dissipation (Munjaj, 1987) :

$$\alpha_{ac} = \alpha_0 + \frac{MF}{2\rho_0} \quad (1.12)$$

où

$$\alpha_0 = \frac{1}{ac_0} \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\rho_0}} \quad (1.13)$$

et

$$F = 0.0072 + \frac{0.612}{\text{Re}^{0.35}} \quad (1.14)$$

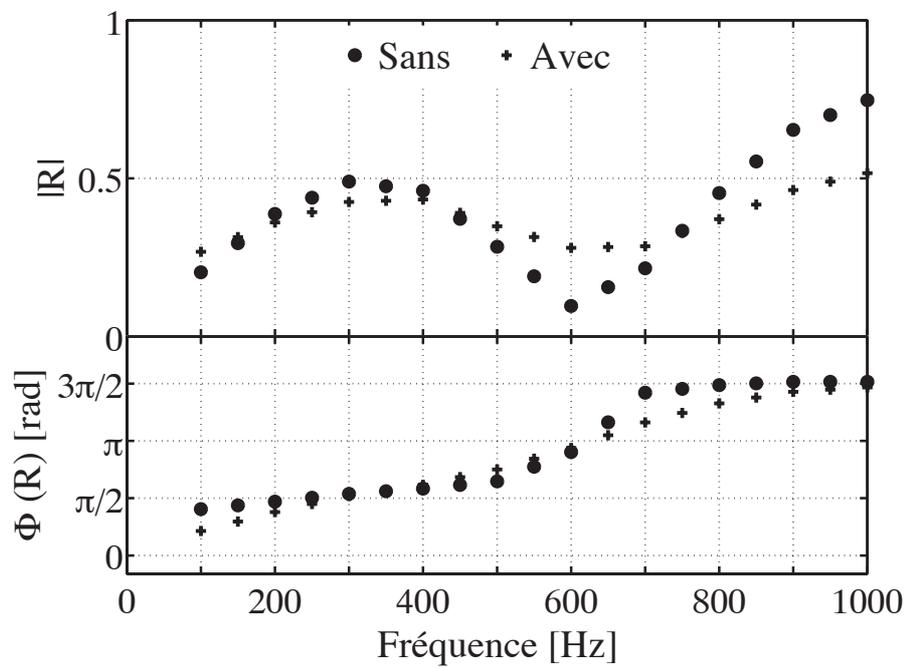
valable pour des nombres de Reynolds limités  $\text{Re} < 4 \cdot 10^5$ ,  $F$  est le facteur de frottement de Froude,  $\mu$  la viscosité dynamique et  $a$  le rayon de la conduite. On peut aussi utiliser une formule donnée par Pierce (1991) :

$$\alpha_{ac} = 2^{-\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{\omega\mu}{\rho_0 c_0^2}} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{\text{Pr}}} \right) \frac{Lp}{S_0} \quad (1.15)$$

où  $Lp$  est le périmètre de la ligne,  $S_0$  sa section de passage et  $\text{Pr}$  le nombre de Prandtl.

Dans le cas des campagnes de mesures menées sur le banc CESAM et ITHACA, les taux de dissipation acoustique calculés par les deux méthodes sont très proches et restent faibles. Le nombre de Mach de l'écoulement a au contraire une certaine influence sur les nombres d'onde positifs et négatifs. La Fig. 1.23 donne l'évolution du coefficient de réflexion en sortie du débitmètre d'air monté sur le banc ITHACA. Celui-ci est calculé avec et sans prise en compte de la présence de l'écoulement moyen. Il est clair que l'effet du nombre de Mach est non négligeable. Dans tout ce qui suit cet effet est pris en compte pour le calcul de l'impédance acoustique dans les lignes d'injection lorsque le nombre de Mach prend des valeurs supérieures à  $M \geq 0.1$ .

Ce chapitre a permis de présenter les montages expérimentaux, les diagnostics et les points de fonctionnement utilisés au cours de ce travail de thèse. On retiendra le choix de trois régimes de fonctionnement du banc de combustion et l'attention toute particulière portée à la précision des mesures acoustiques. Ces méthodes sont mises en œuvre dans les chapitres suivants où l'on examine l'acoustique du foyer CESAM et la dynamique de l'écoulement réactif.



**FIGURE 1.23 :** Estimation du coefficient de réflexion acoustique en sortie du débitmètre d'air mesuré sur ITHACA avec et sans prise en compte de l'effet du nombre de Mach  $M=0.22$  dans ce cas.

## Chapitre 2

# Étude acoustique du foyer CESAM

*Les fréquences et la structure des premiers modes acoustiques du foyer CESAM sont déterminées dans ce chapitre à partir d'un modèle analytique. Le tube de prémélange et la chambre de combustion sont modélisés par deux cavités de sections et températures différentes. Le modèle prend en compte l'impédance acoustique au fond du tube de prémélange tandis que la sortie de la chambre est considérée ouverte à la pression atmosphérique. Les prévisions obtenues avec ce modèle sont confrontées à des mesures de la réponse acoustique de brûleur. Dans un second temps, le modèle est utilisé pour examiner l'effet de la géométrie sur les modes acoustiques. On s'emploie en particulier à mettre en évidence le couplage entre les modes de la chambre de combustion et les modes associés au tube de prémélange. Pour cela, la longueur de la chambre de combustion varie de 0.88 m à 0.50 m et la condition limite acoustique au fond du prémélangeur est modifiée grâce à l'ICS. L'effet du module et de la phase du coefficient de réflexion acoustique au fond du tube de prémélange sur les fréquences des modes propres du banc et leur structure spatiale est ainsi mis en évidence.*

### 2.1 Observations expérimentales

Les modes acoustiques qui se développent à l'intérieur d'une chambre de combustion peuvent être modifiés par le régime de fonctionnement, mais ils sont principalement déterminés par la géométrie du foyer, les conditions aux limites du système et le champ de température moyen dans celui-ci (Laverdant *et al.*,

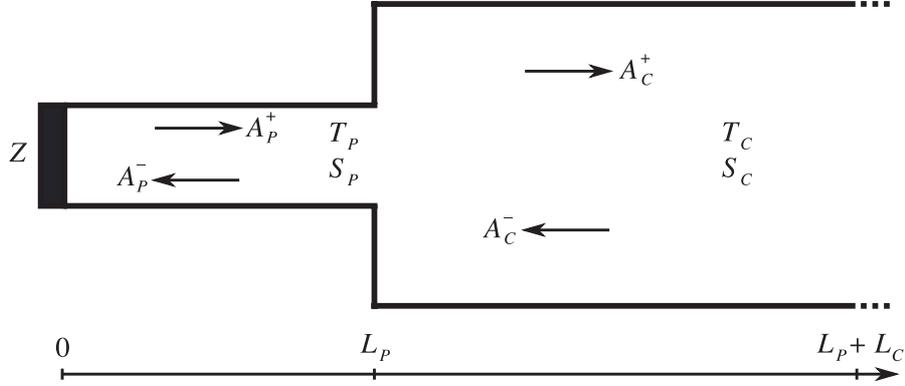


FIGURE 2.1 : Modèle acoustique 1-D du foyer CESAM, représentant le tube de prémélange et la chambre de combustion.

1985). L'étude présentée dans ce chapitre a pour objectif d'examiner l'influence de la longueur de la chambre de combustion sur les modes thermo-acoustiques. Le banc expérimental est composé d'un tube de prémélange et d'une chambre de combustion (Fig. 2.1). Les modes acoustiques résultent donc du couplage de ces deux unités, des conditions aux limites et de la distribution de température imposée par la flamme. Pour observer l'effet de la longueur de la chambre sur l'acoustique, la géométrie du tube de prémélange est fixée (longueur  $L_P = 0.235$  m pour un rayon  $r = 15$  mm) et deux configurations sont définies, correspondant à deux longueurs de chambre  $L_C$  différentes. La première mesure 0.50 m de long tandis qu'une extension permet d'atteindre une taille 0.88 m pour la seconde (Tab. 2.1). La section de la chambre est identique dans les deux cas ( $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>). La modification de la taille de la chambre ne permet d'atteindre les mêmes points de fonctionnement en terme de richesse et d'étagement. Si la richesse reste dans la même gamme,  $\phi = 0.75$  pour la chambre courte et  $\phi = 0.80$  pour la chambre longue, les étagements sont différents. En effet, la longueur de la chambre influence beaucoup l'aérodynamique de l'écoulement, ce qui conditionne la position de la flamme. Pour pouvoir stabiliser de façon identique la flamme dans les deux configurations, il est nécessaire d'utiliser un étagement égale à  $\alpha = 15\%$  pour la chambre courte et  $50\%$  pour la chambre longue. Cette différence de conditions de fonctionnement sera prise en compte dans l'étude analytique en ajustant la température moyenne dans la chambre de combustion.

L'étude analytique de l'acoustique du banc sert à mettre en évidence le rôle des modes propres indépendants du tube de prémélange et de la chambre de combustion. Les notations  $f_P^j$ ,  $f_C^j$  et  $f_{PC}^j$  désignent respectivement les  $j$ -èmes modes associés au tube de prémélange seul, à la chambre seule et à l'ensemble du banc.

TABLE 2.1 : Deux configurations d'essai du banc CESAM.

	$L_P$ [m]	$L_C$ [m]	$\phi$	$\alpha$ [%]
Chambre longue	0.235	0.88	0.80	50
Chambre courte	0.235	0.50	0.75	15

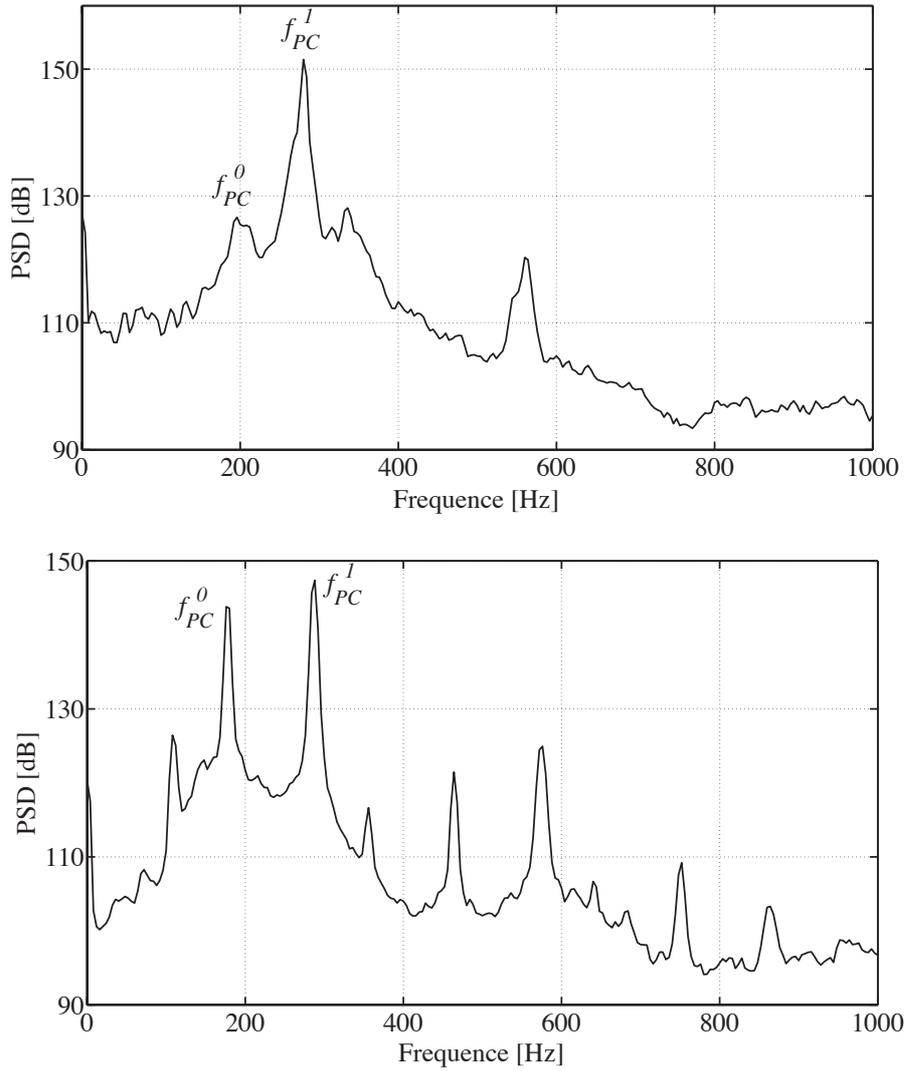
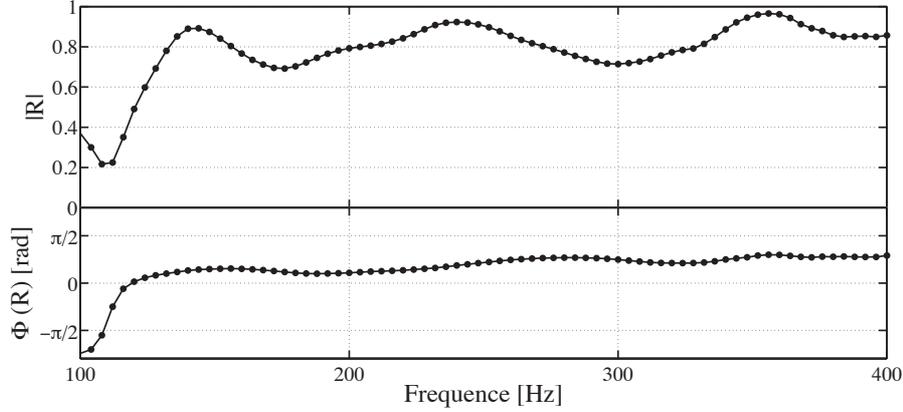


FIGURE 2.2 : Densité spectrale de puissance (PSD) de la pression acoustique au niveau du microphone M1 placé dans le tube de prémélange, lorsque le foyer est opéré avec une taille de chambre  $L_C = 0.50$  m (haut) et  $L_C = 0.88$  m (bas).



**FIGURE 2.3 :** Coefficient de réflexion acoustique au fond du tube de prémélange mesuré expérimentalement. Zoom sur la plage de 100 à 400 Hz.

La figure 2.2 montre la densité spectrale de puissance (PSD) de la pression acoustique mesurée par le microphone M1 placé dans le tube de prémélange pour les deux configurations étudiées. Pour  $L_C = 0.88$  m, deux pics bien distincts de forte intensité (plus de 140 dB) apparaissent à 180 Hz et 284 Hz. Ces pics correspondent au premier et second mode du banc  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$ , comme cela sera confirmé dans la suite. Lorsque la taille de la chambre est réduite à  $L_C = 0.50$  m, la fréquence  $f_{PC}^0$  n'est pas aussi marquée. Elle apparaît à 196 Hz, avec une intensité de 125 dB, tandis que le mode  $1_{PC}$  identifié à 280 Hz est bien marqué et atteint 150 dB.

La présentation du banc expérimental au chapitre 1 a montré la possibilité de contrôler l'impédance acoustique au fond du tube de prémélange grâce à l'ICS. Même si l'ICS n'est pas activé, son impédance n'est pas exactement celle d'un mur rigide. Expérimentalement, le coefficient de réflexion  $R$  peut être mesuré en cours d'essai et son évolution avec la fréquence est présentée à la figure 2.3. Le module de  $R$  est inférieur à 1 et la phase  $\Phi$  est supérieure à zéro. La connaissance de ce coefficient va nous permettre de calculer analytiquement les modes propres de l'installation avec plus de précision.

En changeant la longueur de la chambre, les modes instables dans l'installation sont modifiés. Lorsque la chambre est longue, deux modes apparaissent dont les fréquences sont distinctes sans être les contributions harmoniques l'une de l'autre. Le poids respectif de chacun de ces modes est modifié avec la longueur de la chambre. Généralement, les instabilités de combustion se développent à l'une des fréquences propres du système. Ici le bruit émis par l'installation est caractérisé par la coexistence de deux fréquences dont les contributions peuvent atteindre simultanément des niveaux très élevés.

La suite du chapitre présente des calculs analytiques permettant de mettre en

évidence les modes acoustiques observés expérimentalement. Les paramètres contrôlant le modèle analytique seront optimisés et validés grâce aux résultats expérimentaux puis le modèle sera utilisé pour étudier l'effet de la longueur de la chambre sur la structure modale dans le foyer.

## 2.2 Analyse acoustique du banc CESAM

Le modèle analytique utilisé pour calculer les modes acoustiques s'appuie sur une géométrie simplifiée du banc et ne tient compte ni de l'écoulement moyen ni de l'influence des lignes d'alimentation. On s'appuie ici sur les travaux de Tran (2009), que l'on généralise au cas d'une impédance complexe quelconque en entrée du tube de prémélange.

La figure 2.1 montre le schéma utilisé dans le cadre du modèle acoustique à deux cavités. Les indices  $P$  et  $C$  désignent respectivement le tube de prémélange et la chambre de combustion. Pour prendre en compte l'impédance de la sortie de la chambre, une correction de bout est ajoutée. Bien que la chambre soit de section carrée, cette correction est prise ici égale à  $\delta = 0.85 r$  où  $r$  est le rayon hydraulique du conduit (Munjaj, 1987).

Toutes les variables sont écrites sous forme d'une partie moyenne et d'une composante fluctuante  $x = x_0 + x'$ . Les perturbations sont considérées harmoniques  $x' = \hat{x} e^{-i\omega t}$ , où  $\omega = 2\pi f + i\omega_i$  représente la fréquence angulaire composée d'une partie réelle et d'une partie imaginaire. Lorsque le taux de croissance est négatif  $\omega_i < 0$ , les perturbations acoustiques s'atténuent et vice versa. La température dans le tube de prémélange est estimée à  $T_P = 300$  K et dans la chambre de combustion à  $T_C = 1200$  K. Le choix de cette valeur particulière est justifié dans la section 2.3. La célérité du son dans les deux cavités est notée respectivement  $c_P$  et  $c_C$ . Contrairement aux lignes d'alimentations, l'effet de l'écoulement moyen sur l'acoustique est ici négligeable car la vitesse de l'écoulement reste faible. D'après les mesures PIV, la vitesse en sortie du tube de prémélange reste inférieure à la valeur limite de 30 m/s, correspondant un nombre de Mach de  $M = 0.085$ . Dans ce cas, le facteur d'atténuation dû à l'écoulement moyen ne peut excéder  $1 - (1 - M^2)^{1/2} = 0.36\%$ .

On s'intéresse aux phénomènes thermoacoustiques dans la plage de fréquences  $[0 - 1000]$  Hz. On vérifie que pour cette gamme de fréquences, seules les ondes acoustiques planes se propagent au sein du système en calculant les fréquences de coupure du tube de prémélange et de la chambre de combustion. Le tube de prémélange est de forme cylindrique de rayon  $r_P$ , sa fréquence de coupure est alors donnée par :

$$f_{coup}^P = \frac{1.84 c_P}{2\pi r_P} \quad (2.1)$$

La chambre de combustion est rectangulaire, dans ce cas la fréquence de coupure est donnée par :

$$f_{coup}^C = \frac{c_C}{2h} \quad (2.2)$$

où  $h$  est le côté le plus long de la section de la chambre (ici ces deux longueurs sont identiques puisque la section est carrée).

Pour une température du prémélangeur  $T_P = 300$  K, on trouve une fréquence de coupure  $f_{coup}^P = 6774$  Hz. Une température dans la chambre  $T_C = 300$  K donne une fréquence de coupure  $f_{coup}^C = 1826$  Hz. Lorsque la température dans la chambre  $T_C$  croît la fréquence  $f_{coup}^C$  augmente. Par exemple à  $T_C = 1200$  K,  $f_{coup}^C = 3542$  Hz. Dans tous les cas, pour des fréquences comprises entre 0 et 1000 Hz, seules les ondes planes se propagent au sein du système.

Le champ acoustique dans les deux cavités est décomposé en ondes progressives et régressives (Fig. 2.1). En introduisant les notations  $Z_P = \rho_P c_P$ ,  $Z_C = \rho_C c_C$  pour les impédances caractéristiques dans le tube de prémélange et la chambre de combustion, et  $k = \omega/c$  pour le nombre d'onde, le champ acoustique est donné par le jeu d'équations :

$$\hat{p}_P(x) = A_P^+ e^{ik_P x} + A_P^- e^{-ik_P x} \quad (2.3)$$

$$Z_P \hat{u}_P(x) = A_P^+ e^{ik_P x} - A_P^- e^{-ik_P x} \quad (2.4)$$

$$\hat{p}_C(x) = A_C^+ e^{ik_C x} + A_C^- e^{-ik_C x} \quad (2.5)$$

$$Z_C \hat{u}_C(x) = A_C^+ e^{ik_C x} - A_C^- e^{-ik_C x} \quad (2.6)$$

Les conditions limites sont définies par le coefficient de réflexion acoustique au fond du tube de prémélange, ainsi que les conditions de saut entre le tube et la chambre données par la continuité des fluctuations de pression et du débit acoustique volumique (Munjal, 1987). La dernière condition à la sortie de la chambre de combustion est l'absence de fluctuations de pression :

$$R(0) = R = R_0 e^{i\Phi} = A_P^+ / A_P^- \quad (2.7)$$

$$\hat{p}_P(L_P) = \hat{p}_C(L_P) \quad (2.8)$$

$$S_P \hat{u}_P(L_P) = S_C \hat{u}_C(L_P) \quad (2.9)$$

$$\hat{p}_C(L_P + L_C + \delta) = 0 \quad (2.10)$$

La manipulation du système d'équations précédent permet d'obtenir la relation de dispersion associée aux modes acoustiques du système :

$$(1 + \Xi) \left[ R e^{i(k_P L_P + k_C L_C)} + e^{-i(k_P L_P + k_C L_C)} \right] + (1 - \Xi) \left[ R e^{i(k_P L_P - k_C L_C)} + e^{-i(k_P L_P - k_C L_C)} \right] = 0 \quad (2.11)$$

où le nombre sans dimension  $\Xi$  correspond à un paramètre de couplage entre le tube de prémélange et la chambre de combustion :

$$\Xi = \frac{S_P \rho_C c_C}{S_C \rho_P c_P} \simeq \frac{S_P}{S_C} \sqrt{\frac{T_P}{T_C}} \quad (2.12)$$

lorsque la perte de pression entre les deux éléments reste modérée comme c'est le cas sur ce brûleur.

La relation de dispersion permet de déterminer les fréquences propres du système. Suivant les valeurs de  $\Xi$  et  $R$ , la résolution de l'équation de dispersion se fait dans le plan réel avec des solutions sous la forme  $\omega = 2\pi f$ , où  $f$  est la fréquence des modes acoustiques, ou dans le plan complexe avec des solutions  $\omega = 2\pi f + i\omega_i$ , où  $\omega_i$  représente un taux d'atténuation ou de croissance selon la valeur de son signe.

Lorsque la condition limite au fond du tube de prémélange en  $x = 0$ , correspond à une paroi rigide, le coefficient de réflexion acoustique est un nombre réel et vaut  $R = 1$ . La relation de dispersion s'écrit alors Tran (2009) :

$$\cos(k_P L_P) \cos(k_C L_C) - \Xi \sin(k_P L_P) \sin(k_C L_C) = 0 \quad (2.13)$$

La température dans la chambre de combustion est très élevée comparée à celle du tube de prémélange. Compte tenu du rapport des sections  $S_P$  et  $S_C$ , le paramètre  $\Xi$  reste petit devant 1. Par exemple pour  $T_P = 300 \text{ K}$  et  $T_C = 1200 \text{ K}$  alors  $\Xi = 0.038$ . En négligeant l'influence de  $\Xi$  dans un premier temps, l'équation (2.13) devient :

$$\cos(k_P L_P) \cos(k_C L_C) = 0 \quad (2.14)$$

En annulant l'un ou l'autre des deux termes de l'équation Eq. (2.14), les solutions obtenues correspondent alors aux modes quart d'onde du tube de prémélange d'une part et de la chambre d'autre part :

$$\begin{aligned} f_P^n &= (2n_P + 1) c_P / 4 L_P \\ f_C^n &= (2n_C + 1) c_C / 4 L_C \end{aligned} \quad (2.15)$$

où les paramètres  $n_P$  et  $n_C$  sont des entiers. Lorsque l'influence du paramètre  $\Xi$  est négligée et le fond du tube de prémélange est parfaitement réfléchissant, le tube de prémélange et la chambre de combustion sont alors acoustiquement découplés. Ce cas limite sert dans la suite de référence pour étudier la structure des modes couplés qui apparaissent en fonctionnement.

### 2.3 Effet de la longueur de la chambre sur les modes propres du banc

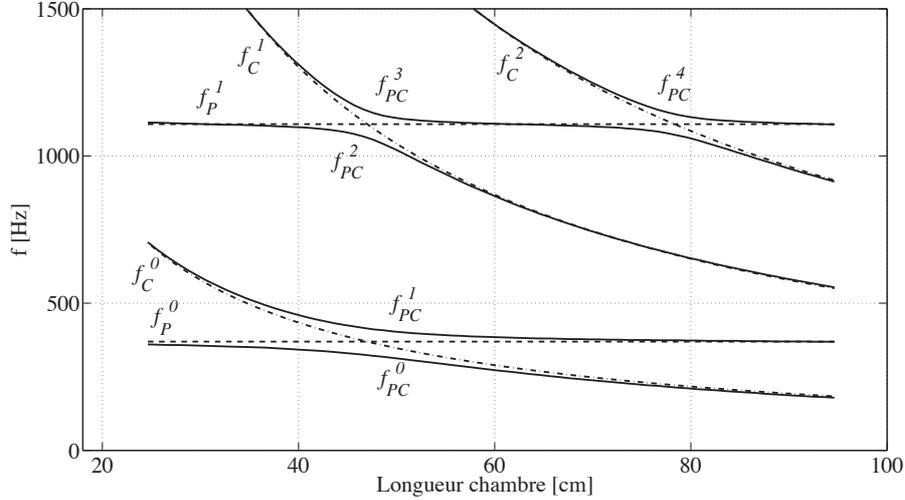
Les deux configurations du banc CESAM analysées (Tab. 2.1) se distinguent par des longueurs de chambre différentes. Pour les régimes étudiés, la température de flamme adiabatique est d'environ 1800 K. Les parois de la chambre sont refroidies sur les 30 derniers centimètres de la chambre et un thermocouple placé à la sortie mesure une température moyenne de 1000 K. Dans tout ce qui suit, la température à l'intérieur de la chambre est prise égale à 1200 K, ce qui correspond à une première estimation de la température moyenne dans le foyer.

La relation de dispersion Eq. (2.11) est résolue numériquement en tenant compte du paramètre  $\Xi = 0.038$  et en faisant varier la longueur de la chambre de combustion de 0.25 m à 0.95 m. Dans un premier temps, le calcul est réalisé pour une paroi parfaitement réfléchissante au fond du tube de prémélange ( $R = 1$ ).

La figure 2.4 présente les modes acoustiques du banc CESAM en fonction de la longueur de la chambre de combustion (traits pleins). Les modes quart d'onde, trois quarts d'onde, etc., du tube de prémélange et de la chambre de combustion sont également représentés sur la même figure en pointillés.

Pour des longueurs de chambre inférieures à 0.4 m, les modes propres du banc sont fortement découplés. Le mode  $0_{PC}$  tend vers le mode quart d'onde du tube de prémélange  $0_P$  et le second mode de l'installation  $1_{PC}$  correspond au mode quart d'onde de la chambre  $0_C$ .

Lorsque la longueur de la chambre est comprise entre 0.4 m et 0.55 m, les modes propres du banc sont fortement couplés et une inversion de modes se produit. Le premier mode de l'installation  $0_{PC}$  qui tendait vers le mode du prémélangeur



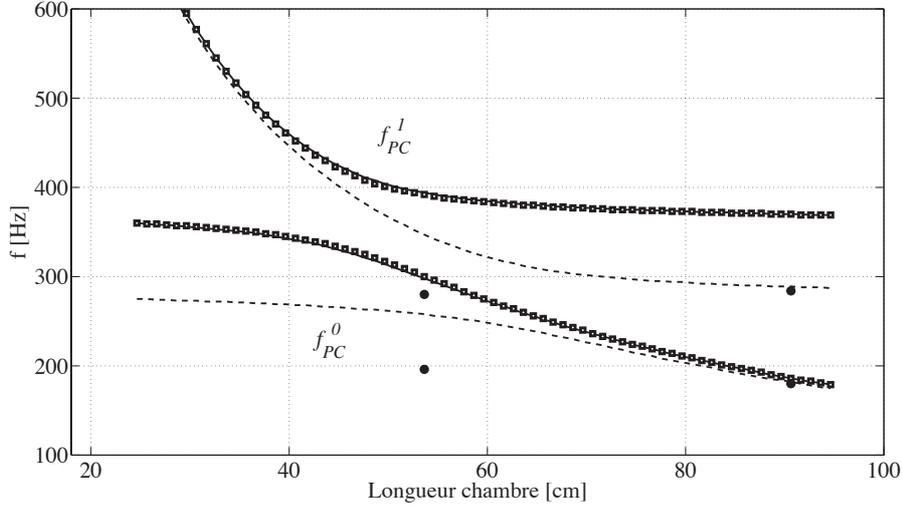
**FIGURE 2.4 :** Fréquences propres des premiers modes du banc CESAM en fonction de la longueur de la chambre de combustion. La figure indique les fréquences des premiers modes associés au tube de prémélange (-), à la chambre (-.-) et les modes couplés de l'ensemble du banc (ligne continue), pour  $R = 1$ .

$0_P$ , devient un mode de type quart d'onde associé à la chambre  $0_C$ . De la même façon  $1_{PC}$  passe d'un mode de type quart d'onde chambre  $0_C$  vers un mode de type quart d'onde tube de prémélange  $0_P$ .

Enfin pour des longueurs de chambre supérieures à 0.55 m, les modes du système sont à nouveau très découplés. Les modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  sont alors respectivement associés au quart d'onde chambre  $0_C$  et quart d'onde du tube de prémélange  $0_P$ . Les mêmes observations sur l'allure et l'inversion des modes sont valables pour les modes de l'installation de fréquence plus élevée  $f_{PC}^2$ ,  $f_{PC}^3$ , etc.

Les deux configurations expérimentales utilisées lors de cette étude correspondent à des longueurs de chambre de 0.88 m et 0.50 m. Ces deux cas illustrent des situations où les modes acoustiques du banc sont fortement découplés puis fortement couplés.

Pour comparer les valeurs de fréquences obtenues analytiquement et expérimentalement, il est nécessaire d'introduire la valeur mesurée du coefficient de réflexion en fond du tube de prémélange. La majeure partie de l'énergie acoustique est concentrée au niveau des pics de résonance. Le module et la phase du coefficient de réflexion au fond du tube de prémélange examinés aux fréquences de ces pics servent de condition limite pour la résolution de l'équation de dispersion (2.11). Le coefficient de réflexion mesuré sur les deux configurations est similaire, la valeur  $R = 0.8 e^{i0.75}$  est retenue comme condition limite réaliste dans la gamme de fréquences entre 100 et 400 Hz (Fig. 2.3).



**FIGURE 2.5 :** Effet de la phase et du module du coefficient de réflexion au fond du tube de prémélange sur les fréquences des modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  issues de la modélisation avec  $R = 1$  (ligne continue),  $R = 0.8$  (symboles carrés),  $R = 0.8e^{i0.75}$  (ligne discontinue) et les mesures expérimentales (symboles ronds).

Pour analyser l'effet du module et de la phase du coefficient de réflexion séparément, l'équation de dispersion est résolue successivement avec  $R = 1$ ,  $R = 0.8$  et  $R = 0.8e^{i0.75}$ . La figure 2.5 présente les fréquences  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  des modes propres du banc obtenus analytiquement en fonction de la longueur chambre. Les fréquences observées expérimentalement sont représentées sur la même figure.

**TABLE 2.2 :** Comparaison des fréquences propres obtenues analytiquement et expérimentalement pour les deux configurations de chambre.

	$f_{PC}^0$ [Hz]			$f_{PC}^1$ [Hz]		
	expérience	modèle	$\Delta f^1$	expérience	modèle	$\Delta f^1$
Chambre longue	180	183	1.6%	284	290	2.1%
Chambre courte	196	258	32%	280	349	27%

La première conclusion concerne le module de  $R$ . L'impact de ce dernier sur les fréquences des modes est négligeable, les courbes  $R = 1$  et  $R = 0.8$  se superposent pratiquement. En revanche, l'effet de la phase est significatif sur la fréquence des modes qui tendent vers le mode quart d'onde du tube de prémélange, c'est à dire le mode  $0_{PC}$  pour des longueurs de chambre inférieures à 0.4 m

et  $f_{PC}^1$  pour des longueurs de chambre supérieures à 0.55 m. Dans la version chambre longue, les fréquences  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  issues du modèle (respectivement 183 Hz et 290 Hz) sont en très bon accord avec les mesures  $f_{PC(exp)}^0 = 180$  Hz et  $f_{PC(exp)}^1 = 284$  Hz, lorsqu'on tient compte du coefficient de réflexion mesuré au fond du tube de prémélange  $R = 0.8 e^{i0.75}$ . Pour une taille de chambre réduite  $L_C = 0.50$  m, les fréquences des modes couplés  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  issues du modèle (respectivement 258 Hz et 349 Hz) sont surestimées par rapport aux résultats expérimentaux  $f_{PC(exp)}^0 = 196$  Hz et  $f_{PC(exp)}^1 = 280$  Hz. Cet écart d'environ 60 Hz est peut-être dû au fait que cette configuration de longueur chambre se situe dans une zone à fort couplage où l'inversion de modes se produit. Le modèle analytique développé dans cette analyse n'est pas en mesure de traduire suffisamment finement le couplage entre les deux modes.

On voit ici toute l'importance de correctement définir les conditions aux limites du système étudié, notamment pour la phase du coefficient de réflexion. Les codes de calcul ne permettent pas toujours de définir proprement des impédances complexes aux frontières du domaine (Nottin, 2002). Dans ce cas, les effets de déphasage peuvent être artificiellement pris en compte en rallongeant la longueur du tube de prémélange d'une longueur de correction. La figure 2.6 montre que les fréquences obtenues avec un coefficient de réflexion égal à  $R = 0.8 e^{i0.75}$  peuvent être obtenues avec un coefficient de réflexion égal à 1 à condition de rallonger le tube de prémélange d'environ 0.075 m pour reproduire cet écart de phase.

## 2.4 Structures des modes acoustiques

Le jeu d'équations utilisé pour le modèle analytique permet, outre le calcul des fréquences propres, de déterminer la structure spatiale des modes acoustiques. En fixant l'amplitude de l'onde incidente dans le tube de prémélange  $A_P^- = 1$ , les pressions acoustiques au sein du tube de prémélange et de la chambre de combustion sont données par :

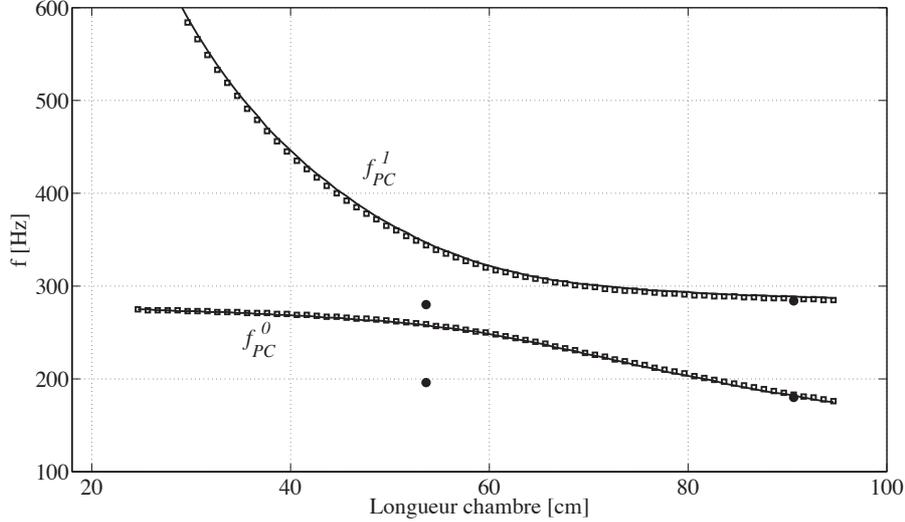
$$\hat{p}_P(x) = R e^{ik_P x} + e^{-ik_P x} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \hat{p}_C(x) &= \frac{1}{2}(1 + \Xi) \left[ R e^{i(k_P L_P + k_C(x - L_P))} + e^{-i(k_P L_P + k_C(x - L_P))} \right] \\ &+ \frac{1}{2}(1 - \Xi) \left[ R e^{i(k_P L_P - k_C(x - L_P))} + e^{-i(k_P L_P - k_C(x - L_P))} \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

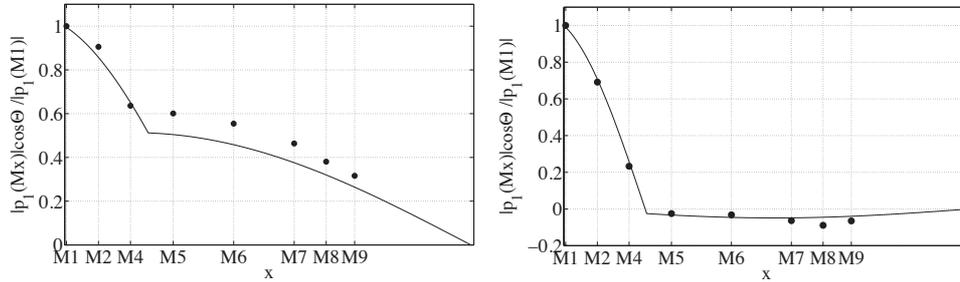
Expérimentalement, des microphones dans leur guides d'onde (8 pour la chambre longue, 6 pour la chambre courte) sont disposés le long du tube de prémélange

---

1. différence relative



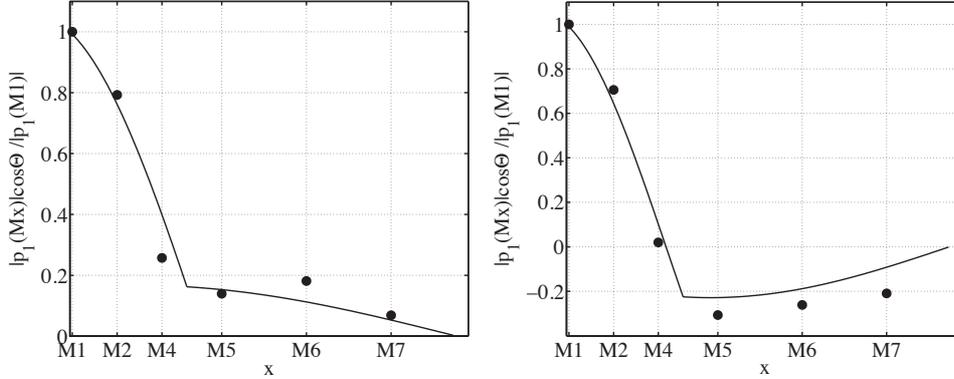
**FIGURE 2.6 :** Effet de la phase du coefficient de réflexion sur les fréquences des modes couplés  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ , comparé avec l'effet d'un rallongement du tube de prémélange, avec  $R = 0.8 e^{i0.75}$  (ligne discontinue),  $R = 1$  et  $L_P = L_P + 0.075$  (ligne continue) et et les mesures expérimentales (symboles ronds).



**FIGURE 2.7 :** Structures des modes  $0_{PC}$  (gauche) et  $1_{PC}$  (droite) obtenus analytiquement (lignes continue) et expérimentalement (symboles) pour la chambre longue,  $L_C = 0.88$  m.

et de la chambre. Ainsi les structures spatiales des modes prévus par le modèle analytique sont comparées aux structures des modes observés expérimentalement en utilisant les microphones M1 à M9.

La figure 2.7 montre la structure des deux premiers modes théoriques et expérimentaux du banc pour la chambre longue. Les deux résultats sont en très bon accord et la structure de ce mode est bien reproduite par le modèle. Le mode  $f_{PC}^0$  est de type quart d'onde de la chambre. L'amplitude des oscillations dans la chambre est relativement importante. Le mode  $1_{PC}$  est également de type quart d'onde mais cette fois dans le tube de prémélange. Les fluctuations de pression dans la chambre de combustion associées à ce mode sont alors plus



**FIGURE 2.8 :** Structures des deux premiers modes couplés  $0_{PC}$  (gauche) et  $1_{PC}$  (droite) obtenus analytiquement (ligne continue) et expérimentalement (symboles) pour la chambre courte,  $L_C = 0.50$  m.

faibles.

Les structures des deux premiers modes pour la configuration avec chambre courte sont présentées sur la figure 2.8. A nouveau le modèle reproduit fidèlement la structure de ces modes. Le premier tend vers un mode de type quart d'onde associé au tube de prémélange. La structure du mode  $1_{PC}$  tend vers le mode quart d'onde associé à la chambre. Les fluctuations de pression dans la chambre ne sont pas négligeables dans ce cas. Nous avons vu dans la section précédente que le modèle analytique ne permettait pas de calculer précisément les fréquences des modes lorsque la chambre de combustion est courte. Bien que les fréquences de ces modes soient surestimées par le modèle, les structures correspondantes reproduisent bien les données expérimentales.

## 2.5 Acoustique du banc équipé du système de contrôle d'impédance ICS

L'ICS permet de contrôler le coefficient de réflexion du foyer dans une gamme de fréquences choisie en ajustant la longueur de la cavité en amont du tube de prémélange (Tran *et al.*, 2009a). La longueur de l'ICS est ajustée à une valeur optimale  $L = L_{opt}$  afin de contrôler l'instabilité thermo-acoustique aux fréquences des modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  (Tran *et al.*, 2009b). Une petite quantité d'air, environ 2.5% du débit total, est injectée à travers l'ICS au fond du tube de prémélange. Une vitesse optimale dans les trous de la plaque perforée de l'ICS est fixée avec le débit d'air injecté (Tran *et al.*, 2007). La longueur optimale de la cavité dépend de la fréquence des pics qu'on veut atténuer.

Pour la configuration en chambre longue, la longueur optimale de la cavité est

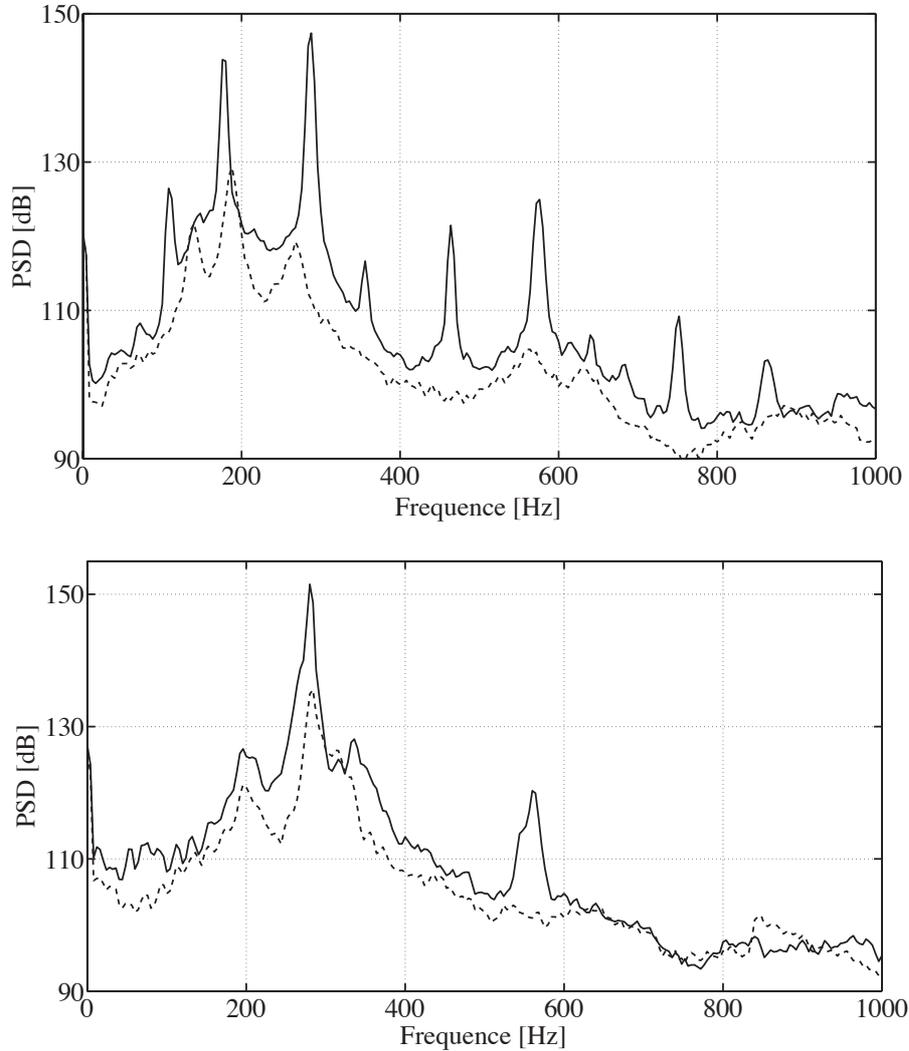
$L_{opt} = 0.4$  m. La figure 2.9 (haut) montre la PSD de la pression enregistrée par le microphone M1, avec et sans utilisation de l'ICS. L'intensité du pic à la fréquence  $f_{PC}^0$  est réduite d'environ 14 dB alors qu'à la fréquence  $f_{PC}^1$  l'écart est d'environ 28 dB. Un léger décalage des fréquences des pics est observé. L'effet de l'ICS est nettement plus important sur le mode  $1_{PC}$  associé dans ce cas au tube de prémélange, dans une configuration où les modes du banc sont bien découplés.

Pour la configuration avec la chambre courte, la longueur optimale est maintenant  $L_{opt} = 0.28$  m. Le débit dans les trous est gardé identique. L'effet de l'ICS est visible sur la figure 2.9 en haut. Le pic du mode  $0_{PC}$  est très peu atténuée (-5 dB), alors que celui du mode  $1_{PC}$  est réduit d'environ 16 dB. L'ICS est plus efficace sur la configuration précédente avec une chambre longue où les modes sont bien découplés.

On se propose ici d'examiner si le modèle analytique permet de tenir compte de l'effet de l'ICS sur la précision des modes acoustiques du banc. Le module du coefficient de réflexion au fond du tube de prémélange est considérablement réduit en utilisant l'ICS (Tran *et al.*, 2009b) et la phase varie légèrement. On a mesuré dans ces conditions pour des fréquences dans la gammes 100 à 400 Hz  $R = 0.2 e^{-i1.15}$  autour des pics résonnants. Cette nouvelle condition limite est injectée dans l'équation Eq. (2.11) afin de recalculer les modes du banc en présence de l'ICS.

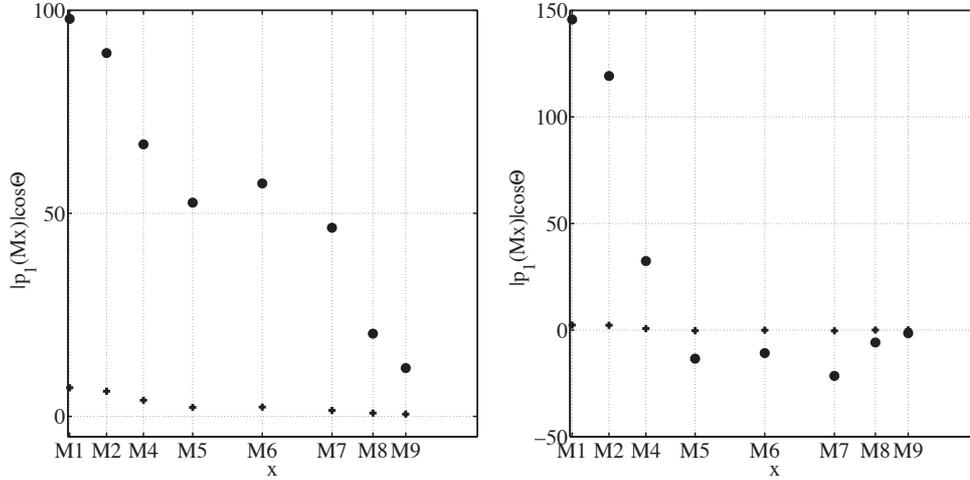
La figure 2.10 présente les structures des modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  avec et sans l'ICS pour la chambre de taille  $L_C = 0.88$  m. Le coefficient de réflexion du tube de prémélange vaut dans ces conditions  $R = 0.8 e^{i0.75}$  (sans ICS) et  $R = 0.2 e^{-i1.15}$  (avec ICS). Les structures des modes restent semblables, l'ICS ne modifie pas la répartition de pression dans le banc. En revanche, les niveaux sont très fortement atténués par l'ICS. Analytiquement, les fréquences obtenues sont de 177 Hz et 330 Hz, alors que les résultats expérimentaux sont respectivement 196 Hz et 268 Hz. Pour le mode  $0_{PC}$ , la fréquence théorique n'est pas très loin de celle observée. Dans le cas du deuxième mode  $1_{PC}$ , le modèle théorique surestime la fréquence. La figure 2.11 représente les structures des modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  lorsque l'ICS est utilisé pour atténuer le coefficient de réflexion du tube de prémélange  $R = 0.2 e^{-i1.3}$  sur la chambre rallongée ( $L_C = 0.88$  m). Les prévisions et les résultats expérimentaux sont en bon accord.

Les conclusions précédentes sont toujours valables dans le cas de la configuration avec une chambre courte. La figure 2.12 montre les structures des modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  avec les deux conditions limites  $R = 0.8 e^{i0.75}$  et  $R = 0.2 e^{-i1.3}$ . Les fréquences des modes couplés sont données par le modèle théorique à 275 Hz et 362 Hz, alors que les fréquences observées expérimentalement sont respectivement 196 Hz et 280 Hz. Le modèle surestime les fréquences des deux modes. Néanmoins l'écart entre les fréquences théoriques lorsque  $R = 0.8 e^{i0.75}$  et

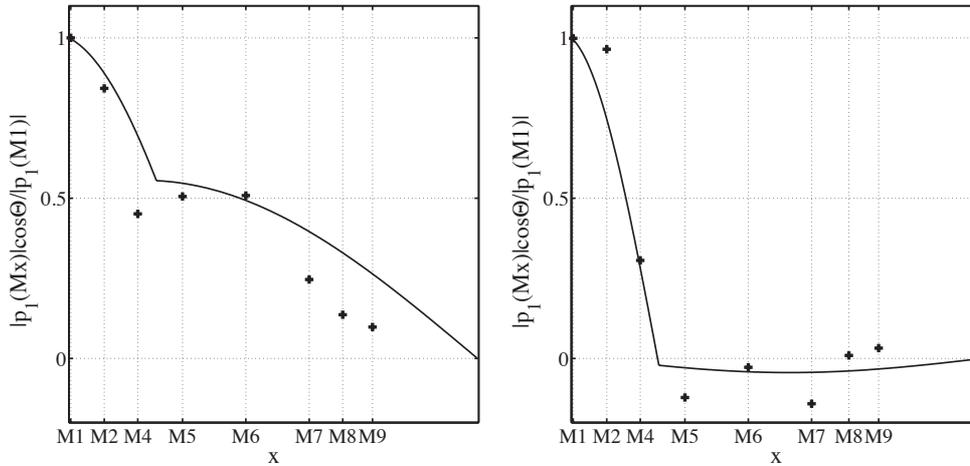


**FIGURE 2.9 :** Densité spectrale de puissance (PSD) de la pression acoustique au niveau du microphone M1 placé dans le tube de prémélange, pour les deux tailles de chambre  $L_C = 0.50$  m (bas) et  $L_C = 0.88$  m (haut). L'effet de l'ICS est aussi indiqué : trait plein (sans), pointillés (avec).

$R = 0.2 e^{-i1.3}$  reste assez faible (environ 15 Hz). L'erreur n'est donc pas nécessairement due à l'implémentation de la nouvelle condition au limite mais plutôt au fait que la longueur de la chambre situe le banc dans la zone d'influence des deux modes. La figure 2.13 représente les structures des modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  lorsque l'ICS est utilisé avec la taille optimale  $L = L_{opt}$  sur la chambre de combustion la plus courte. Les résultats théoriques et expérimentaux sont en moins bon accord que pour la précédente configuration avec une chambre

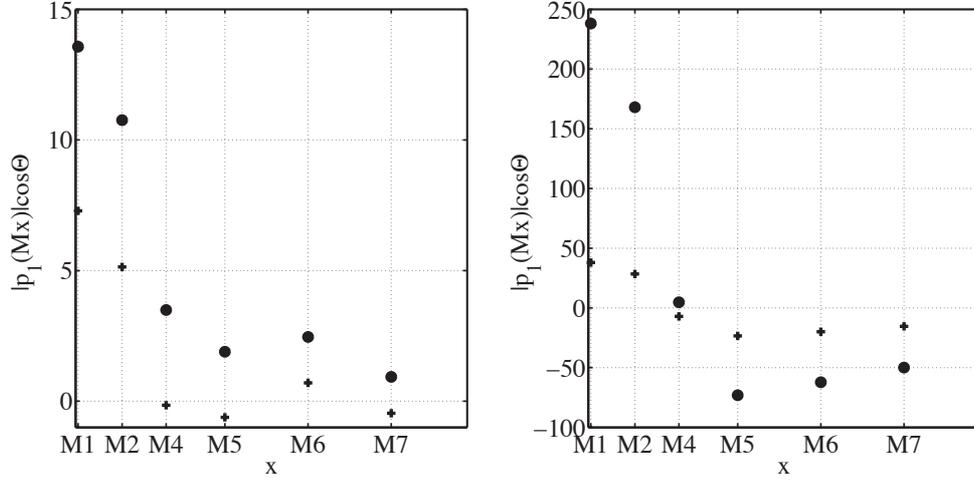


**FIGURE 2.10 :** Structures des modes couplés obtenus expérimentalement avec et sans contrôle par l'ICS du coefficient de réflexion  $R$  au fond du tube de prémélange. Cas de la chambre de combustion rallongée  $L_C = 0.88$  m. Sans contrôle  $R = 0.8 e^{i 0.75}$  (symboles ronds). Avec contrôle  $R = 0.2 e^{-i 1.3}$  (symboles croix).

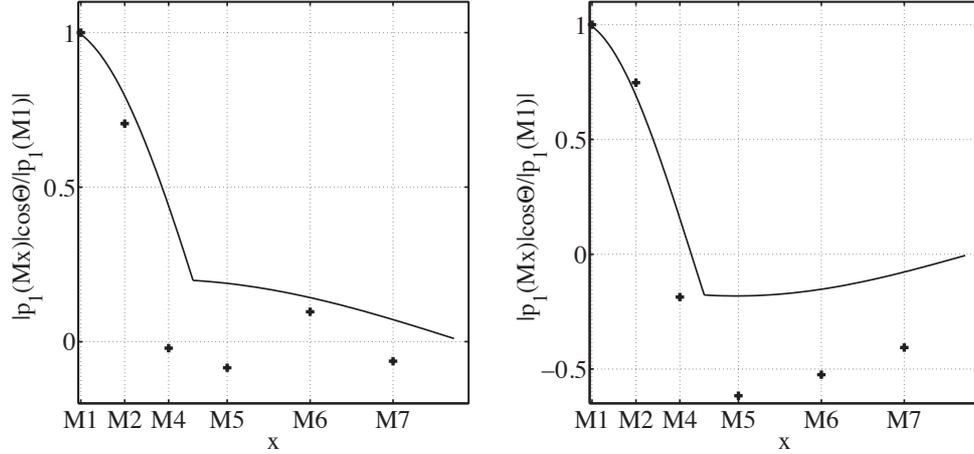


**FIGURE 2.11 :** Structures des modes couplés issues du modèle théorique (ligne continue) et mesurées expérimentalement (symboles), avec contrôle par l'ICS,  $R = 0.2 e^{-i 1.3}$  pour la chambre rallongée  $L_C = 0.88$  m.

rallongée, mais globalement la forme des modes est également reproduite par le modèle.



**FIGURE 2.12 :** Structures des modes couplés obtenus expérimentalement avec et sans contrôle par l'ICS du coefficient de réflexion  $R$  au fond du tube de prémélange. Cas de la chambre de combustion courte  $L_C = 0.50$  m. Sans contrôle  $R = 0.8 e^{i0.75}$  (symboles ronds). Avec contrôle  $R = 0.2 e^{-i1.3}$  (symboles croix).



**FIGURE 2.13 :** Structures des modes couplés issues du modèle théorique (ligne continue) et mesurées expérimentalement (symboles), avec contrôle par l'ICS,  $R = 0.2 e^{-i1.3}$  pour la chambre courte  $L_C = 0.50$  m.

## 2.6 Inversion des modes et stratégies de contrôle

Pour la chambre longue, les modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  sont découplés et tendent respectivement vers les fréquences  $f_C^0$  et  $f_P^1$  associées respectivement à la chambre et au prémélangeur. Pour le foyer équipé de la chambre courte, les modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  sont fortement couplés et tendent respectivement vers les fréquences

associées au prémélangeur et à la chambre  $f_P^0$  et  $f_C^1$ . Les figures 2.7 et 2.8 montrent une similitude entre les structures des modes  $0_{PC}$  de la configuration avec une chambre longue et  $1_{PC}$  de la configuration avec une chambre courte, qui tendent vers un mode de type quart d'onde associé uniquement à la chambre de combustion. Les fluctuations de la pression acoustique dans la chambre de combustion sont présentes mais inversées d'un cas à l'autre. Elles sont plus importantes dans le cas du mode  $0_{PC}$  associé à la chambre longue, où les modes sont fortement découplés.

Les figures 2.7 et 2.8 montrent également une correspondance entre les structures des modes  $1_{PC}$  du foyer équipé d'une chambre longue et  $0_{PC}$  du foyer équipé d'une chambre courte, qui sont des modes de type quart d'onde associés au tube de prémélange. Dans les deux cas les fluctuations de la pression acoustique dans la chambre de combustion sont très faibles.

L'intensité du couplage des modes propres de l'ensemble du banc dépend des paramètres suivants : la longueur du tube de prémélange et de la chambre de combustion, le rapport des sections et des températures dans les deux cavités par le biais du paramètre  $\Xi$ . Lors de cette étude ces paramètres ont été maintenus constants sauf la longueur de la chambre. Ce dernier paramètre pilote le couplage des modes du banc. Dans l'optique d'une conception d'un système de contrôle, la notion de couplage entre la cavité en amont de la flamme et la chambre de combustion est donc un paramètre important à considérer.

Ainsi, l'étude présentée ici semble indiquer que le contrôle d'instabilités de combustion dans le cas de cavités couplées est rendu difficile par la "communication" qui existe entre cavités, celle-ci étant sans doute facilitée par la présence de la flamme. Le découplage des cavités, par l'augmentation de la taille de l'une d'entre elles par exemple semble être un moyen de rendre ce contrôle plus efficace, comme le montre la figure 2.9.

## 2.7 Conclusion

Une analyse acoustique du banc CESAM a permis de relier les résultats expérimentaux aux prévisions d'un modèle analytique de façon satisfaisante. Cette étude a mis en évidence l'impact de la condition aux limites acoustique au fond du tube de prémélange sur la prévision des fréquences des modes acoustiques en utilisant un modèle à deux cavités couplées. La condition limite mesurée expérimentalement a été utilisée dans l'analyse acoustique. L'effet du module de  $R$  sur les fréquences des modes est négligeable, tandis que l'impact de la phase est considérable lorsque le mode en question tend vers un mode de type quart d'onde associé au tube de prémélange. L'effet de la phase du coefficient de réflexion acoustique au fond du tube de prémélange est équivalent à un

rallongement du tube en maintenant une phase nulle.

Suivant la longueur de la chambre, du tube de prémélange et les conditions thermodynamiques, les modes propres de l'ensemble du banc peuvent être couplés ou découplés. Dans ces expériences, un couplage fort est observé pour une chambre courte alors qu'un découplage marqué se manifeste pour une chambre plus longue.

Dans le cas où le foyer est équipé d'une chambre longue, lorsque le coefficient de réflexion mesuré expérimentalement au fond du tube de prémélange est utilisé comme entrée dans le modèle théorique, la fréquence du second mode couplé du banc  $f_{PC}^1$  passe de 370 Hz à 290 Hz. Elle correspond ainsi à la fréquence observée expérimentalement. Dans ce cas, ce mode tend vers un mode de type quart d'onde associé au tube de prémélange. Dans cette situation, la fréquence du premier mode couplé du banc  $f_{PC}^0$  n'est pas très sensible à la condition limite au fond du tube de prémélange. Ce mode tend vers un mode quart d'onde associé à la chambre de combustion.

Sur la configuration où le foyer est équipé d'une chambre courte, les fréquences des deux premiers modes couplés prévus par le modèle varient d'environ 40 Hz, lorsque le coefficient de réflexion mesuré expérimentalement est utilisé. Dans cette situation, le modèle théorique ne semble pas permettre de retrouver les fréquences expérimentales. Les structures des modes sont globalement reproduites par le modèle théorique, avec et sans utilisation du système de contrôle ICS dans les deux situations.

Au global, le système de contrôle agit efficacement sur les modes associés au prémélangeur. Lorsque le foyer est équipé d'une chambre rallongée, les modes sont très découplés et l'ICS permet d'atténuer d'environ 28 dB le mode  $1_{PC}$  alors que le mode  $0_{PC}$  est atténué de 15 dB. Dans le cas de la configuration avec une chambre courte, les modes du banc sont fortement couplés. L'ICS atténue de 15 dB le mode  $1_{PC}$ , mais le niveau sonore de ce dernier reste au dessus de 130 dB. La nature des modes du système, qui peuvent être fortement couplés ou fortement découplés, est à prendre en compte lors de la conception d'un système de contrôle. Il est alors possible d'optimiser un ou plusieurs systèmes de contrôle pour pouvoir atténuer des modes liés une partie déterminée du foyer.

Dans le chapitre suivant une étude poussée de la dynamique de l'écoulement réactif est menée.



## Chapitre 3

# Caractérisation de la dynamique de l'écoulement réactif

*Dans ce chapitre la dynamique de l'écoulement est caractérisée sur le banc CESAM. Cette étude expérimentale est réalisée en utilisant plusieurs diagnostics simultanément. Des mesures acoustiques et de chimi-luminescence sont couplées à la PIV haute cadence à 15 kHz. Le régime de fonctionnement étudié correspond à  $\phi = 0.80$ ,  $\alpha = 50\%$ . L'analyse spectrale des champs de vitesse axiale et radiale fait ressortir les mêmes fréquences que l'instabilité thermoacoustique. Un post-traitement faisant intervenir le critère  $\lambda_2$  et sa transformée en ondelettes montre que des structures cohérentes sont convectées le long du cône de pénétration des gaz frais. Ces tourbillons apparaissent à la fréquence du mode  $f_{PC}^1$ . Un traitement en moyenne de phase est effectué aux fréquences des modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ . Les résultats mettent en évidence un effet distinct et propre à chaque mode sur la dynamique de l'écoulement réactif.*

### 3.1 Introduction

Le chapitre 2 a permis de mettre en évidence les caractéristiques acoustiques du banc de combustion ainsi que l'effet de la longueur de la chambre sur les modes résonants du foyer. L'étude analytique a montré que ces modes correspondaient à une combinaison des modes quart d'onde associés au tube de prémélange et à la chambre de combustion. Dans le cas de la chambre courte, l'instabilité est caractérisée par une seule fréquence de résonance. Lorsque le foyer est équipé de la chambre longue ( $L_C = 0.88$  m), on observe la co-existence de deux modes résonants à deux fréquences distinctes. La dynamique de l'écoulement soumis à cette excitation acoustique bi-modale est étudiée dans ce chapitre. On cherche en particulier à caractériser l'effet de l'acoustique sur l'aérodynamique pour

chacune des fréquences observées.

La structure du champ acoustique est bien connue grâce aux mesures par microphones réalisées en de nombreux points de l'installation. Pour caractériser la dynamique de l'écoulement, des mesures de vitesse sont réalisées au sein du foyer.

Les avancées technologiques considérables réalisées dernièrement dans le développement des lasers à haute cadence, de moyens d'acquisition et de stockage permettent d'envisager la PIV avec une résolution temporelle suffisante pour suivre les grandes structures turbulentes au sein d'un écoulement. Cette résolution temporelle élevée a déjà permis d'observer en détail des phénomènes à haute fréquence (Barbosa *et al.*, 2009). En particulier, elle permet de déployer un ensemble d'outils de post-traitement permettant d'accéder à des informations spectrales.

Pour mieux comprendre le couplage entre l'acoustique et l'aérodynamique, les champs de vitesse déterminés par PIV seront exploités pour :

- situer les zones de vitesses moyennes maximales et minimales dans l'espace (moyennes temporelles en tout point de l'espace),
- quantifier les fluctuations des vitesses autour de ces valeurs moyennes (calcul des valeurs RMS en tout point de l'espace),
- réaliser une analyse spectrale des fluctuations de la vitesse en chaque point de l'espace pour observer comment les oscillations acoustiques se transmettent à l'écoulement,
- détecter les structures cohérentes et examiner la façon dont elles sont convectées dans l'espace,
- réaliser des moyennes de phase aux fréquences propres du système pour déterminer la réponse du champ aérodynamique aux perturbations acoustiques,
- et enfin tracer la fonction de transfert spatiale entre la vitesse acoustique à l'entrée de la chambre et le champ aérodynamique dans la chambre.

Dans cette étude, la PIV à très haute cadence 15 kHz est utilisée pour caractériser le champ de vitesse dans la chambre de combustion en deux dimensions. Des outils de traitement spécifiques sont ensuite utilisés pour observer et comprendre l'impact des modes propres du banc sur la dynamique de l'écoulement.

## 3.2 Dispositif expérimental pour la PIV haute cadence

### 3.2.1 Banc expérimental

Le dispositif expérimental de PIV a été décrit en détail dans le chapitre 1. Le banc CESAM est utilisé avec la chambre longue où  $L_{chambre} = 0.88$  m. Les

particules permettant d'ensemencer l'écoulement sont injectées dans l'alimentation d'air. Pour ces expériences, les microphones M1 et M2 situés dans le tube de prémélange sont retirés pour éviter que les particules ne soient piégées dans les guides d'onde et ne s'y accumulent. Les microphones M5, M6 et M7 ont également été retirés pour installer deux fenêtres en quartz qui permettent de laisser passer la nappe laser par le bas et le haut du brûleur. Les microphones M3 et M4 restent montés dans le tube de prémélange, ainsi que les microphones M8, M9 et M10 dans la chambre.

### 3.2.2 Régimes de fonctionnement et post-traitement

Le régime de fonctionnement retenu correspond à une richesse  $\phi = 0.8$  et un étagement  $\alpha = 50\%$  pour un débit d'air total de  $\dot{q}_{air} = 15.6 \text{ gs}^{-1}$ . Ce régime est caractérisé par la présence simultanée de deux modes instables. Les fréquences  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  apparaissent naturellement dans le spectre de pression autour de 170 Hz et 274 Hz respectivement. Ces fréquences varient très légèrement de celles présentées au chapitre 2. Ceci est dû à la présence du système d'ensemencement. Le niveau sonore du mode  $1_{PC}$  est plus important que celui du mode  $0_{PC}$  d'environ 10 à 15 dB.

Les doublets d'images tomographiques sont traités avec le logiciel Dynamic Studio de Dantec. Une approche statistique basée sur la transformée de Fourier est adaptée afin de déterminer le déplacement des particules sur chaque doublet d'image. Une méthode d'inter-corrélation adaptative est utilisée, le pic d'inter-corrélation indique le déplacement le plus probable des particules. Les doublets d'images sont décomposés en fenêtres d'interrogation sur lesquelles la méthode précédente est appliquée, pour améliorer la statistique et la précision de la PIV (Westerweel *et al.*, 1997 ; Scarano et Riethmuller, 1999 ; Nogueira *et al.*, 2001). Pour cette étude, la fenêtre d'interrogation finale est de  $16 \times 16$  pixels, avec 2 étapes de raffinement et un filtrage Gaussien des données. La résolution spatiale finale est  $0.83 \times 0.83 \text{ mm}^2$  par fenêtre. Afin d'améliorer encore la précision de la méthode, un recouvrement entre les fenêtres est appliqué. Il est de 25% ou 50% suivant le cas présenté.

Différentes méthodes de validation sont utilisées afin de rejeter les faux vecteurs. Il s'agit :

- (1) du rapport entre l'intensité du pic principal et les pics secondaires (critère "peak height validation ratio  $k$ "). Selon Keane et Adrian (1992), la valeur  $k = 1.2$  est recommandée. Cette valeur a également été utilisée par Barbosa (2008) pour les mesures PIV en milieu réactif.
- (2) La moyenne des voisins (critère "moving average acceptance factor  $\alpha_{af}$ ") est également utilisée. Si l'écart calculé entre un vecteur et la moyenne de ses voisins sur une région de  $3 \times 3$  fenêtres est au-delà d'un certain seuil  $\alpha_{af}$ , alors

ce vecteur est rejeté. Pour cette étude deux valeurs sont utilisées  $\alpha_{af} = 0.1$  ou  $0.2$ .

(3) D'autres méthodes de validation comme la largeur du pic d'inter-corrélation, peuvent aussi être utilisés. Ce critère correspond au "minimum/maximum peak width" dans le logiciel.

Néanmoins les deux premiers critères cités sont les plus déterminants. Les champs de vecteurs vitesse résultants comprennent  $62 \times 55$  vecteurs. Dans toutes les représentations à venir les coordonnées axiales  $x$  et radiales  $y$  sont normalisées par le diamètre du tube de prémélange  $D = 30$  mm et sont notées respectivement  $X/D$  et  $Y/D$ .

### 3.3 Champs moyens et RMS de la vitesse

Dans une première approche, le champ de vitesse peut être caractérisé par sa valeur moyenne  $U_{moy}$  et sa valeur efficace  $U_{rms}$  (root mean square). Ces quantités sont calculées en utilisant les champs de vitesses instantanés :

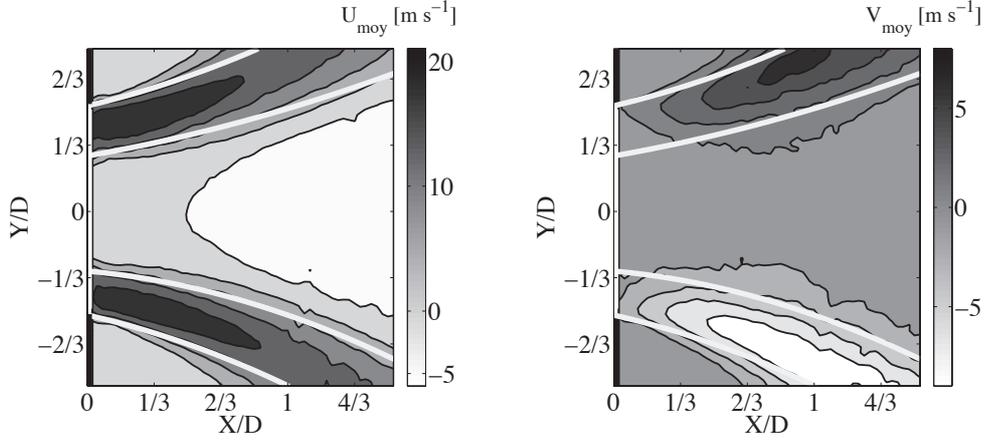
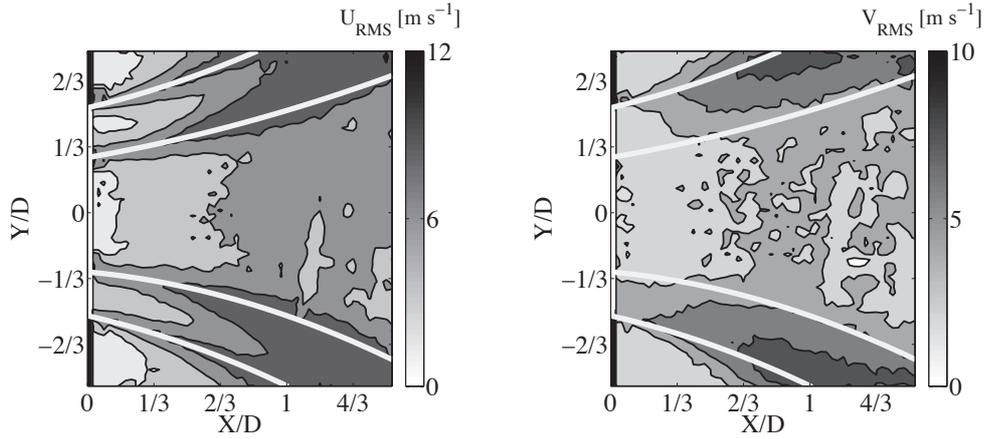
$$U_{moy} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u_k \quad (3.1)$$

$$U_{rms} = \left( \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (u_k - U_{moy})^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

où  $u$  est la vitesse axiale,  $N = 12\,672$  le nombre de champs 2D disponibles. Les mêmes formules peuvent être appliquées pour la vitesse radiale  $v$ .

La figure 3.1 présente les champs moyens des vitesses axiale et radiale. Les traits blancs représentent les limites du cône de pénétration des gaz frais autour desquels la flamme est stabilisée. Cette limite est déterminée par le gradient radial maximal du champ moyen de la vitesse axiale. Cette figure montre que les champs de vitesse sont quasiment symétriques. La composante axiale de la vitesse varie entre  $-7 \text{ m s}^{-1}$  dans la zone de recirculation centrale des gaz chauds et  $23 \text{ m s}^{-1}$  au niveau des gaz frais à une distance  $X/D = 0.83$ . La vitesse radiale évolue entre  $-8 \text{ m s}^{-1}$  et  $7 \text{ m s}^{-1}$ .

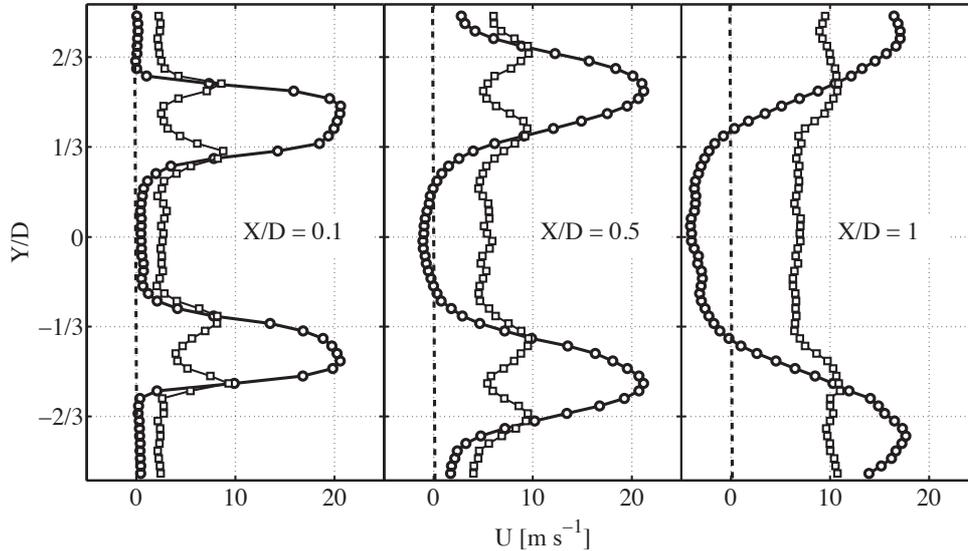
Il est possible de vérifier la cohérence des mesures en cherchant à déterminer le débit injecté à partir du champ de vitesse moyen. Le débit total injecté est égal à la somme du débit d'air et du propane, soit  $\dot{m}_{réel} = 15.6 \text{ g s}^{-1}$ . Le débit peut également être déterminé à partir du champ de vitesse mesuré à l'entrée de la chambre de combustion à  $X/D = 0.08$ . Avec une hypothèse de symétrie de révolution, le débit volumique est donné par :

FIGURE 3.1 : Champs moyens de la vitesse axiale  $U_{\text{moy}}$  et radiale  $V_{\text{moy}}$ .FIGURE 3.2 : Champs RMS des vitesses axiale  $U_{\text{rms}}$  et radiale  $V_{\text{rms}}$ .

$$\dot{q}_{\text{exp}} = \int_S \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \int_S u dS \quad (3.3)$$

où  $\mathbf{u}$  est le vecteur vitesse,  $\mathbf{n}$  est le vecteur normal à la surface  $S$  et  $u$  la vitesse axiale. En intégrant le profil de vitesse axiale, on trouve un débit volumique  $\dot{q}_{\text{exp}} = 43.8 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ . Pour une température des gaz  $T = 300 \text{ K}$  et une pression  $P = 101300 \text{ Pa}$ , on obtient alors  $\dot{m}_{\text{exp}} = 16.1 \text{ gs}^{-1}$  en supposant le prémélange total et parfait. L'écart par rapport au débit réel est de l'ordre de 3.5%. Cet écart faible confirme la qualité des mesures PIV.

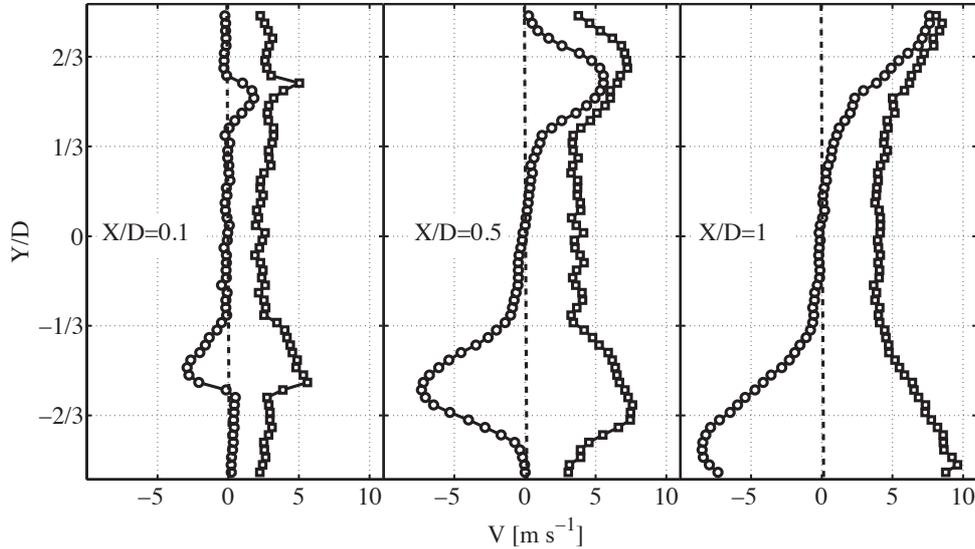
La figure 3.2 présente le champ RMS des vitesses axiale et radiale. Dans le cas de la composante axiale, des fluctuations RMS élevées autour de  $12 \text{ m s}^{-1}$  sont localisées au niveau des bras intérieurs et extérieurs du cône de pénétration



**FIGURE 3.3 :** Profils de la vitesse axiale  $U_{moy}$  (ligne continue symboles ronds) et sa valeur RMS  $U_{rms}$  (ligne continue symboles carrés).

des gaz frais. Au centre, les valeurs RMS restent faibles. Concernant la vitesse radiale, des zones de fluctuations RMS élevées de l'ordre de  $10 \text{ m s}^{-1}$  sont situées aux limites extérieures des gaz frais. L'ensemble de ces figures montrent clairement la présence d'une zone de recirculation centrale de grande dimension caractéristique des écoulements swirlés avec des zones de cisaillement important au niveau du cône de pénétration des gaz frais.

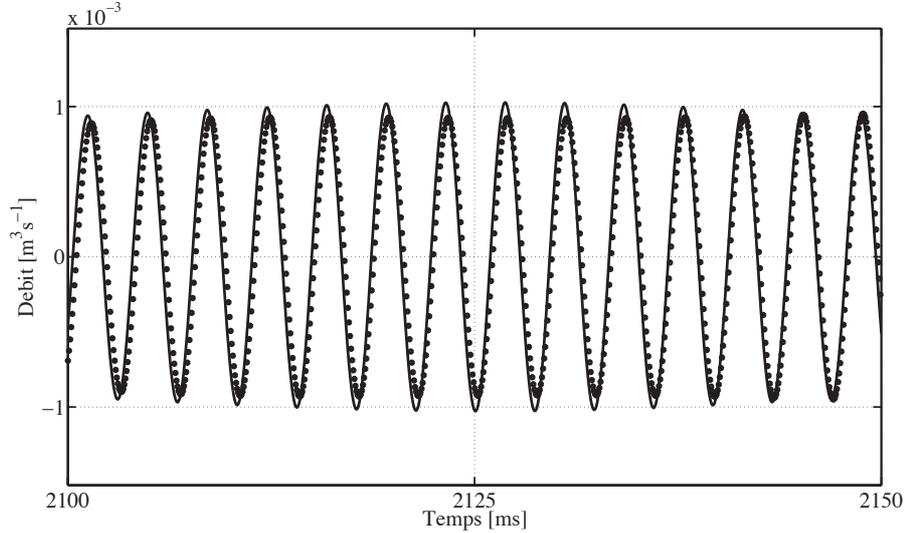
Il est intéressant d'examiner des coupes à différentes distances  $X/D = 0.1, 0.5$  et 1 depuis le plan d'injection. La figure 3.3 présente les profils de vitesse axiale. En entrée de la chambre de combustion ( $X/D = 0.1$ ), les vitesses moyennes sont voisines de  $21 \text{ m s}^{-1}$  dans les gaz frais et quasiment nulles ailleurs. Les fluctuations RMS de la vitesse axiale sont symétriques sur les frontières intérieures et extérieures du cône de pénétration des gaz frais et valent environ  $8 \text{ m s}^{-1}$ . En dehors de cette zone, les fluctuations restent réduites à environ  $2.5 \text{ m s}^{-1}$ . Pour  $X/D = 0.5$ , la vitesse moyenne est légèrement plus rapide  $U_{moy} = 23 \text{ m s}^{-1}$  dans les gaz frais, le cône et la zone de recirculation centrale s'élargissent. Le profil RMS est toujours symétrique aux limites des gaz frais avec des valeurs maximales de  $10 \text{ m s}^{-1}$ . Les profils RMS en double pics aux frontières des gaz frais montrent bien que la vitesse axiale subit des gradients importants dans ces zones. Plus en aval à  $X/D = 1$ , la vitesse moyenne axiale chute un peu  $U_{moy} = 18 \text{ m s}^{-1}$  dans les bras et vaut  $U_{moy} = -5 \text{ m s}^{-1}$  dans la zone de recirculation centrale. Les fluctuations RMS s'uniformisent autour de  $8 \text{ m s}^{-1}$  sauf au niveau des bras où la valeur RMS est de  $10 \text{ m s}^{-1}$ .



**FIGURE 3.4 :** Profils de la vitesse radiale  $V_{moy}$  (ligne continue symboles ronds) et sa valeur RMS  $V_{rms}$  (ligne continue symboles carrés).

La figure 3.4 montre les profils correspondants pour la vitesse radiale. Pour  $X/D = 0.1$ , la composante moyenne  $V_{moy}$  de la vitesse radiale est quasi-nulle exceptée dans le cône de pénétration des gaz frais avec des valeurs voisines de  $2.5 \text{ m s}^{-1}$ . La fluctuation RMS vaut  $3 \text{ m s}^{-1}$  et est relativement uniforme sauf aux frontières extérieures des gaz frais où  $V_{rms} = 5 \text{ m s}^{-1}$ . Pour  $X/D = 0.5$  et 1, la vitesse moyenne radiale  $V_{moy}$  reste très faible dans la zone centrale et atteint jusqu'à  $8 \text{ m s}^{-1}$  dans le cône d'injection du mélange combustible. Les fluctuations de la vitesse radiale sont très importantes dans cette région avec des valeurs  $V_{rms}$  autour de  $8 \text{ m s}^{-1}$  dans les gaz frais et environ  $4 \text{ m s}^{-1}$  ailleurs. Dans cette région de la chambre, les fluctuations de la composante radiale sont plus importantes que la composante moyenne. C'est une zone fortement instationnaire où la dynamique de l'écoulement est la plus vigoureuse étant donné le changement de section et la présence de gaz brûlés chauds. Le même type de comportement peut être observé pour  $X/D = 1$  avec un élargissement des bras accompagné de fluctuations importantes de la vitesse radiale dans ces régions.

Finalement afin de vérifier la cohérence des mesures de vitesse, le débit volumique acoustique est calculé en intégrant les champs PIV moyens de la vitesse axiale sur la surface d'arrivée des gaz frais, en entrée de la chambre de combustion. Dans le tube de prémélange, la vitesse acoustique est reconstruite avec les mesures des microphones, et permet de remonter au débit acoustique. La vitesse acoustique dans le prémélangeur est reconstruite à la fréquence du mode  $f_{PC}^1$ . La figure 3.5 présente l'évolution temporelle du débit mesuré dans le tube



**FIGURE 3.5 :** Débit acoustique volumique dans le tube de prémélange et en entrée de la chambre de combustion dans la zone des gaz frais.

de prémélange à l'aide de la vitesse acoustique déduite des mesures des microphones et en entrée de la chambre par PIV. Le débit est parfaitement conservé. Ces mesures ont permis de caractériser les vitesses atteintes dans les bras d'injection des gaz frais ainsi que les longueurs de pénétration annulaire du jet. Les valeurs RMS mettent de plus en évidence l'intensité des fluctuations et le caractère fortement instationnaire de l'écoulement à la fois dans les gaz frais et les gaz brûlés. Il est possible d'identifier les sources de bruit en caractérisant les différentes fréquences associées aux instationnarités et d'identifier les structures cohérentes qui interviennent dans cet écoulement. Une analyse fréquentielle est réalisée en deux dimensions dans la section suivante.

### 3.4 Analyse spectrale des champs de vitesse

Au point de fonctionnement choisi, les mesures acoustiques et les signaux de  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  indiquent clairement la présence de deux fréquences instables  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  (voir chapitre 2). La figure 3.6 présente un diagramme temps-fréquence de la densité spectrale de puissance (PSD) du signal de pression acoustique dans le prémélangeur mesurée au microphone M1. Le calcul est réalisé sur des intervalles de temps court mais comprenant plusieurs cycles du mode recherché avec un échantillonnage important. Ce diagramme montre que les deux modes à  $f_{PC}^0 = 170$  Hz et  $f_{PC}^1 = 274$  Hz sont présents simultanément, il ne s'agit donc pas d'une commutation de mode.

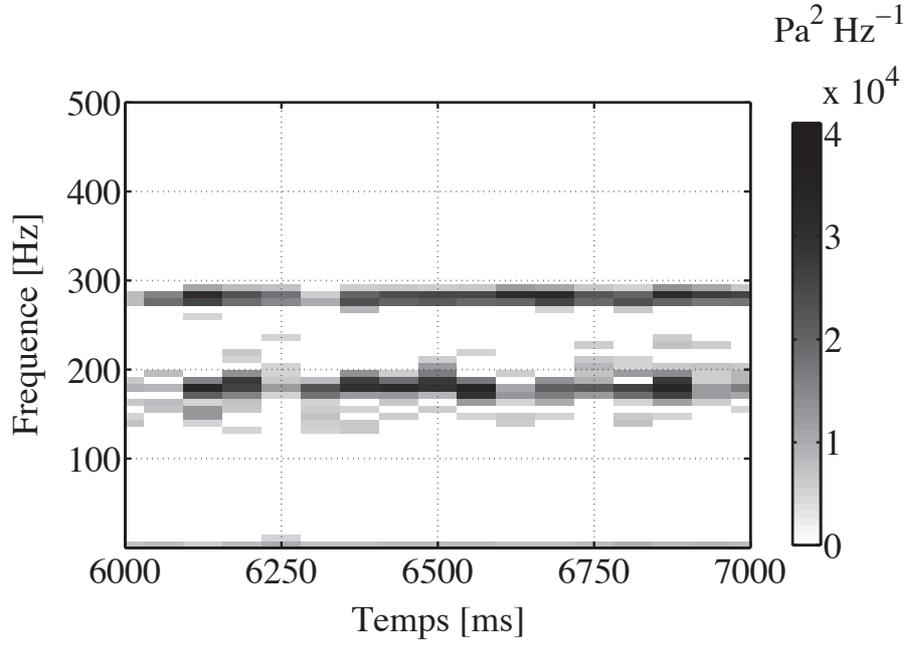


FIGURE 3.6 : Diagramme temps-fréquence de la PSD de la pression acoustique dans le prémélangeur mesurée au microphone M1, calculée sur des intervalles temporels courts.

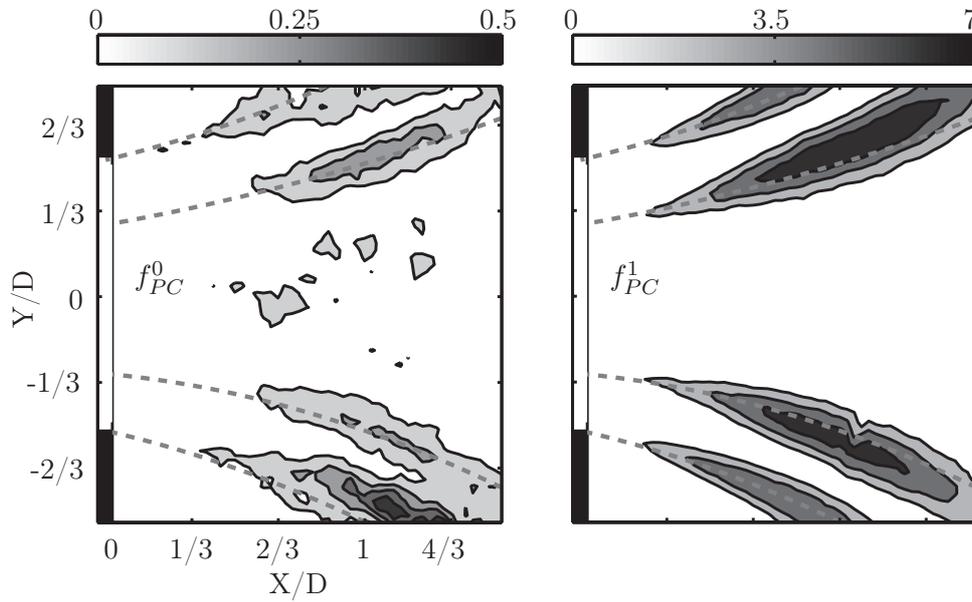
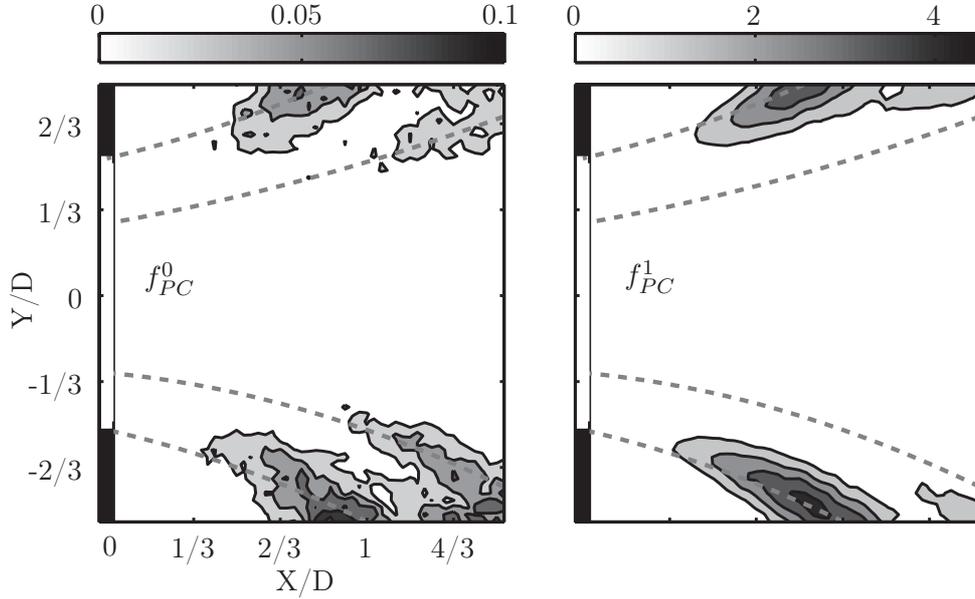


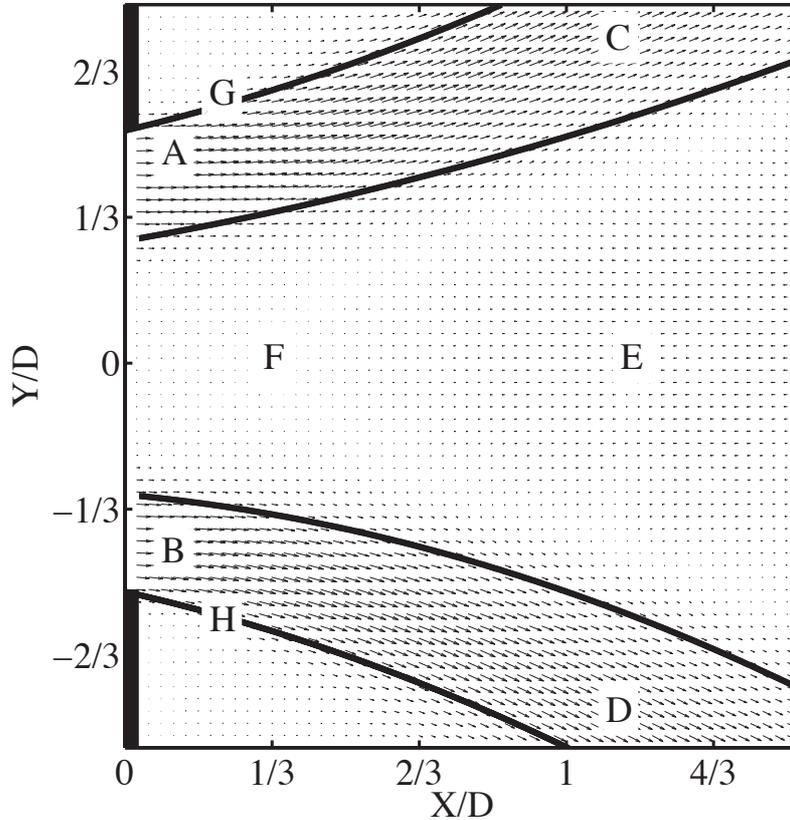
FIGURE 3.7 : Distribution spatiale de la densité spectrale de la vitesse axiale  $U$  examinée aux deux fréquences instables,  $f_{PC}^0 = 170$  Hz (gauche) et  $f_{PC}^1 = 274$  Hz (droite).



**FIGURE 3.8 :** *Distribution spatiale de la densité spectrale de la vitesse radiale  $V$  examinée aux deux fréquences instables,  $f_{PC}^0 = 170$  Hz (gauche) et  $f_{PC}^1 = 274$  Hz (droite).*

Afin de localiser dans l'espace, les régions où la dynamique de l'écoulement associée à ces deux fréquences est intense, la densité spectrale des champs de vitesse est calculée en chaque point. Les figures 3.7 et 3.8 présentent l'intensité de cette densité aux fréquences instables détectées par les microphones :  $f_{PC}^0 = 170$  Hz et  $f_{PC}^1 = 274$  Hz. Les mesures acoustiques indiquent une différence de niveau sonore d'environ 10 à 15 dB entre les deux modes. Cette différence est retrouvée à nouveau sur les images de densités spectrales avec une amplitude plus marquée sur le deuxième mode à 274 Hz. Ces deux figures montrent également que le contenu énergétique à ces fréquences n'est pas réparti de façon homogène dans l'espace. Il se situe principalement le long des frontières du cône de pénétration des gaz frais. Les phénomènes périodiques à fort contenu énergétique se concentrent donc à l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés, c'est-à-dire au niveau du front de flamme. On observe cependant une dissymétrie en terme d'intensité entre les zones de cisaillement externes et internes. L'intensité des fluctuations de vitesse axiale est plus forte dans la zone de cisaillement interne pour le mode associé à la fréquence  $f_{PC}^1$  alors qu'elle est légèrement plus élevée dans la zone de cisaillement externe pour le mode associé à  $f_{PC}^0$ . On remarque également que même si les deux modes sont structurellement différents, la périodicité de l'écoulement à ces fréquences est localisée approximativement dans les mêmes régions à une certaine distance du plan d'injection.

Ces cartes d'intensité spectrale permettent d'identifier des points remarquables



**FIGURE 3.9 :** *Champ moyen de vecteurs vitesse et points particuliers repérés de A à H où l'évolution de la densité spectrale de puissance est étudiée.*

au sein de la chambre. Il apparaît que la dynamique de l'écoulement est différente entre la zone des gaz frais, la zone de recirculation, l'amont et l'aval de la chambre. La figure 3.9 présente huit zones d'intérêt de l'espace choisies pour une étude plus détaillée de la réponse fréquentielle du champ de vitesse. Les points A, B, C et D sont choisis dans le cône de pénétration du mélange combustible de façon symétrique par rapport à l'axe central, à deux abscisses différentes :  $X/D = 0.1$  et  $X/D = 1.1$ . Les points E et F sont sur l'axe du brûleur ( $Y/D = 0$ ) à  $X/D = 1.2$  et  $X/D = 0.3$  afin de caractériser la zone de recirculation centrale. Les points G et H sont situés sur les frontières extérieures des gaz frais en entrée de la chambre de combustion. La gamme de fréquences étudiées est étendue pour ces deux derniers points de 0 à 3000 Hz au lieu de 0 – 1000 Hz pour les points précédents, afin de vérifier la présence d'éventuels phénomènes à haute fréquence.

La figure 3.10 présente les densités spectrales de la vitesse axiale  $U$  dans les zones d'intérêt définies à la Fig. 3.9. Dans les gaz frais au niveau du plan

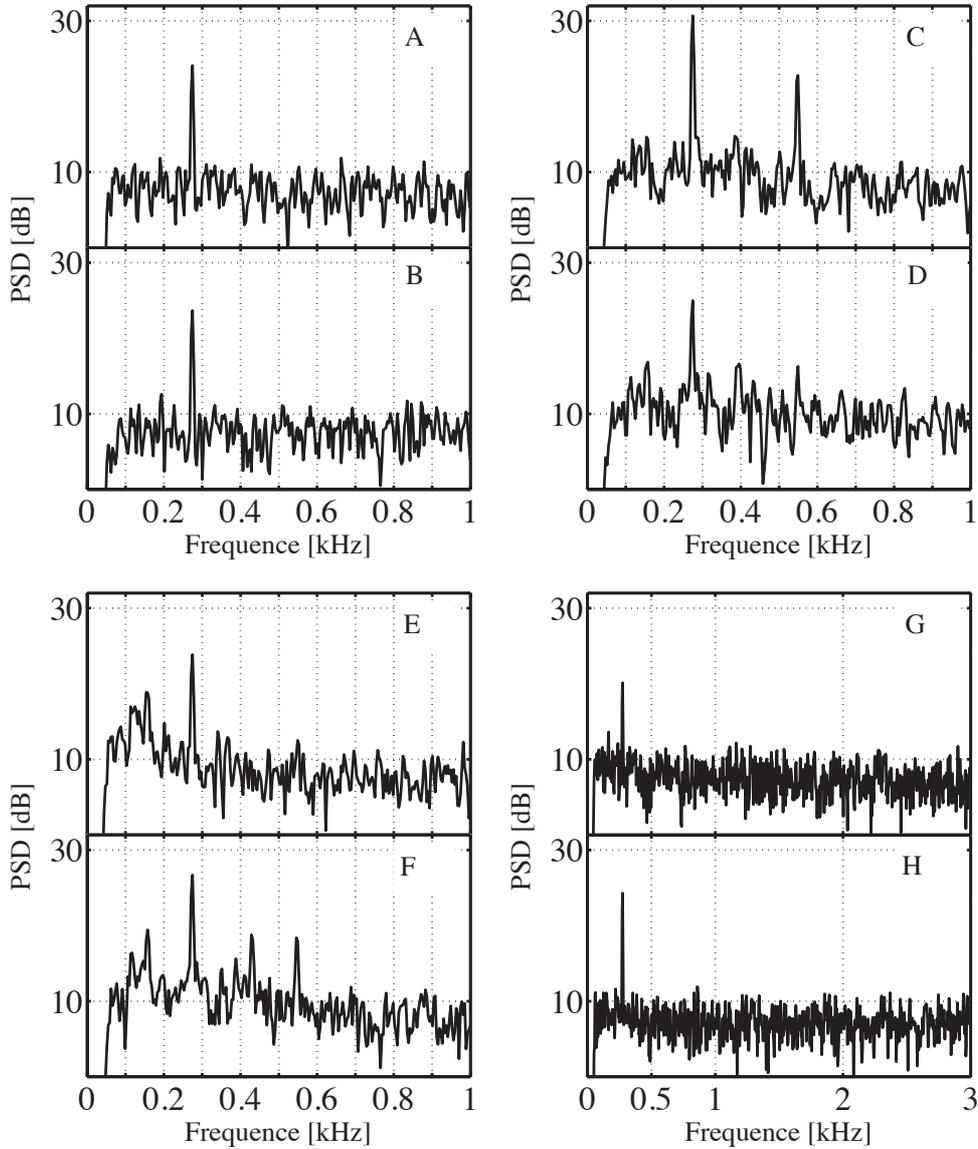


FIGURE 3.10 : Densité spectrale de la vitesse axiale  $U$  en certains points de l'écoulement dans la chambre.

d'injection (points A et B), un seul pic apparaît correspondant à la fréquence  $f_{PC}^1$ . Cette fréquence est très bien marquée et un pic prononcé sort largement du bruit ambiant.

Plus en aval dans la chambre dans les bras du mélange combustible (points C et D), le spectre s'enrichit et laisse apparaître la fréquence double de la fréquence  $f_{PC}^1$  (549 Hz) et la fréquence  $f_{PC}^0$  associée au premier mode instable du banc.

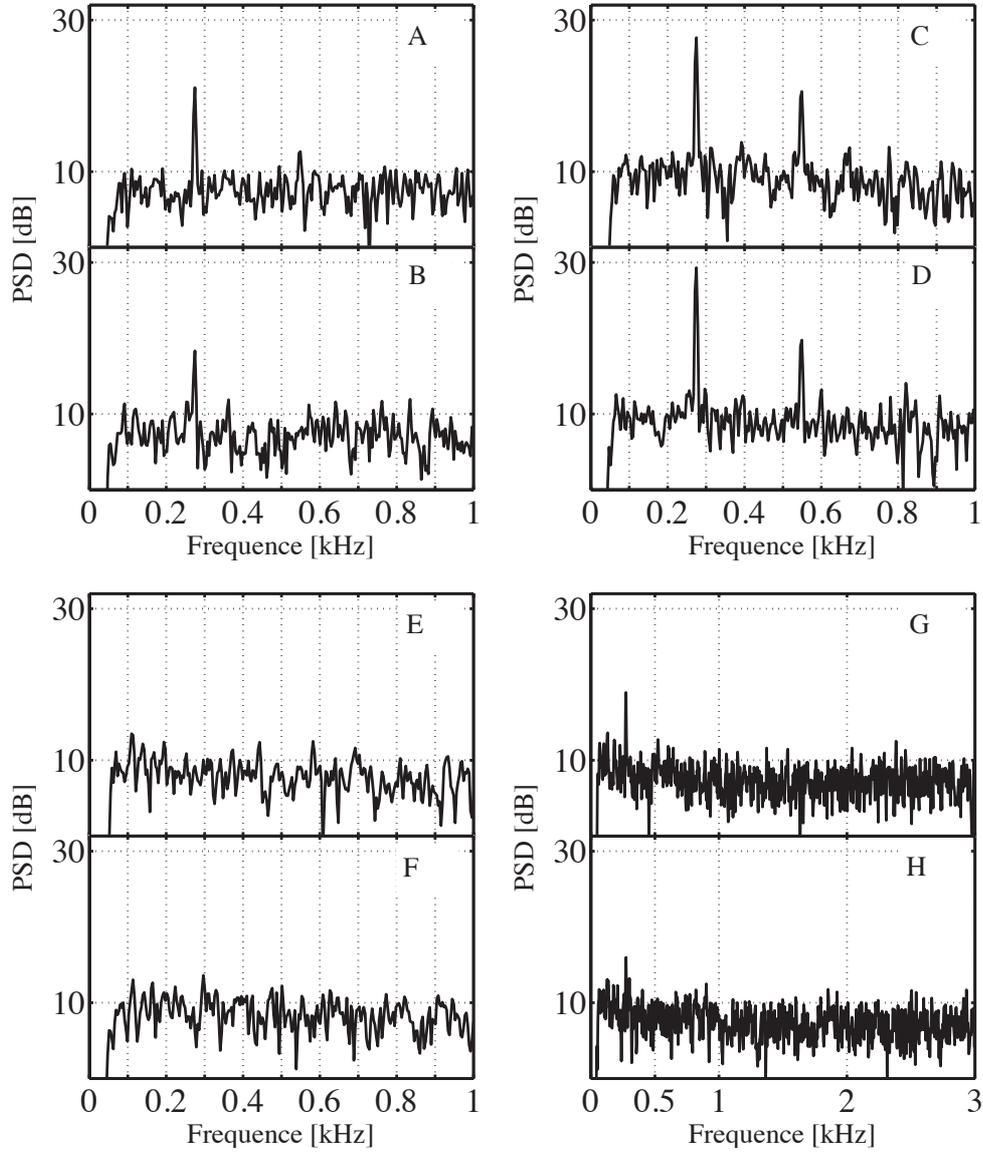


FIGURE 3.11 : Densité spectrale de la vitesse radiale  $V$  en certains points de l'écoulement dans la chambre.

Le niveau de ce dernier est moins marqué et peine à émerger d'un spectre globalement plus bruité qu'au niveau de l'injection. En se plaçant sur l'axe du brûleur dans la zone de recirculation, la fréquence dominante reste  $f_{PC}^1$  mais le mode  $f_{PC}^0$  apparaît de façon plus évidente. Ce même type de comportement est observé dans les gaz brûlés à l'extérieur du bras de pénétration des gaz frais (points G et H).

La figure 3.11 présente les spectres de la vitesse radiale  $V$ . Pour cette composante de la vitesse, on notera la disparition des fréquences significatives  $f_{PC}^1$  et  $f_{PC}^0$  dans la zone de recirculation des gaz brûlés où le mouvement est donc essentiellement axial. Les spectres sont assez proches des spectres de vitesse axiale même si la signature fréquentielle des phénomènes est moins marquée.

Dans cette section, l'analyse spectrale des champs de vitesse a montré que les fréquences d'oscillation associées aux modes instables mises en évidence dans les signaux des microphones et des photodiodes se retrouvaient également dans le champ de vitesse. Une cartographie des densités spectrales a permis de voir que la périodicité des fluctuations de vitesse est localisée dans certaines régions de l'espace aux frontières du cône de pénétration du mélange combustible. Le niveau de ces dernières concentre l'essentiel des fluctuations cohérentes présentes dans l'écoulement. Il y a donc émergence de structures cohérentes dans l'écoulement, sièges des transferts d'énergie entre l'écoulement, la combustion et l'acoustique. Dans la section suivante, on se propose d'identifier ces structures au sein de l'écoulement.

### 3.5 Caractérisation des structures cohérentes

La dynamique des structures cohérentes et leur interaction avec la combustion sont des aspects très importants pour la compréhension des instabilités de combustion (Coats, 1996 ; Paschereit *et al.*, 1999). L'investigation expérimentale de ces structures est souvent très problématique car il est difficile de donner une définition complète et rigoureuse permettant de quantifier l'intensité de ces structures tourbillonnaires. Une formulation a été donnée par Hussain (1986) pour qui une structure cohérente est définie comme une masse de fluide turbulent possédant une forte corrélation spatio-temporelle de la vorticité  $\omega$ , définie dans le cas d'un champ de vitesse 2D par

$$\omega = \nabla \wedge \mathbf{u} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.4)$$

où  $\mathbf{u}$  est le champ de vitesse.

Une autre définition formulée par Robinson *et al.* (1989), Robinson (1991) et reprise par Schram *et al.* (2004) stipule qu'une structure tourbillonnaire existe lorsque sur une coupe normale d'un champ de vitesse, les lignes de courant instantanées suivent des trajectoires circulaires autour d'un centre où la pression est minimale. Une caractérisation plus complète des structures tourbillonnaires est proposée par Jeong et Hussain (1995), pour qui un tourbillon est défini par : une vorticité non nulle, par conséquent une circulation du champ vectoriel du tourbillon et l'invariance Galiléenne de la géométrie de la structure

tourbillonnaire.

### 3.5.1 Méthodes de détection des tourbillons

La stratégie adoptée ici a été utilisée avec succès dans Barbosa *et al.* (2009). Des détails sont disponibles dans Barbosa (2008). Différentes méthodes et algorithmes sont utilisés pour la détection des tourbillons. Une revue des différentes techniques a été donnée par Jiang *et al.* (2005). La vorticité peut être l'indicateur naturel à utiliser, néanmoins il est difficile de séparer les zones à forte vorticité due aux couches de cisaillement, des zones où la vorticité est créée par la présence de structures tourbillonnaires (Jeong et Hussain, 1995 ; Schram *et al.*, 2004). Le critère  $\lambda_2$  fut proposé par Jeong et Hussain (1995), c'est l'un des critères les plus utilisés pour détecter les structures tourbillonnaires. Il garantit une bonne distinction entre les zones de cisaillement et les tourbillons. Ce critère  $\lambda_2$  représente la deuxième valeur propre du tenseur  $\mathbf{S}^2 + \mathbf{\Omega}^2$ , où  $\mathbf{S}$  et  $\mathbf{\Omega}$  sont respectivement la partie symétrique et anti-symétrique du tenseur du gradient de vitesse. Les tourbillons sont présents lorsque  $\lambda_2$  prend des valeurs négatives. Le calcul de  $\lambda_2$  nécessite les trois composantes de la vitesse soit  $\mathbf{u}(u, v, w)$  mais ces dernières sont très difficiles à obtenir expérimentalement. Lors de cette étude, la PIV permet d'accéder aux composantes  $(u, v)$ . En prenant un champ de vitesse localement 2D la version simplifiée de  $\lambda_2$  donne (Schram *et al.*, 2004) :

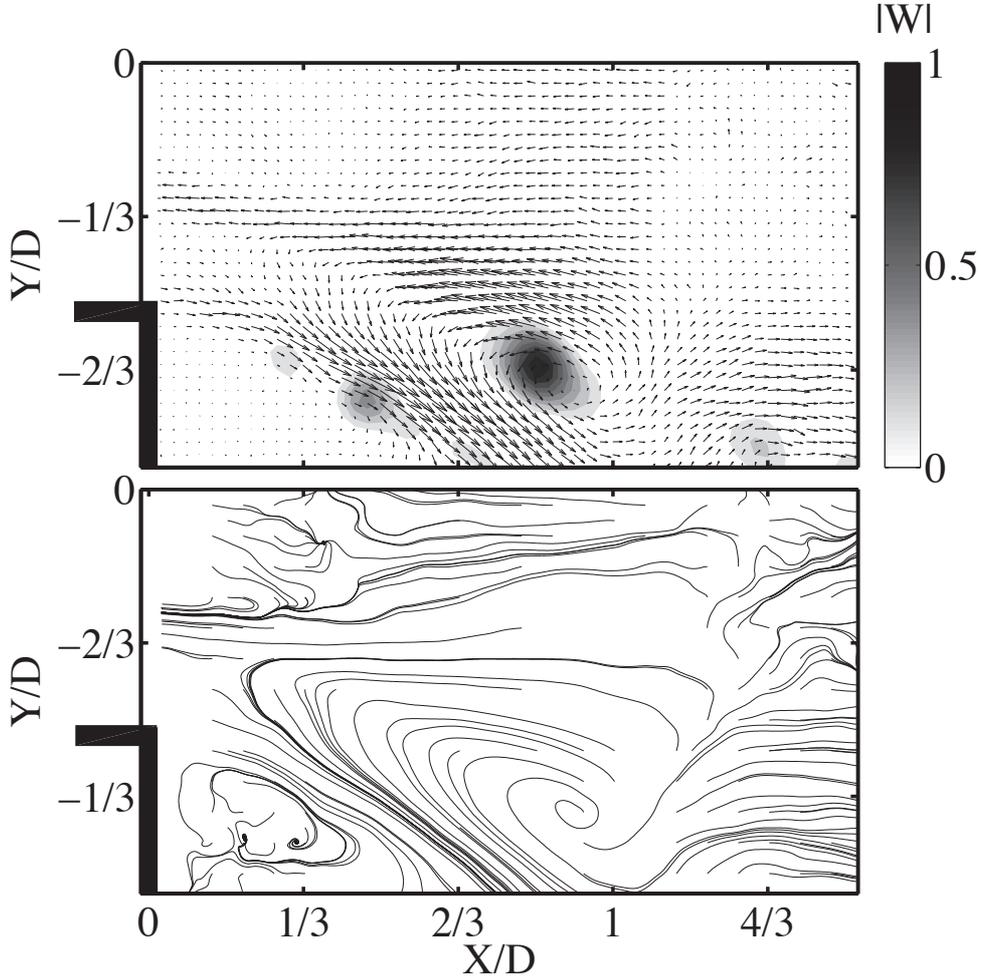
$$\lambda_2 = \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (3.5)$$

Les tourbillons détectés sont caractérisés spatialement en utilisant la transformée en ondelettes des champs instantanés de  $\lambda_2$  (Anthoine *et al.*, 2003 ; Schram *et al.*, 2004). L'ondelette de Maar appelée aussi "Mexican Hat" est utilisée. Sa forme est donnée par :

$$\Psi(x, y) = (2 - x^2 - y^2) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2}\right) \quad (3.6)$$

Cette ondelette principale, appelée aussi ondelette mère, a un profil Gaussien et satisfait certaines conditions d'admissibilité (pour plus de détails voir Farge (1992)). Une famille d'ondelettes est obtenue par dilatation et translation de l'ondelette mère :

$$\Psi_{l,x',y'} = \frac{1}{l} \Psi\left(\frac{x - x'}{l}, \frac{y - y'}{l}\right) \quad (3.7)$$



**FIGURE 3.12 :** *Champ de vitesse autour d'une structure cohérente colorié avec la norme de la transformée en ondelettes de  $\lambda_2$  (haut) et une estimation des lignes de courant correspondantes (bas).*

où  $l$  et  $(x', y')$  représentent respectivement les paramètres de dilatation et de translation.

La transformée en ondelettes des champs  $\lambda_2$  est obtenue par convolution :

$$W_{\lambda_2} = \langle \Psi_{l,x',y'} | \lambda_2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda_2(x, y) \Psi_{l,x',y'} dx dy \quad (3.8)$$

Un tourbillon est détecté lorsque le coefficient  $|W_{\lambda_2}|$  est supérieur à une certaine valeur seuil choisie entre 0.1 et 0.2 dans le cas présent, et s'il n'y a pas de recouvrement avec d'autres tourbillons déjà détectés. Un maximum local du

coefficient  $|W_{\lambda_2}|$  correspond à un centre de tourbillon. La figure 3.12 montre un champ de vitesse où les lignes de courant décrivent un mouvement de rotation autour du centre d'un tourbillon.

Cette transformée en ondelettes de Maar a également été appliquée au champ d'ensrophie défini comme le carré du champ de vorticité  $\omega^2$  par Schram *et al.* (2004). Cette transformée est not e  $W_{\omega^2}$  dans la suite.

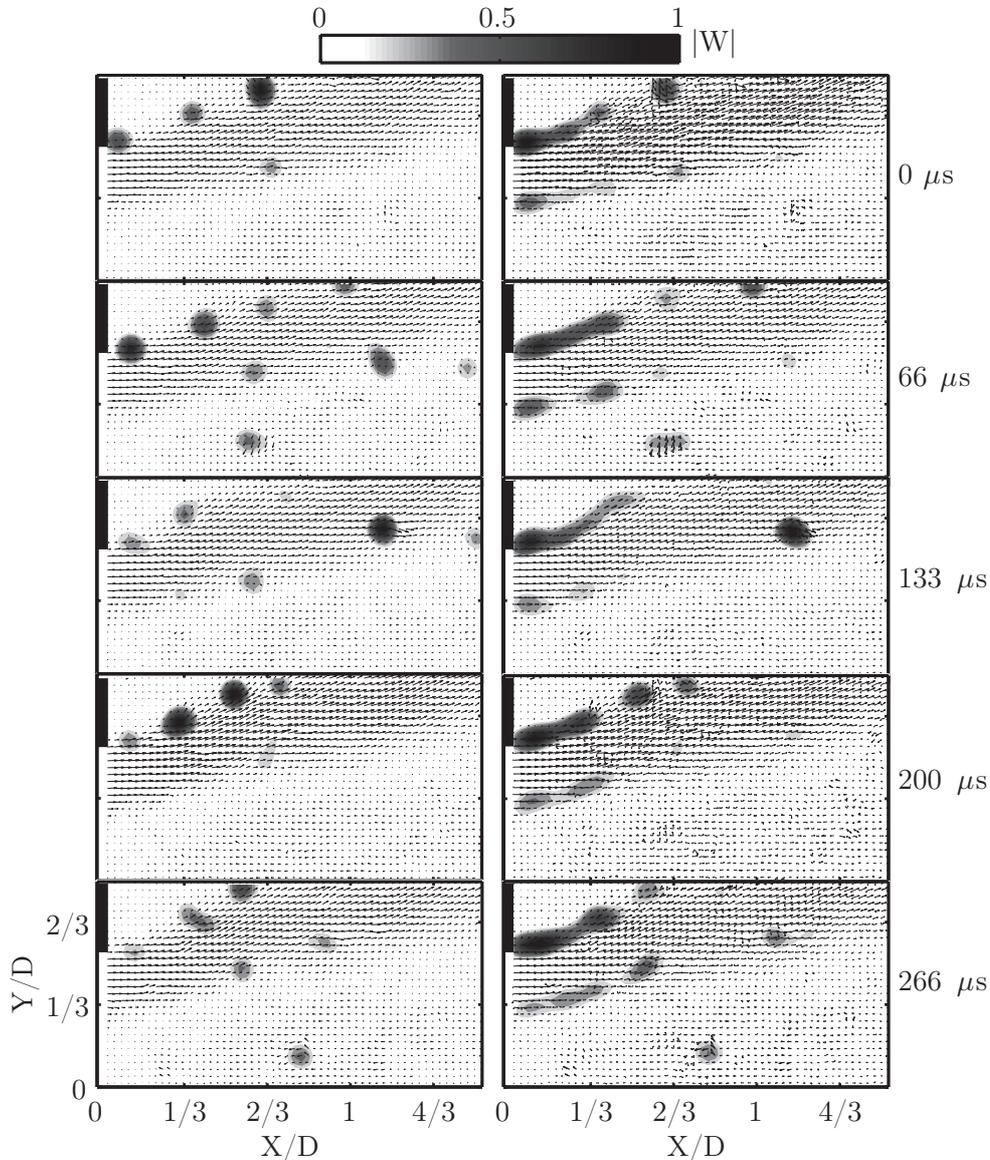
### 3.5.2 Champs de vitesse instantan es et structures cohérentes

Les deux transform es  $|W_{\lambda_2}|$  et  $|W_{\omega^2}|$  sont appliqu es sur les champs de vitesses expérimentaux afin de localiser les structures tourbillonnaires dans la chambre de combustion.

Cinq champs de vitesse instantan e correspondant à différentes phases d'un cycle d'oscillation sont choisies. Les transform es  $|W_{\lambda_2}|$  et  $|W_{\omega^2}|$  sont calcul es et superpos es aux champs de vecteurs sur la figure 3.13. La transformée de  $\lambda_2$  permet d'identifier des tourbillons tandis que la transformée de  $\omega^2$  laisse apparaître une zone continue de présence de tourbillons nettement moins précise pour l'identification de la position instantan e des structures. L'utilisation de l'ensrophie ne permet pas de discerner clairement les zones de fort cisaillement des zones tourbillonnaires. La transformée  $\lambda_2$  montre quant à elle que les structures tourbillonnaires sont situ es de part et d'autre de la zone de pénétration des gaz frais. Malgré la bonne résolution temporelle due à la PIV rapide, il reste difficile de suivre l'évolution des tourbillons le long d'une ligne d'émission. La rotation de l'écoulement *swirlé* convecte les tourbillons à la fois le long des bras de gaz frais mais également dans la troisième dimension normale au plan d'observation et il faut se souvenir que nous observons là la trace dans le plan d'une structure sans doute hélicoïdale bien plus complexe.

Sur un cycle, le suivi visuel des tourbillons est délicat. Une analyse spectrale des champs de  $\lambda_2$  peut permettre de corréler la fréquence des tourbillons évoluant le long des bras de pénétration des gaz frais avec les mesures acoustiques. Comme les structures tourbillonnaires les plus marqu es apparaissent au niveau des frontières extérieures du cône de pénétration des gaz frais, un point particulier situé le long de ce bras ( $X/D = 0.42$ ,  $Y/D = -0.65$ ) est choisi. La figure 3.14 présente le spectre du coefficient  $\lambda_2$  au point choisi. Manifestement, une seule fréquence domine la distribution de puissance à  $274 \pm 15$  Hz. Cette fréquence correspond au mode instable  $f_{PC}^1$  identifié sur les mesures acoustiques et de chimiluminescence (Fig. 3.15). L'évolution temporelle du critère  $\lambda_2$  au point considéré est trac e sur la figure 3.16 pour une durée de 25 ms. Elle confirme visuellement la forte périodicité du signal.

La correspondance entre la fréquence des structures et celle du mode instable  $f_{PC}^1$  est très bonne, mais on voit que le spectre acoustique est beaucoup plus



**FIGURE 3.13 :** Champs de vitesses instantanés pris à différents pas de temps superposés à la transformée en ondelettes de  $\lambda_2$  (gauche) et la transformée en ondelettes de l'enstrophie  $\omega^2$  (droite).

riche que le spectre de  $\lambda_2$ . En particulier, la fréquence  $f_{PC}^0$  du premier mode instable du banc apparaît nettement sur le spectre du signal du micro M3 tandis qu'il est absent du spectre tourbillonnaire. Ceci tend à montrer que les phénomènes physiques sous-jacents à l'émergence des fréquences  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  sont probablement différents. La concomitance des deux fréquences dans le système traduit donc la co-existence de deux mécanismes différents de couplage

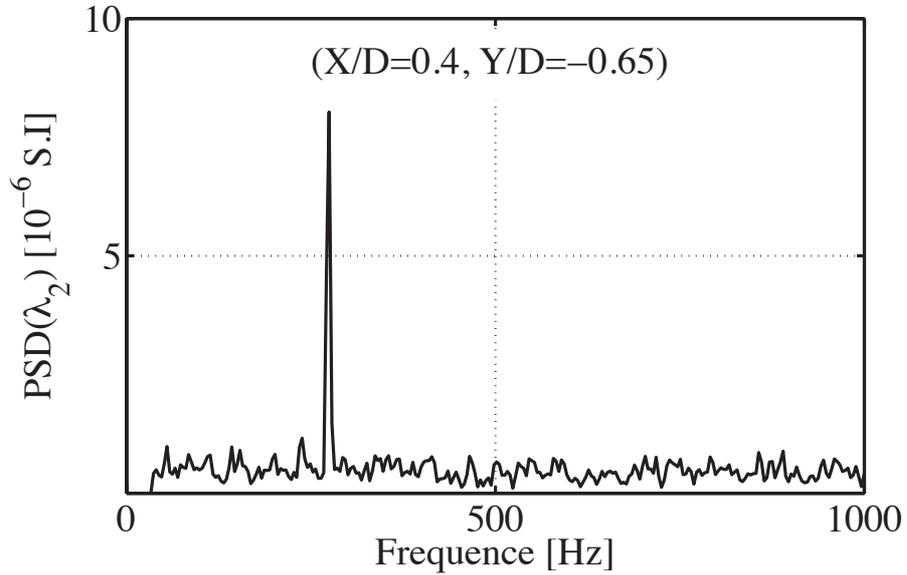


FIGURE 3.14 : Spectre de  $\lambda_2$  au point  $(X/D = 0.42, Y/D = -0.65)$ .

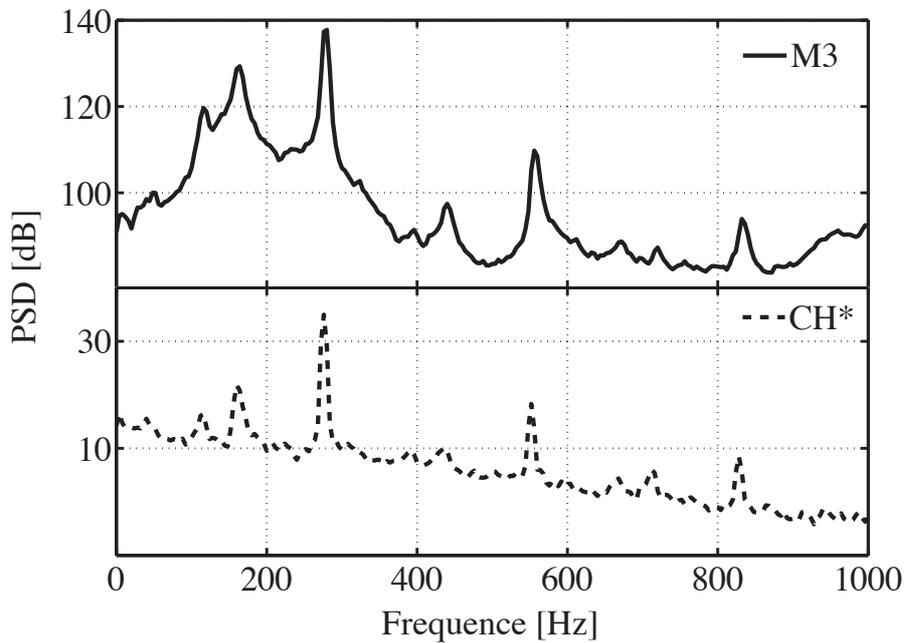


FIGURE 3.15 : PSD de la pression acoustique (microphone M3) et du signal  $\text{OH}^*$ .

thermoacoustique sur le banc.

En considérant non plus une mais deux zones distinctes le long des bras des gaz

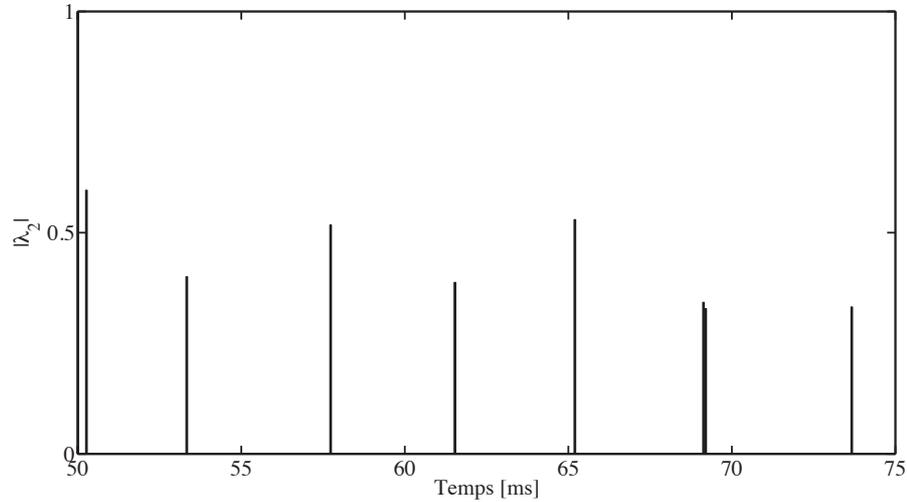


FIGURE 3.16 : Evolution temporelle de  $|\lambda_2|$  au point  $(X/D = 0.42, Y/D = -0.65)$ .

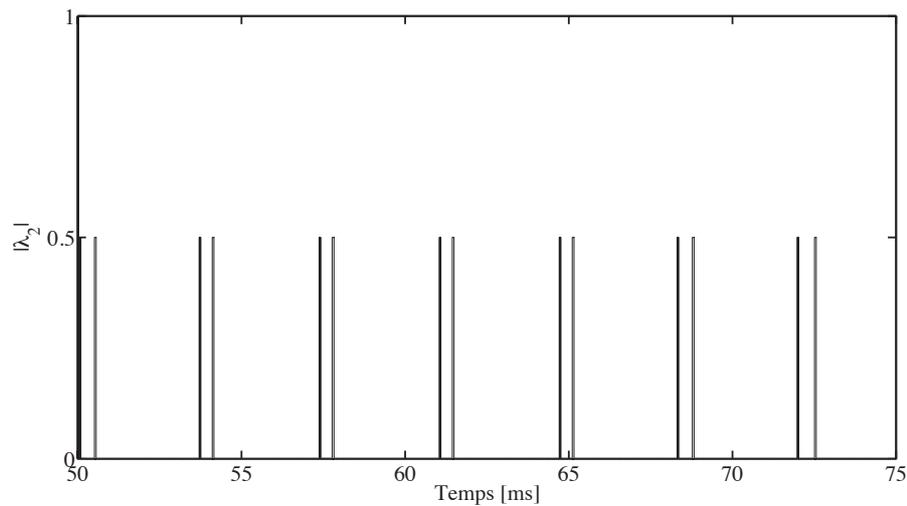


FIGURE 3.17 : Evolution temporelle de  $|\lambda_2|$  aux points  $(X/D = 0.36, Y/D = -0.62)$  et  $(X/D = 0.42, Y/D = -0.65)$ .

frais, il est possible de quantifier le retard de propagation du tourbillon d'un point à un autre sur son trajet. Le premier point choisi est celui précédemment analysé  $X/D = 0.42, Y/D = -0.65$  et le deuxième est pris aux coordonnées  $X/D = 0.36, Y/D = -0.62$ . Les signaux temporels de  $\lambda_2$  en ces deux points sont simultanément représentés sur la figure 3.17. Le délai entre les deux signaux est constant et permet de calculer la vitesse de convection des tourbillons. La vitesse moyenne obtenue est égale à  $16 \text{ m s}^{-1}$  ce qui est proche de la vitesse de l'écoulement moyen des gaz frais dans la zone de cisaillement.

Cette analyse spectrale permet donc de montrer que l'activité périodique de l'écoulement se situe aux frontières extérieure et intérieure des gaz frais. Cette activité est matérialisée par la présence de tourbillons et ces tourbillons sont convectés par les gaz frais. Ce mécanisme apparaît à 274 Hz qui est le mode le plus instable du foyer. Nous avons vu au chapitre précédent que ce mode est essentiellement associé au tube de prémélange. L'apparition de ce mode sur les spectres de tous les diagnostics enregistrés lors des essais résulte donc d'un couplage acoustique-convectif entre l'acoustique du tube de prémélange et l'écoulement des gaz frais dans la chambre.

La présence simultanée des deux modes acoustiques sur le banc de combustion semble indiquer deux mécanismes de couplage différents. Dans la section suivante, les moyennes de phase des champs de vitesse sont réalisées aux deux fréquences du système afin d'analyser la réponse de l'écoulement à ces deux fréquences.

### 3.6 Analyse en moyenne de phase

La section précédente a permis de mettre en évidence certaines zones de la chambre de combustion où l'écoulement présente des fluctuations périodiques de vitesse. Dans les zones de gaz frais, l'analyse spectrale a montré que le champ de vitesse répond simultanément aux deux fréquences  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  enregistrées par les capteurs de pression et d'émission CH\* et OH\*. On se propose ici de regarder l'effet des perturbations acoustiques sur la distribution de vitesses moyennées en phase.

Le système présente deux fréquences résonantes de façon simultanée, il est donc nécessaire, pour effectuer des moyennes de phases sur les champs de vitesse, de prendre en compte les deux fréquences. Le signal de référence pour réaliser ces moyennes est le signal de pression du micro M3 situé dans le tube de prémélange. Le spectre de ce signal laisse clairement apparaître les deux fréquences résonantes. Un traitement en double moyenne de phases est possible. Il consiste à trier les champs en fonction de leur phase par rapport à la première fréquence puis, à l'intérieur de chaque phase, à trier de nouveau les champs en fonction de leur phase par rapport à la seconde fréquence (Steinberg *et al.*, 2010). Cette méthode nécessite un nombre très élevé d'échantillons pour assurer une bonne statistique. Un tel traitement n'est pas envisageable dans le cas présent, le nombre de champs de vitesse disponible n'étant pas suffisant. Dans la configuration du banc CESAM, les deux modes sont très découplés et leurs niveaux bien distincts ce qui permet de réaliser dans un premier temps une moyenne de phase par rapport à la fréquence  $f_{PC}^0$  puis de renouveler l'opération avec les phases associées à la fréquence  $f_{PC}^1$ , et cela sur l'ensemble des images dans les deux cas.

### 3.6.1 Analyse à la fréquence du mode $1_{PC}$

La fréquence d'échantillonnage de la PIV est égale à 15 000 Hz. Afin d'effectuer une opération de moyenne de phase à la fréquence  $f_{PC}^1 = 274$  Hz, le nombre de phases par période peut être choisi égal à 55, avec une résolution proche de  $6^\circ$ . Chaque moyenne de phase est effectuée sur environ 230 champs instantanés, ce qui assure une statistique correcte.

Le microphone M3 sert de référence de phase. Son signal est rééchantillonné à 15 000 Hz et chaque champ de vitesse est associé à l'une des 55 phases dans un intervalle de  $\pm 3^\circ$ . La convention utilisée pour référencer la phase du champ de vitesse est qu'elle est nulle lorsque la pression au niveau de M3 est minimale. Dans ce cas, la vitesse acoustique correspondant dans le tube de prémélange passe par zéro en demi-cycle descendant (voir Fig. 3.19 (haut)).

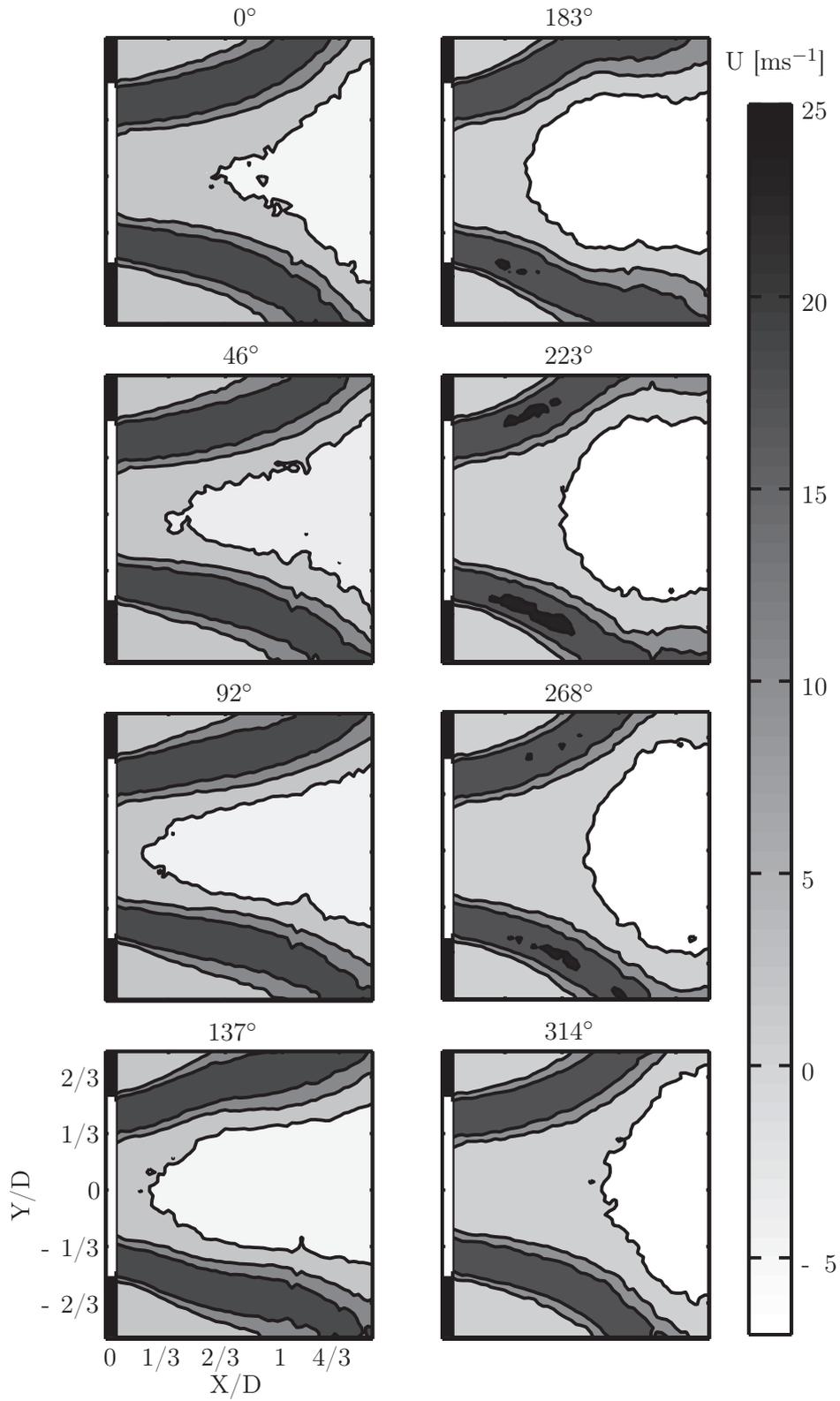
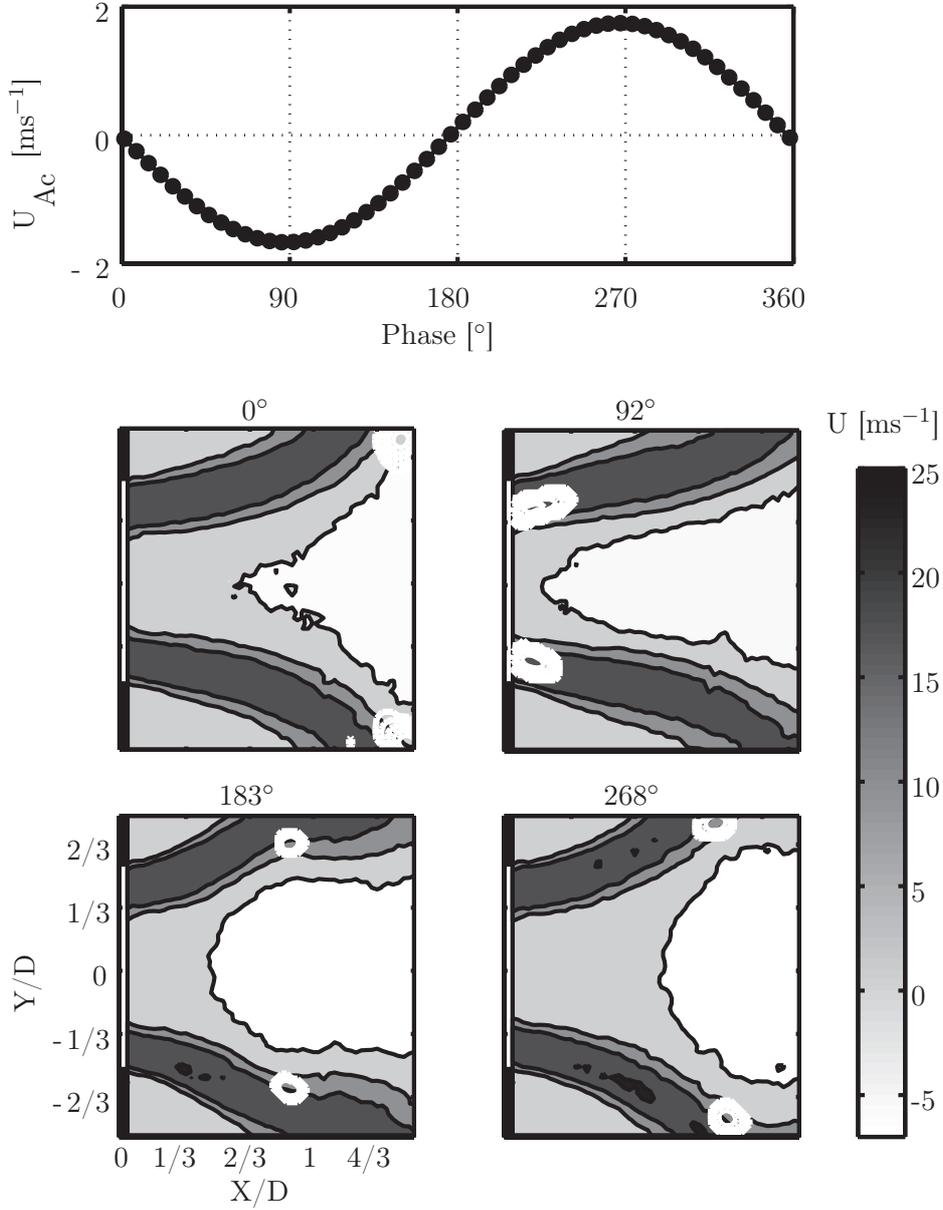


FIGURE 3.18 : Moyennes de phases de la vitesse axiale au mode  $1_{PC}$ .

La figure 3.18 montre les moyennes de phases  $U_\varphi$  de la vitesse axiale. La flamme décrit un mouvement de battement dans la direction transverse. Lors des premières phases du cycle ( $0^\circ$ ,  $46^\circ$ ,  $92^\circ$ ), les bras de gaz frais présentent une courbure unique caractéristique des écoulements swirlés. Ces régions de vitesse maximale s'aplatissent progressivement et la zone de recirculation centrale des gaz chauds remonte vers l'injection jusqu'à atteindre l'abscisse  $X/D = 1/6$ . À  $183^\circ$  de phase, l'angle d'ouverture des bras d'injection est maximal et la région des gaz frais présente une double courbure. La fin du cycle ramène les bras en position initiale ( $223^\circ$ ,  $268^\circ$ ,  $314^\circ$ ) et la zone de recirculation est repoussée jusqu'à  $X/D = 1$ .



**FIGURE 3.19 :** Les moyennes de phase de la vitesse axiale au mode  $1_{PC}$  sont superposées aux tourbillons convectés le long des bras d'injection et à l'évolution de la vitesse acoustique dans le plan d'injection. Les bras et la zone de recirculation sont déformés par la présence des tourbillons.

La section précédente a permis d'identifier les tourbillons convectés le long de bras d'injection. La figure 3.19 présente la localisation de ces tourbillons par rapport aux bras d'injection des gaz frais en fonction de la phase définie par la

vitesse acoustique à l'entrée de la chambre. Cette figure permet de remarquer que la déformation des bras est liée au déplacement des tourbillons. Le scénario du couplage entre l'acoustique du tube de prémélange et l'aérodynamique dans la chambre se dessine donc : (1) les fluctuations acoustiques dans le tube d'injection génèrent de fortes fluctuations de vitesses, (2) lorsque ces fluctuations de vitesse sont maximales à l'entrée de la chambre (phase  $90^\circ$ ), elles génèrent un tourbillon au niveau de la zone interne de cisaillement des bras d'injection. (3) Ces tourbillons sont alors convectés par l'écoulement moyen à la frontière entre les gaz frais et la zone interne de recirculation, déformant ainsi le profil d'injection du prémélange.

(4) Finalement, les déformations du front de flamme génèrent des fluctuations de dégagement de chaleur.

Ces moyennes de phase associées au mode  $f_{PC}^1$  du banc montre également un mouvement d'oscillation longitudinale de la zone de recirculation centrale venant perturber l'injection des gaz frais. Ce mouvement de la zone centrale augmente le cisaillement au niveau des bras de gaz frais et facilite le développement de structures tourbillonnaires convectées par l'écoulement. Le mode  $f_{PC}^1$  étant proche du mode quart d'onde du prémélangeur, il est piloté par l'acoustique amont dans le tube de prémélange.

### 3.6.2 Analyse à la fréquence du mode $0_{PC}$

Le traitement est maintenant réalisé pour plusieurs phases associées à la fréquence  $f_{PC}^0$  autour de 170 Hz. Le nombre de phases par période est de 88 et correspond à une résolution de  $4^\circ$  environ. Chaque moyenne de phase est effectuée sur 134 champs instantanés, la statistique reste donc correcte.

La figure 3.20 montre les moyennes de phases de la vitesse axiale  $U_\varphi$  pour le mode  $0_{PC}$ . Les bras de gaz frais décrivent un mouvement suivant la direction axiale. L'angle d'ouverture du cône reste quasiment constant, c'est la longueur de ces bras qui évolue au cours de la phase du cycle. La zone de recirculation pénètre moins loin vers l'injecteur. En observant la phase à  $90^\circ$ , la zone de recirculation est régulière et les bras de pénétration du mélange combustible sont pleinement développés sur toute leur longueur. La vitesse axiale dans les gaz frais est élevée et le maximum de vitesse s'étend jusqu'à  $X/D = 1$ . À la phase  $270^\circ$ , la zone des gaz frais possède la même vitesse axiale autour de  $21 \text{ m s}^{-1}$ , mais elle est raccourcie et s'arrête à  $X/D = 2/3$ . Il a été montré que le mode  $0_{PC}$  est associé principalement à l'acoustique de la chambre de combustion. Les fluctuations de pression dans la chambre de combustion sont conséquentes et induisent des variations de vitesse axiale dans le cône de pénétration des gaz frais. De même que pour le mode  $1_{PC}$ , la fluctuation de la vitesse par rapport à la moyenne est déterminée au cours du cycle. La figure 3.21 montre les vecteurs

de vitesse colorés par la vorticité. Contrairement au mode  $1_{PC}$ , il est plus difficile d'identifier des structures cohérentes le long du cône de pénétration des gaz frais.

Les moyennes de phases r alis es aux fréquences de résonance du système ont montré que les mécanismes de couplage entre l'acoustique et l'aérodynamique dans la chambre changeaient avec le mode étudié. Le mode associé à la fréquence  $f_{PC}^0$  provient de la résonance acoustique de la chambre, c'est l'interaction directe entre l'onde acoustique et la zone de réaction qui auto-entretient le mécanisme. Dans le cas du mode associé à la fréquence  $f_{PC}^1$ , la perturbation acoustique provenant du tube de prémélange devient convective au passage dans la chambre, le mécanisme d'instabilité est entretenu par une interaction entre les tourbillons convectés et la zone de réaction. Pour mettre en évidence ces deux mécanismes de couplage, la section suivante présente la distribution spatiale de la fonction de transfert aérodynamique pour les deux modes d'instabilité.

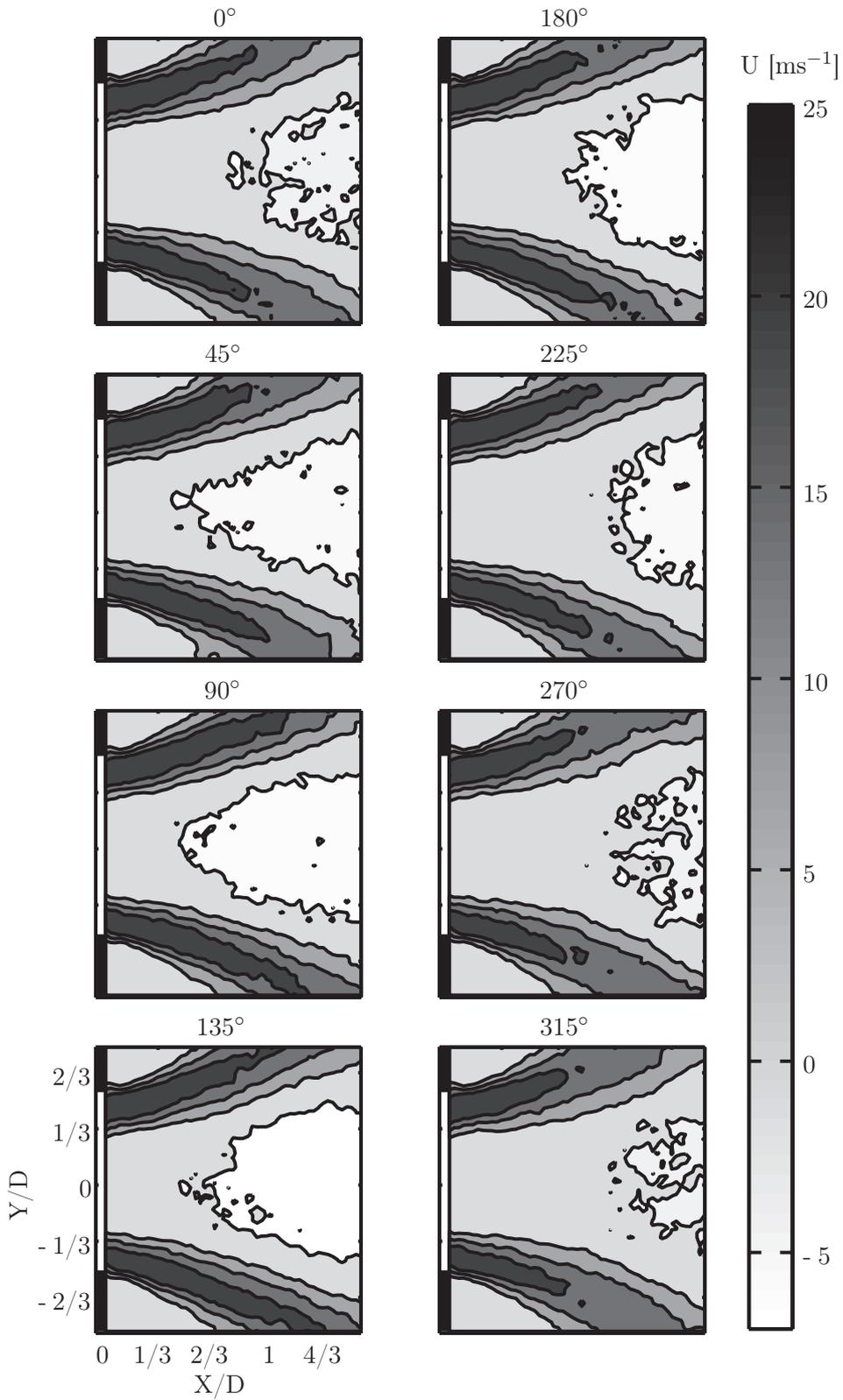


FIGURE 3.20 : Moyennes de phases de la vitesse axiale au mode  $0_{PC}$ .

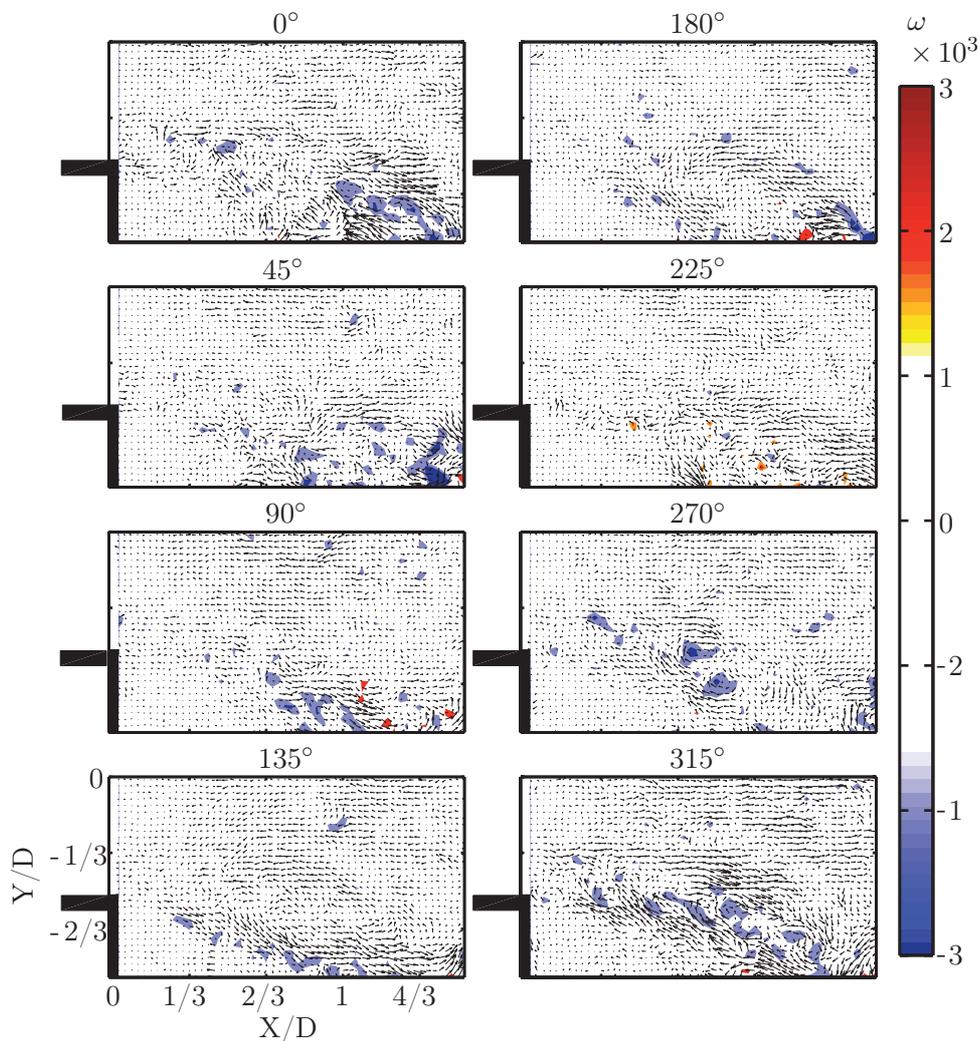
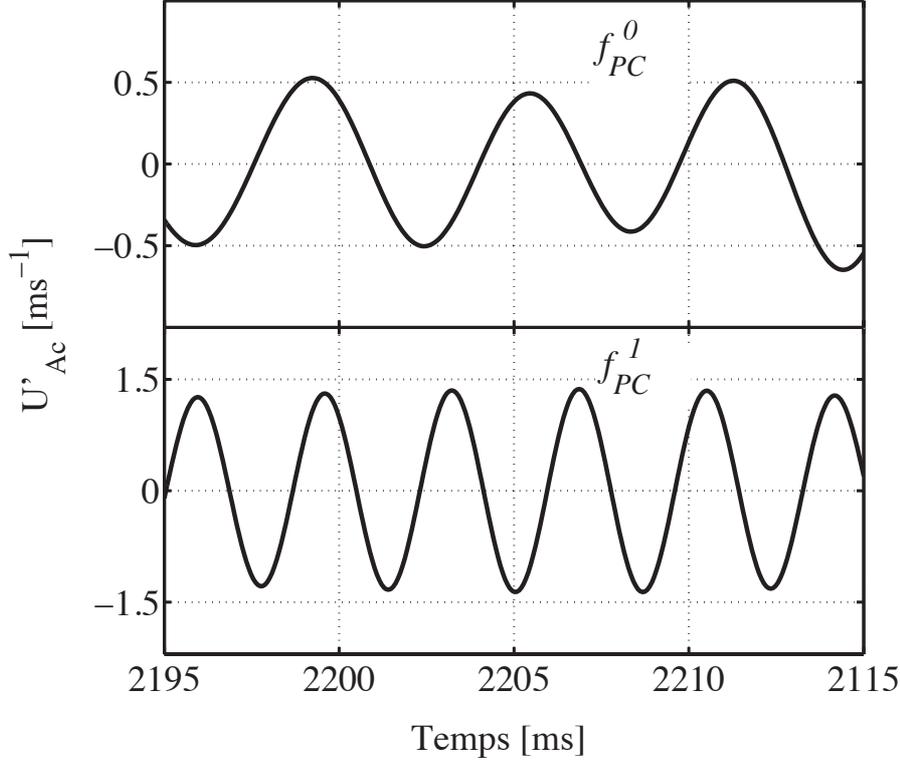


FIGURE 3.21 : Champs de vecteurs des moyennes de phases de la vitesse fluctuante au mode  $0_{PC}$ , coloriés avec la vorticité.

### 3.7 Fonction de transfert aux fréquences naturelles du banc

L'objectif d'une fonction de transfert est de caractériser la réponse d'un système à une perturbation harmonique. La fonction de transfert quantifie la réponse en amplitude et en phase du système en fonction de la fréquence de la perturbation.

On cherche ici à déterminer la réponse du champ de vitesse dans la chambre soumis à une perturbation acoustique amont. Dans notre cas, la perturbation acoustique de vitesse est bi-modale ( $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ ) et générée par les instabilités

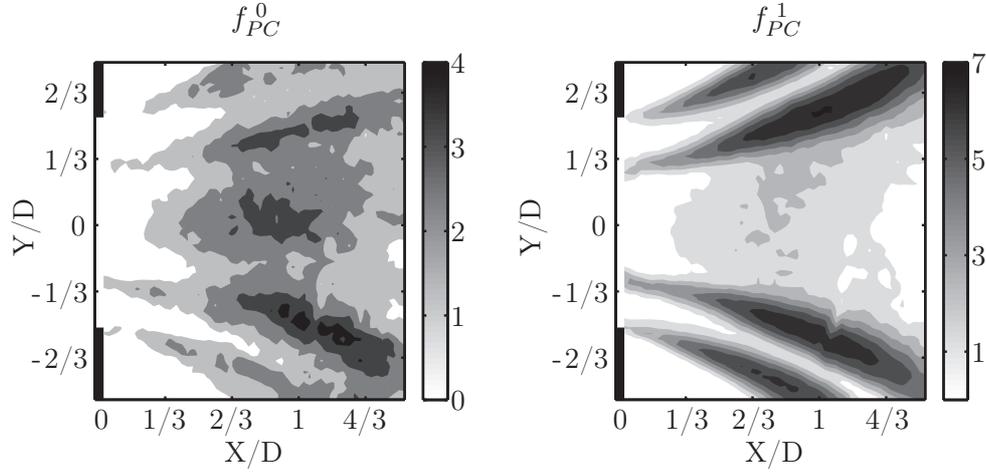


**FIGURE 3.22 :** Vitesse acoustique dans le tube de prémélange, reconstruite aux fréquences des modes instables du foyer  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ .

propres du système. La fonction de transfert est calculée entre la vitesse acoustique ( $U'_{Ac}$ ) mesurée à l'entrée de la chambre en utilisant les microphones M3 et M4 et les champs PIV de la vitesse axiale aux fréquences des modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  :

$$\mathcal{F}(\omega) = \frac{U'_{PIV}/U_0}{U'_{Ac}/U_0} \quad (3.9)$$

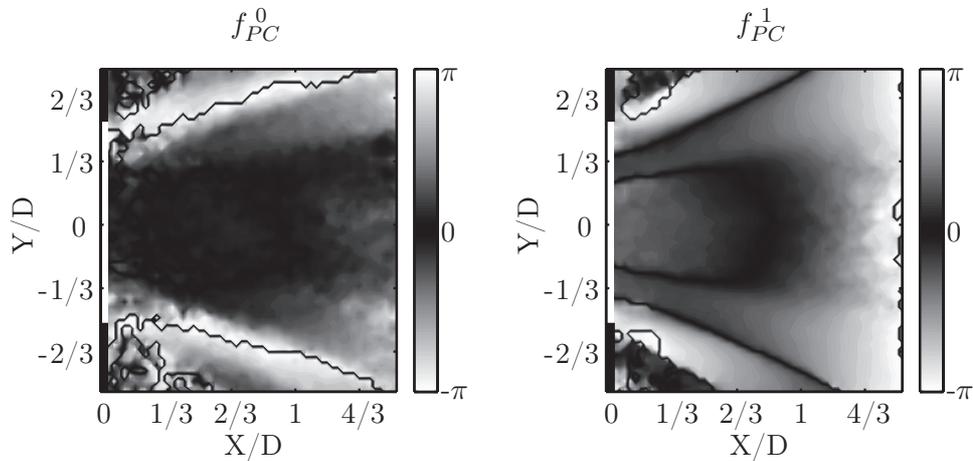
La fonction de transfert est ainsi obtenue pour les deux fréquences propres du système. La figure 3.22 montre l'évolution temporelle de la vitesse acoustique dans le tube de prémélange reconstruite aux fréquences des modes instables  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ . L'amplitude des fluctuations de vitesse représente environ 8% de la vitesse moyenne lorsque celle-ci est reconstruite à la fréquence  $f_{PC}^1$  et environ 3% lorsque la reconstruction se fait à la fréquence  $f_{PC}^0$ . On peut ainsi considérer que la chambre est soumise à une modulation harmonique linéaire. La vitesse axiale au niveau de la flamme peut parfois être plus élevée que dans le tube de prémélange, le module de cette fonction de transfert peut alors prendre des valeurs supérieures à l'unité.



**FIGURE 3.23 :** Module de la fonction de transfert de l'écoulement examiné aux fréquences des modes acoustiques du foyer  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ .

La figure 3.23 présente le module de la fonction de transfert définie en (3.9). Dans le cas du mode associé à la fréquence  $f_{PC}^1$ , l'essentiel de la réponse est localisée au niveau des bras d'injection. La dynamique est répartie aux frontières des zones de recirculation interne et externe. Les fluctuations de vitesse à l'entrée de la chambre sont significativement amplifiées après introduction dans la chambre. Le mode acoustique qui se développe à la fréquence  $f_{PC}^0$  possède une réponse plus faible. Le caractère amplificateur est moindre et la dynamique de l'écoulement est plus uniformément répartie dans la chambre. En particulier, on note que la zone de recirculation interne contribue dans ce cas à l'amplification des oscillations de vitesse acoustique.

Les phases de la fonction de transfert aux deux fréquences propres sont présentées figure 3.24. L'étude de la phase permet de comprendre les mécanismes de couplage mis en jeu dans les différentes parties de la chambre. À la fréquence  $f_{PC}^1$ , la phase présente des disparités spatiales. La zone de flamme crée un déphasage de  $\pi$  séparant nettement les gaz frais des gaz brûlés. La Fig. 3.25 montre l'évolution de la phase le long des bras d'injection ceux-ci présentant une phase quasiment constante. Afin d'étudier l'évolution de la phase le long de l'axe dans la zone de recirculation interne, une coupe de la phase en  $Y=0$  est tracée figure 3.26. Cette coupe permet de voir que le mode  $1_{PC}$  est caractérisé par une diminution linéaire de la phase le long de la zone de recirculation. La propagation de la perturbation de vitesse dans la chambre se fait alors par voie convective à la fréquence  $f_{PC}^1$ . Une approximation linéaire permet de retrouver une vitesse convective de l'ordre de  $18 \text{ m s}^{-1}$ , proche des  $16 \text{ m s}^{-1}$  obtenus section 3.5. Ceci confirme le scénario suivant lequel le couplage entre l'acoustique et l'écoulement gazeux dans la chambre est réalisé par des mécanismes

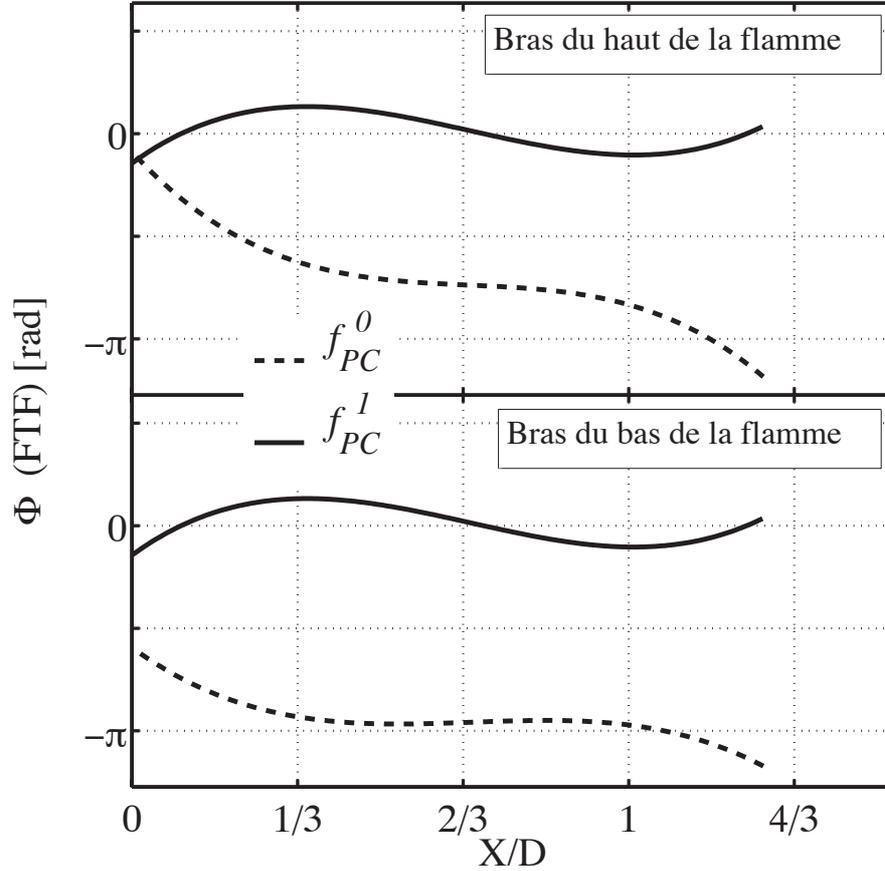


**FIGURE 3.24 :** Phase de la fonction de transfert de l'écoulement examinée aux modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ . La ligne continue représente le passage  $-\pi \rightarrow +\pi$ .

convectifs. Tandis que dans le cône de pénétration des gaz frais ce mécanisme est purement acoustique.

Le mode associé à la fréquence  $f_{PC}^0$  présente une carte de phases différente, essentiellement dans la zone de recirculation interne. La coupe le long de l'axe  $Y=0$  montre que la phase est constante et que donc l'information est véhiculée sous forme acoustique à cette fréquence. Ceci correspond à la dynamique de la chambre qui est contrôlée par les oscillations acoustiques. L'interaction entre l'acoustique de la chambre et la zone de réaction est donc moins violente que pour le mode  $1_{PC}$ , les mécanismes de couplage étant foncièrement différents.

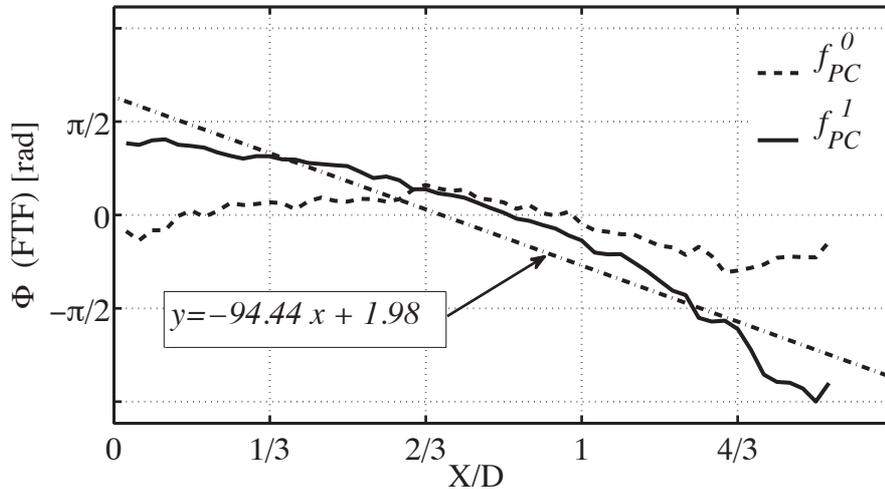
Le calcul de la fonction de transfert du champ aérodynamique permet donc de confirmer les mécanismes aperçus grâce aux moyennes de phase et au suivi de tourbillons. Ainsi le transfert d'énergie de l'acoustique vers la zone de réaction s'effectue de deux façons différentes en fonction de la fréquence, ces mécanismes n'ont pas la même intensité et certainement pas la même influence sur le bruit direct de combustion. Il apparaît ainsi que le contrôle de ce bruit devra s'opérer de deux façons différentes car il est nécessaire agir sur deux mécanismes distincts.



**FIGURE 3.25 :** Evolution de la phase de la fonction de transfert de flamme aux fréquences des modes acoustiques  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  au centre des gaz frais, suivant la position  $X/D$ .

### 3.8 Conclusion

Au cours de cette étude, la vitesse de l'écoulement dans les gaz frais et les gaz brûlés est mesurée par PIV rapide. Les champs moyens permettent d'identifier le cône d'injection des gaz frais dans la chambre tandis que les champs RMS montrent que les fluctuations de la vitesse axiale sont concentrées au niveau des frontières du cône d'injection. Une analyse spectrale de ces champs a mis en évidence la sensibilité de l'écoulement aux fluctuations de pression acoustique aux deux modes résonants du banc. Les structures cohérentes associées ont été caractérisées grâce au critère  $\lambda_2$  dont la transformée en ondelettes avec l'ondelette de Maar a permis d'identifier spatialement les tourbillons. Ces structures cohérentes apparaissent le long de l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés et se propagent à la fréquence  $f_{PC}^1$ . Acoustiquement, ce mode est proche du



**FIGURE 3.26 :** Evolution de la phase de la fonction de transfert de flamme aux fréquences des modes acoustiques  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  dans la zone de recirculation centrale, suivant la position  $X/D$ .

mode quart d'onde du tube de prémélange. Il met en œuvre un couplage fort entre l'acoustique du tube de prémélange et la convection des tourbillons de long du front de flamme dans la chambre de combustion.

Les moyennes de phases effectuées sur les champs de vitesse ont permis de mettre en évidence une dynamique de l'écoulement liée aux deux modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ . Le premier mode est un mode chambre, l'écoulement répond à une perturbation acoustique plane, les longueurs d'injection sont ainsi modulées, mais la zone de recirculation centrale des gaz brûlés n'oscille que faiblement. Le second mode est plus complexe car il répond à une perturbation acoustique provenant du tube de prémélange. Ces perturbations génèrent des tourbillons à leur arrivée dans la chambre qui se propagent le long du front de flamme. La géométrie du cône est profondément modifiée au cours d'un cycle et les gaz brûlés remontent par le centre jusque dans l'injecteur.

Par l'analyse couplée des champs de vitesses et de l'acoustique, les deux mécanismes à l'origine des fortes oscillations acoustiques sont clairement discernés et caractérisés. En observant la phase entre la vitesse acoustique à l'injection et le champ de vitesse 2D obtenu par PIV, les mécanismes de couplage entre l'acoustique et la zone de réaction sont clairement mis en évidence.

Le chapitre suivant reprend la caractérisation de la dynamique de l'écoulement réactif mais cette fois lorsque le système de contrôle d'impédance est utilisé.

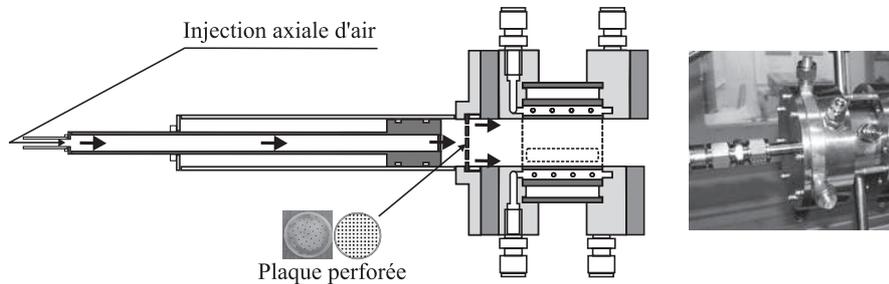
## Chapitre 4

# Effet du système de contrôle d'impédance ICS

*Dans cette étude, la condition limite acoustique au fond du tube de pré-mélange est modifiée à l'aide du système de contrôle d'impédance ICS. Lorsque le module du coefficient de réflexion acoustique est ajusté à des valeurs plus faibles l'instabilité thermoacoustique est atténuée. Les mesures acoustiques montrent une baisse du niveau d'environ 10 dB autour du mode  $f_{PC}^0$  et 17 dB pour  $f_{PC}^1$ , lorsque la longueur de la cavité de l'ICS est bien ajustée. La dynamique de la combustion est caractérisée dans ces conditions. Les mesures de vitesse par PIV haute cadence montrent qu'il n'y a plus de structures cohérentes convectées au voisinage de la zone de pénétration des gaz frais. Cette observation est confirmée par un traitement au moyen du critère  $\lambda_2$ . Des moyennes de phases sont effectuées autour des pics résiduels associés aux fréquences  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ . Les mouvements de battement de la flamme dans les directions axiale et transverse, observés dans le cas instable, ne sont plus visibles dans le cas présent.*

### 4.1 Introduction

Des méthodes de contrôle sont souvent mises en œuvre pour atténuer ou supprimer les instabilités thermoacoustiques. Ces méthodes peuvent être considérées comme actives (Bloxsidge *et al.*, 1988 ; Billoud *et al.*, 1992 ; McManus *et al.*, 1993 ; Annaswamy et Ghoniem, 2002 ; Bernier *et al.*, 2003), ou passives (Steele *et al.*, 2000 ; Richards et Straub, 2003 ; Noiray *et al.*, 2008a). Il a été montré que la maîtrise des conditions limites acoustiques au niveau du système d'injection peut être efficace pour atténuer les instabilités thermoacoustiques (Tran *et al.*,



**FIGURE 4.1 :** Le système de contrôle d'impédance ICS muni d'une plaque perforée à travers laquelle l'écoulement axial passe.

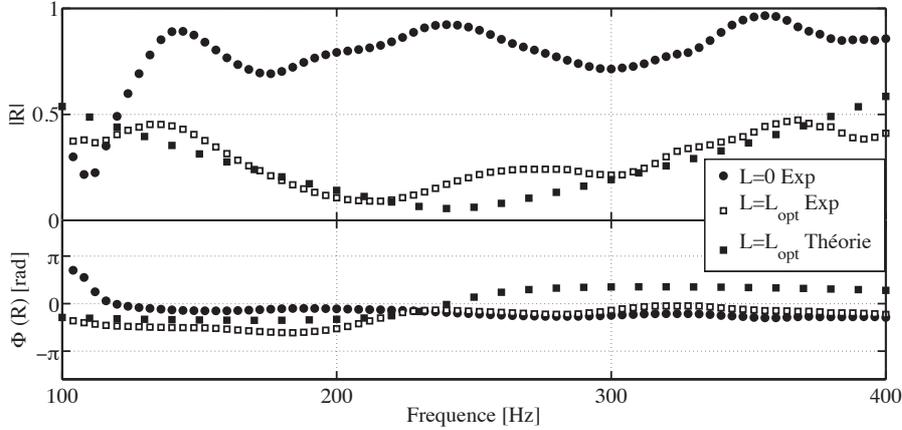
2009b ; Tran, 2009).

Dans ce chapitre, on étudie de façon plus détaillée l'influence de la condition limite au fond du tube de prémélange sur la dynamique de la combustion à l'aide des diagnostics et traitements présentés au chapitre 3.

## 4.2 Contrôle de la condition limite acoustique amont

L'ICS décrit en détail dans le chapitre 1 est utilisé pour contrôler la condition limite acoustique au fond du tube de prémélange, dans la configuration chambre longue du banc CESAM ( $L_C = 0.88$  m). Pour modifier cette condition limite, la taille de la cavité en amont de la plaque perforée est ajustée à l'aide du piston (Fig. 4.1).

La Fig. 4.2 présente les mesures du coefficient de réflexion acoustique au fond du tube de prémélange en fonction de la fréquence dans la gamme [0 1000] Hz. La longueur du piston de l'ICS a été fixée à  $L = 0$  puis  $L = L_{opt} = 0.35$  m. Le régime de fonctionnement correspond à une richesse  $\phi = 0.80$  et un étalement  $\alpha = 50\%$ . Sur la même figure, le coefficient de réflexion théorique de la plaque perforée est également représenté pour une longueur de cavité amont  $L_{opt} = 0.35$  m. Le modèle théorique utilisé correspond au modèle introduit par Hughes et Dowling (1990). Sur cette configuration du banc CESAM, les modes acoustiques se situent autour de  $f_{PC}^0 = 180$  Hz et  $f_{PC}^1 = 280$  Hz (voir chapitre 2). Autour de 180 Hz, le module  $|R|$  du coefficient de réflexion passe de 0.76 à 0.18, et autour de 280 Hz  $|R|$  passe de 0.8 à 0.24 lorsque  $L$  évolue de 0 m à  $L_{opt}$ . Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prévisions.



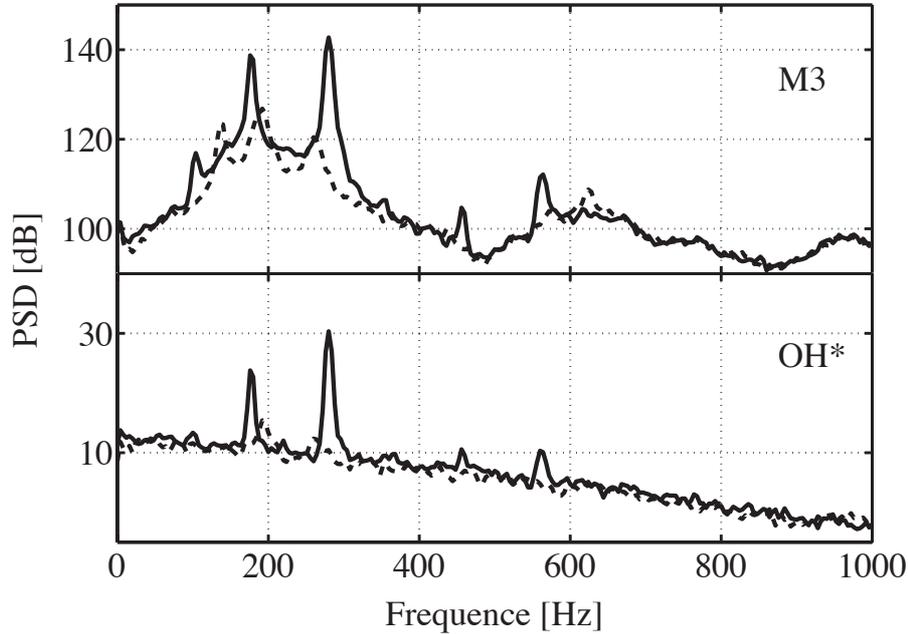
**FIGURE 4.2 :** Coefficient de réflexion acoustique  $R$  au fond du tube de prémélange obtenu expérimentalement pour  $L = 0$  (symboles ronds noirs),  $L = L_{opt}$  (symboles carrés blancs) et par le calcul théorique pour  $L = L_{opt}$  (symboles carrés noirs).

### 4.3 Contrôle d'instabilités thermoacoustiques

Pour les conditions de fonctionnement explorées, l'instabilité de combustion apparaît aux deux fréquences  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  (voir chapitre 3). La Fig. 4.3 montre la densité spectrale de puissance de la pression acoustique mesurée par le microphone M3 placé dans le tube de prémélange et du signal OH\* mesuré par la photodiode, pour les deux longueurs du piston  $L = 0$  et  $L = L_{opt} = 0.35$  m. Concernant la fréquence  $f_{PC}^0$ , la PSD de la pression chute d'environ 15 dB, et d'un peu plus de 20 dB pour  $f_{PC}^1$ . L'impact de l'ICS sur les fluctuations de pression et le taux de dégagement de chaleur instationnaire est considérable. La Fig. 4.4 présente les signaux temporels bruts de la pression acoustique mesurée par M3 et le signal de OH\* sans aucun filtrage. Les fluctuations sont faibles lorsque  $L = L_{opt}$  comparées au cas  $L = 0$ . Les fluctuations de pression sont réduites de  $\pm 1200$  Pa à  $\pm 300$  Pa, alors que la fluctuation maximale de l'intensité du signal de la photodiode passe de 3 à 0.9 V. Les pics d'instabilité sont atténués considérablement, mais des pics résiduels subsistent encore, comme le montre la Fig. 4.3. Les fréquences des modes sont aussi légèrement décalées à  $f_{PC}^0 = 180$  Hz et  $f_{PC}^1 = 252$  Hz. Il est intéressant d'examiner la structure de l'écoulement lorsque le coefficient de réflexion est réduit.

### 4.4 Dynamique des flammes contrôlées

Le même dispositif de PIV présenté dans le chapitre 3 est utilisé pour caractériser la dynamique de l'écoulement contrôlé. La cadence de la PIV est de 15 000 Hz, pour une zone d'interrogation de  $448 \times 504$  pixels correspondant à



**FIGURE 4.3** : PSD de la pression mesurée par le microphone M3 placé dans le tube de prémélange et du signal  $OH^*$ , pour  $L = 0$  (ligne continue) et  $L = L_{opt}$  (ligne discontinue).

$45 \times 52 \text{ mm}^2$ .

#### 4.4.1 Champs moyens et RMS de la vitesse

La Fig. 4.5 présente les champs moyens de la vitesse axiale  $U$  et radiale  $V$  lorsque la longueur du piston est fixée à sa longueur optimale  $L = L_{opt}$ . Ces résultats sont proches de ceux qui sont obtenus pour le cas  $L = 0$ , aussi bien sur la forme prise par l'écoulement que sur les niveaux de vitesse atteint. La Fig. 4.6 montre les champs RMS correspondants. Les valeurs RMS élevées de la vitesse axiale se situent aux limites internes et externes du cône d'arrivée du mélange combustible, comme pour le cas  $L = 0$  (chapitre 3).

Pour une comparaison plus détaillée avec le cas  $L = 0$ , des coupes sont réalisées sur les champs moyens et RMS, aux positions axiales présentées dans le chapitre 3.

Les Fig. 4.7 et 4.8 montrent les profils de la vitesse moyenne axiale et les valeurs RMS dans les cas avec et sans contrôle. En entrée de la chambre de combustion à  $X/D = 0.1$ , les courbes sont quasi-identiques lorsque  $L = 0$  et  $L = L_{opt}$ . Pour  $X/D = 0.5$  et  $X/D = 1$ , au fur et à mesure que  $X/D$  croît, une légère différence est observée sur l'angle d'ouverture de la flamme. Pour

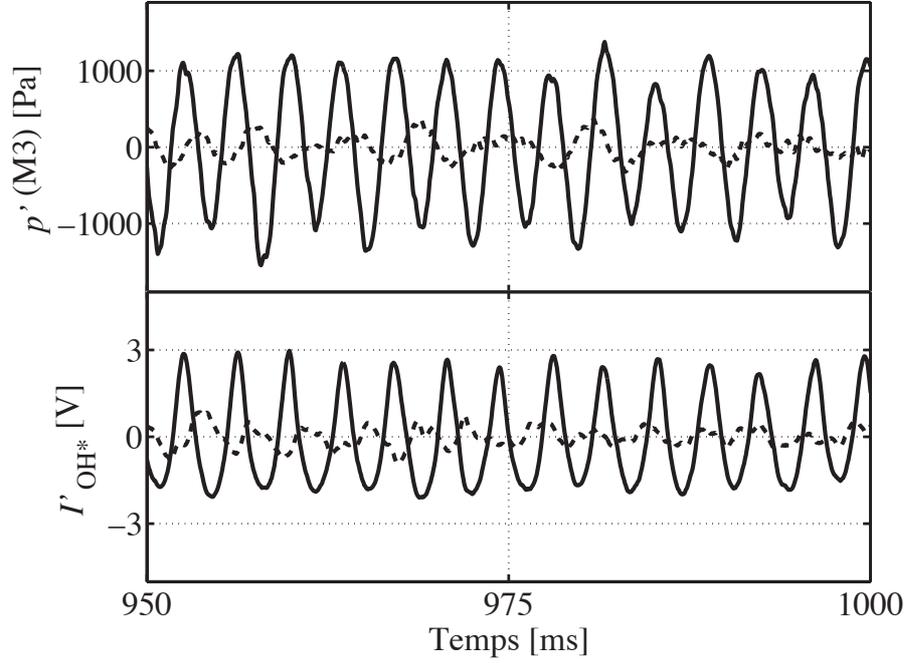


FIGURE 4.4 : Signaux temporels bruts de la pression ( $M3$ ) et de l'intensité de  $OH^*$ , pour  $L = 0$  (ligne continue) et  $L = L_{opt}$  (ligne discontinue).

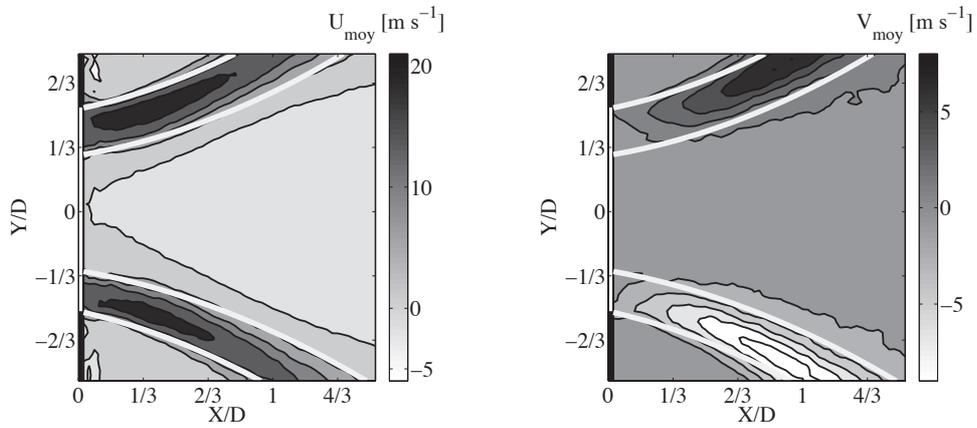


FIGURE 4.5 : Champs moyens de la vitesse axiale  $U$  et radiale  $V$  lorsque  $L = L_{opt}$ .

le cas  $L = L_{opt}$ , la flamme est très bien stabilisée, alors que celle-ci décrit un mouvement de battement qui change considérablement son ouverture lorsque  $L = 0$ . En moyenne l'angle d'ouverture de la flamme est légèrement inférieur dans le cas  $L = 0$ . Néanmoins les niveaux atteints par la vitesse moyenne de l'écoulement et les valeurs RMS restent identiques pour les deux longueurs du

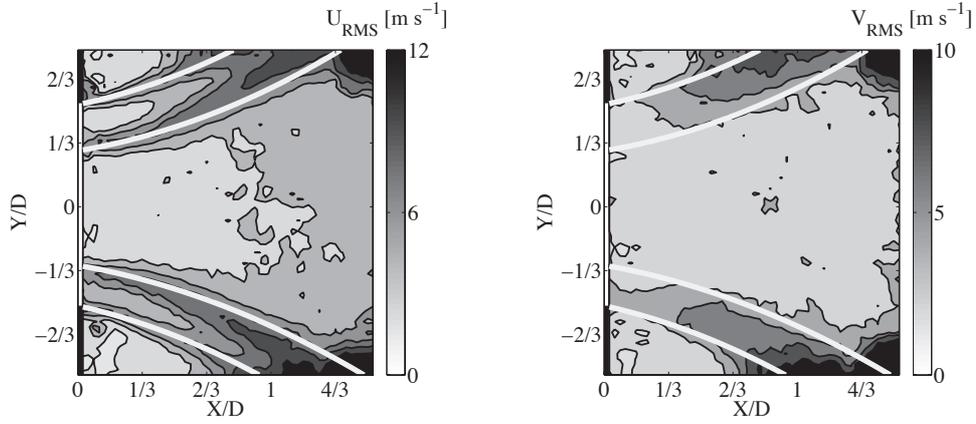


FIGURE 4.6 : Champs des valeurs RMS de la vitesse axiale  $U$  et radiale  $V$  lorsque  $L = L_{opt}$ .

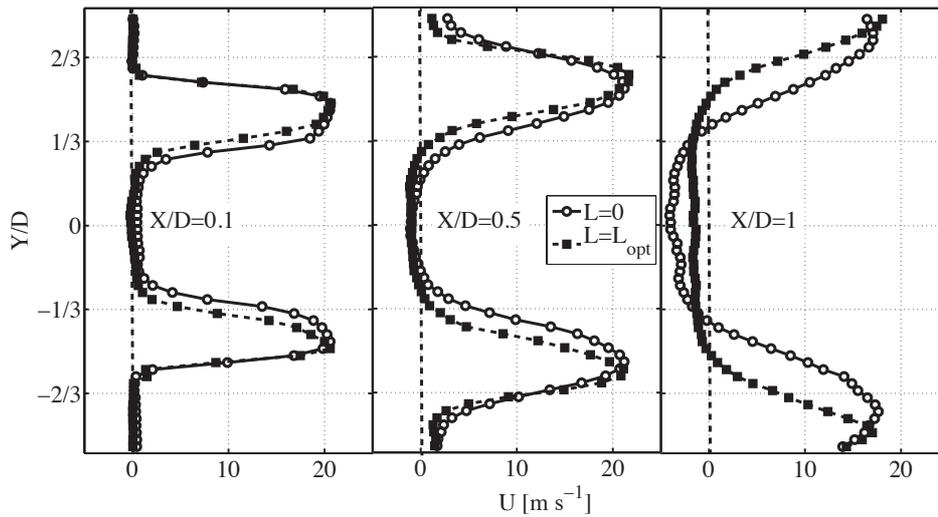


FIGURE 4.7 : Profils de la vitesse moyenne axiale lorsque  $L = 0$  (symboles ronds) et  $L = L_{opt}$  (symboles carrés) pour plusieurs distances  $X/D$ .

piston.

Les Fig. 4.9 et 4.10 présentent les profils de la vitesse radiale et les valeurs RMS. Les observations précédentes concernant la composante axiale  $U$ , sont aussi valables pour la vitesse radiale  $V$ . Il n'y a pas de changement notable de l'écoulement moyen entre les configurations  $L = 0$  et  $L = L_{opt}$ . Une analyse plus fine est nécessaire pour identifier les modifications induites sur l'écoulement.

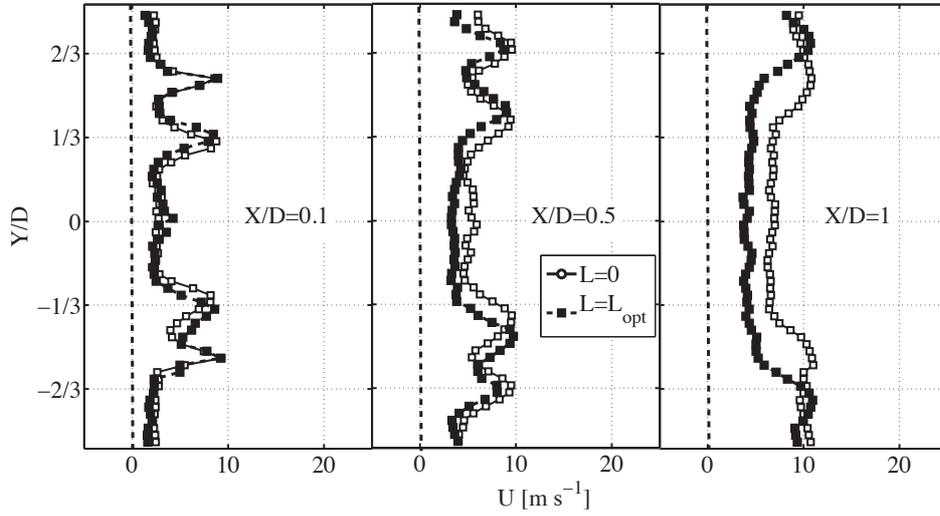


FIGURE 4.8 : Profils des valeurs RMS de la vitesse axiale lorsque  $L = 0$  (symboles ronds) et  $L = L_{opt}$  (symboles carrés) pour plusieurs distances  $X/D$ .

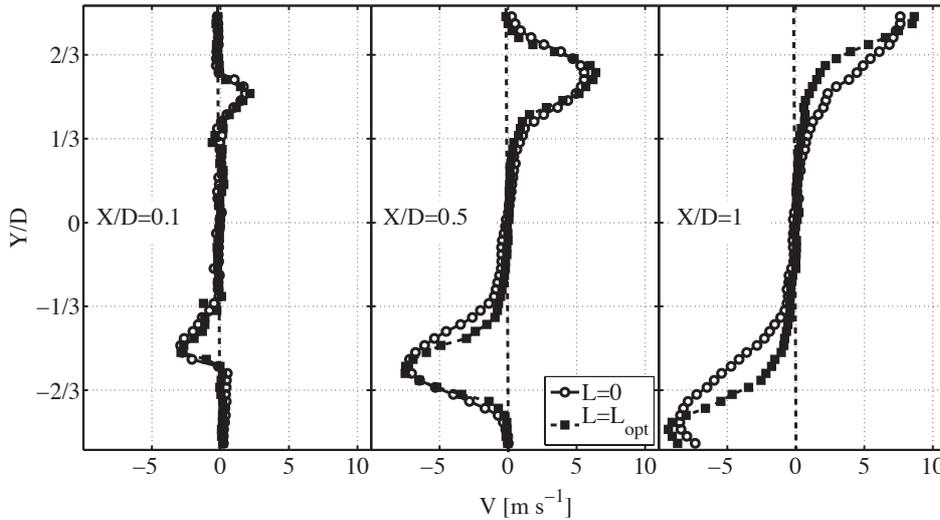
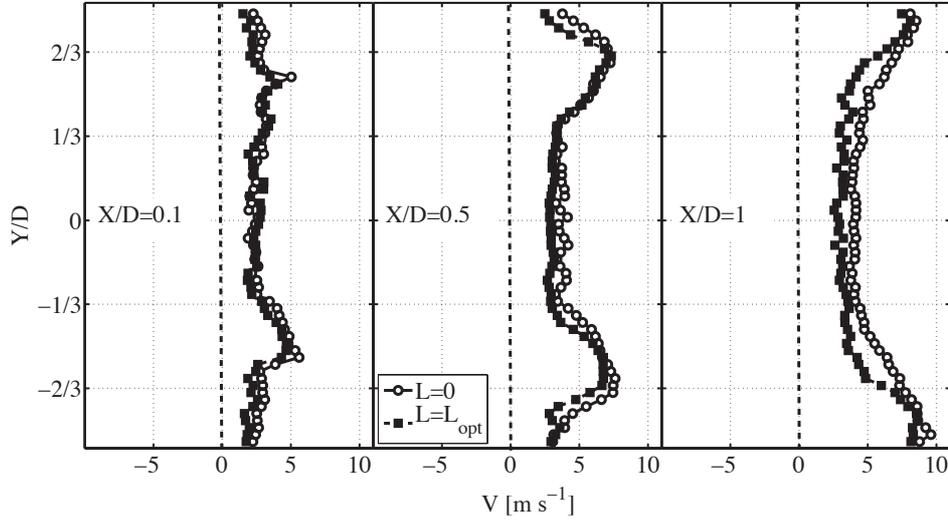


FIGURE 4.9 : Profils de la vitesse moyenne radiale lorsque  $L = 0$  (symboles ronds) et  $L = L_{opt}$  (symboles carrés) pour plusieurs distances  $X/D$ .

#### 4.4.2 Analyse spectrale de la vitesse

Les champs de vitesse étant mesurés à une cadence élevée, il est possible de réaliser ici également une analyse spectrale des données. La PSD est déterminée pour chaque point de mesure et la distribution spatiale dans le plan de mesure de la densité de puissance examinée aux deux pics de fréquences est analysée.



**FIGURE 4.10 :** Profils des valeurs RMS de la vitesse radiale lorsque  $L = 0$  (symboles ronds) et  $L = L_{opt}$  (symboles carrés) pour plusieurs distances  $X/D$ .

La Fig. 4.11 montre les résultats obtenus pour  $f_{PC}^0 = 180$  Hz. Le niveau atteint est indiqué par une échelle de gris en  $(\text{m s}^{-1})^2 \text{ Hz}^{-1}$ . La première observation concerne le niveau maximal qui chute de 0.5 dans le cas de  $L = 0$  à 0.15 pour  $L = L_{opt}$ . La deuxième remarque porte sur le rétrécissement des zones où la PSD est élevée lorsque le coefficient de réflexion est diminué. L'ICS pour une cavité de taille optimale  $L = L_{opt}$  agit principalement sur les bras externes avec une diminution significative du niveau.

La Fig. 4.12 présente les résultats obtenus pour le mode  $f_{PC}^1 = 252$  Hz. La différence des niveaux atteints entre les deux cas  $L = 0$  et  $L = L_{opt}$  est plus importante avec une réduction de 7 à 0.2 lorsque l'ICS est utilisé. À la fréquence  $f_{PC}^1$ , l'impact de l'ICS est plus fort sur la dynamique de l'écoulement. L'activité à cette fréquence est considérablement réduite lorsque  $L = L_{opt}$  au niveau des zones de cisaillement interne et externe de l'écoulement.

La PSD de la vitesse axiale  $U$  est tracée en fonction de la fréquence en deux points A( $X/D = 1$ ,  $Y/D = 1$ ) et F( $X/D = 1.2$ ,  $Y/D = 0$ ) qui se situent dans les gaz frais et la zone de recirculation centrale. La Fig. 4.13 montre que pour  $L = L_{opt}$  aucun pic dans le spectre n'apparaît à basse comme à haute fréquence. L'analyse de la vitesse radiale donne le même type de résultat.

#### 4.4.3 Analyse des structures cohérentes

Des champs  $\lambda_2$  sont calculés à partir des champs de vitesse mesurés grâce à la méthode décrite au chapitre 3. Une analyse est menée pour détecter une

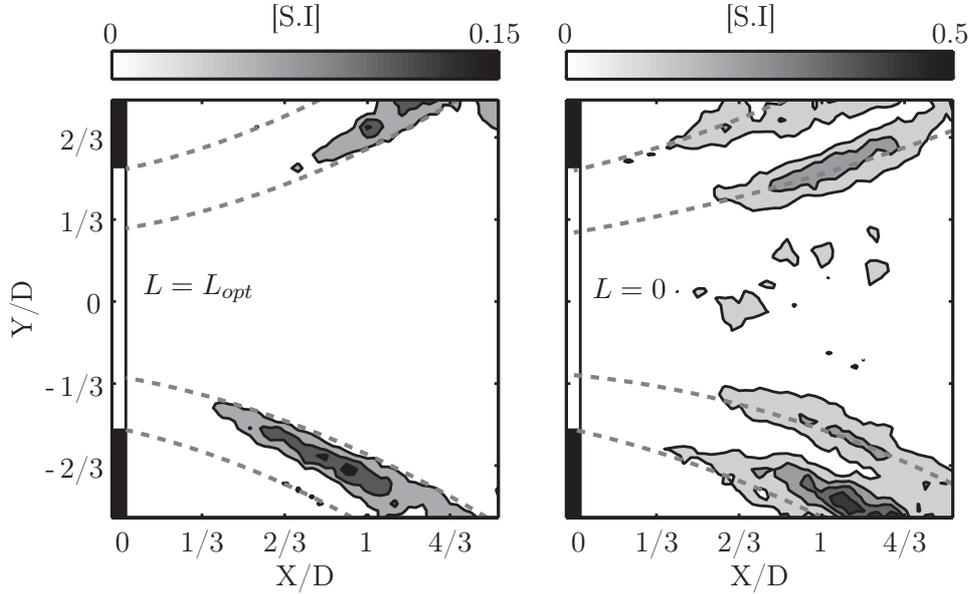


FIGURE 4.11 : Distribution spatiale de la PSD du champ de vitesse axiale analysé à la fréquence  $f_{PC}^0$ , pour les deux conditions limites  $L = 0$  et  $L = L_{opt}$ .

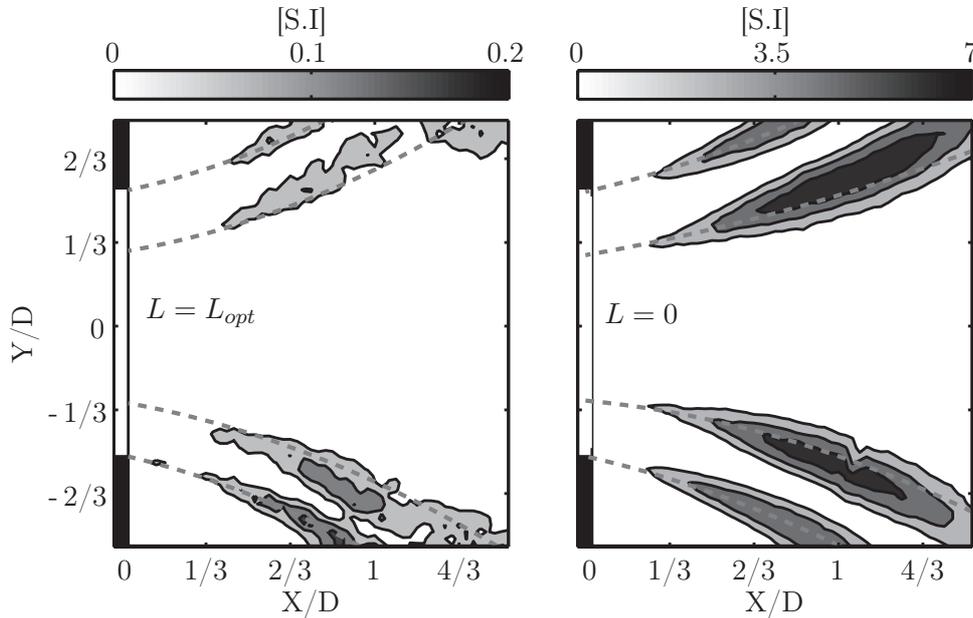
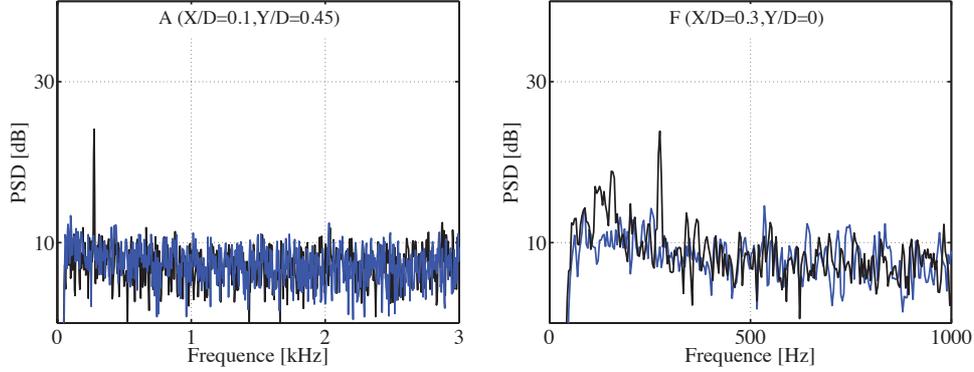
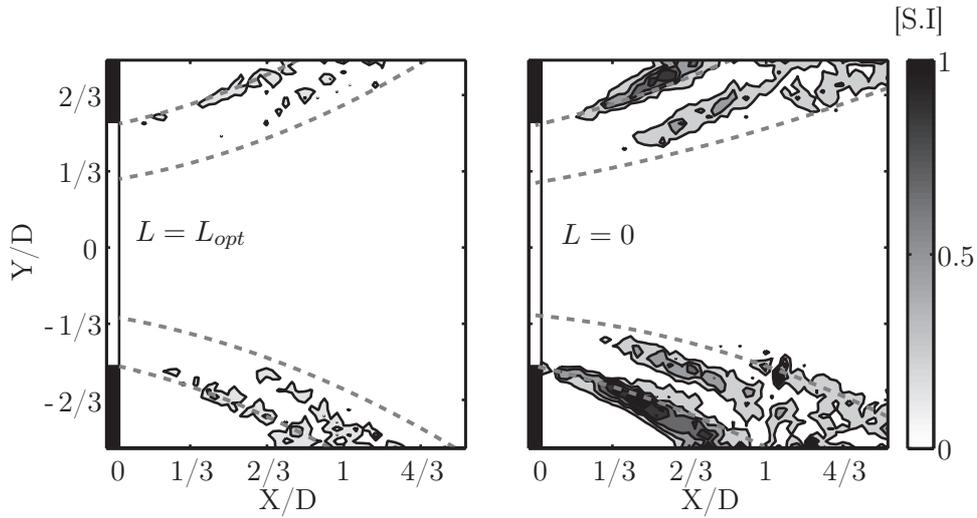


FIGURE 4.12 : Distribution spatiale de la PSD du champ de vitesse axiale analysé à la fréquence  $f_{PC}^1$ , pour les deux conditions limites  $L = 0$  et  $L = L_{opt}$ .

éventuelle présence de structures cohérentes liées aux fréquences des modes acoustiques. Quand l'ICS n'est pas utilisé, on a montré au chapitre 3 que des



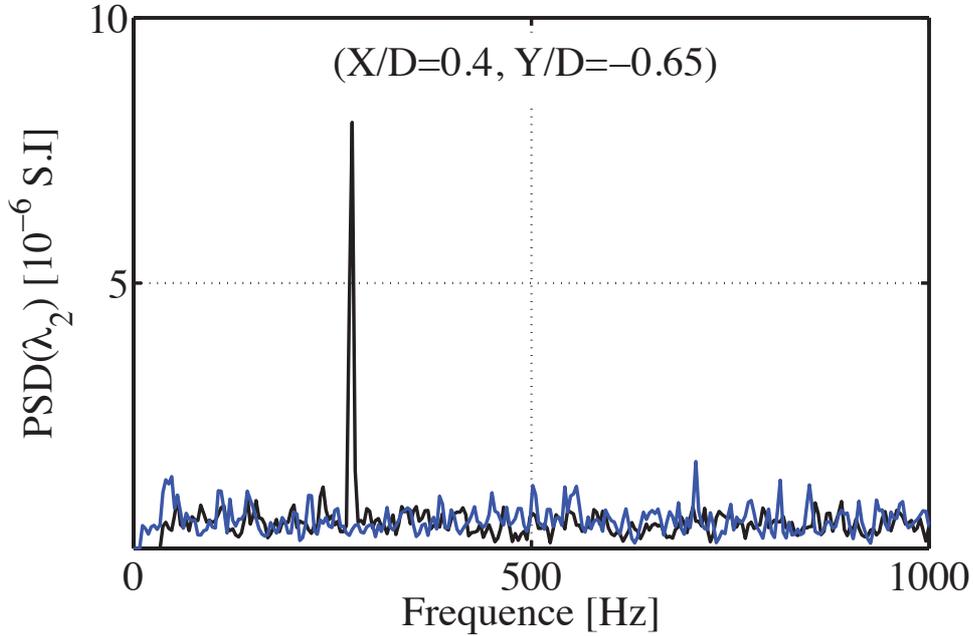
**FIGURE 4.13 :** Evolution de la PSD de la vitesse axiale en fonction de la fréquence aux points A et F précédemment définis dans le chapitre 3, dans le cas  $L = 0$  (courbe noire) et  $L = L_{opt}$  (courbe bleue).



**FIGURE 4.14 :** Distribution spatiale du champ  $\lambda_2$  analysé à la fréquence  $f_{PC}^1$  pour  $L = 0$  et  $L = L_{opt}$ .

structures tourbillonnaires à la fréquence  $f_{PC}^1$  sont présentes le long des limites des gaz frais. La Fig. 4.14 présente la distribution du champ  $\lambda_2$  analysé à la fréquence  $f_{PC}^1$  lorsque la condition limite au fond du tube de prémélange est modifiée avec L'ICS. Lorsque la taille de la cavité est fixée à  $L = L_{opt}$ , le critère  $\lambda_2$  ne détecte plus les tourbillons qui étaient très visibles en l'absence de l'ICS.

Le spectre du critère  $\lambda_2$  est examiné au point  $(X/D = 1, Y/D = 1)$ . La Fig. 4.15 montre que lorsque  $L = L_{opt}$  aucun pic n'apparaît. Des tourbillons peuvent exister et être convectés par l'écoulement, mais ces structures ne sont plus liées à la fréquence d'aucun des modes acoustiques du banc.



**FIGURE 4.15 :** Spectre de  $\lambda_2$  en fonction de la fréquence au point  $(X/D = 1, Y/D = 1)$  dans le cas  $L = 0$  (courbe noire) et  $L = L_{opt}$  (courbe bleue).

Lorsque la longueur du piston est ajustée à sa valeur optimale, l'instabilité est fortement atténuée et les structures tourbillonnaires ne sont plus convectées le long du front de flamme.

#### 4.4.4 Moyenne de phase

Le spectre de la pression acoustique mesurée par le microphone M3 fait apparaître des pics résiduels (Fig. 4.3). Bien que le niveau de ces pics soit faible autour de 120 dB, un traitement en moyenne de phase est réalisé en prenant comme signal de référence la pression acoustique mesurée par le microphone M3 (voir chapitre 3).

La Fig. 4.16 présente les résultats de l'analyse en moyenne de phase pour la vitesse axiale à la fréquence  $f_{PC}^0$ . La forme de la flamme reste peu perturbée au cours du cycle, aucun mouvement particulier n'est observé. La Fig. 4.17 présente les résultats pour le second mode à la fréquence  $f_{PC}^1$ . Lorsque l'ICS n'est pas utilisé, la flamme décrit un mouvement particulier de battement transverse, où la position de la zone de recirculation centrale fluctue au cours d'un cycle (Fig. 5.27 chapitre 3). Dans le cas présent, ce mouvement n'est plus visible, et la forme de l'écoulement ne change pas.

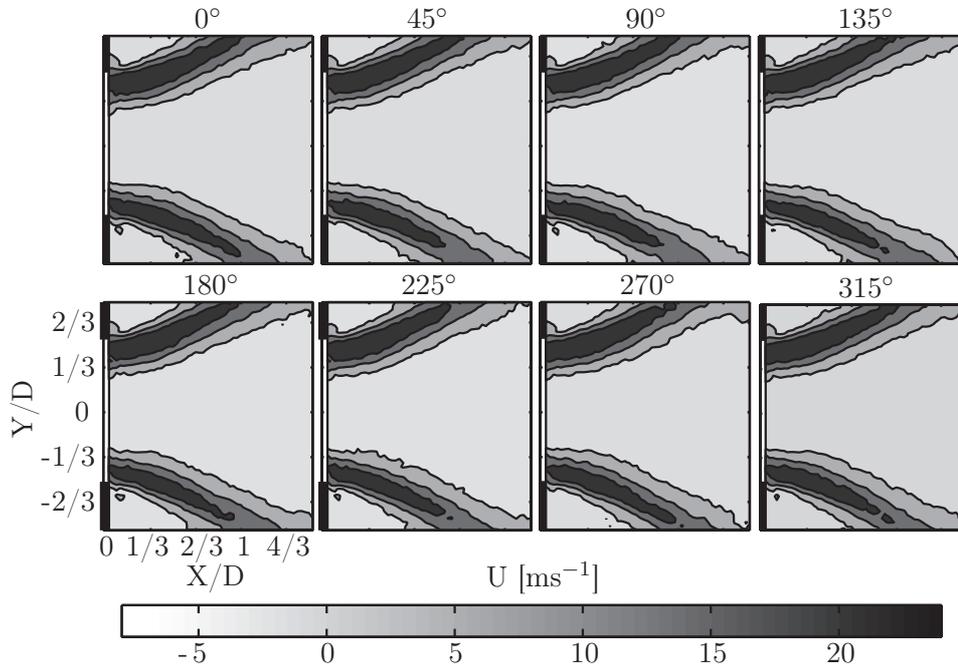


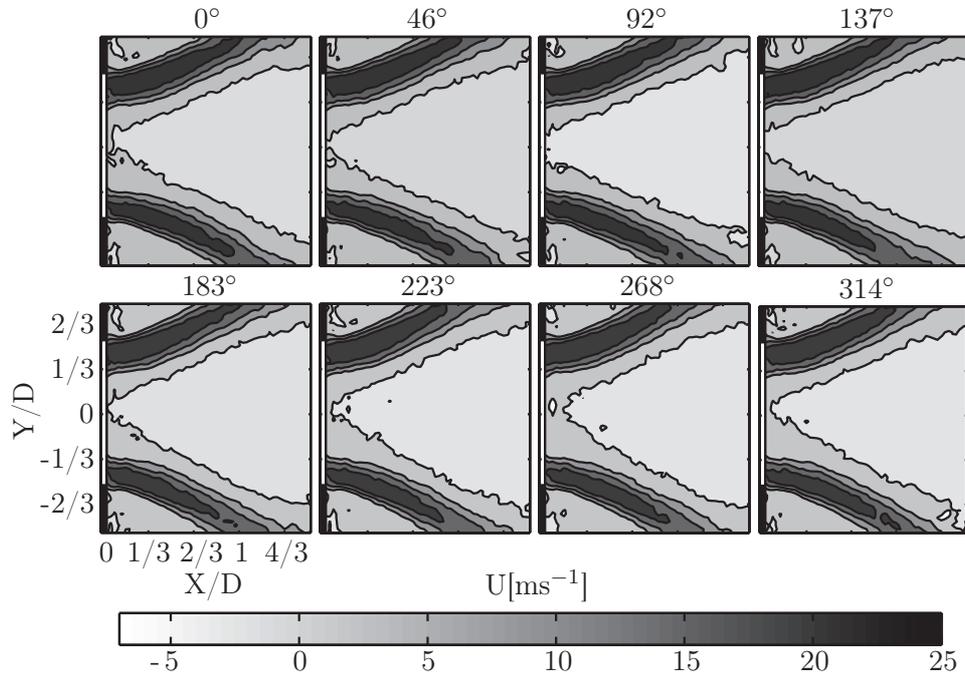
FIGURE 4.16 : Moyennes de phases de la vitesse axiale  $U$  à la fréquence  $f_{PC}^0$  lorsque  $L = L_{opt}$ .

## 4.5 Conclusion

Cette étude a permis de mettre en évidence l'effet du système de contrôle sur la dynamique de la combustion. En réduisant le module du coefficient de réflexion au fond du tube de prémélange l'ICS permet d'atténuer l'instabilité thermoacoustique, un résultat qui confirme l'étude menée par Tran (2009). Le système de contrôle a peu d'effet sur les champs moyen et RMS des vitesses axiale et radiale. Il permet en revanche de réduire l'activité des structures cohérentes synchronisées par le mode  $1_{PC}$  associé au prémélangeur.

Une analyse en moyenne de phase montre que dans ces conditions de contrôle la flamme ne décrit plus de mouvement de battement dans les directions transverse et axiale synchronisés par l'acoustique. L'action de l'ICS sur les propriétés acoustiques du prémélangeur permet de réduire de façon significative le lâcher tourbillonnaire et les fluctuations du taux de dégagement de chaleur à cette fréquence. Plus surprenant, l'ICS a également un effet stabilisant sur le mouvement longitudinal de la flamme associé au mode  $0_{PC}$  principalement lié à l'acoustique dans la chambre de combustion.

Ces analyses montrent ainsi le rôle prédominant de l'acoustique en amont de la zone de combustion sur la dynamique de flamme lorsque le foyer fonctionne à



**FIGURE 4.17 :** Moyennes de phases de la vitesse axiale  $U$  à la fréquence  $f_{PC}^1$  lorsque  $L = L_{opt}$ .

pression atmosphérique.

Pour compléter l'étude sur les conditions limites acoustiques en amont de la zone de flamme, il est nécessaire alors d'examiner l'impédance acoustique dans les lignes d'alimentation. Dans le chapitre suivant, les propriétés acoustiques dans ces lignes d'alimentation sont caractérisées en détail.



## Chapitre 5

# Mesures et modélisation des propriétés acoustiques des lignes d'alimentation

*Les propriétés acoustiques des lignes d'alimentation d'air et de propane du banc CESAM sont caractérisées dans ce chapitre in situ pour des régimes de fonctionnement avec combustion. En présence d'instabilités de combustion au sein du banc CESAM, les perturbations acoustiques se propagent dans le système d'injection et remontent le long des lignes d'alimentation jusqu'aux débitmètres. En amont de ces derniers les ondes acoustiques ne se propagent plus. Une méthodologie est développée pour mesurer l'impédance acoustique des lignes en se basant sur les réponses acoustiques des débitmètres caractérisées sur le banc ITHACA. Par la suite deux méthodes de reconstruction prenant en compte l'effet du nombre de Mach de l'écoulement dans les lignes sont proposées. La première ne tient compte que de la réponse harmonique et l'autre prend compte de la totalité du signal. La seconde méthode est particulièrement efficace car elle permet de reconstruire l'impédance acoustique en tout point dans le système d'alimentation en fonction des impédances en sortie des débitmètres.*

### 5.1 Introduction

L'analyse des instabilités et du bruit de combustion exige une connaissance détaillée des différentes conditions limites acoustiques au sein du système. La connaissance et la caractérisation des réponses de ces conditions limites aux perturbations acoustiques sont souvent déterminantes pour les simulations numériques et l'étude de la dynamique de flamme. En effet, si l'on raisonne en

termes d'énergie acoustique dans le foyer, la flamme représente une des sources de bruit tandis que ce sont aux limites du système que peuvent être échangés des flux acoustiques importants. La connaissance du bruit dans un environnement confiné passe donc par la connaissance des sources, mais aussi des caractéristiques acoustiques des entrées et sorties du système. Sur les systèmes industriels à grande échelle, cette question est rarement abordée en raison des difficultés d'instrumentation dans des environnements confinés et difficiles d'accès. En particulier les lignes d'alimentation d'air et de carburant sont connues pour être très sensibles aux ondes acoustiques, mais la géométrie complexe de ces parties rend les mesures acoustiques très difficiles. En général la détermination des impédances acoustiques des lignes d'alimentation dans une chambre de combustion en fonctionnement ne peut être effectuée directement. Ce problème peut être contourné par différentes stratégies.

Une première possibilité est d'utiliser des modèles analytiques pour décrire les propriétés acoustiques aux limites de la chambre de combustion. Cela peut être effectué sur un ensemble de configurations génériques où les extrémités ont été soigneusement conçues pour correspondre principalement à des ventres ou des nœuds acoustiques. Elles correspondent alors à des conditions limites de type tube ouvert, fermé ou col sonique (Marble et Candel, 1977 ; Keller, 1995 ; Dowling, 1995 ; Polifke, 2001). L'injection d'air ou de carburant à travers un col sonique ou des plaques perforées est souvent utilisée dans des expériences en laboratoire afin de dissocier le plénum ou les lignes d'injection de l'ambiance acoustique qui règne dans la chambre de combustion (Bloxsidge *et al.*, 1988 ; Polifke *et al.*, 2003 ; Eckstein *et al.*, 2006 ; Kim *et al.*, 2010 ; Hield *et al.*, 2009). L'objectif est alors d'augmenter les pertes de charge au niveau de l'injection afin de réduire la sensibilité des lignes d'alimentation aux perturbations acoustiques qui se propagent au sein de la chambre. Cette solution n'est cependant pas souhaitable dans des chambres équipant des systèmes industriels, où les pertes de pression doivent être minimisées (Lefebvre et Ballal, 2010). Elle est limitée à des configurations académiques et n'englobe pas toute la complexité de la dynamique des injecteurs et des lignes d'alimentation utilisées dans les systèmes d'intérêt pratique.

Une autre solution consiste à déterminer l'impédance des lignes d'alimentation en utilisant des montages expérimentaux dédiés équipés d'actuateurs. Cela peut être réalisé dans des configurations inertes (Janardan *et al.*, 1976) ou réactives (Baum *et al.*, 1981 ; Salikuddin et Zinn, 1980). L'objectif de ces expériences est de caractériser la réponse acoustique des lignes d'injection en utilisant une source d'excitation externe avec un balayage dans une gamme de fréquence bien définie et des conditions de fonctionnement proches des applications. Il est alors possible d'effectuer des analyses paramétriques pour différents débits, avec une géométrie qui peut elle aussi être modifiée, en changeant par exemple la conception des injecteurs (Janardan *et al.*, 1976), la perte de charge à travers

des injecteurs (Feiler et Heidmann, 1967 ; Polifke *et al.*, 2003), ou plus récemment le niveau des perturbations acoustiques (Tran *et al.*, 2009b). Beaucoup de ces aspects sont évoqués dans les études les plus récentes (voir par exemple Richards et Robey (2008)). Une caractéristique commune à toutes ces études est la nécessité d'avoir des systèmes d'excitation de forte puissance qui doivent être adaptés et montés sur les installations expérimentales et bancs d'essais dédiés à l'étude de la dynamique des lignes d'alimentation. La caractérisation de la dynamique de systèmes d'injection réels est un avantage considérable. Néanmoins cette méthode reste limitée à quelques installations particulières et dans des gammes de fréquences étroites en raison des contraintes électromécaniques des actuateurs ou des faibles amplitudes qui peuvent être obtenues pour les perturbations de pression (Paschereit *et al.*, 2002).

On peut également utiliser des moyens alternatifs basés sur des simulations numériques afin de déduire la réponse des lignes d'alimentation ou du plenum d'une chambre de combustion. Des simulations URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation), ou LES (simulation aux grandes échelles) ont déjà permis d'aboutir à des résultats intéressants et constituent des outils prometteurs (Roux *et al.*, 2005 ; Nicoud *et al.*, 2007 ; Huber et Polifke, 2008). Il est cependant encore difficile d'obtenir la réponse acoustique de ces lignes d'alimentation dans une gamme de fréquences étendue et d'effectuer des analyses paramétriques avec des coûts de calcul raisonnables (Martin *et al.*, 2006).

Il est donc important de développer des méthodes alternatives qui peuvent être utilisées pour déduire les conditions limites acoustiques d'une chambre de combustion en fonctionnement nominal, sans dispositifs externes de forçage.

## 5.2 Instabilités de combustion et propagation d'ondes acoustiques dans les lignes d'alimentation

Le système d'alimentation du banc expérimental CESAM présenté dans le chapitre 1 comporte quatre débitmètres. Deux sont utilisés pour l'air et deux pour l'injection du propane. Ces débitmètres alimentent le brûleur par huit lignes (quatre par étage). Des modes thermoacoustiques longitudinaux sont susceptibles de s'installer au sein du système. Lorsque le banc fonctionne dans le régime 1 caractérisé par une richesse  $\phi = 0.75$  et un étagement  $\alpha = 15\%$ , il présente une instabilité naturelle autour de  $f_0 = 280$  Hz. La Fig. 5.1 présente la densité spectrale de puissance de la pression acoustique au sein du banc. Les deux premiers graphes montrent que l'instabilité thermoacoustique est présente dans la chambre de combustion où le microphone M5 et le signal de OH\* détecté par la photodiode présentent la même fréquence  $f_0$ . Le microphone M1 placé dans le tube de prémélange détecte lui aussi la même fréquence  $f_0$ . Les

deux derniers graphes montrent que les perturbations acoustiques associées à la fréquence  $f_0$  sont présentes aussi dans les lignes d'alimentation d'air et de propane avec un niveau sonore d'environ 140 dB au pic d'instabilité. Ces perturbations remontent le long des lignes jusqu'aux débitmètres. En amont de ces derniers aucune perturbation acoustique n'est en revanche détectée et le niveau global de la PSD est très bas comparé aux mesures à la sortie du débitmètre. Le niveau sonore a chuté d'environ 40 dB (2 ordres de grandeur) au niveau du pic. Dans la gamme de fréquences qui concerne cette étude, comprise entre 0 et 1000 Hz, les débitmètres réagissent comme des filtres passe-bas aux ondes acoustiques se propageant depuis la chambre de combustion.

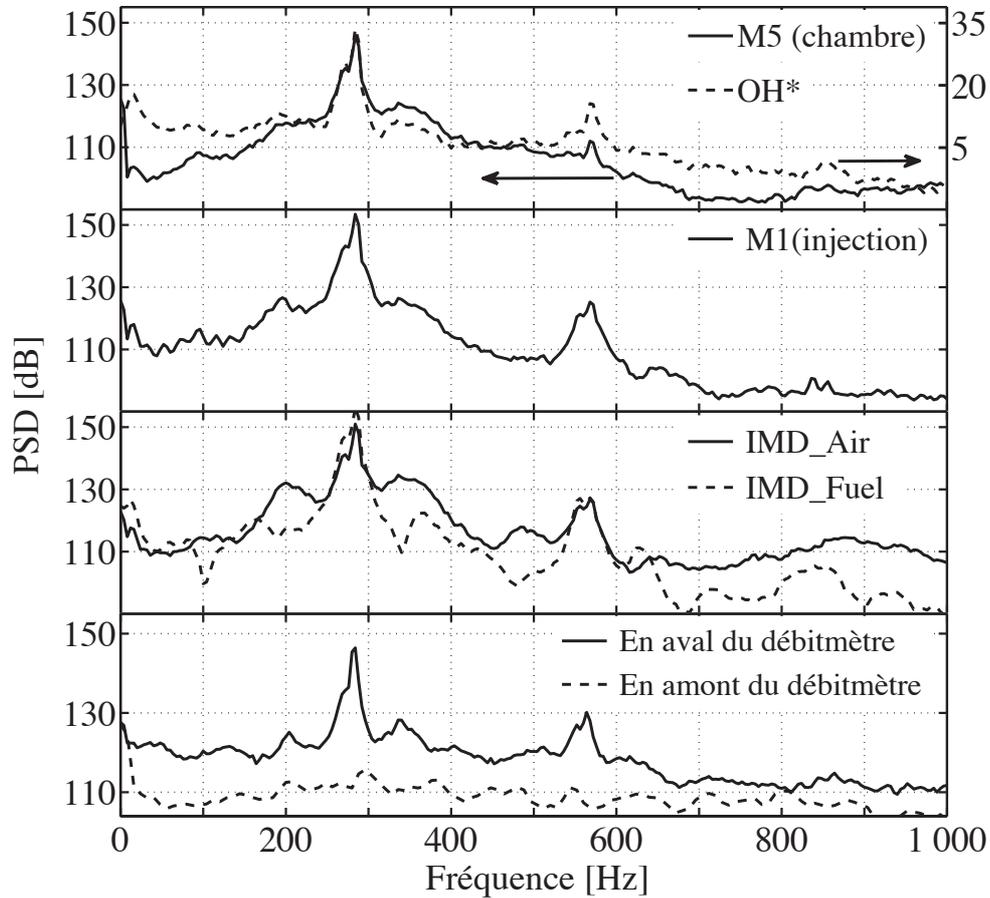
Il est donc nécessaire de bien caractériser la réponse des lignes d'alimentation aux perturbations acoustiques. La manière dont ces perturbations sont réfléchies ou transmises par le système d'injection est déterminante dans toute analyse de la stabilité du banc et de la dynamique de flamme. Le coefficient de réflexion acoustique est un bon paramètre pour décrire le comportement dynamique de ces lignes.  $R = p_r/p_i$  est défini comme le rapport de l'onde acoustique réfléchie et de l'onde incidente provenant de la chambre de combustion. L'impédance acoustique  $Z$  peut être déduite directement du coefficient de réflexion acoustique  $R$ . Compte tenu des petits diamètres des lignes,  $d = 10$  mm pour l'air et  $d = 4$  mm pour le propane, les vitesses dans ces lignes sont assez élevées. Elles atteignent  $76 \text{ m s}^{-1}$ ,  $5.2 \text{ m s}^{-1}$  et  $28.5 \text{ m s}^{-1}$  respectivement à la sortie des débitmètres d'air, de propane de l'étage 1 et de propane du deuxième étage pour le régime 1. Ces valeurs correspondent à des nombres de Mach égaux à 0.22, 0.02 et 0.11. L'effet de l'écoulement ne peut donc pas être négligé dans ce cas et la méthode de mesure du coefficient de réflexion acoustique doit intégrer l'effet du nombre de Mach comme indiqué dans le chapitre 1.

Nous voyons ici que les débitmètres représentent un point acoustiquement remarquable de l'installation. L'étude qui suit permet de montrer que la connaissance a priori de la signature acoustique des débitmètres permet de reconstruire l'impédance acoustique à l'entrée du tube de prémélange sur les lignes d'air et de propane.

### 5.3 Mesures in situ des impédances acoustiques des lignes d'alimentation du banc CESAM en cours d'essai

L'impédance acoustique dans les lignes d'alimentation est mesurée expérimentalement en utilisant les modules IMD décrits dans le chapitre 1.

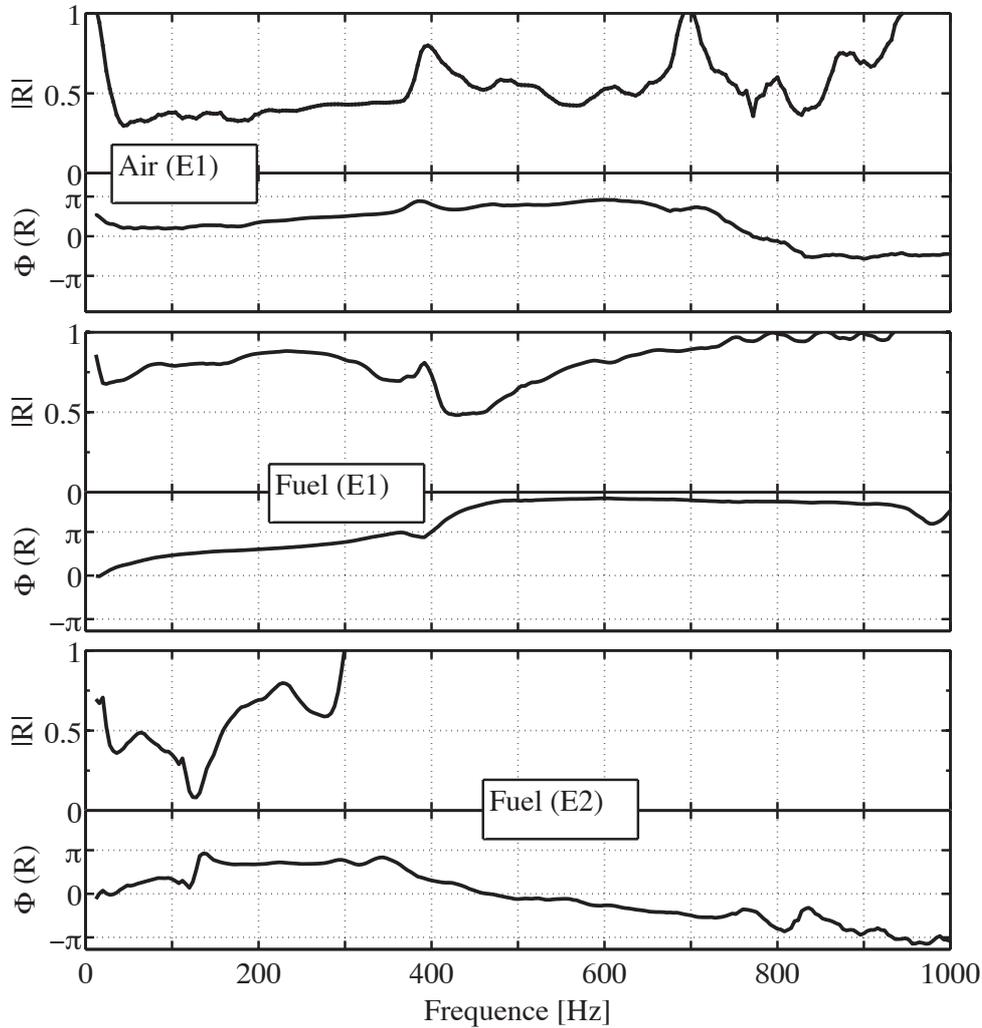
Les IMD sont montés sur les lignes d'alimentation du banc CESAM en sortie des débitmètres. Aucune source acoustique externe n'est utilisée, au cours de



**FIGURE 5.1 :** Densité Spectrale de Puissance de la pression et de l'intensité lumineuse ( $OH^*$ ) en fonction de la fréquence. Les mesures de pression acoustique sont réalisées dans la chambre (M5), le tube de prémélange (M1) et dans les lignes d'alimentation d'air (IMD\_Air) et de propane (IMD\_Fuel).

ces expériences la flamme est la seule source sonore. Chaque IMD étant équipé de trois microphones, la disponibilité en terme de microphones dédié pour ce montage permet d'avoir deux IMD montés simultanément. Plusieurs configurations sont explorées et utilisées par la suite, notamment lorsque des fluctuations de la richesse dans les lignes sont étudiées dans le chapitre 6.

La Fig. 5.2 présente le coefficient de réflexion  $R$  mesuré en sortie du débitmètre en fonction de la fréquence dans la gamme 0 à 1 000 Hz, pour les lignes d'air du premier étage et celles du propane du premier et second étage. L'évolution de  $R$  en fonction de la fréquence est très complexe et difficile à prédire. Les résultats au delà de 350 Hz sont très discutables et parfois non physiques ( $|R| \geq 1$ ) notamment au niveau de la ligne d'alimentation en propane du second étage.



**FIGURE 5.2 :** Mesures *in situ* du coefficient de réflexion acoustique dans les lignes d'alimentation du banc CESAM, en sortie des débitmètres, pour la ligne d'air du premier étage et les lignes de combustible du premier et second étage. Mesures réalisées en tirs à feu sans source extérieure d'excitation.

Cela est sans doute dû au faible rapport signal sur bruit de la technique pour des fréquences supérieures à 350 Hz.

Pour vérifier la pertinence des résultats obtenus sur le banc CESAM, les débitmètres sont montés sur le banc ITHACA équipé d'un haut-parleur. La réponse acoustique des débitmètres peut ainsi être étudiée pour des perturbations contrôlées. Par souci de sécurité lors de ces expériences en non réactif le propane est remplacé par l'air. Les débits sont corrigés en tenant compte du facteur de conversion entre l'air et le propane pour les débitmètres massiques.

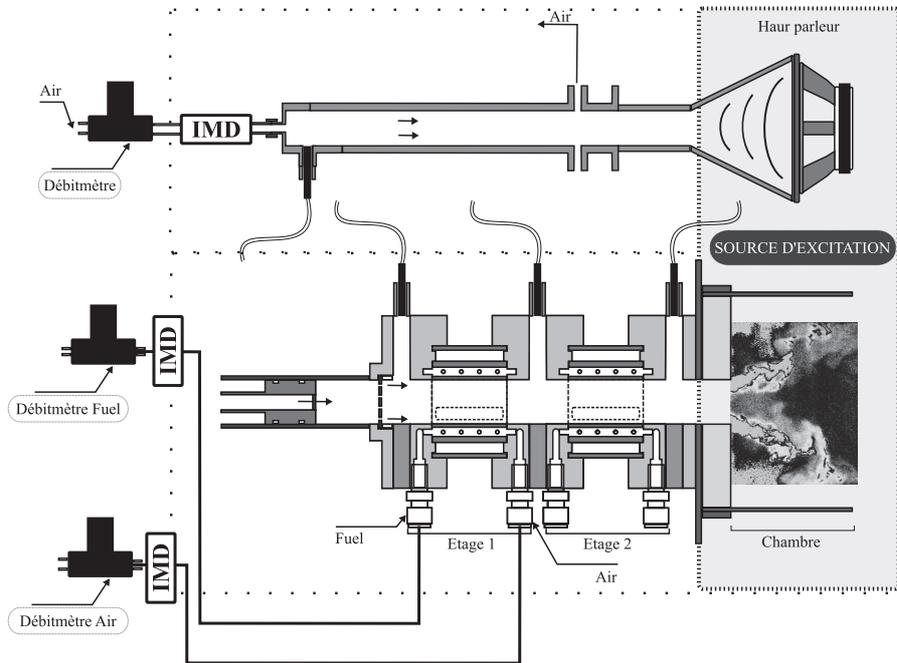


FIGURE 5.3 : Les montages expérimentaux CESAM et ITHACA équipés avec des IMD.

## 5.4 Caractérisation de la réponse acoustique des débitmètres sur ITHACA

Le banc ITHACA présenté dans le chapitre 1, permet d'atteindre des niveaux d'amplitude d'excitations acoustiques élevés en utilisant un puissant haut-parleur équipé d'un amplificateur. La Fig. 5.3 présente les deux montages expérimentaux CESAM où la flamme est la source acoustique, et ITHACA où la source acoustique est un haut-parleur. Les deux bancs présentent de nombreuses similitudes. Dans ce qui va suivre les résultats obtenus sur ITHACA sont représentés dans la gamme de fréquences 100 à 1000 Hz. En dessous de 100 Hz le haut-parleur ne produit pas l'amplitude nécessaire à l'obtention de mesures propres.

La Fig 5.4 présente le coefficient de réflexion en sortie d'un débitmètre d'air en fonction de la fréquence de 100 à 1000 Hz, par différents débits. En absence d'écoulement ( $M = 0$ ) le module est quasi-constant proche de  $|R| = 1$ , de même signature que l'extrémité d'un tube ouvert ou fermé. Cependant, dans cette plage de fréquences, la phase de  $R$  évolue presque linéairement de 0 à  $3\pi/2$ . Pour un débit masse  $\dot{m} = 7.2 \text{ g s}^{-1}$ , correspondant à un nombre de Mach  $M = 0.11$ , la phase reste relativement identique au cas sans écoulement. Le module chute et présente un comportement ondulatoire en fonction de la

fréquence, autour d'une moyenne d'environ  $|R| = 0.6$ . Lorsque  $\dot{m} = 14.4 \text{ g s}^{-1}$ , le nombre de Mach atteint  $M = 0.22$ . Il correspond au régime de fonctionnement du banc CESAM. La phase reste inchangée dans ce cas alors que le module diminue encore tout en gardant un comportement ondulatoire en fonction de la fréquence, autour d'une moyenne  $|R| = 0.4$ . Cette figure met en évidence une dépendance très forte du module du coefficient de réflexion en sortie du débitmètre en fonction du débit qui le traverse. L'augmentation du débit fait décroître  $|R|$  causant ainsi une atténuation des ondes acoustiques. En revanche la phase n'est pas sensible aux variations du débit. L'évolution linéaire de cette phase avec la fréquence reste à expliquer.

La Fig 5.5 montre le coefficient de réflexion en sortie du débitmètre d'air mesuré sur les deux bancs CESAM et ITHACA en fonction de la fréquence, pour deux débits d'air  $\dot{m} = 7.2 \text{ g s}^{-1}$  et  $\dot{m} = 14.4 \text{ g s}^{-1}$  correspondant à des nombres de Mach  $M = 0.11$  et  $M = 0.22$ . Concernant le module, les résultats en non réactif sont en très bon accord avec ceux obtenus en réactif sur le banc CESAM dans la gamme de fréquence 100 à 400 Hz pour les deux débits. En dehors de cette plage de fréquences, le module mesuré en réactif sur le banc CESAM est moins régulier, avec parfois des sauts importants. Pour la phase, les résultats en non réactif sont identiques à ceux obtenus sur le banc CESAM sur une gamme de fréquences plus large 100 à 600 Hz, avec une évolution quasi-linéaire de  $\pi/6$  à  $\pi$ .

Les débitmètres de propane sont également montés sur le banc ITHACA où l'air remplace le propane tout en conservant le débit masse. La Fig. 5.6 montre que le module du coefficient de réflexion en sortie du débitmètre de propane du deuxième étage mesuré en non réactif n'est pas en accord avec les mesures en réactif, bien que la phase soit correctement reproduite. La même expérience est reconduite sur le banc ITHACA en conservant non pas le débit mais le nombre de Mach dans la conduite en sortie du débitmètre. Dans ce cas les mesures en situation non réactive tendent mieux vers les résultats en réactif dans la plage de fréquences 100 à 350 Hz, bien que le module présente une évolution complexe en fonction de la fréquence. La Fig. 5.7 présente les coefficients de réflexion en fonction de la fréquence en sortie des débitmètres de propane, en se focalisant sur les fréquences entre 100 et 350 Hz. Pour le premier étage le module présente une forme de cloche en fonction de la fréquence. Le module mesuré en situation inerte sur le banc ITHACA est légèrement inférieur à celui obtenu en présence de combustion sur le banc CESAM d'environ 0.1 (12 %) en moyenne. La phase évolue quasi-linéairement de  $\pi/3$  à  $2\pi/3$  avec une meilleure correspondance entre les deux résultats. Sur le deuxième étage le module a une forme plus complexe en fonction de la fréquence avec notamment un pic de réflexion acoustique autour de 200 Hz ( $|R| = 0.8$ ), la phase tend à être constante autour de  $3\pi/4$ . Cela illustre le fait que le nombre de Mach est un paramètre important à prendre en compte dans les lignes d'alimentation. L'effet

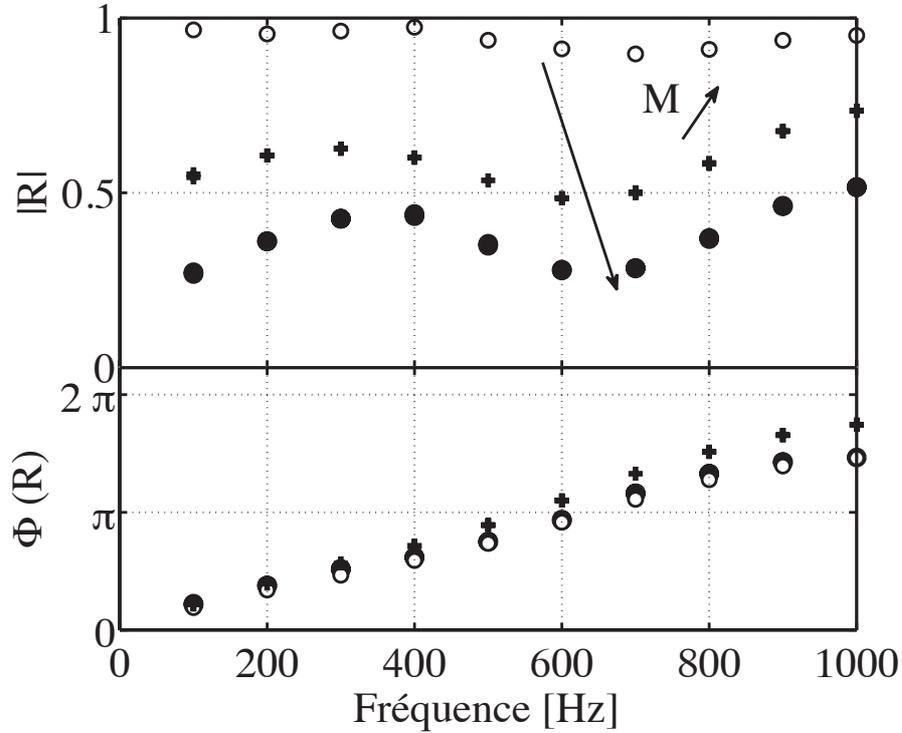


FIGURE 5.4 : Coefficient de réflexion acoustique en fonction de la fréquence, mesuré en sortie du débitmètre d'air sur ITHACA pour différents débits,  $\dot{m} = 0$  ( $M = 0$ , symboles ronds blancs),  $\dot{m} = 7.2 \text{ g s}^{-1}$  ( $M = 0.11$ , symboles croix) et  $\dot{m} = 14.4 \text{ g s}^{-1}$  ( $M = 0.22$ , symboles ronds noirs).

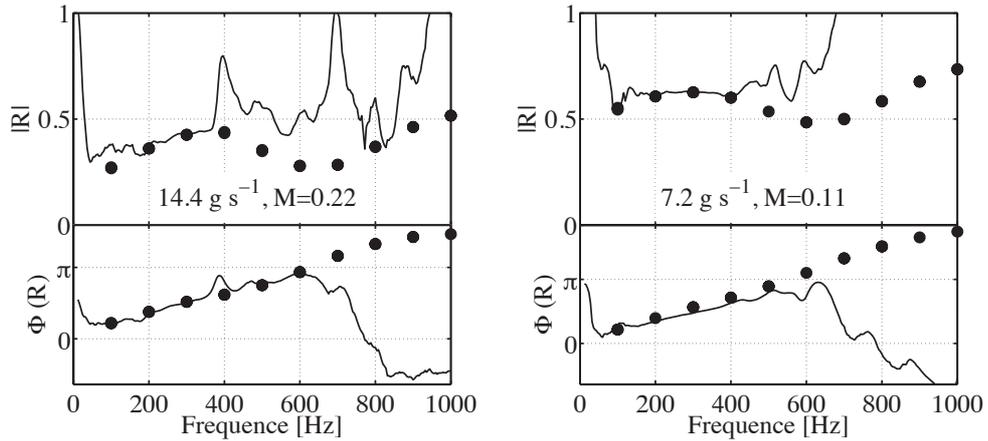
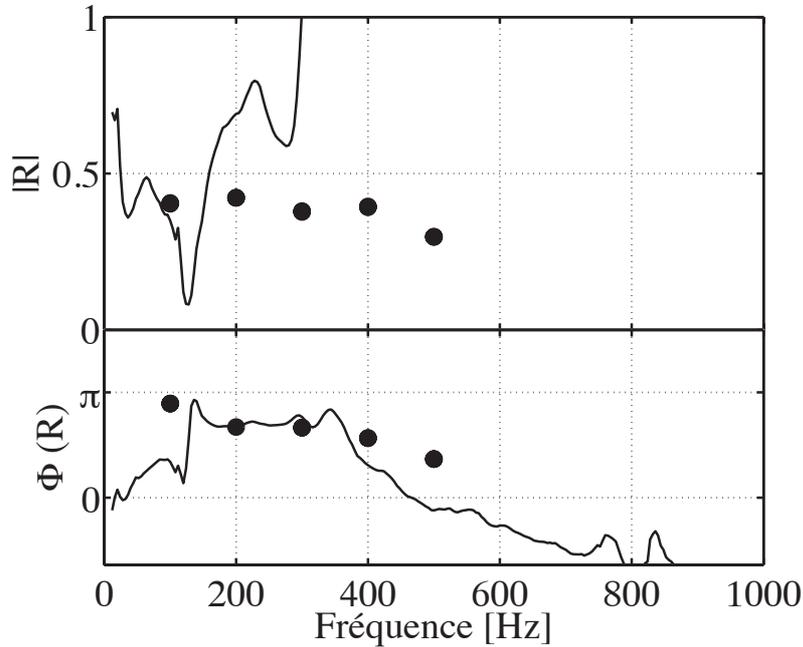


FIGURE 5.5 : Coefficient de réflexion acoustique en fonction de la fréquence, mesuré en sortie du débitmètre d'air, en non réactif sur ITHACA (symboles ronds noirs) et en réactif sur CESAM (ligne continue), pour deux débits d'air.



**FIGURE 5.6 :** Coefficient de réflexion acoustique en fonction de la fréquence, mesuré en sortie du débitmètre de propane du second étage, en non réactif sur ITHACA, avec conservation du débit (symboles ronds noirs) et en réactif sur CESAM (ligne continue).

du nombre de Mach de l'écoulement dans les lignes d'alimentation de propane du premier étage n'est pas aussi perceptible que sur celles du deuxième étage. Cette différence est due à l'étagement, seulement 15% du propane passe par le premier étage pour le régime 1.

Ces résultats montrent que la réponse acoustique d'un débitmètre peut être complexe et sûrement très dépendante de sa géométrie interne.

La plage de fréquences dans laquelle les résultats en non réactif et en réactif sont en bon accord est limitée entre 100 et 350 Hz. Il est alors nécessaire de fixer un critère de validation de mesures de coefficient de réflexion lorsque l'émission sonore de la flamme est considérée comme une source acoustique. Le paramètre de cohérence  $C_{AC}$  (voir chapitre 1) défini entre deux microphones  $M_A$  et  $M_C$  placés dans les IMD montés sur le banc CESAM est calculé en fonction de la fréquence. Ces microphones ne sont pas montés en face l'un de l'autre.

La Fig. 5.8 présente l'évolution de la cohérence dans les modules IMD placés en sortie des débitmètres d'air et de propane. Dans la plage de fréquences où les résultats sur ITHACA sont en bon accord avec les mesures sur le banc CESAM, la cohérence est élevée. Ceci indique que le rapport signal sur bruit est bon. Dans ce cas particulier, la flamme peut être considérée comme une source acoustique cohérente. Une valeur critique de la cohérence peut être alors définie, au-delà

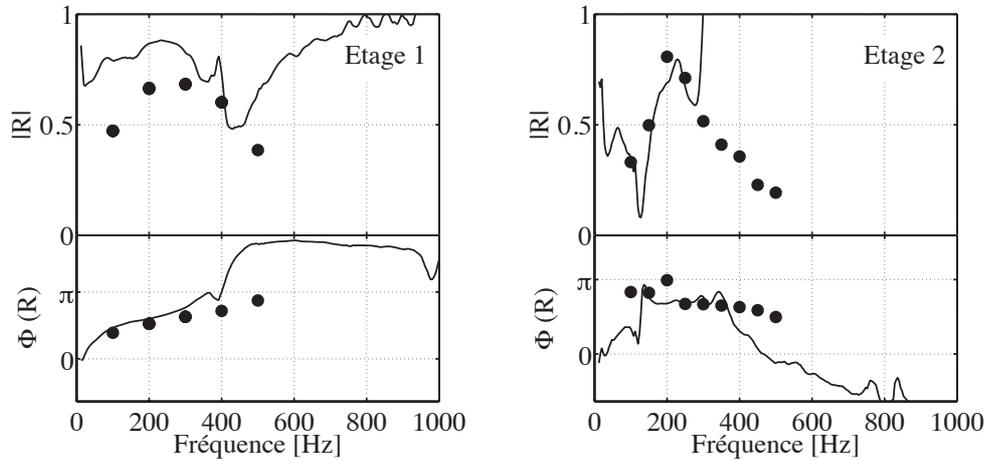


FIGURE 5.7 : Coefficient de réflexion acoustique en fonction de la fréquence, mesuré en sortie du débitmètre de propane des premier et second étages, en non réactif sur ITHACA, avec conservation du nombre de Mach (symboles ronds noirs) et en réactif sur CESAM (ligne continue).

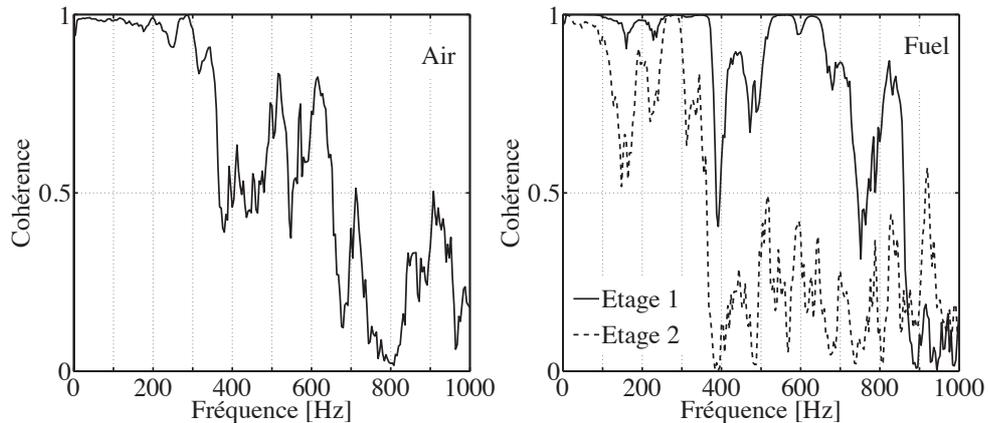


FIGURE 5.8 : Cohérence entre deux microphones placés dans l'IMD, monté sur le banc CESAM sur les lignes d'alimentation (a) d'air et (b) les lignes propane du premier (ligne continue) et du second étage (ligne discontinue).

de laquelle les mesures d'impédances acoustiques dans les lignes d'alimentation sont valides. Il est important de noter que la bande de fréquences de 100 à 350 Hz où les mesures en réactif sont valides est assez large et ne concerne pas seulement le pic d'instabilité à 280 Hz. Cette caractéristique de la flamme est très intéressante car sur de nombreux systèmes et montages expérimentaux, il est difficile d'intégrer une source acoustique externe pouvant résister aux conditions extrêmes lors des essais en réactif.

Les mesures sur le banc ITHACA permettent de valider les mesures obtenues de

la réponse d'un composant du montage expérimental du banc CESAM. Cette mesure ne peut donc être faite n'importe où. Ces mesures peuvent également servir de conditions limites pour des simulations numériques du banc. Pour déterminer les impédances acoustiques des lignes d'alimentation au plus près du système d'injection, une méthode de reconstruction de ces impédances est envisagée. Cette dernière permet de déterminer le coefficient de réflexion en toute position sur la ligne en fonction de la mesure effectuée à une position de référence. Dans cette étude la position de référence est naturellement définie comme étant la sortie des débitmètres.

## 5.5 Reconstruction des impédances acoustiques en entrée du système d'injection

Le coefficient de réflexion en entrée du tube de prémélange est reconstruit à partir des mesures effectuées en sortie des débitmètres. Deux méthodes sont utilisées :

1. Une reconstruction du coefficient de réflexion à la fréquence  $f_0$  correspondant au pic principal de l'instabilité, à partir de la valeur du coefficient de réflexion à cette fréquence mesuré en sortie du débitmètre.
2. Une méthode spectrale faisant d'abord intervenir une reconstruction des signaux de pression par transformée de Fourier, en entrée du système d'injection. Le coefficient de réflexion est ensuite calculé avec la technique des trois microphones décrite dans le chapitre 1.

Les lignes d'alimentation du banc CESAM comportent des bifurcations. Un seul débitmètre alimente deux lignes (haut et bas) sur un même étage (Fig. 1.3). Dans ce cas, le problème de reconstruction du coefficient de réflexion est un système non-fermé avec comme entrée la valeur du coefficient de réflexion à la sortie du débitmètre et deux inconnues correspondants aux valeurs du coefficient de réflexion au niveau de l'entrée des deux cotés de la lignes d'injection. Afin de fermer le système, le banc est légèrement modifié au niveau des alimentations d'air du premier étage. La bifurcation est ici retirée pour qu'un seul débitmètre alimente une seule ligne jusqu'au tube de prémélange. Deux IMD sont simultanément montés comme le montre la Fig. 5.9. Un IMD est inséré à la sortie du débitmètre, l'autre à l'entrée du tube de prémélange.

### 5.5.1 Reconstruction du coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion en sortie du débitmètre est mesuré à la position  $x = L_1$ , où l'axe des  $x$  positifs est pris dans le sens de propagation des ondes acoustiques depuis la chambre vers les lignes d'alimentation (Fig. 5.9). Un autre

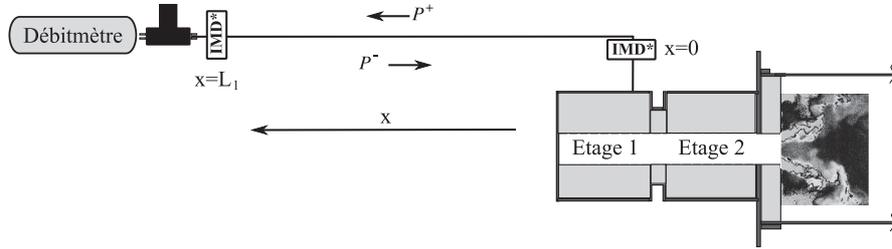


FIGURE 5.9 : Positions des IMD placés en entrée du tube de prémélange et en sortie du débitmètre, après retrait de la bifurcation.

IMD est monté en entrée du tube de prémélange pour disposer d'une mesure directe du coefficient de réflexion à  $x = 0$ . Pour des raisons d'encombrement l'IMD ne peut pas se situer à moins de 15 cm de l'entrée du tube de prémélange. Des mesures ont été réalisées à 15 et 30 cm du tube. Pour chaque fréquence angulaire  $\omega$ , la pression acoustique dans les lignes d'alimentation est donnée par :

$$p'(x, t) = \left( p^+ e^{ik^+x} + p^- e^{-ik^-x} \right) e^{-i\omega t} \quad (5.1)$$

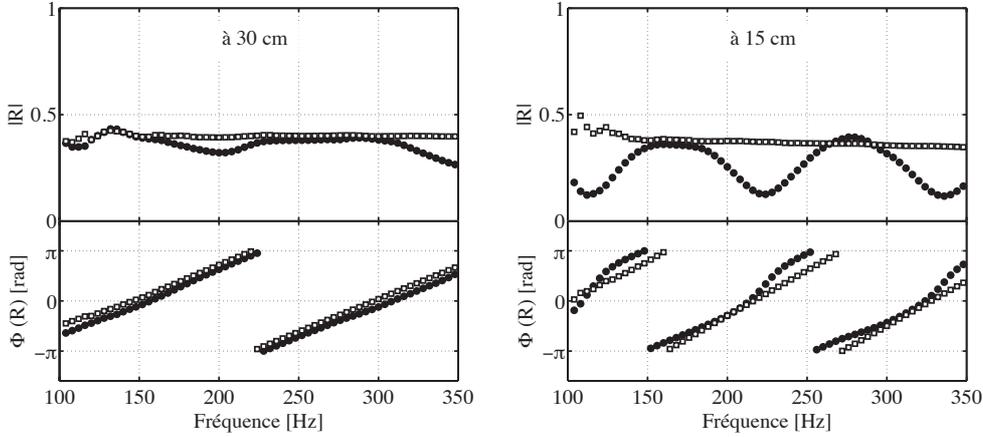
où  $k^+ = (\omega/c_0 + i\alpha_{ac}) / (1 - M)$  et  $k^- = (\omega/c_0 + i\alpha_{ac}) / (1 + M)$  représentent respectivement les nombres d'onde dans le sens contraire à l'écoulement et dans le sens de l'écoulement dans la ligne d'alimentation. Le facteur  $\alpha_{ac}$  représente le taux de dissipation acoustique due à la viscosité. En  $x = 0$  le coefficient de réflexion acoustique est donné par :

$$R(0) = \frac{p^-}{p^+} \quad (5.2)$$

On en déduit la relation entre les deux coefficients de réflexion séparés par une distance  $L_1$  :

$$R(0) = R(L_1) e^{i(k^++k^-)L_1} \quad (5.3)$$

La Fig. 5.10 présente l'évolution du coefficient de réflexion acoustique de la ligne d'air du premier étage proche du tube de prémélange en fonction de la fréquence, à 30 cm (Fig. 5.10 (a)) et à 15 cm (Fig. 5.10 (b)) du plan d'injection dans le prémélangeur. On compare ici la mesure locale réalisée avec l'IMD à la valeur obtenue par reconstruction du signal harmonique basée sur la connaissance du coefficient de réflexion du débitmètre en amont Eq. 5.3. Sur la plage de fréquences de 100 à 350 Hz, la reconstruction est parfaitement réussie pour



**FIGURE 5.10 :** Coefficient de réflexion acoustique de la ligne d'air du premier étage devant le tube de prémélange, obtenu par mesure directe (symboles ronds) et une reconstruction harmonique en utilisant les résultats en sortie du débitmètre (symboles carrés). Les résultats sont présentés pour deux distances (a)  $x = 30$  cm, (b)  $x = 15$  cm au plan d'injection dans le prémélangeur.

la phase. Le module est bien reconstruit à 30 cm de l'injection mais si l'on se rapproche à 15 cm de l'entrée du prémélangeur, les oscillations mesurées ne sont pas reproduites par la reconstruction. Cette méthode de reconstruction transporte une seule fréquence qui, bien que dominante, ne contient pas l'ensemble des informations spectrales nécessaires au calcul du coefficient de réflexion. On se propose dans la suite de tester une méthode spectrale de reconstruction d'impédance.

### 5.5.2 Reconstruction de la pression acoustique

Les signaux de pression enregistrés par les microphones placés dans l'IMD monté en sortie du débitmètre sont décomposés en onde incidente et réfléchi. En passant par l'espace de Fourier, les différentes composantes fréquentielles sont alors propagées depuis le débitmètre vers le tube de prémélange ( $x = 0$ ), en tenant compte de l'écoulement. La transformée de Fourier est appliquée sur la pression mesurée en sortie du débitmètre :

$$\hat{p}(x, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(x, t) e^{-i\omega t} dt = \mathcal{F}\{p(x, t)\} \quad (5.4)$$

On note  $\hat{p}_\omega(x)$  la composante du signal fréquentiel  $\hat{p}(x, \omega)$  à la pulsation angulaire  $\omega$ . Pour simplifier l'écriture, les équations suivantes sont déterminées pour la composante à la fréquence  $\omega$  :

$$\begin{aligned}\hat{p}_\omega(x) &= p_\omega^+(x) + p_\omega^-(x) \\ &= A_\omega^+ e^{i k_\omega^+ x} + A_\omega^- e^{-i k_\omega^- x}\end{aligned}\quad (5.5)$$

où  $k_\omega^+$  et  $k_\omega^-$  représentent les composantes des nombres d'ondes à la fréquence  $\omega$ . En aval du débitmètre à ( $x = L_1$ ), le coefficient de réflexion acoustique du débitmètre est connu ainsi que la pression. On peut alors déterminer les amplitudes complexes des ondes de pression :

$$\begin{aligned}p_\omega^+(L_1) &= \frac{\hat{p}_\omega(L_1)}{1 + R_\omega(L_1)} \\ p_\omega^-(L_1) &= \frac{\hat{p}_\omega(L_1)R_\omega(L_1)}{1 + R_\omega(L_1)}\end{aligned}\quad (5.6)$$

Dans cette expression  $R_\omega = R(\omega)$  désigne la valeur du coefficient de réflexion examiné à la fréquence angulaire  $\omega$ .

Au niveau de l'entrée du tube de prémélange en  $x = 0$ , il vient :

$$\begin{aligned}p_\omega^+(0) &= p_\omega^+(L_1) e^{i k_\omega^+ L_1} \\ p_\omega^-(0) &= p_\omega^-(L_1) e^{i k_\omega^- L_1}\end{aligned}\quad (5.7)$$

On en déduit la fluctuation de pression dans cette section :

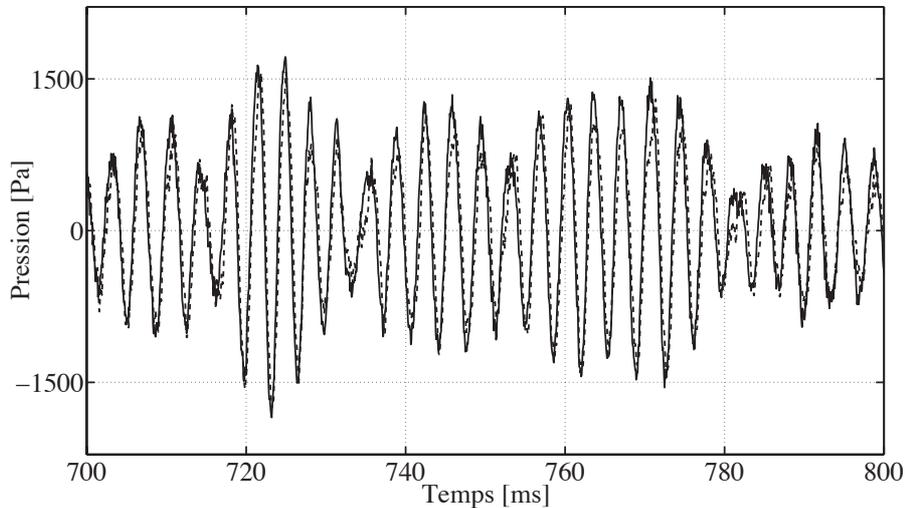
$$\hat{p}_\omega(0) = p_\omega^+(0) + p_\omega^-(0)\quad (5.8)$$

Finalement, la pression acoustique est obtenue en effectuant la transformée de Fourier inverse sur toutes les composantes fréquentielles calculées :

$$p'(0, t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \sum_\omega \hat{p}_\omega(0) \right\}\quad (5.9)$$

où  $\mathcal{F}^{-1}$  représente la transformée de Fourier inverse. Dans le cas présent, les contributions de toutes les fréquences dans l'intervalle [50 – 1 000] Hz sont prises en compte.

La Fig. 5.11 présente l'évolution temporelle de la pression acoustique dans la ligne d'air du premier étage du banc CESAM, à 15 cm du plan d'injection dans le tube de prémélange. Cette pression est obtenue par mesure directe et par reconstruction en utilisant l'équation Eq. 5.9. Les deux signaux sont quasiment superposés. La pression est fidèlement propagée depuis le débitmètre jusqu'à

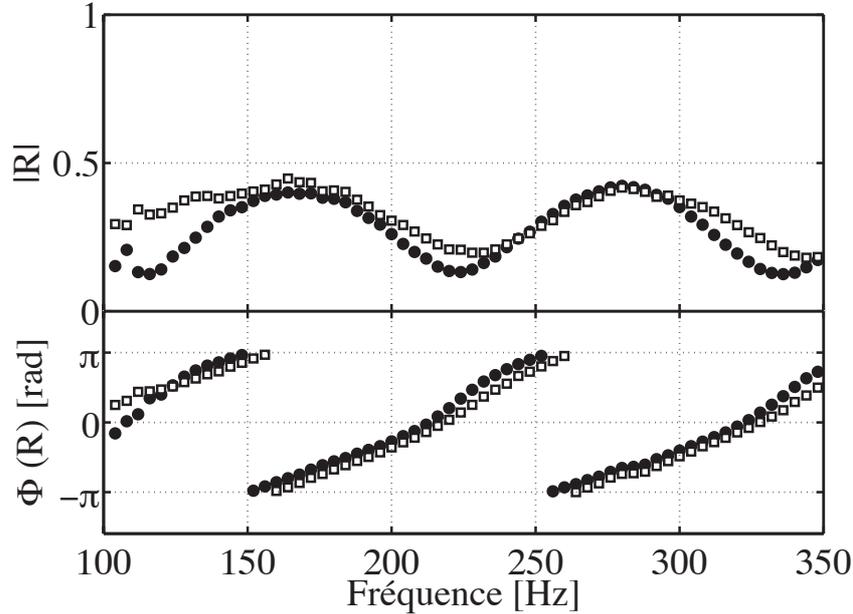


**FIGURE 5.11 :** Evolution temporelle de la pression acoustique dans la ligne d'air du premier étage à 15 cm du tube de prémélange, obtenue par mesure directe (ligne continue) et par reconstruction en utilisant le signal enregistré par un microphone en sortie du débitmètre (ligne discontinue).

l'entrée du tube de prémélange. Le coefficient de réflexion est ensuite calculé en utilisant ces signaux de pression reconstruits.

Le coefficient de réflexion acoustique obtenu en entrée du système d'injection est présenté sur la Fig. 5.12. Comme pour la première méthode développée dans la section précédente, la phase est très bien reconstruite car elle représente essentiellement un retard et dépend principalement de la longueur de la ligne. Le module reconstruit présente cette fois-ci le même caractère ondulatoire que la mesure directe réalisée à 15 cm du plan d'injection dans le prémélangeur. Cette méthode est plus précise pour reconstruire les variations du module qui peuvent être très complexes en fonction de la fréquence. La deuxième méthode de reconstruction, faisant intervenir des signaux de pression reconstruits en entrée du tube de prémélange est donc globalement plus adaptée. Le passage par le domaine de Fourier permet de propager la pression dans la ligne d'alimentation tout en gardant les contributions de toutes les composantes fréquentielles.

La méthode de reconstruction de l'impédance acoustique proposée dans cette section permet d'envisager la détermination des conditions limites acoustiques au plus près du système d'injection où l'instrumentation est souvent très difficile, en se basant sur des mesures effectuées en un point bien maîtrisé loin de l'injection.



**FIGURE 5.12 :** Coefficient de réflexion acoustique de la ligne d'air du premier étage à 15 cm du plan d'injection dans le prémélangeur, obtenu par mesure directe (symboles ronds) et par reconstruction spectrale de la pression acoustique recueillie par les microphones en sortie du débitmètre (symboles carrés).

## 5.6 Conclusion

Les perturbations acoustiques générées au sein du brûleur CESAM remontent le long des lignes d'alimentation jusqu'aux débitmètres qui se comportent comme des filtres acoustiques. Il est nécessaire de caractériser les impédances acoustiques de ces lignes en tenant compte de la présence de l'écoulement. Cette étude montre que ces impédances peuvent être très complexes avec une dépendance certaine en fréquence. L'effet de l'écoulement a également été observé. En augmentant le débit, le module du coefficient de réflexion acoustique chute et le débitmètre devient moins réfléchissant.

Les impédances en sortie des débitmètres ont été mesurées pour des écoulements inertes sur banc dédié et puis en situation réactive sur l'installation CESAM. Ces mesures montrent un très bon accord dans la plage de fréquences de 100 à 350 Hz. Lors des essais en situation réactive, la flamme peut être utilisée comme une source acoustique cohérente pour effectuer des mesures de propriétés acoustiques en l'absence de source d'excitation externe. Ceci est conditionné par la cohérence entre les microphones de l'IMD, qui doit rester supérieure à une certaine valeur seuil.

La méthode repose sur le fait que la flamme n'est pas une source acoustique

mono-fréquentielle mais une source au spectre suffisamment large pour caractériser de façon continue les impédances amont du banc. Le bruit généré par la flamme garde, malgré une amplitude moindre en dehors du pic principal associé à une instabilité thermoacoustique, une cohérence forte dans toute la partie amont de l'installation.

Les propriétés acoustiques à l'entrée du système d'injection ont été obtenues par une méthode de reconstruction du coefficient de réflexion. Une analyse harmonique permet de retrouver les bons coefficients de réflexion jusqu'à une certaine distance du tube de prémélange. Au plus près du tube, le contenu spectral de l'onde incidente est trop riche pour qu'une reconstruction harmonique soit pleinement satisfaisante. Une deuxième approche consiste alors à reconstruire d'abord les trois signaux temporels de la pression acoustique, issus de l'IMD en sortie du débitmètre, à l'entrée de l'injection en passant par l'espace de Fourier, pour en déduire ensuite le coefficient de réflexion. Cette méthode est plus précise et permet une bonne reconstruction, même au plus près du système d'injection.

La caractérisation des impédances acoustiques dans les lignes d'alimentation permet de déterminer des conditions limites qui pourront être utilisées comme entrées pour des simulations numériques de l'installation expérimentale.

La méthode de reconstruction permet de retrouver la condition limite acoustique en entrée du système d'injection à partir d'une mesure de référence effectuée en amont dans les lignes d'alimentation. La caractérisation de la réponse acoustique des débitmètres en situation inerte sur le banc ITHACA combinée avec la méthode de reconstruction permet de déterminer les conditions limites en entrée du système d'injection de l'installation CESAM sans qu'il soit nécessaire d'effectuer des mesures en situation réactive.

La possibilité d'obtenir et de caractériser les fluctuations acoustiques dans les lignes d'alimentation nous permet d'estimer les fluctuations de vitesse d'injection ligne par ligne. Le chapitre suivant présente une étude des effets de ces fluctuations sur la stabilité globale du brûleur.

## Chapitre 6

# Étude expérimentale des fluctuations de débit et de richesse dans les lignes d'alimentation

*Des modules IMD sont montés sur les lignes d'air et de combustible au niveau de l'entrée du tube de prémélange afin de mesurer les impédances associées. Les mesures de pression acoustique permettent de reconstruire la vitesse acoustique et de remonter ainsi aux fluctuations de débit générées au sein des lignes d'alimentation. Ces mesures sont effectuées pour les deux étages et sur l'ensemble des lignes d'alimentation en combustible et en air. Elles se traduisent par des fluctuations de la composition globale du mélange. Une estimation de la fluctuation du débit global est calculée et la variation de la richesse du mélange en est déduite. L'impact de ces fluctuations sur la dynamique de la combustion est détaillé dans cette étude.*

### 6.1 Introduction

Lorsque des perturbations de pression sont présentes au sein d'un foyer, celles-ci peuvent se propager dans les lignes d'alimentation. L'injection se trouve alors modifiée et un effet direct sur la dynamique de la combustion peut être observé. Les fluctuations de richesse sont l'un des mécanismes à l'origine des couplages résonant dans les foyers de combustion (Lieuwen et Zinn, 1998 ; Ducruix *et al.*, 2003). Il est alors essentiel de caractériser la dynamique des lignes d'injection. Expérimentalement, les fluctuations de richesse ont été mesurées sur des bancs

turbulents par absorption Laser He-Ne à la longueur d'onde de  $3.39 \mu\text{m}$  (Mongia *et al.*, 1998 ; Lee *et al.*, 2000 ; Murat Altay *et al.*, 2009). La relation entre les fréquences d'instabilités dans la chambre et les fluctuations de richesse a ainsi été mise en évidence. Cette relation peut être utilisée pour effectuer une analyse de stabilité des brûleurs (Sattelmayer, 2003). D'autres études expérimentales (Kim *et al.*, 2010b) et numériques (Birbaud *et al.*, 2007 ; Sengissen *et al.*, 2007) ont montré l'impact d'une modulation de richesse sur la dynamique de flamme. Dans le cadre d'une étude théorique, Lieuwen et Zinn (1998) décrivent un mécanisme de couplage acoustique-combustion dans les foyers de turbine à gaz, où des perturbations de pression au niveau de la flamme sont à l'origine de fluctuations de débit dans les lignes d'alimentation, provoquant ainsi des fluctuations de la richesse du mélange. Ces fluctuations sont ensuite convectées par l'écoulement jusqu'à la zone de flamme où le taux de dégagement de chaleur instationnaire obtenu entretient l'instabilité.

Au cours de cette étude, on se propose d'étudier les perturbations de débit dans les lignes d'alimentation. Des modules IMD "Impedance Measurement Device" sont insérés simultanément sur les lignes d'air et de combustible des deux étages d'injection. La fluctuation de vitesse acoustique est reconstruite dans toutes les lignes grâce aux mesures acoustiques. La perturbation de débit global est ensuite calculée et la fluctuation de la composition du mélange au niveau de l'injection est examinée. L'impact de ces fluctuations de richesse sur la dynamique de la combustion est ensuite analysé.

## 6.2 Evaluation des fluctuations de débit dans une ligne d'alimentation

Lorsqu'un IMD est inséré sur une ligne d'alimentation il est envisageable de déterminer la fluctuation de débit associée aux fluctuations acoustiques mesurées. Pour cela, il est nécessaire de reconstruire le signal temporel de la vitesse acoustique dans la ligne d'alimentation.

### 6.2.1 Reconstruction de la vitesse acoustique dans une ligne d'alimentation

On a vu au chapitre précédent qu'il était possible de reconstruire la fluctuation de pression en tout point de la ligne d'injection à partir d'une information sur le coefficient de réflexion et la pression mesurés à un endroit donné du réseau. Il est également possible de reconstruire la vitesse acoustique à partir de la pression mesurée par deux microphones distants de  $\delta x$  montés sur une IMD. Le premier enregistre un signal temporel  $p'(x_1, t)$  et le second un signal

$p'(x_2, t)$ . La vitesse acoustique  $u'_{ac}\left(\frac{x_1+x_2}{2}, t\right)$  entre les deux microphones peut être directement déterminée par (Tran, 2009) :

$$u'_{ac}\left(\frac{x_1+x_2}{2}, t\right) = \Re\left\{\frac{\mathcal{H}(p'(x_2)) - \mathcal{H}(p'(x_1))}{\rho_0 \omega \delta x}\right\} \quad (6.1)$$

où  $\Re$  représente la partie réelle du signal complexe,  $\mathcal{H}$  indique la transformée de Hilbert,  $\rho_0$  la masse volumique moyenne,  $\omega$  la fréquence angulaire et  $\delta x$  l'espacement entre les deux microphones. On peut obtenir dans ce cas une bonne estimation de la vitesse acoustique entre les deux microphones tant que  $\delta x/\lambda \ll 1$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde, et que la propagation acoustique peut être considérée monodimensionnelle.

Une deuxième méthode peut être utilisée également pour reconstruire la vitesse acoustique dans la ligne d'alimentation. La pression et l'impédance acoustique  $Z$  déterminées avec l'IMD et définies à la même position peuvent être utilisées. Dans l'espace de Fourier on a :

$$\hat{u}_{ac} = \hat{p} \Re\left(\frac{1}{Z}\right) \quad (6.2)$$

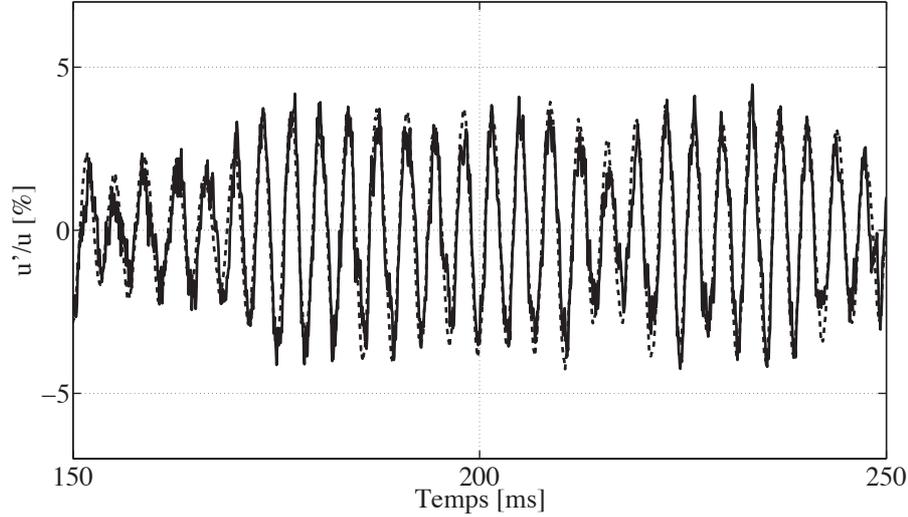
La vitesse acoustique est ainsi reconstruite pour chaque fréquence  $\omega$  et une transformée de Fourier inverse est appliquée pour déterminer le signal temporel  $u'_{ac}(x, t)$ .

Ces deux méthodes ont été testées sur la ligne d'injection d'air du premier étage. À titre d'illustration, la Fig. 6.1 présente les signaux temporels de fluctuation de la vitesse acoustique adimensionnée par la vitesse moyenne dans la ligne, déterminés grâce aux deux méthodes. Le régime de fonctionnement correspond ici à une richesse  $\phi = 0.75$  et un étagement  $\alpha = 15\%$  et le foyer est équipé avec la chambre de combustion courte ( $L_C = 50$  cm). Les deux résultats sont en très bon accord et la reconstruction de la vitesse acoustique est ainsi validée. Par la suite, seule la méthode utilisant la transformée de Hilbert est appliquée, celle-ci étant plus facile à mettre en œuvre avec seulement deux microphones.

### 6.2.2 Estimation de la fluctuation du débit dans une ligne d'alimentation

La fluctuation de la vitesse acoustique étant connue, il est possible d'estimer la fluctuation du débit associée :

$$\dot{m}' = \rho_0 u'_{ac} S + \rho' u_0 S \quad (6.3)$$



**FIGURE 6.1 :** *Fluctuations de la vitesse acoustique dans la ligne d'injection d'air du premier étage, obtenue par la transformée de Hilbert (ligne continue) et par l'impédance acoustique (ligne discontinue).*

Dans cette expression  $c_0$  et  $u_0$  sont la célérité du son et la vitesse de l'écoulement moyen dans la ligne et  $\rho' = p'/c_0^2$ . On en déduit alors la fluctuation de débit :

$$\dot{m}' = \rho_0 u'_{ac} S + \frac{p'}{c_0^2} u_0 S \quad (6.4)$$

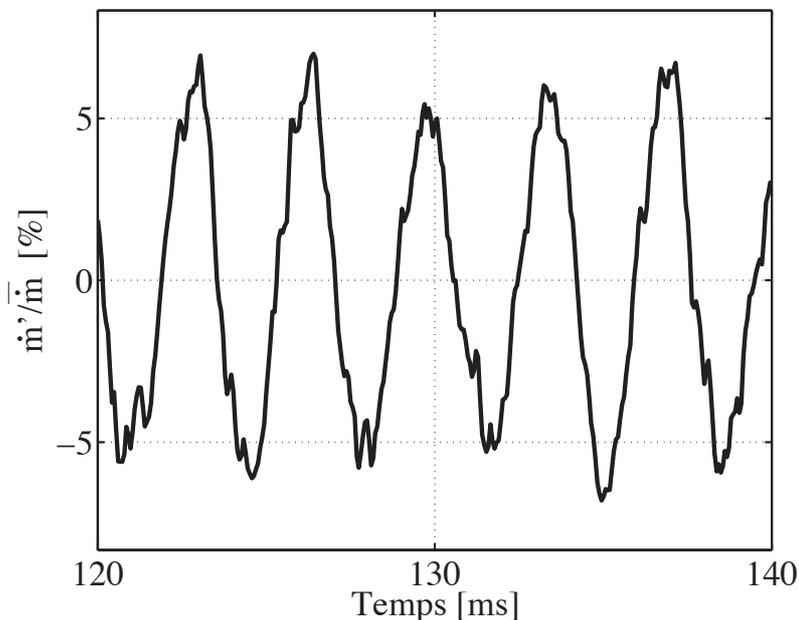
Il a été vérifié grâce aux mesures de pression acoustique à proximité du tube de prémélange que cette position est proche d'un nœud de pression. Le deuxième terme de l'Eq. 6.4 devient négligeable devant le premier. La fluctuation de débit est alors donnée par :

$$\frac{\dot{m}'}{\dot{m}_0} \simeq \frac{u'_{ac}}{u_0} \quad (6.5)$$

La Fig. 6.2 présente la fluctuation de débit au sein de la ligne d'alimentation en air du premier étage adimensionnée par le débit moyen dans la ligne. La fluctuation du débit est ici comprise entre  $-5$  et  $+5\%$  du débit moyen.

### 6.3 Reconstruction des fluctuations de débit dans l'ensemble des lignes d'alimentation

L'une des difficultés critiques pour cette étude consiste à utiliser des mesures réalisées lors d'essais distincts pour reconstruire la fluctuation de débit global.

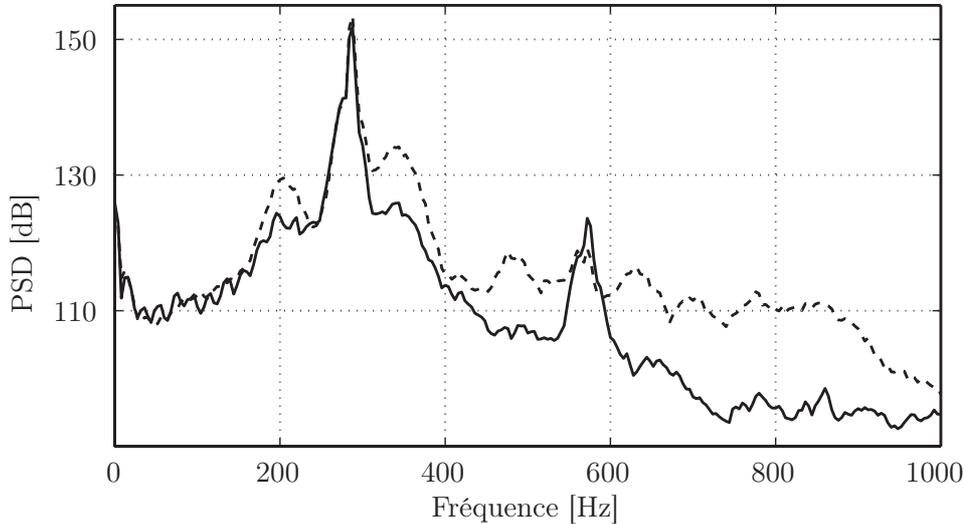


**FIGURE 6.2 :** *Reconstruction des fluctuations du débit dans la ligne d'air du premier étage à partir des mesures acoustiques. Régime  $\phi = 0.75$ ,  $\alpha = 15\%$ .*

Le banc CESAM dispose au total de 8 lignes d'alimentation (4 pour l'air et 4 pour le propane) et, pour des raisons d'équipement et d'encombrement, les mesures ne sont possibles simultanément que sur deux lignes à la fois. Il est crucial de bien définir la phase entre les différents signaux de vitesse acoustique mesurés sur les différentes lignes d'alimentation en air et en combustible afin d'observer d'éventuelles fluctuations de richesse.

On rappelle que pour le régime de fonctionnement considéré un pic d'instabilité bien marqué est observé autour de  $f_0 = 284$  Hz, comme le montre la Fig. 6.3 où la densité spectrale de puissance (PSD) de la pression du microphone M1 placé dans le tube de prémélange est représentée en fonction de la fréquence. Les mesures dans les lignes d'alimentation sont effectuées avec des IMD en entrée du tube de prémélange sur chacune des arrivées. La vitesse acoustique dans les lignes oscille alors principalement à la même fréquence  $f_0$ , comme le montre la Fig. 6.4.

Afin de synchroniser toutes les mesures effectuées sur les différentes lignes, un traitement en moyenne de phase est réalisé autour de  $f_0$  sur les vitesses acoustiques. La fréquence d'échantillonnage des pressions acoustiques est égale à  $f_s = 16\,384$  Hz et le signal est enregistré sur une durée de 8 s. Cela permet de réaliser des statistiques convenables avec une résolution de  $6^\circ$  environ dans un cycle et 2250 points en moyenne par phase. Le microphone M3 placé dans



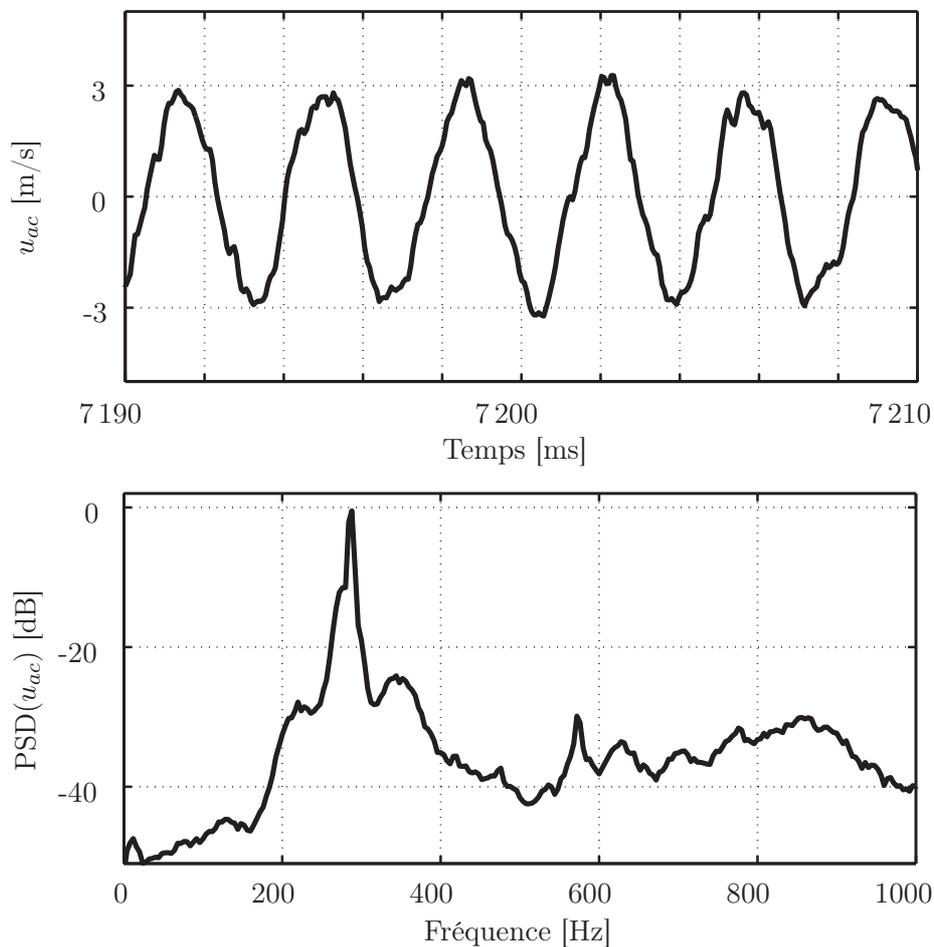
**FIGURE 6.3 :** *Densité Spectrale de Puissance de la pression mesurée par le microphone M1 placé dans le tube de prémélange (ligne continue) et par un microphone placé dans un IMD dans la ligne d'air en entrée du tube de prémélange (ligne discontinue).*

le tube de prémélange est fixe et sert de référence pour la synchronisation en phase et en amplitude : la phase zéro correspond à un maximum de pression du signal enregistré par M3. Étant donné que l'énergie acoustique est contenue pratiquement autour d'un seul pic, le filtrage du signal de M3 autour de la fréquence de ce pic n'est pas nécessaire lors de la synchronisation.

La fluctuation de débit en moyenne de phase est ensuite reconstruite dans toutes les lignes d'alimentation en utilisant l'Eq. 6.5 appliquée aux résultats en moyenne de phase de la vitesse acoustique. Les conditions thermodynamiques de l'écoulement sont identiques dans toutes les lignes d'air, de même pour les lignes de combustible.

La Fig. 6.5 présente un cycle d'oscillation du débit adimensionné par le débit moyen pour chaque ligne d'alimentation en air et en propane sur les étages 1 et 2, en haut et en bas. La première observation concerne les lignes placées l'une en face de l'autre sur un même étage, ces dernières voient la même fluctuation de débit en amplitude et les signaux reconstruits sur ces différentes lignes sont pratiquement en phase. Plus précisément, sur les lignes d'air du premier étage, les fluctuations sont de l'ordre de  $\pm 0.5 \text{ gs}^{-1}$  et correspondent à 7% du débit moyen. Sur celles du deuxième étage, l'amplitude absolue de la fluctuation de débit est légèrement plus faible. Elle correspond à environ  $\pm 0.3 \text{ gs}^{-1}$  soit un niveau de fluctuation relatif de 4%. Sur les lignes d'alimentation en air le déphasage entre les deux étages est très faible. Il est égal à environ  $15^\circ$ .

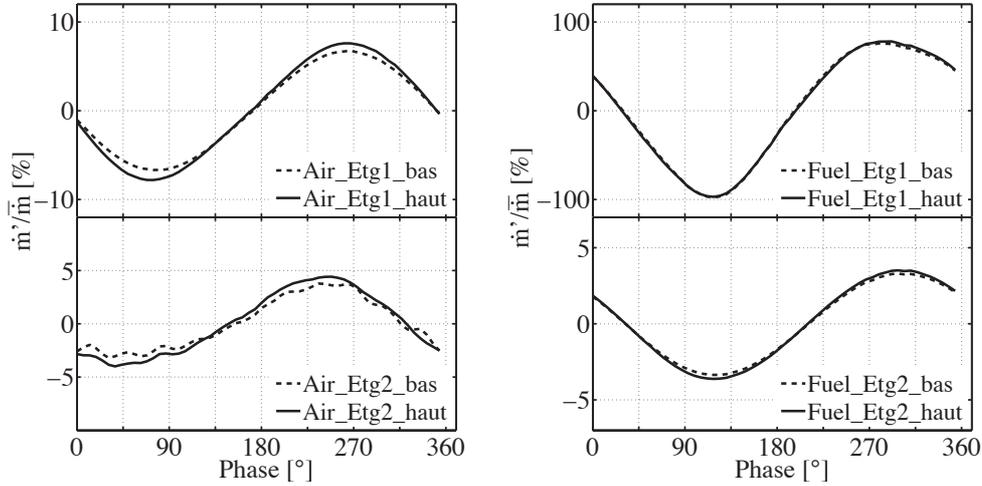
Pour les lignes d'alimentation en combustible du premier étage, la fluctuation de



**FIGURE 6.4 :** Évolution de la vitesse acoustique reconstruite dans la ligne d'air du premier étage en fonction du temps (haut), et sa PSD en fonction de la fréquence (bas).

débit est comprise en moyenne entre  $\pm 0.05 \text{ g s}^{-1}$ . Du fait du faible débit moyen de combustible dans le premier étage (correspondant à environ 15% du débit total), cette fluctuation représente 95% du débit moyen. En revanche, sur le deuxième étage cette fluctuation est moins importante. Elle atteint  $\pm 0.02 \text{ g s}^{-1}$ , soit 5% seulement du débit moyen de l'étage.

Les fluctuations de débit sur les deux étages sont parfaitement en phase pour les lignes d'alimentation en combustible. Un déphasage de  $45^\circ$  existe entre la fluctuation de débit sur la ligne d'air et celle du propane au niveau du second étage. Cette différence peut être due à la difficulté de synchronisation des mesures. De plus, le pic principal varie légèrement  $\pm 4 \text{ Hz}$  d'un essai à l'autre. Globalement toutes les lignes répondent en phase aux perturbations acoustiques et



**FIGURE 6.5 :** Cycles d'oscillation en moyenne de phase du débit examiné à la fréquence du pic d'oscillation  $f_0 = 284$  Hz, dans les huit lignes d'alimentation en entrée du tube de prémélange du foyer CESAM.

une fluctuation de débit en résulte.

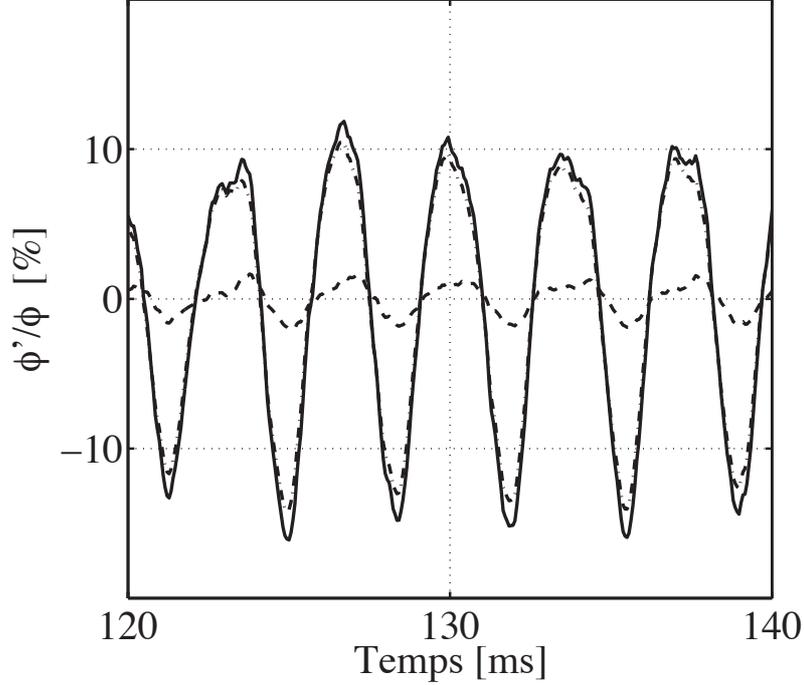
### 6.3.1 Estimation de la fluctuation de débit généré par l'ensemble des lignes

Pour le régime de fonctionnement exploré lors de cette étude, l'injection d'air n'est pas étagée et le même débit moyen passe par les deux étage. On déduit des résultats de la section précédente que la fluctuation globale du débit d'air sur toutes les lignes est d'environ  $\pm 5.5\%$  du débit d'air total, soit  $\pm 0.8$   $\text{g s}^{-1}$ .

L'injection du combustible est étagée, 15% du débit total passe par le premier étage et 85% par le second. La fluctuation de débit combustible générée par l'ensemble des lignes du système est d'environ 18.5% du débit de combustible total, soit  $0.14$   $\text{g s}^{-1}$ .

## 6.4 Estimation des fluctuations de la richesse globale du mélange air/combustible

Les fluctuations de débit dans les lignes d'alimentation en air et en propane se traduisent par une perturbation de la composition du mélange global. La richesse globale est définie en fonction des débits d'air et de propane, sa fluctuation  $\phi'$  est donnée en fonction des fluctuations des débits par :



**FIGURE 6.6 :** *Fluctuations de la richesse en fonction du temps au niveau du premier étage (ligne pointillée-discontinue), du deuxième étage (ligne discontinue) et de la richesse globale dans le foyer (lignes continue), pour un régime de fonctionnement correspondant à une richesse  $\phi = 0.75$  et un étagement  $\alpha = 15\%$ .*

$$\frac{\phi'}{\bar{\phi}} = \left( \frac{\dot{m}'}{\bar{m}} \right)_{C_3H_8} - \left( \frac{\dot{m}'}{\bar{m}} \right)_{air} \quad (6.6)$$

Les fluctuations de débit étant pratiquement en phase on peut additionner les contributions des deux étages :

$$\frac{\phi'}{\bar{\phi}} = \left( \frac{\dot{m}'_{Etg1} + \dot{m}'_{Etg2}}{\bar{m}_{total}} \right)_{C_3H_8} - \left( \frac{\dot{m}'_{Etg1} + \dot{m}'_{Etg2}}{\bar{m}_{total}} \right)_{air} \quad (6.7)$$

L'impact sur les fluctuations de la richesse globale est quasiment équivalent pour toutes les lignes d'air car leurs dimensions et les débits qui les traversent sont identiques sur les deux étages. En revanche les lignes de combustible réagissent différemment aux perturbations acoustiques à cause de l'étagement.

La Fig. 6.6 présente l'oscillation de la composition du mélange sur les deux étages séparément ainsi que la richesse globale en fonction du temps. Les fluctuations de richesse sur les deux étages sont adimensionnées par la richesse

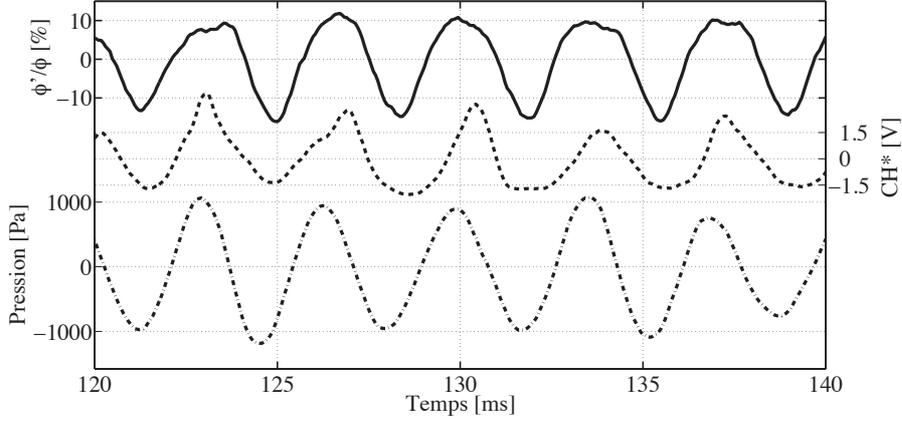
moyenne  $\phi = 0.75$ . Le second étage a une contribution limitée à environ 1.5 % de la richesse moyenne. Le premier étage est à l'origine d'une fluctuation d'environ 9% de la richesse globale. Les richesses des mélanges générés sur les deux étages ainsi que les vitesses d'écoulement de combustible sont très différentes. Sur le premier étage la richesse moyenne est  $\phi_{Etg1} = 0.2$  alors qu'elle atteint  $\phi_{Etg2} = 1.3$  au niveau du second étage. De façon globale la richesse dans tout le système varie d'environ 13 % autour de la richesse moyenne  $\phi = 0.75$  lors de l'oscillation.

Cette partie a permis de mettre en évidence l'effet des perturbations acoustiques générées dans la chambre de combustion lorsque qu'elles remontent dans les lignes d'alimentation. D'importantes variations de vitesse sont mesurées, celles-ci induisent des fluctuations de débit. La richesse globale du mélange air/combustible varie alors d'environ 13 % autour de sa valeur moyenne pour le régime étudié. Une telle amplitude de fluctuation peut avoir un impact fort sur la dynamique de la combustion. L'influence de ces oscillations de richesse globale sur la dynamique de la combustion est étudiée dans la section suivante.

## 6.5 Etude de la dynamique de la combustion en présence de fluctuations de débit au système d'injection

L'étude de la dynamique des lignes d'injection de propane et d'air a montré que la richesse globale dans la chambre de combustion peut varier au niveau de l'injection des gaz dans le prémélangeur. L'analyse simultanée des fluctuations de richesse et de dégagement de chaleur peut être utilisée pour faire le lien entre ces phénomènes. Les signaux enregistrés par les photodiodes captant l'émission  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  de la flamme constituent un bon indicateur des fluctuations du taux de dégagement de chaleur de la flamme. Un exemple est présenté à la figure 6.7 où les fluctuations de la richesse globale, les signaux de  $\text{CH}^*$  et la pression acoustique dans la chambre de combustion mesurée par le microphone M5 sont tracés en fonction du temps. Les fluctuations de richesse dans les lignes sont en phase avec les fluctuations de pression dans la chambre de combustion, qui sont elles-mêmes en phase avec le taux de dégagement de chaleur instationnaire (Rayleigh, 1899).

Les perturbations de la composition du mélange des gaz générées à la sortie des lignes d'alimentation sont convectées à la vitesse moyenne de l'écoulement  $U$  vers la chambre. Cette vitesse détermine le temps de convection  $\tau$  des poches de gaz combustible à richesse locale variable. Une variation de ce temps de convection modifie la phase entre la fluctuation de richesse, la pression et le taux dégagement de chaleur. L'intensité du couplage entre l'écoulement et la



**FIGURE 6.7 :** Évolution temporelle de la fluctuation de la richesse dans les lignes d'alimentation (lignes continues), du signal  $CH^*$  représentatif du taux de dégagement de chaleur (lignes discontinue) et de la pression dans la chambre de combustion (ligne pointillée-discontinue).

combustion s'en trouve alors perturbée. Le temps de convection  $\tau$  peut être varié en modifiant la position de l'injection du combustible en amont de la flamme en gardant la même vitesse de l'écoulement (Murat Altay *et al.*, 2009).

Dans le cas présent, il est difficile de changer le point d'injection de fuel sans modifier complètement le banc. Il est en revanche possible de faire varier la vitesse de convection des fluctuations de richesse en modifiant le débit d'air total tout en gardant le même régime de fonctionnement. L'objectif est ici de modifier ce temps de convection afin d'étudier l'effet des fluctuations de richesse sur la combustion. Cette étude s'articule alors en deux phases :

- La première correspond à la détermination de la vitesse de convection des poches de mélange combustible
- La seconde vise à mettre en évidence l'impact du temps de convection  $\tau$  sur la dynamique de flamme et le champ acoustique au sein du banc

Dans le cas des régimes de fonctionnement à faible étage, la perturbation de richesse globale est principalement due au premier étage (voir Fig. 6.6). Le temps  $\tau$  dépend alors de la distance parcourue depuis l'injection du premier étage jusqu'à la flamme. Une difficulté supplémentaire réside dans le fait que la vitesse de l'écoulement moyen n'est pas uniforme dans le tube de prémélange (voir Fig. 6.8). Le temps de convection est donné par :

$$\tau = \frac{x_1}{U_1} + \frac{x_2}{U_2} \quad (6.8)$$

où  $x_1$  et  $x_2$  représentent la distance entre les deux étages et la distance entre le second étage et l'entrée de la chambre de combustion. Les vitesses  $U_1$ ,  $U_2$

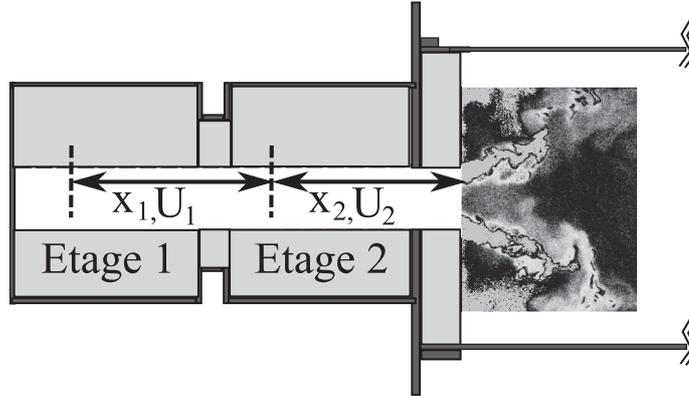


FIGURE 6.8 : Schéma détaillé du tube de prémélange, montrant les vitesses de l'écoulement moyen sur les deux étages.

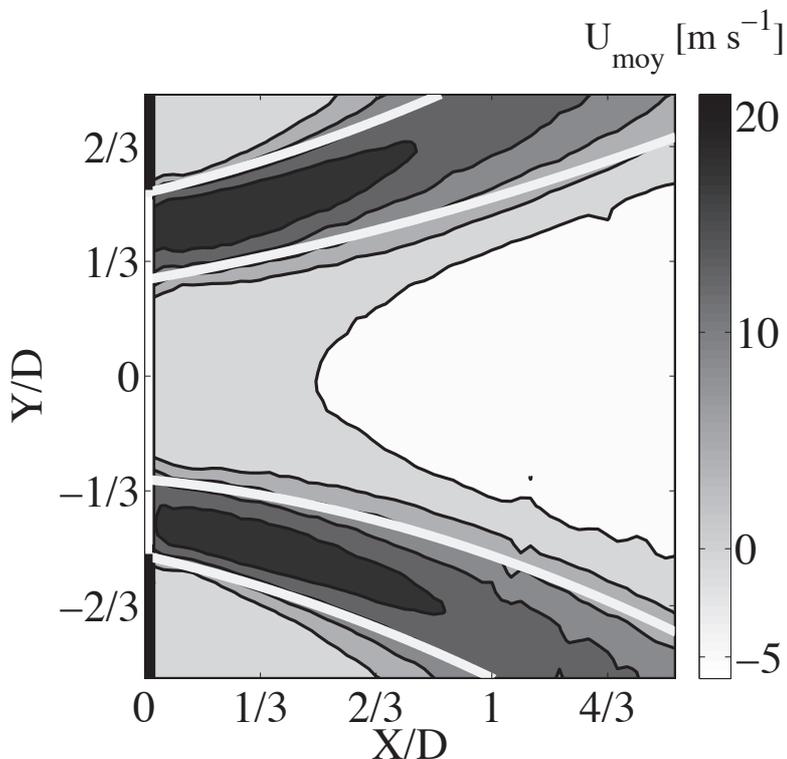
correspondent à l'écoulement moyen respectivement à la sortie du premier et second étage.  $U_2$  est également la vitesse moyenne en sortie du tube de prémélange et en entrée de la chambre de combustion. Le débit d'air étant identique dans les deux étages, et celui de combustible restant faible devant le débit d'air, on aura alors  $U_2 = 2U_1$  et :

$$\tau = \frac{2x_1 + x_2}{U_2} \quad (6.9)$$

Cette formulation du temps de convection est plus adaptée car la vitesse moyenne  $U_2$  est facilement mesurable. Sa détermination permet d'estimer rapidement le temps de convection  $\tau$ . Les mesures réalisées par PIV présentées au chapitre 3 montrent que le mélange combustible ne parvient pas dans la chambre par toute la section du tube de prémélange disponible. Ceci est illustré sur le champ de vitesse moyen présenté à la figure 6.9. En faisant l'hypothèse que l'écoulement est axisymétrique et du fait du mouvement de rotation dans le tube de prémélange, les gaz frais arrivent par une couronne de rayon extérieur 15 mm et de rayon intérieur 7 mm.

### 6.5.1 Étude paramétrique par variation du débit d'air total

Une première étude est réalisée sur le foyer CESAM équipé de la chambre courte  $L_{ch} = 0.50$  m. Le débit d'air total injecté sur les deux étages est modifié prenant successivement les valeurs suivantes :  $\dot{m}_{air} = 8.7 \text{ g s}^{-1}$ ,  $11.9 \text{ g s}^{-1}$ ,  $14.8 \text{ g s}^{-1}$  et  $17.3 \text{ g s}^{-1}$ . Dans un premier temps le régime de fonctionnement correspond à une richesse  $\phi = 0.75$  et un étagement  $\alpha = 30\%$ . Pour chaque débit, la vitesse en sortie du tube de prémélange est déterminée par conservation du débit masse dans l'installation en tenant compte de la restriction de section observée à la

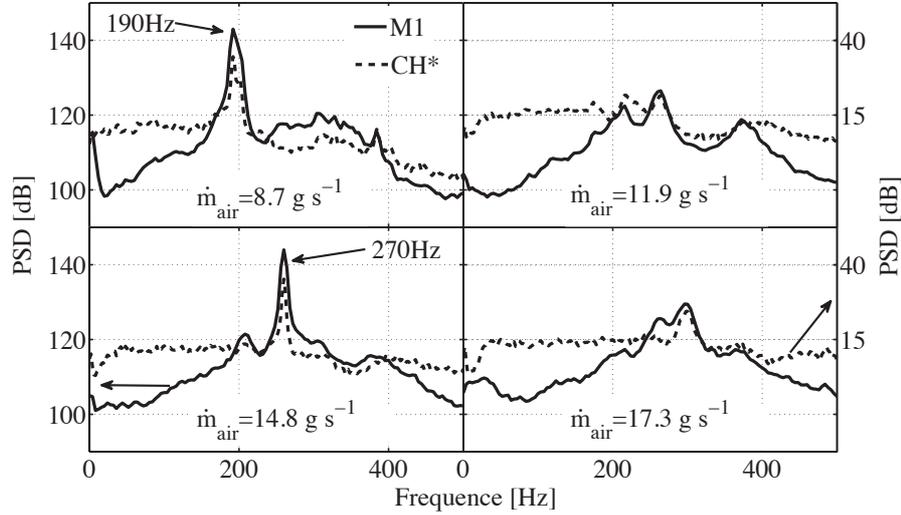


**FIGURE 6.9 :** *Champ de moyen de la vitesse axiale obtenu par PIV (voir chapitre 3). La couronne d'arrivée des gaz frais est délimitée par des traits blancs.*

Fig.6.9. Dans les régimes étudiés, la vitesse  $U_2$  varie de  $15 \text{ ms}^{-1}$  à  $30 \text{ ms}^{-1}$ . On peut alors en déduire le temps  $\tau$  à partir de l'Eq. 6.9. On trouve que  $\tau$  varie de  $17.5 \text{ ms}$  à  $8.9 \text{ ms}$  pour  $\dot{m}_{air} = 17.3 \text{ gs}^{-1}$ .

La figure 6.10 présente la densité spectrale de puissance du signal de pression dans le tube de prémélange ainsi que celle du radical  $\text{CH}^*$  émis par la flamme en fonction de la fréquence et du débit d'air. Pour un débit masse  $\dot{m}_{air} = 8.7 \text{ gs}^{-1}$ , correspondant à un délai  $\tau = 17.5 \text{ ms}$ , un pic d'instabilité est observé à  $190 \text{ Hz}$ . Pour un débit d'air plus important  $\dot{m}_{air} = 11.9 \text{ gs}^{-1}$ , correspondant à un délai  $\tau = 12.8 \text{ ms}$  plus faible, le pic d'instabilité a diminué de près de  $15 \text{ dB}$ . Lorsque le débit masse d'air est encore augmenté  $\dot{m}_{air} = 14.8 \text{ gs}^{-1}$  un nouveau pic d'instabilité apparaît mais à une fréquence de  $270 \text{ Hz}$ , plus élevée que dans le cas  $\dot{m}_{air} = 8.7 \text{ gs}^{-1}$ . Enfin pour un débit d'air  $\dot{m}_{air} = 17.3 \text{ gs}^{-1}$ , le pic d'instabilité chute à nouveau d'environ  $15 \text{ dB}$  comme dans le cas où  $\dot{m}_{air} = 11.9 \text{ gs}^{-1}$ . Les fréquences auxquelles les pics sont observés sont très proches des fréquences des modes acoustiques du banc  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ , comme on le verra plus en détail dans le chapitre 2.

Sur la figure 6.11, les maxima de la PSD du signal de pression mesuré au niveau



**FIGURE 6.10 :** PSD de la pression dans le tube de prémélange (ligne continue) et du signal de  $CH^*$  (ligne discontinue) pour différents débits d'air total. Régime  $\phi = 0.75$ ,  $\alpha = 30\%$ , chambre courte ( $L_{ch} = 0.50$  m).

du microphone M1 sont tracés en fonction du temps de convection  $\tau$  (des débits d'air total intermédiaires ont également été représentés afin de vérifier la tendance de la courbe). Les zones hachurées représentent les zones où le produit de  $\tau$  par l'une ou l'autre des fréquences propres du système est proche d'un entier à plus ou moins 10%. Ceci revient à écrire que  $\omega\tau$  est un multiple de  $2\pi$ . On trouve que, lorsque le niveau sonore est élevé,  $f\tau \simeq 3$ . Les maxima de bruit coïncident avec les zones hachurées où le temps de convection et les fréquences propres du brûleur ont un lien fort. Lorsque les temps caractéristiques acoustique et convectif sont proportionnels, les oscillations dans le foyer sont importantes. Il est intéressant de noter que le produit  $f\tau$  semble rester constant. Ainsi, lorsque  $\tau$  augmente (faible débit total) la fréquence de couplage diminue, passant de  $f_{PC}^1$  à  $f_{PC}^0$  comme le montre la figure 6.12.

Cette première étude permet de mettre en évidence un couplage acoustique-convectif au sein du foyer CESAM. Il est possible que les perturbations de richesse du mélange jouent un rôle dans ce mécanisme convectif.

Par la suite, le débit d'air total est modifié et les fluctuations de débit sont mesurées simultanément au niveau de l'injection d'air du premier étage et de combustible des deux étages. La perturbation de richesse globale est alors calculée pour les différents débits d'air utilisés. Malheureusement, cette seconde partie de l'étude n'a pas pu être menée dans les mêmes conditions que précédemment. Le régime de fonctionnement correspond ici à une richesse  $\phi = 0.80$  et un étage  $\alpha = 50\%$  le foyer CESAM est équipé de la chambre longue ( $L_{ch} = 0.88$  m).

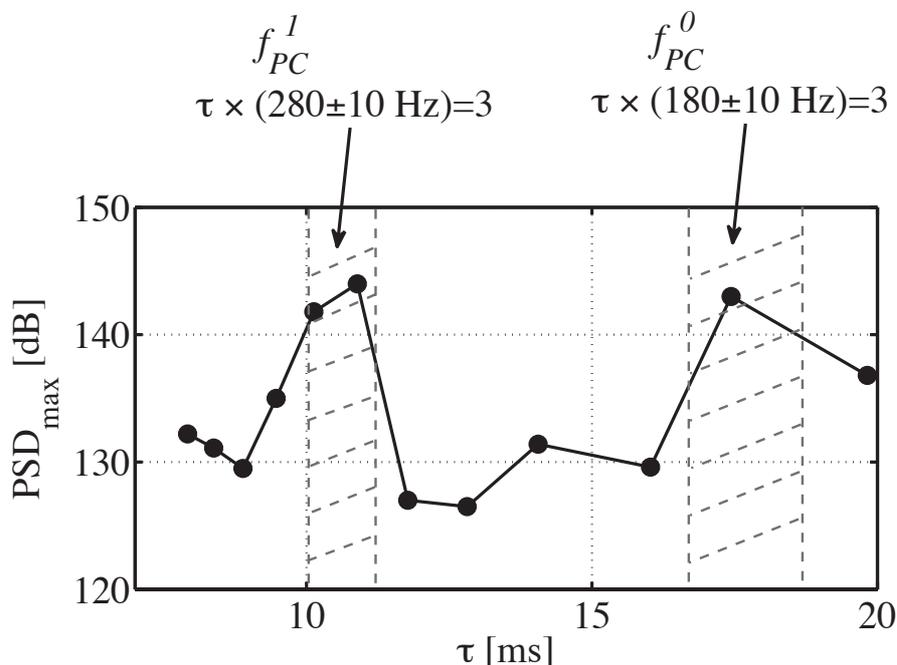


FIGURE 6.11 : Valeur maximale de la PSD dans le tube de prémélange (M1), en fonction du délai  $\tau$ .

La figure 6.13 présente la densité spectrale de puissance du signal de pression dans le tube de prémélange enregistré par le microphone M1 en fonction de la fréquence pour les différents débits d'air explorés. Pour un débit masse  $\dot{m}_{air} = 8.7 \text{ gs}^{-1}$  un pic d'instabilité est observé à 224 Hz avec une amplitude d'environ 148 dB. Pour un débit d'air plus important,  $\dot{m}_{air} = 11.9 \text{ gs}^{-1}$ , l'amplitude du pic d'instabilité ne varie quasiment pas, la fréquence est légèrement modifiée à 240 Hz. Lorsque le débit masse d'air est encore augmenté,  $\dot{m}_{air} = 14.8 \text{ gs}^{-1}$ , deux pics d'instabilité sont observés autour de 176 Hz et 280 Hz avec une amplitude d'environ 138 dB. Enfin pour un débit d'air de  $\dot{m}_{air} = 17.3 \text{ gs}^{-1}$ , le premier pic d'instabilité chute à 133 dB et le second à 117 dB avec des fréquences très proches du cas avec un débit d'air  $\dot{m}_{air} = 14.8 \text{ gs}^{-1}$ .

La figure 6.14 présente les fluctuations de richesse globale associée aux mesures de densités spectrales de la figure 6.13. On observe que pour les débits  $\dot{m}_{air} = 8.7 \text{ gs}^{-1}$  et  $\dot{m}_{air} = 11.9 \text{ gs}^{-1}$  l'intensité du pic d'instabilité a chuté de seulement 2 dB environ alors que les fluctuations de richesse au niveau de l'injection diminuent de près de plus de la moitié. Lorsque le débit masse d'air est modifié à  $\dot{m}_{air} = 14.8 \text{ gs}^{-1}$  les fluctuations de richesse à l'injection diminuent encore, et pour un débit  $\dot{m}_{air} = 17.3 \text{ gs}^{-1}$  elles sont très faibles, alors que les pics d'instabilités restent très marqués.

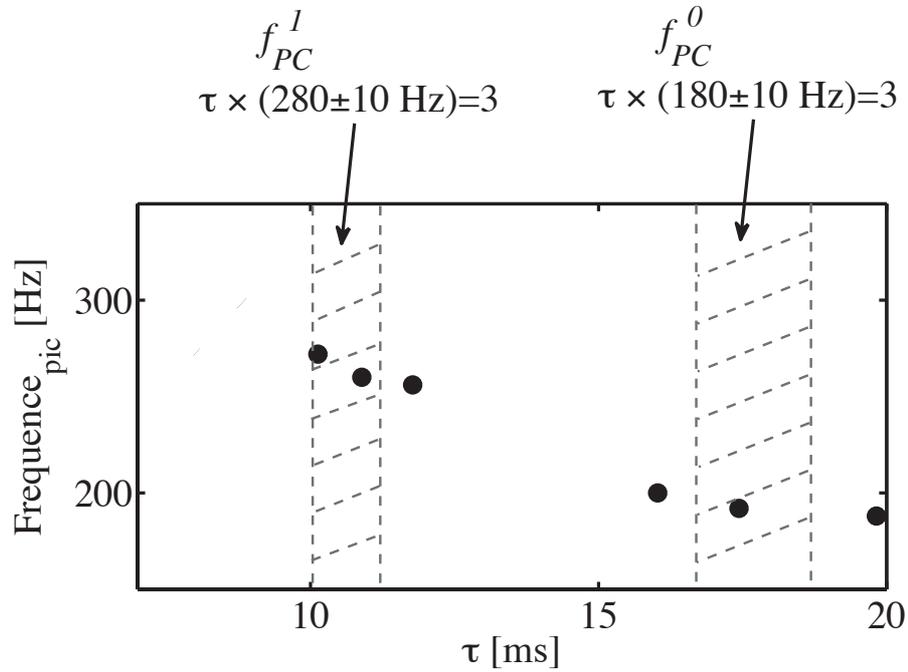


FIGURE 6.12 : Fréquences auxquelles la PSD dans le tube de prémélange (microphone M1) est maximale, en fonction du délai  $\tau$ .

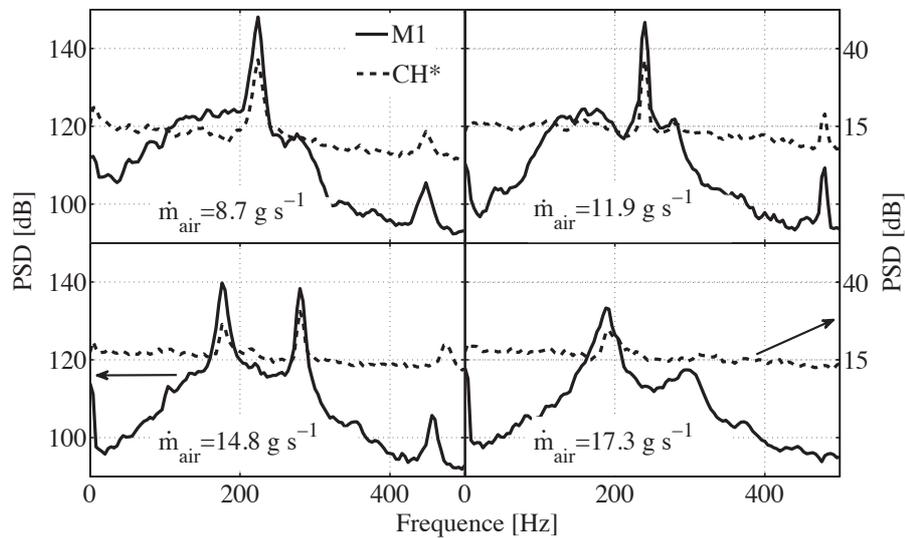
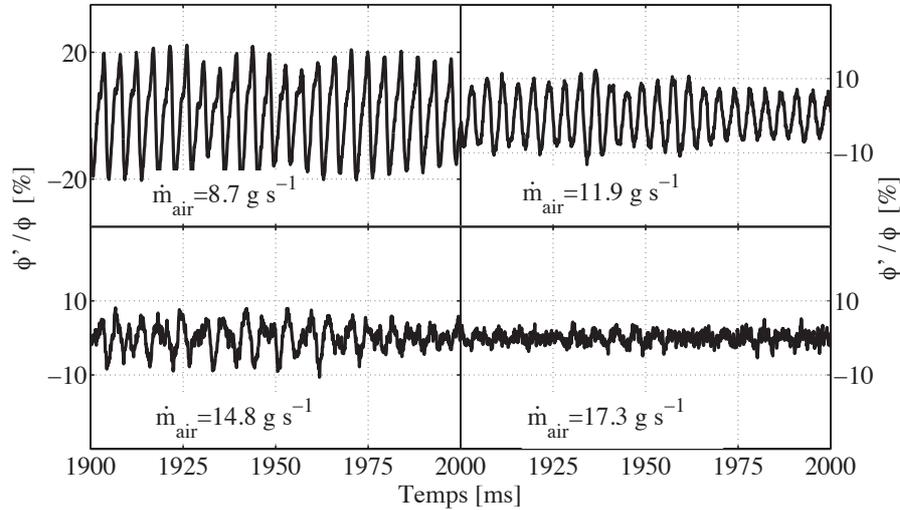


FIGURE 6.13 : PSD de la pression dans le tube de prémélange (lignes continue) et du signal de  $CH^*$  (lignes discontinue) pour différents débits d'air total. Régime  $\phi = 0.80$ ,  $\alpha = 50\%$ , chambre longue ( $L_{ch} = 0.88$  m).



**FIGURE 6.14 :** *Fluctuations de la richesse du mélange au niveau du système d'injection en fonction du temps pour différents débits d'air total. Régime  $\phi = 0.80$ ,  $\alpha = 50\%$ .*

Ainsi, ces perturbations de la composition du mélange ne semblent pas être le mécanisme pilote du couplage acoustique-convectif observé, bien qu'elles puissent jouer un rôle d'amplification lorsque les poches de gaz combustible sont convectées par l'écoulement.

## 6.6 Conclusion

Cette étude fait suite au chapitre 5, dans lequel nous avons montré qu'en présence de fortes fluctuations de pression au sein du foyer, les perturbations acoustiques se propagent dans les lignes d'alimentation et remontent jusqu'aux débitmètres. Les fluctuations de vitesse acoustiques ont été reconstruites expérimentalement en utilisant la méthode de deux microphones. Les fluctuations de débit dans les lignes d'alimentation sont alors principalement causées par les fluctuations de vitesse. Elles ont été également reconstruites dans toutes les lignes au niveau de l'injection. Finalement, la perturbation de la composition du mélange a été calculée à partir des variations de débit. Il a été observé que dans le cas d'un régime de fonctionnement à faible étagement la majeure partie de la fluctuation de richesse est causée par le premier étage.

Le débit d'air total injecté dans le tube de prémélange du foyer CESAM a été modifié, des phénomènes convectifs ont alors été mis en évidence. Il a été observé que les fluctuations de richesse au niveau de l'injection semblent considérablement diminuer alors que l'instabilité est toujours présente. Les perturbations

de richesse locale dans les lignes d'injection participent sans doute au mécanisme de couplage acoustique-convectif, mais il semblerait que ce soit un rôle amplificateur. Un mécanisme convectif a été présenté dans le chapitre 3, où l'on a observé que des structures cohérentes synchronisées par l'acoustique dans le tube de prémélange sont convectées à travers le front de flamme et interagissent avec celle-ci.

Après avoir bien caractérisé les conditions limites acoustiques en amont de la zone de combustion, on s'intéresse alors à la condition en sortie de la chambre de combustion. L'effet de la condition limite en aval du foyer sur la stabilité du système et la dynamique de la combustion est examiné dans le chapitre suivant.

## Chapitre 7

# Caractérisation de la condition limite acoustique à la sortie du foyer CESAM

*Dans sa configuration nominale le banc CESAM fonctionne à pression atmosphérique. Lors des études précédentes, l'environnement acoustique au sein du foyer a été caractérisé de manière exhaustive. Les conditions limites acoustiques au fond du tube de prémélange, ainsi que la réponse des lignes d'alimentation aux perturbations acoustiques, ont été mesurées et modélisées. Cette étude est consacrée à la caractérisation et à l'analyse de l'effet de la condition limite à la sortie de la chambre de combustion sur la stabilité du brûleur. Le coefficient de réflexion acoustique est mesuré en aval de la flamme. Le foyer peut être ouvert à la pression ambiante ou équipé de tuyères avec différentes sections au col montées à la sortie de la chambre de combustion. Pour une réduction de 90% de la section de passage, le nombre de Mach  $M$  au col de la tuyère passe de 0.02 à 0.14. L'ambiance acoustique du banc et la dynamique de la combustion sont fortement modifiées. Dans ce cas, le module de  $R$  chute considérablement dans la plage [100 400] Hz. Les pics d'instabilité thermoacoustique observés aux fréquences  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  sont fortement atténués.*

### 7.1 Introduction

Dans de nombreuses configurations industrielles, la combustion se produit dans des foyers très confinés. La partie aval des foyers de combustion est souvent équipée d'une tuyère caractérisée par une certaine impédance acoustique. Dans

ce cas, des perturbations d'entropie produites par la flamme et convectées par l'écoulement peuvent générer des perturbations acoustiques (Marble et Candel, 1977). L'interaction de ces perturbations avec un écoulement accéléré est alors à l'origine du bruit de combustion indirect. Ces aspects ont été traités d'un point de vue théorique (Marble et Candel, 1977 ; Cumpsty et Marble, 1977). Les perturbations d'entropie ou inhomogénéités de densité peuvent être reliées aux fluctuations du flux de quantité de mouvement ou de masse et générer ainsi des sources de bruit de type monopole et dipôle (Morfey, 1973 ; Bake *et al.*, 2008). Plus récemment, le mécanisme de bruit indirect a été analysé d'un point expérimental et numérique par Bake *et al.* (2009), à l'aide d'un dispositif de génération d'ondes d'entropie, ou encore en combinant l'approche analytique et la simulation numérique (Leyko *et al.*, 2009). Générer expérimentalement des ondes entropiques est difficile et représente souvent une limite à l'étude du bruit indirect.

L'objectif est ici de caractériser l'impact de la condition limite acoustique aval du banc CESAM sur la stabilité du foyer et la dynamique de la combustion. Plusieurs tuyères de différentes sections au col sont utilisées pour faire varier l'impédance acoustique aval de la chambre de combustion. Des mesures acoustiques et de chimiluminescence sont réalisées, lorsque le brûleur opère au régime de fonctionnement correspondant à une richesse  $\phi = 0.80$  et un étagement  $\alpha = 50\%$ . Des comparaisons sont effectuées avec le cas de référence en l'absence de tuyère.

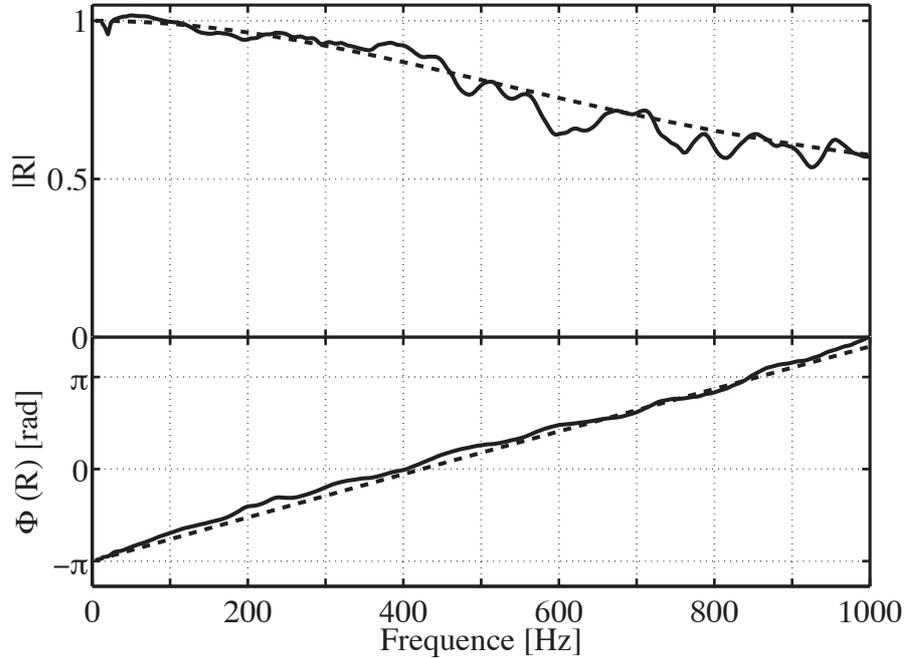
## 7.2 Modification du banc CESAM

Le coefficient de réflexion acoustique à la sortie de la chambre de combustion est mesuré, avant d'intégrer les tuyères sur le banc CESAM. Ces mesures de référence sont effectuées à une distance de 36 cm de la sortie de la chambre, en utilisant les microphones M8 à M10. L'impédance acoustique à la sortie de la chambre de combustion peut être déterminée analytiquement en considérant qu'il s'agit de l'impédance de radiation d'un tube ouvert de section équivalente à celle du foyer (Schuller *et al.*, 2009). On peut dans ce cas déterminer le coefficient de réflexion associé lorsque la chambre est ouverte à la pression atmosphérique :

$$R = \frac{\zeta - 1}{\zeta + 1} \quad (7.1)$$

où l'impédance spécifique  $\zeta$  est donnée par :

$$\zeta = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega r_e}{c_0} \right)^2 - i \frac{8}{3\pi} \frac{\omega r_e}{c_0} \quad (7.2)$$



**FIGURE 7.1 :** Coefficient de réflexion acoustique en sortie de la chambre de combustion en fonction de la fréquence. Prévisions (ligne discontinue) et mesures expérimentales (lignes continue).

Dans cette expression  $\omega$  représente la fréquence angulaire,  $c_0$  la célérité du son dans le milieu et  $r_e$  le rayon équivalent lié à la section de la chambre de combustion. La Fig. 7.1 présente l'évolution du coefficient de réflexion acoustique aval, en fonction de la fréquence dans la gamme [0 1 000] Hz. Les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les prévisions pour toutes les fréquences. La phase évolue quasi-linéairement de  $-\pi$  à  $+\pi$  sur cette plage de fréquences. Dans le cas du module, la comparaison est très bonne dans la gamme [100 400] Hz avec de légères différences aux fréquences élevées. Le module  $|R|$  décroît de 1 à 0.6 lorsque l'on passe de 100 Hz à 1 000 Hz.

Ce coefficient de réflexion a été mesuré pour différentes conditions limites amont lorsque l'ICS est utilisé pour réduire le coefficient de réflexion au fond du tube de prémélange. Le système de contrôle d'impédance n'a aucun impact sur le coefficient de réflexion aval.

Différentes tuyères peuvent être ajoutées à la sortie de la chambre de combustion. La Fig. 7.2 montre un schéma du foyer équipé d'une telle tuyère (voir chapitre 1). Les tuyères utilisées ont toutes des sections rectangulaires. La section à l'entrée de la tuyère correspond à la section carrée de la chambre de combustion  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Une réduction progressive de la section est ensuite

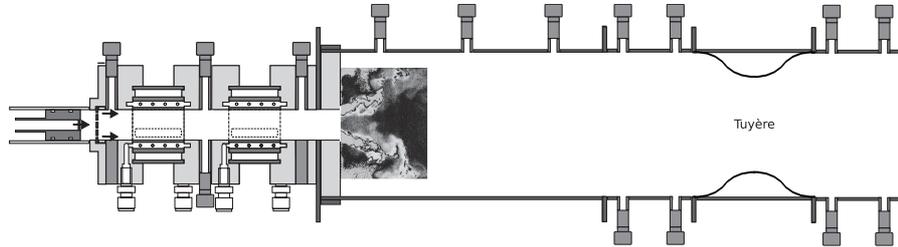


FIGURE 7.2 : Schéma du banc expérimental CESAM équipé d'une tuyère.

réalisée suivant la hauteur de la tuyère alors que la largeur de celle-ci est maintenue constante et égale à 10 cm. Trois modèles ont été testés sur le banc CESAM correspondant à des réductions de 20, 60 et 90 % de la section initiale de la chambre. La température en sortie de la chambre est également mesurée avec un thermocouple de type  $R$  Pt/13%Rh-Pt d'un diamètre de bille de  $50 \mu\text{m}$ . La température moyenne à la sortie de la chambre de combustion est d'environ 1 000 K. En l'absence de tuyère, la vitesse moyenne vaut environ  $10 \text{ m s}^{-1}$ , le nombre de Mach est alors  $M = 0.02$ .

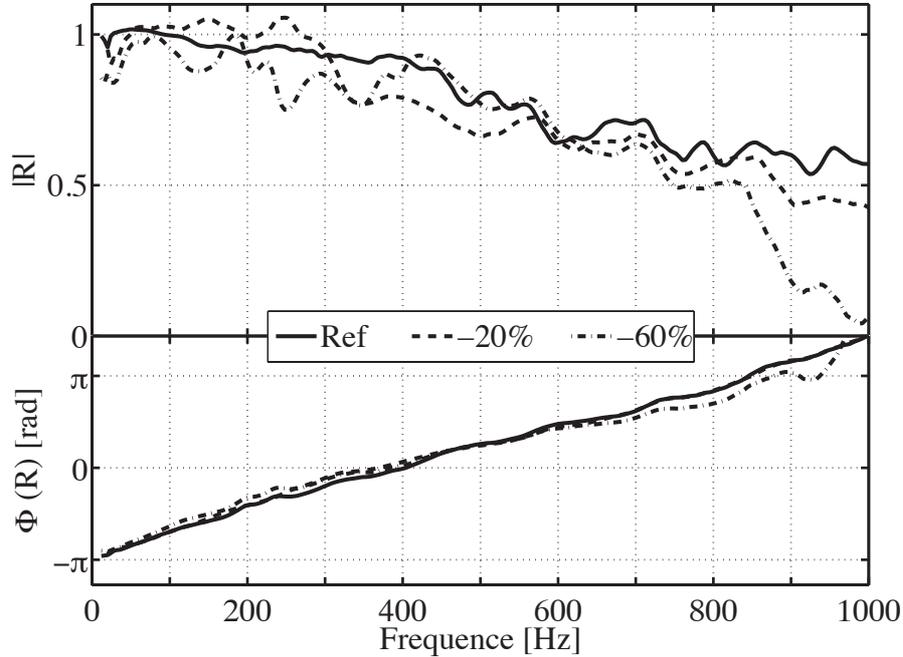
### 7.3 Tuyère à 20 et 60 % de restriction de la section

Les deux tuyères correspondant à une restriction de la section de la chambre de 20 et 60 % sont montées successivement sur le banc CESAM. La Fig. 7.3 présente le coefficient de réflexion  $R$  mesuré en fonction de la fréquence dans la gamme  $[0 \text{ } 1000] \text{ Hz}$  pour trois cas : la mesure de référence sans aucune restriction et les mesures avec les tuyères correspondant à des réductions de 20 et 60 % de la section. La phase est identique pour les trois cas examinés avec une évolution quasi-linéaire entre  $-\pi$  et  $\pi$ . L'évolution du module de  $R$  est moins régulière, mais globalement les trois mesures donnent des résultats très proches. Dans le cas de la tuyère avec la plus forte restriction, le module de  $R$  chute brusquement autour de 1 000 Hz.

Le signal de pression et les mesures de chimiluminescence ont aussi été examinés lorsque le foyer est équipé de ces tuyères. Les résultats ne sont pas présentés mais les deux tuyères testées n'ont aucun effet sur l'ambiance acoustique du foyer ni sur la dynamique de la combustion.

### 7.4 Tuyère à 90 % de restriction de la section

Lorsque la tuyère avec la plus forte restriction de la section de passage est montée, la section au niveau du col vaut  $10 \times 1 \text{ cm}^2$ . La Fig. 7.4 présente le



**FIGURE 7.3 :** Coefficient de réflexion acoustique en sortie de la chambre de combustion. Mesure de référence sans aucune restriction (ligne continue), puis avec les tuyères présentant une restriction de 20% (ligne discontinue) et 60% (ligne pointillée discontinue).

coefficient de réflexion acoustique de cette tuyère en fonction de la fréquence. Les mesures sont comparées au cas de référence en l'absence de tuyère. L'impact de la tuyère est très marqué à basse fréquence avec une chute brutale du module du coefficient de réflexion dans la gamme 0-400 Hz et un décalage de phase important à basse fréquence. La valeur minimale  $|R| \simeq 0.28$  est atteinte à 100 Hz. Autour des fréquences des modes acoustiques du banc  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ , le module vaut environ  $|R| = 0.62$ . La réflexion des ondes acoustiques diminue donc fortement à la sortie de la chambre de combustion équipée de cette tuyère.

La Fig. 7.5 montre la Densité Spectrale de Puissance de la pression enregistrée par le microphone M1 placé dans le tube de prémélange et du signal de chimiluminescence OH\*, en fonction de la fréquence entre 0 et 1000 Hz, avec et sans tuyère. La PSD de la pression chute d'environ 24 dB à la fréquence  $f_{PC}^0$ , et de près de 22 dB à la fréquence  $f_{PC}^1$ . Les pics instables disparaissent presque complètement du spectre de pression avec cette tuyère. Cette observation est confirmée par la PSD du signal OH\*, seul de légères perturbations du taux de dégagement de chaleur subsistent à 280 Hz.

L'approche analytique de Marble et Candel (1977) peut être utilisée pour estimer le coefficient de réflexion acoustique aval de la chambre. Les dimensions

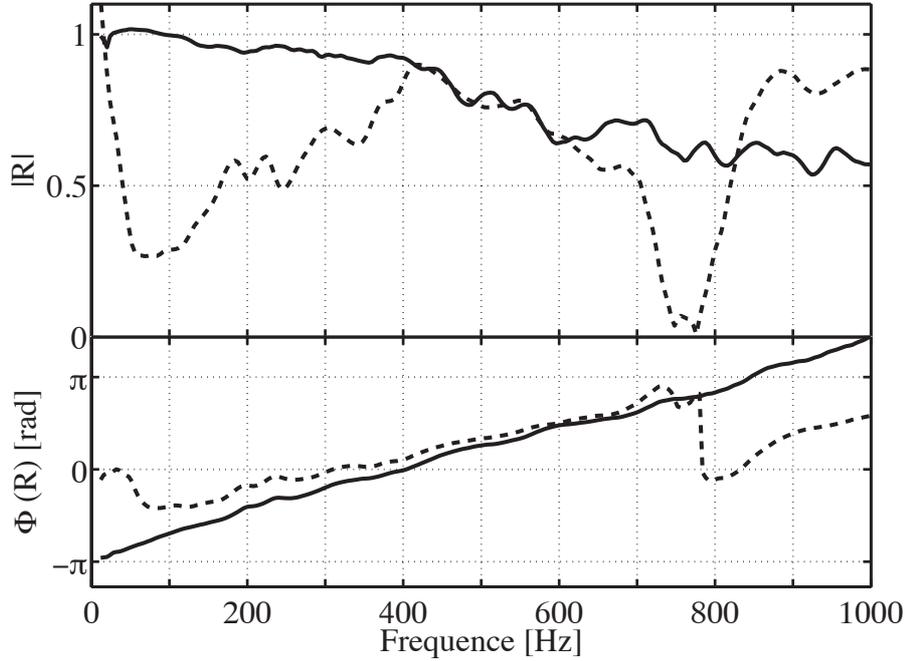


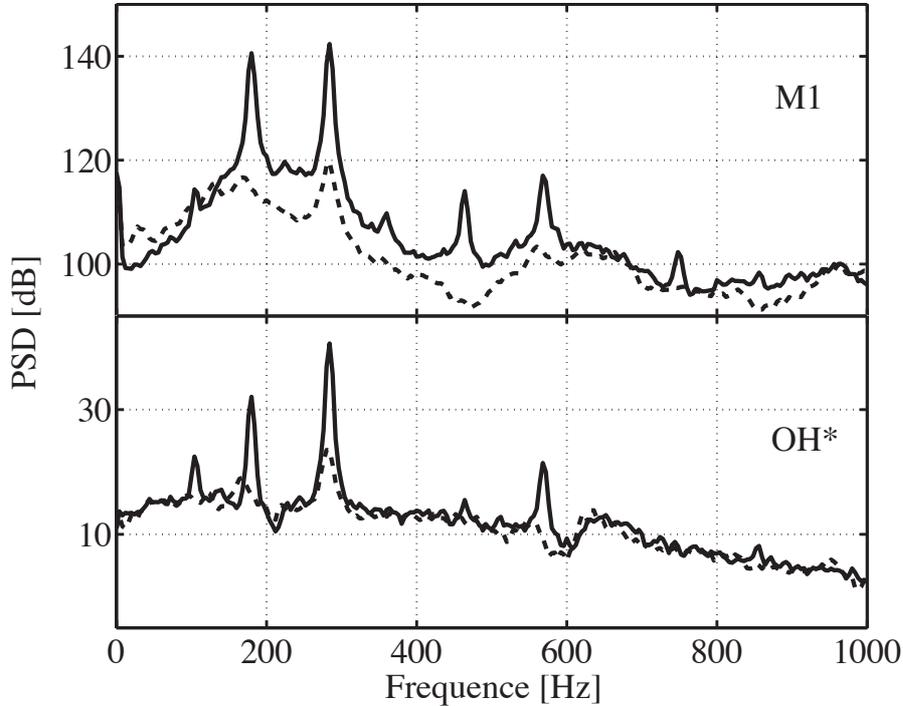
FIGURE 7.4 : Coefficient de réflexion acoustique en sortie de la chambre de combustion. Mesure de référence en l'absence de tuyère (ligne continue). Mesure avec une tuyère correspondant à une restriction de 90 % (ligne discontinue).

de la tuyère restent relativement petites devant les longueurs d'ondes associées aux fréquences [100 1 000] Hz. La tuyère peut être considérée comme compacte et le coefficient de réflexion de la tuyère correspond dans ces conditions à une valeur indépendante de la fréquence donnée par :

$$R = \frac{(M_2 - M_1)}{(1 - M_1)} \frac{(1 + M_1)}{(M_1 + M_2)} \left[ \frac{1 - \frac{1}{2}(\gamma - 1)M_1M_2}{1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M_1M_2} \right] \quad (7.3)$$

où  $\gamma$  est le rapport des chaleurs spécifiques,  $M_1$  et  $M_2$  sont les nombres de Mach respectivement devant et derrière la tuyère. L'évaluation de  $M_2$  est difficile compte tenu de la géométrie de la tuyère car l'écoulement en aval de la tuyère est déformé. La section de passage derrière la tuyère peut être différente de la section au col. En supposant un écoulement isentropique dans la tuyère, pour une section de passage en aval de la tuyère équivalent à deux fois l'aire au col on trouve  $M_2 \simeq 0.07$ . Le module du coefficient de réflexion correspondant est alors  $|R| = 0.65$ . Cette valeur est proche du coefficient de réflexion mesuré aux fréquences des modes propres du banc.

Le temps de réponse du thermocouple est faible devant les périodes acoustiques des deux modes propres considérés. Ceci permet de mesurer des fluctuations



**FIGURE 7.5 :** *PSD de la pression acoustique mesurée par le microphone M1 et du signal OH\*, pour la cas de référence (ligne continue) et la tuyère à-90% (ligne discontinue).*

de température dans la gamme de fréquences entre 0 et 400 Hz où les instabilités thermoacoustiques apparaissent. Le spectre de la température mesurée en amont de la tuyère ne fait ressortir cependant aucun pic et il n'y a donc probablement pas de fluctuations périodiques d'entropie qui pénètrent dans la tuyère dans les conditions explorées. L'impact observé sur le coefficient de réflexion aval du foyer est probablement dû aux seuls effets du nombre de Mach à travers la tuyère.

## 7.5 Conclusion

Cette étude a permis de caractériser l'évolution de la condition acoustique à la sortie du foyer lorsque celui-ci est équipé avec différentes tuyères avec des sections au col de plus en plus réduites. En l'absence de tuyère, on a montré qu'il est possible de modéliser l'impédance de sortie de la chambre de combustion par une impédance de radiation qui permet de bien reproduire l'évolution du coefficient de réflexion sur la gamme de fréquences de 0 à 1000 Hz.

Plusieurs tuyères, avec des restrictions de la section de passage allant de 20%

à 90 %, ont été utilisées. Pour des restrictions jusqu'à 60 %, le coefficient de réflexion n'est pas modifié, de même que le champ acoustique et le taux de dégagement de chaleur instationnaire au sein du foyer. Pour une restriction de 90 % de la section au niveau du col, le module du coefficient de réflexion chute jusqu'à 0.2 dans la gamme de fréquence [100 400] Hz. Le pic de pression acoustique dans le tube de prémélange chute de plus de 20 dB aux fréquences des deux modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  où  $|R| = 0.62$ . La PSD de la pression et du signal de OH\* montre que l'instabilité thermoacoustique est fortement atténuée.

Le calcul théorique du coefficient de réflexion aval du foyer en utilisant la formulation de Marble et Candel (1977) permet de retrouver l'ordre de grandeur du coefficient de réflexion mais celui-ci présente une évolution complexe avec la fréquence qui reste à examiner.

Les effets de Mach à travers la tuyère modifient la réflexion et la transmission des ondes acoustiques en sortie de la chambre de combustion et ont pour conséquence la disparition de l'instabilité thermoacoustique.

# Conclusion

Ce travail avait pour objectif l'étude du champ de pression et de la dynamique de la combustion dans un foyer turbulent swirlé partiellement prémélangé. Une partie importante du travail expérimental a été consacrée à la caractérisation acoustique du foyer et une autre partie a été consacrée à la modélisation acoustique du banc. Ce travail a permis de constituer une base de données permettant la caractérisation acoustique complète d'un banc de combustion turbulente pour différentes conditions de fonctionnement.

Le comportement acoustique des flammes confinées et leur dynamique dépendent fortement des conditions limites. Particulièrement, la dynamique des lignes d'alimentation peut avoir un impact considérable sur la combustion. Peu d'études avaient été réalisées sur ce sujet jusqu'à présent, principalement à cause de la complexité de ces systèmes d'alimentation sur les configurations réelles.

Au cours de cette étude réalisée sur un banc à l'échelle du laboratoire, l'ensemble des conditions limites acoustiques a été caractérisé. L'impact de celles-ci sur le champ de pression au sein du foyer ainsi que la dynamique de la combustion a été traité en détail. Les différentes interactions entre les modes acoustiques du foyer et la dynamique de la combustion ont également été mises en évidence.

Les études complémentaires qui ont été menées sur le champ acoustique et la dynamique de la combustion au sein du foyer ont été confrontées avec une vue d'ensemble, grâce à l'association de différents diagnostics placés simultanément sur le banc de combustion.

## Acoustique du foyer CESAM

On a montré tout d'abord que des régimes instables se développaient autour des fréquences  $f_{PC}^0 = 180$  Hz et  $f_{PC}^1 = 280$  Hz au sein du foyer CESAM. Ces modes apparaissent éventuellement de façon simultanée. Le foyer peut être modélisé par deux cavités couplées qui représentent la chambre de combustion et le tube de prémélange. Les modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  sont très proches des modes quarts d'onde  $0_C$  associé à la chambre de combustion et  $0_P$  associé au tube de prémélange. En fonction de la valeur prise par différents paramètres (en particulier la longueur de la chambre de combustion), les modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$

peuvent être fortement couplés ou découplés. Lorsque ces deux modes sont très couplés et leurs fréquences très proches, il se produit alors une inversion des modes quarts d'onde auxquels ils sont associés.

La condition limite au fond du tube de prémélange a d'abord été modélisée par une paroi rigide, le modèle ne retrouve alors pas les fréquences mesurées. Cette condition limite au fond du prémélangeur a ensuite été mesurée puis utilisée dans le modèle. Les prévisions du modèle sont alors en très bon accord avec les mesures, dans le cas de la chambre longue ( $L_{Ch} = 0.88$  m), où les modes sont très découplés. Le code de calcul acoustique AVSP a également été utilisé dans ces conditions et l'on retrouve bien les mêmes résultats que le modèle.

Lorsque la chambre courte ( $L_{Ch} = 0.50$  m) est utilisée, les modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  font apparaître un couplage plus important. Dans ce cas, les prévisions des modes propres obtenues par le modèle sont différentes des résultats expérimentaux. Le modèle pourrait être amélioré en intégrant les conditions limites des lignes d'alimentation au niveau du système d'injection, car celles-ci semblent également jouer un rôle important dans la structure et la fréquence des modes propres du banc.

Dans cette partie, les prévisions du modèle et les mesures ont été confrontées et les résultats sont en bon accord tant sur la prévision des fréquences des modes acoustiques du foyer que sur leur structure spatiale. L'impact des conditions limites acoustiques sur la prévision des modes propres a été mis en évidence. Une définition rigoureuse de ces conditions limites est nécessaire pour caractériser proprement l'ambiance acoustique d'un système, des comparaisons plus fines pourront alors être effectuées entre les mesures et les résultats numériques.

## Dynamique de la combustion

Ce travail a également permis de montrer que les modes acoustiques  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  agissent de façon distincte sur la dynamique de la combustion. Dans le cas de la chambre longue ( $L_{Ch} = 0.88$  m), le mode  $0_{PC}$  est de type quart d'onde associé à chambre de combustion et  $1_{PC}$  est de type quart d'onde associé au tube de prémélange. Le mode  $1_{PC}$  est principalement contrôlé par l'acoustique dans le prémélangeur. Des structures cohérentes périodiques synchronisées par la vitesse acoustique dans le prémélangeur sont alors convectées le long des frontières du cône de pénétration du mélange combustible à la fréquence  $f_{PC}^1$ . Ces tourbillons sont générés à la base de la flamme et viennent déformer les bras de celle-ci. La flamme décrit alors un mouvement de battement transverse et la limite de la zone de recirculation centrale décrit un mouvement oscillatoire de même période au cours d'un cycle. L'analyse des champs de vitesse obtenus par PIV rapide a permis de montrer que le mode de propagation est acoustique dans le cône d'arrivée des gaz frais et convectif dans les autres zones de la flamme.

Le mode  $0_{PC}$  est contrôlé par l'acoustique dans la chambre de combustion. La flamme décrit cette fois un mouvement de battement longitudinal, à la fréquence  $f_{PC}^0$ , sans que des structures tourbillonnaires périodiques soient convectées le long du front de flamme à cette fréquence.

L'émission sonore de la flamme aux fréquences  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  a été corrélée avec le taux de dégagement de chaleur instationnaire. La fonction de transfert de la flamme aux fréquences des modes instables du foyer et des analyses d'image en moyenne de phases ont montré qu'au cours d'un cycle du mode  $1_{PC}$ , l'augmentation de la pression acoustique dans la chambre de combustion est précédée par une destruction de zone de flamme.

Les modes instables  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  sont présents simultanément au sein du foyer sans être des harmoniques l'un par rapport l'autre. Leur contribution au terme source de Rayleigh de la flamme est positive. Chacun de ces deux modes acoustiques interagit avec la combustion avec une dynamique bien particulière.

## Caractérisation des conditions limites acoustiques

Lorsque le foyer est instable, des perturbations de la pression acoustique sont observées dans la chambre de combustion et dans le tube de prémélange, mais également en amont de ce tube de mélange. Un système de contrôle d'impédance acoustique ICS a été utilisé pour modifier la condition limite acoustique au fond du tube de prémélange. Lorsque la taille de la cavité de l'ICS est fixée à sa valeur optimale, la distribution du champ de pression dans le foyer est modifiée et le niveau sonore émis par les flammes est considérablement réduit. L'effet de l'ICS sur la flamme a également été mis en évidence. En l'absence de l'ICS, les modes acoustiques du banc interagissent avec la flamme et celle-ci répond avec des mouvements de battement longitudinal dans un cas et transverse suivi d'un lâcher tourbillonnaire dans l'autre. Il a été observé que lorsque l'ICS est utilisé le champ moyen de vitesse autour de la flamme n'est pas modifié, en revanche celle-ci n'est plus soumise à ces mouvements de battement cycliques et les structures cohérentes observées auparavant ne sont plus présentes. L'ICS a permis d'ajuster le coefficient de réflexion acoustique au fond du tube de prémélange. Il a considérablement modifié la dynamique de la flamme, l'instabilité thermoacoustique au sein du foyer est alors atténuée et le niveau de l'émission sonore est fortement réduit.

Des modules ont été spécialement conçus pour pouvoir également effectuer des mesures de propriétés acoustiques dans les lignes d'alimentation. Il a été observé que les perturbations de pression sont bien présentes dans toutes les lignes d'alimentation. Elles remontent le long de ces lignes jusqu'aux débitmètres qui agissent comme des filtres acoustiques sur la plage de fréquences entre 0 et 1 000 Hz. La réponse acoustique des débitmètres a été caractérisée en utilisant le banc expérimental ITHACA en l'absence de combustion lorsque l'écoulement

est modulé grâce à un haut-parleur. En l'absence d'écoulement, le débitmètre se comporte comme une paroi du point de vue du module du coefficient de réflexion acoustique  $R$  qui est alors égal à  $|R| = 1$ . La phase évolue linéairement entre 0 et  $2\pi$ . Lorsque le débit augmente, la phase reste inchangée et le module décroît considérablement.

La réponse acoustique des débitmètres montés sur le banc CESAM en situation réactive lorsque le foyer est instable est en accord avec les mesures réalisées dans des conditions non-réactives en régime forcé sur une plage de fréquences entre 100 et 350 Hz. Dans cette gamme, le rapport signal sur bruit de l'émission sonore de la flamme est assez élevé, la flamme peut alors être considérée comme une source acoustique cohérente pour effectuer des mesures de propriétés acoustiques dans les lignes d'alimentation.

Ces mesures ont permis de reconstruire l'impédance acoustique des lignes d'injection au niveau du prémélangeur à partir de la réponse acoustique connue des débitmètres situés en amont. Deux méthodes de reconstruction ont été utilisées. La première consiste à faire une reconstruction harmonique du coefficient de réflexion à la fréquence du pic dominant. Lorsque l'on se rapproche de l'entrée du tube de prémélange, le contenu spectral autour du pic principal est plus riche et cette méthode n'est plus efficace. Une deuxième méthode de reconstruction a été utilisée, où la pression acoustique a été reconstruite au niveau du système d'injection en tenant compte de toutes les composantes fréquentielles du signal entre 0 et 1 000 Hz. L'impédance acoustique déduite de la pression acoustique reconstruite est identique à celle qui a été mesurée de façon indépendante en entrée du prémélangeur.

L'impédance acoustique dans les lignes d'alimentation peut donc être obtenue devant le système d'injection à partir de la réponse acoustique des débitmètres. Cette méthodologie peut être utilisée pour caractériser la dynamique des lignes d'alimentation dans un système complexe, étant donné que la méthode de reconstruction permet de s'affranchir de mesures acoustiques directes et d'utiliser des mesures réalisées dans un environnement contrôlé.

Il a par ailleurs été montré que la propagation de perturbations acoustiques dans les lignes d'alimentation peut générer des fluctuations de débit au niveau de l'injection. Des fluctuations de la richesse du mélange sont alors susceptibles d'être convectées jusqu'à la zone de flamme. Une étude a été menée pour estimer les fluctuations de la richesse au niveau du système de prémélange et leur impact potentiel sur la dynamique de la combustion. Ces résultats restent à compléter par des mesures directes de fluctuations de richesse pour trancher de façon claire sur leur impact sur la dynamique de la combustion. Il a en revanche clairement été montré que les fluctuations de débit acoustique dans le prémélangeur s'accompagnent d'un lâcher tourbillonnaire synchronisé par les fluctuations de vitesse.

Enfin la condition limite en aval du foyer a également été modifiée au cours de ce

travail en ajoutant des tuyères avec différents taux de restriction de la section de passage. Lorsque l'écoulement est suffisamment accéléré en utilisant une tuyère avec 90 % de réduction de la section, le module du coefficient de réflexion acoustique à la sortie de la chambre de combustion chute considérablement. C'est un effet du nombre de Mach au travers de la tuyère. Dans ce cas, le niveau des pics aux fréquences des modes instables du foyer chute notablement et l'instabilité thermoacoustique peut être fortement atténuée. Le coefficient de réflexion de la tuyère a été calculé analytiquement en fonction du nombre de Mach en amont et en aval de la tuyère, le résultat du calcul est en bon accord avec les mesures.

Cet ensemble de mesures des conditions limites au fond du tube de prémélange, dans les lignes d'alimentation en combustible et comburant et en aval du foyer montre que le champ de pression est très sensible à ces conditions, tout comme la réponse de la flamme aux perturbations qui peuvent être présentes dans l'écoulement.

## Perspectives

Le bruit de combustion indirect peut également être une source sonore importante dans les nouveaux foyers de turbine à gaz. Au cours de ce travail, le bruit de combustion direct a été caractérisé. Néanmoins, le bruit indirect n'a pas pu être mis en évidence en introduisant les différentes tuyères en aval du foyer. L'étude du bruit indirect est parmi les principales perspectives à ce travail. Dans un cas non réactif, le bruit indirect peut être généré par un dispositif capable de créer des fluctuations cycliques de la température et donc des ondes entropiques. Ces dernières peuvent être alors convectées par un écoulement accéléré. Les mécanismes du bruit de combustion indirect peuvent être étudiés sur des dispositifs expérimentaux à l'échelle du laboratoire. Le foyer CESAM pourra être modifié pour faire apparaître des sources de bruit indirect.

L'impact de la dynamique des lignes d'alimentation pourra être également étudié plus en détail. Des fluctuations de richesse ont été mises en évidence au niveau du système d'injection étagé lorsque le combustible et le comburant pénètrent dans le prémélangeur. Il est difficile cependant de conclure sur leur impact sans avoir caractériser les perturbations de richesse produites au niveau de la sortie du prémélangeur. Des diagnostics optiques de type PLIF pourront être utilisés pour étudier les perturbations de la composition du mélange dans la zone de pénétration des gaz frais au niveau de la flamme.

D'autre part, des simulations numériques aux grandes échelles du foyer CESAM ont été réalisées par nos partenaires au sein du projet BRUCO. Des comparaisons n'ont pas pu être menées à terme jusqu'à présent dans le cas où le foyer est équipé avec la chambre courte. Des données expérimentales sont disponibles pour la configuration chambre longue où il est possible de retrouver les résul-

tats à l'aide d'un modèle analytique simple. Il est certainement plus facile de confronter les résultats numériques et les mesures dans ce cas, tant sur l'acoustique du foyer que sur la dynamique de la combustion.

Il serait également intéressant de simuler le foyer équipé avec la chambre de combustion courte dans son ensemble en prenant en compte toutes les conditions limites déterminées expérimentalement.

# Références

- Abugov, D. I. et O. I. Obrezkov (1978). Acoustic noise in turbulent flames. *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 14(5), 606–612.
- Adrian, R. J. (2004). Twenty years of particle image velocimetry. Dans *International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon.
- Annaswamy, A. M. et A. F. Ghoniem (2002). Active control of combustion instability : Theory and practice. *IEEE Control Systems Magazine* 22(6), 37–54.
- Anthoine, J., M. Mettenleiter, O. Repellin, J. M. Buchlin, et S. Candel (2003). Influence of adaptive control on vortex-driven instabilities in a scaled model of solid propellant motors. *Journal of Sound and Vibration* 262(5), 1009–1046.
- Bake, F., N. Kings, et I. Roehle (2008). Fundamental mechanism of entropy noise in aero-engines : Experimental investigation. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 130(1), 011202–6.
- Bake, F., C. Richter, B. Muhlbauer, N. Kings, I. Rohle, F. Thiele, et B. Noll (2009). The Entropy Wave Generator (EWG) : A reference case on entropy noise. *Journal of Sound and Vibration* 326(3-5), 574 – 598.
- Barbosa, S. (2008). *Etude expérimentale de la dynamique de combustion d'un injecteur multipoint étagé de turbine à gaz*. Ph. D. thesis, EM2C, Ecole Centrale Paris.
- Barbosa, S., P. Scoufflaire, et S. Ducruix (2009). Time resolved flowfield, flame structure and acoustic characterization of a staged multi-injection burner. *Proceedings of the Combustion Institute* 32(2), 2965–2972.
- Baum, J. D., B. R. Daniel, et B. T. Zinn (1981). Determination of solid-propellant admittances by the impedance tube method. *AIAA Journal* 19(2), 214–220.
- Beckstead, M. W. et F. Culick (1971). Comparison of analysis and experiment for solid propellant combustion instability. *AIAA Journal* 9(1), 147–154.
- Bellows, B. D., M. K. Bobba, J. M. Seitzman, et T. Lieuwen (2007). Nonlinear flame transfer function characteristics in a swirl-stabilized combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 129(4), 954 –

- 961.
- Bernier, D., S. Ducruix, F. Lacas, S. Candel, N. Robart, et T. Poinsot (2003). Transfer function measurements in a model combustor : application to adaptive instability control. *Combustion Science and Technology* 175, 993–1013.
- Billoud, G., M. Galland, C. Huynh Huu, et S. Candel (1992). Adaptive active control of combustion instabilities. *Combustion Science and Technology* 81, 257–283.
- Birbaud, A. L., D. Durox, S. Ducruix, et S. Candel (2007). Dynamics of confined premixed flames submitted to upstream acoustic modulations. *Proceedings of the Combustion Institute* 31(1), 1257–1265.
- Bloxside, G., A. Dowling, et P. Langhorne (1988). Reheat buzz : an acoustically coupled combustion instability. Part 2. Theory. *Journal of Fluid Mechanics* 193, 445–473.
- Bloxside, G. J., A. Dowling, N. Hooper, et P. Langhorne (1988). Active control of reheat buzz. *AIAA Journal* 26(7), 783–790.
- Bothien, M. R., J. P. Moeck, et C. Oliver Paschereit (2008). Active control of the acoustic boundary conditions of combustion test rigs. *Journal of Sound and Vibration* 318(4-5), 678–701.
- Boudier, G., L. Y. M. Gicquel, T. Poinsot, D. Bissières, et C. Berat (2007). Comparison of LES, RANS and experiments in an aeronautical gas turbine combustion chamber. *Proceedings of the Combustion Institute* 31(2), 3075–3082.
- Bragg, S. (1963). Combustion noise. *Journal of the Institute of Fuel* 36, 12–16.
- Brown, R. S. et R. J. Muzzy (1970). Linear and nonlinear pressure coupled combustion instability of solid propellants. *AIAA Journal* 8(8), 1492–1500.
- Bui, T. P., M. Meinke, W. Schroder, F. Flemming, A. Sadiki, et J. Janicka (2005). A hybrid method for combustion noise based on LES and APE. Dans *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Volume 4, pp. 2670–2680.
- Candel, S. (1972). *Analytical studies of some acoustic problems of jet engines*. Ph. D. thesis, California Institute of Technology.
- Candel, S. (2002). Combustion dynamics and control : Progress and challenges. *Proceedings of the Combustion Institute* 29(1), 1 – 28.
- Candel, S., D. Durox, S. Ducruix, A. Birbaud, N. Noiray, et T. Schuller (January 2009). Flame dynamics and combustion noise : progress and challenges. *International Journal of Aeroacoustics* 8, 1–56.
- Chiu, H. H., E. G. Plett, et M. Summerfield (1975). Noise generated by ducted combustion systems. *Progress in Astronautics and Aeronautics* 37,

- 249–276.
- Chiu, H. H. et M. Summerfield (1974). Theory of combustion noise. *Acta Astronautica* 1(7-8), 967–984.
- Chu, B. T. (1965). On the energy transfer to small disturbances in fluid flow (part i). *Acta Mechanica* 1(3), 215–234.
- Chung, J. Y. et D. A. Blaser (1980). Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I. Theory. *The Journal of the Acoustical Society of America* 68, 907–913.
- Clavin, P. et E. Siggia (1991). Turbulent premixed flames and sound generation. *Combustion Science and Technology* 78(1-3), 147–155.
- Coats, C. M. (1996). Coherent structures in combustion. *Progress in Energy and Combustion Science* 22(5), 427–509.
- Correa, S. M. (1998). Power generation and aeropropulsion gas turbines : From combustion science to combustion technology. *Symposium (International) on Combustion* 27(2), 1793–1807.
- Crococ, L. (1951). Aspects of combustion instability in liquid propellant rocket motors. *Journal of the American Rocket Society* 21, 163–178.
- Crococ, L. et S. Cheng (1956). *Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors*. AGARDograph ; no. 8. Butterworths Scientific Publications, London.
- Crococ, L., J. Grey, et D. T. Harje (1960). Theory of liquid propellant rocket combustion instability and its experimental verification. *ARS Journal* 30(2), 159–168.
- Culick, F. E. C. et V. Yang (1995). Overview of combustion instabilities in liquid propellant rocket engines. Dans *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Volume 169, Chapitre 1, pp. 1–37. AIAA.
- Cumpsty, N. A. et F. E. Marble (1977). Core noise from gas turbine exhausts. *Journal of Sound and Vibration* 54(2), 297–309.
- Dioc, N. (2005). *Etude expérimentale des mécanismes d'instabilité dans un brûleur à injection étagée. Application aux turbines à gaz*. Ph. D. thesis, Ecole Centrale Paris.
- Docquier, N., S. Belhafaoui, F. Lacas, N. Darabiha, et C. Rolon (2000). Experimental and numerical study of chemiluminescence in methane/air high-pressure flames for active control applications. *Symposium (International) on Combustion* 28(2), 1765–1774.
- Dowling, A. (1995). The calculation of thermoacoustic oscillations. *Journal of Sound and Vibration* 180(4), 557–581.
- Dowling, A. et S. Hubbard (2000). Instability in lean premixed combustors. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy* 214(4), 317 – 332.

- Dowling, A. P. (1999). A kinematic model of a ducted flame. *Journal of Fluid Mechanics* 394, 51–72.
- Duchaine, P., L. Zimmer, et T. Schuller (2009). Experimental investigation of mechanisms of sound production by partially premixed flames. *Proceedings of the Combustion Institute* 32(1), 1027–1034.
- Ducruix, S., D. Durox, et S. Candel (2000). Theoretical and experimental determinations of the transfer function of a laminar premixed flame. *Proceedings of the Combustion Institute* 28, 765–773.
- Ducruix, S., T. Schuller, D. Durox, et S. Candel (2003). Combustion dynamics and instabilities : Elementary coupling and driving mechanisms. *Journal of Propulsion and Power* 19(5), 722 – 734.
- Eckstein, J., E. Freitag, C. Hirsch, et T. Sattelmayer (2006). Experimental study on the role of entropy waves in low-frequency oscillations in a RQL combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 128, 264–270.
- Farge, M. (1992). Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics* 24(1), 395–458.
- Feiler, C. E. et M. F. Heidmann (1967). Dynamic response of gaseous hydrogen injector flow system, and application to high frequency combustion instability. Technical Report NASA-TN-D-4040, NASA Glenn research center.
- Flemming, F., A. Sadiki, et J. Janicka (2007). Investigation of combustion noise using a LES/CAA hybrid approach. *Proceedings of the Combustion Institute* 31(2), 3189–3196.
- Fureby, C. (2010). LES of a Multi-burner Annular Gas Turbine Combustor. *Flow, Turbulence and Combustion* 84, 543–564.
- Giammar, R. D. et A. A. Putnam (1970). Combustion roar of turbulent diffusion flames. *Journal of Engineering for Power, Transactions ASME* 92 Ser A(2), 157–165.
- Giauque, A., F. Nicoud, et M. Brear (2007). Analysis and control of combustion instabilities by adaptive reflection coefficients. Dans *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Paper No. AIAA-2007-3427*, Roma, Italy.
- Grinstein, F. et C. Fureby (2005). LES studies of the flow in a swirl gas combustor. *Proceedings of the Combustion Institute* 30(2), 1791–1798.
- Groeneweg, J., T. Sofrin, et P. Gliebe (1991). Turbomachinery noise. Technical Report 92-10601, NASA.
- Hardalupas, Y. et M. Orain (2004). Local measurements of the time-dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame. *Combustion and Flame* 139(3), 188 – 207.

- Hardalupas, Y., C. Panoutsos, et A. Taylor (2010). Spatial resolution of a chemiluminescence sensor for local heat-release rate and equivalence ratio measurements in a model gas turbine combustor. *Experiments in Fluids* 49(4), 883 – 909.
- Hassan, H. A. (1974). Scaling of combustion-generated noise. *Journal of Fluid Mechanics* 66(Part 3), 445–453.
- Hedge, U., D. Reuter, B. Zinn, et B. Daniel (1987). Fluid mechanically coupled combustion instabilities in ramjet combustors. Dans *Aerospace Sciences Meeting, Paper No. AIAA-1987-216*.
- Hegde, U. G., D. Reuter, et B. T. Zinn (1988). Sound generation by ducted flames. *AIAA journal* 26(5), 532–537.
- Hield, P., M. Brear, et S. Ho Jin (2009). Thermoacoustic limit cycles in a premixed laboratory combustor with open and choked exits. *Combustion and Flame* 156(9), 1683–1697.
- Higgins, B., M. Q. McQuay, F. Lacas, et S. Candel (2001). An experimental study on the effect of pressure and strain rate on CH chemiluminescence of premixed fuel-lean methane/air flames. *Fuel* 80(11), 1583–1591.
- Hoch, R. G., P. Thomas, et E. Weiss (1975). An experimental investigation of the core engine noise of a turbofan engine. Dans *2nd AIAA Aeroacoustics Conference, Paper No. AIAA-1975-526*.
- Howe, M. S. (1979). On the theory of unsteady high Reynolds number flow through a circular aperture. *Proceedings of the Royal Society of London A* 366(1725), 205–223.
- Huang, Y., H.-G. Sung, S.-Y. Hsieh, et V. Yang (2003). Large-eddy simulation of combustion dynamics of lean-premixed swirl-stabilized combustor. *Journal of Propulsion and Power* 19(5), 782–794.
- Huber, A. et W. Polifke (2008). Impact of fuel supply impedance on combustion stability of gas turbines. Dans *ASME Turbo Expo 2008, Paper No. GT.2008-43130*.
- Hughes, I. J. et A. P. Dowling (1990). The absorption of sound by perforated linings. *Journal of Fluid Mechanics* 218, 299–335.
- Hurle, I., R. Price, T. Sugden, F. Thomas, et A. Thomas (1968). Sound emission from open turbulent premixed flames. *Proceedings of the Royal Society* 303, 409–427.
- Hussain, A. (1986). Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 173, 303 – 356.
- IEA statistics (2010). Co<sub>2</sub> emissions from fuel combustion. Technical report, International Energy Agency.
- Ihme, M., D. J. Bodony, et H. Pitsch (2006). Prediction of combustion-generated noise in non-premixed turbulent jet flames using large-eddy

- simulation. Dans *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Volume 5, pp. 2753–2768.
- Janardan, B. A., B. R. Daniel, et B. T. Zinn (1976). Measurements of acoustic responses of gaseous propellant injectors. *Journal of Sound and Vibration* 47(4), 559–569.
- Jeong, J. et F. Hussain (1995). On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics* 285, 69 – 94.
- Jiang, M., R. Machiraju, et D. Thompson (2005). Detection and visualization of vortices. Dans *The Visualization Handbook*, pp. 295–309.
- Karimi, N., M. J. Brear, et W. H. Moase (2008). Acoustic and disturbance energy analysis of a flow with heat communication. *Journal of Fluid Mechanics* 597, 67 – 89.
- Karlovitz, B. (1954). Selected combustion problems. Dans *Butterworths Scientific Publications, London*, London, pp. 248–263.
- Katsuki, M., Y. Mizutani, M. Chikami, et T. Kittaka (1988). Sound emission from a turbulent flame. *Symposium (International) on Combustion* 21(1), 1543–1550.
- Keane, R. D. et R. J. Adrian (1992). Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Applied Scientific Research* 49(3), 191–215.
- Keller, J. (1995). Thermoacoustic oscillations in combustion chambers of gas turbines. *AIAA Journal* 33(12), 2280–2287.
- Kiesewetter, F., M. Konle, et T. Sattelmayer (2007). Analysis of combustion induced vortex breakdown driven flame flashback in a premix burner with cylindrical mixing zone. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 129(4), 929–936.
- Kim, D., J. G. Lee, B. D. Quay, D. A. Santavicca, K. Kim, et S. Srinivasan (2010). Effect of flame structure on the flame transfer function in a premixed gas turbine combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132(2), 021502–7.
- Kim, K., J. Lee, B. Quay, et D. Santavicca (2010a). Spatially distributed flame transfer functions for predicting combustion dynamics in lean premixed gas turbine combustors. *Combustion and Flame* 157(9), 1718 – 1730.
- Kim, K. T., J. G. Lee, B. D. Quay, et D. A. Santavicca (2010b). Response of partially premixed flames to acoustic velocity and equivalence ratio perturbations. *Combustion and Flame* 157(9), 1731–1744.
- Klein, S. et J. Kok (1999). Sound generation by turbulent non-premixed flames. *Combust. Sci. Tech.* 149, 267–295.
- Kotake, S. (1975). On combustion noise related to chemical reactions. *Journal of Sound and Vibration* 42(3), 399–410.

- Kotake, S. et K. Hatta (1965). On the noise of diffusion flames. *Bulletin of Japan Society of Mechanical Engineers* 8(30), 211–219.
- Kumar, R. N. (1975). Further experimental results on the structure and acoustics of turbulent jet flames. Dans *2nd AIAA Aeroacoustics Conference, Paper No. AIAA-1975-523*.
- Lamarque, N. et T. Poinsot (2008). Boundary conditions for acoustic eigenmode computations in gas turbine combustion chambers. *AIAA Journal* 46(9), 2282–2292.
- Laverdant, A., T. Poinsot, et S. Candel (1985). Influence of the mean temperature field on the acoustic mode structure in a dump combustor. *Journal of Propulsion and Power* 2(4), 311 – 316.
- Lee, J. G., K. Kim, et D. A. Santavicca (2000). Measurement of equivalence ratio fluctuation and its effect on heat release during unstable combustion. Dans *28th International Symposium on Combustion*, Volume 28, pp. 415–421.
- Lefebvre, A. et E. Ballal (2010). *Gas turbine combustion (3rd Edition)*. Taylor and Francis, New York.
- Lewis, B. et G. von Elbe (1987). *Combustion, flames, and explosions of gases Combustion, flames and explosions of gases (3rd Edition)*. Academic Press, Orlando.
- Leyko, M. (2010). *Mise en œuvre et analyse de calculs aéroacoustiques de type SGE pour la prévision du bruit de chambres de combustion aéronautiques*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique Toulouse.
- Leyko, M., F. Nicoud, et T. Poinsot (2009). Comparison of direct and indirect combustion noise mechanisms in a model combustor. *AIAA Journal* 47(11), 2709 – 2716.
- Lieuwen, T. et V. Yang (2006). *Combustion instabilities in gas turbine engines : operational experience, fundamental mechanisms, and modeling.*, Volume 210 de *Progress in Astronautics and Aeronautics*. AIAA.
- Lieuwen, T. et B. T. Zinn (1998). The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low nox gas turbines. *Symposium (International) on Combustion* 27(2), 1809–1816.
- Lighthill, M. J. (1952). On sound generated aerodynamically. i. general theory. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 211(1107), 564–587.
- Mahan, J. (1984). Critical review of noise production models for turbulent, gas-fueled burners. Technical Report CR 3803, NASA Contractor Reports.
- Mahan, J. et A. Karchmer (1991). Combustion and core noise. Technical Report CR 90-3052, NASA Contractor Reports.

- Marble, F. E. (1975). Response of a nozzle to an entropy disturbance - example of thermodynamically unsteady aerodynamics. Dans *Proceedings of the unsteady aerodynamics Symposium*, Ariz Board of Regents, pp. 699–717.
- Marble, F. E. et S. M. Candel (1977). Acoustic disturbance from gas non-uniformities convected through a nozzle. *Journal of Sound and Vibration* 55(2), 225–243.
- Martin, C. E., L. Benoit, Y. Sommerer, F. Nicoud, et T. Poinso (2006). Large-eddy simulation and acoustic analysis of a swirled staged turbulent combustor. *AIAA Journal* 44(4), 741 – 750.
- Mathews, D. C. et N. F. Rekos Jr. (1977). Prediction and measurement of direct combustion noise in turbopropulsion systems. *Journal of Aircraft* 14(9), 850–859.
- Matsui, Y. (1981). An experimental study on pyro-acoustic amplification of premixed laminar flames. *Combustion and Flame* 43, 199–209.
- McManus, K., T. Poinso, et S. Candel (1993). A review of active control of combustion instabilities. *Progress in Energy and Combustion Science* 19(1), 1–29.
- Miles, J. H. (2010). Separating direct and indirect turbofan engine combustion noise using the correlation function. *Journal of Propulsion and Power* 26(5), 1144–1152.
- Mongia, R., R. Dibble, et J. Lovett (1998). Measurement of air-fuel ratio fluctuations caused by combustor driven oscillations. Dans *Proceedings of the 1998 International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition*.
- Morfey, C. L. (1973, 12). Amplification of aerodynamic noise by convected flow inhomogeneities. *Journal of Sound and Vibration* 31(4), 391–397.
- Munjial, M. L. (1987). *Acoustics of ducts and mufflers*. John Wiley and Sons, New York.
- Munjial, M. L. et A. G. Doige (1990). The two-microphone method incorporating the effects of mean flow and acoustic damping. *Journal of Sound and Vibration* 137(1), 135–138.
- Murat Altay, H., R. L. Speth, D. E. Hudgins, et A. F. Ghoniem (2009). The impact of equivalence ratio oscillations on combustion dynamics in a backward-facing step combustor. *Combustion and Flame* 156(11), 2106–2116.
- Muruganandam, T., B. Kim, M. Morrell, V. Nori, M. Patel, B. Romig, et J. Seitzman (2005). Optical equivalence ratio sensors for gas turbine combustors. *Proceedings of the Combustion Institute* 30(1), 1601 – 1609.
- Muthukrishnan, M., D. H. Neale, et W. C. Strahle (1978). Separation of hydrodynamic, entropy, and combustion noise in a gas turbine combustor. *AIAA journal* 16(4), 327–327.

- Myers, M. K. (1991). Transport of energy by disturbances in arbitrary steady flows. *Journal of Fluid Mechanics* 226, 383–400.
- Neise, W. et L. Enghardt (2003). Technology approach to aero engine noise reduction. *Aerospace Science and Technology* 7(5), 352–363.
- Nicoud, F., L. Benoit, C. Sensiau, et T. Poinso (2007). Acoustic modes in combustors with complex impedances and multidimensional active flames. *AIAA Journal* 45(2), 426 – 441.
- Nicoud, F. et T. Poinso (2005). Thermoacoustic instabilities : Should the rayleigh criterion be extended to include entropy changes? *Combustion and Flame* 142(1-2), 153–159.
- Nogueira, J., A. Lecuona, et P. A. Rodríguez (2001). Identification of a new source of peak locking, analysis and its removal in conventional and super-resolution piv techniques. *Experiments in Fluids* 30(3), 309–316.
- Noiray, N., D. Durox, T. Schuller, et S. Candel (2008a). A novel strategy for passive control of combustion instabilities through modification of flame dynamics. Dans *ASME Turbo Expo 2008, Paper No. GT2008-51520*.
- Noiray, N., D. Durox, T. Schuller, et S. Candel (2008b). A unified framework for nonlinear combustion instability analysis based on the flame describing function. *Journal of Fluid Mechanics* 615, 139 – 167.
- Nori, V. N. et J. M. Scitzman (2009). CH\* chemiluminescence modeling for combustion diagnostics. *Proceedings of the Combustion Institute* 32(1), 895 – 903.
- Nottin, C. (2002). *Simulation numérique des instabilités de combustion*. Ph. D. thesis, EM2C, Ecole Centrale Paris.
- Nottin, C., R. Knikker, M. Boger, et D. Veynante (2000). Large eddy simulation of an acoustically excited turbulent premixed flame. *Proceedings of the Combustion Institute* 28, 67–73.
- Panoutsos, C., Y. Hardalupas, et A. Taylor (2009). Numerical evaluation of equivalence ratio measurement using OH\* and CH\* chemiluminescence in premixed and non-premixed methane-air flames. *Combustion and Flame* 156(2), 273 – 291.
- Paschereit, C., B. Schuermans, W. Polifke, et O. Mattson (2002). Measurement of transfer matrices and source terms of premixed flames. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 124(2), 239–247.
- Paschereit, C. O., E. Gutmark, et W. Weisenstein (1999). Coherent structures in swirling flows and their role in acoustic combustion control. *Physics of Fluids* 11(9), 2667–2678.
- Pickett, G. F. (1975). Core engine noise due to temperature fluctuations convecting through turbine blade rows. Dans *2nd AIAA Aeroacoustics Conference, Paper No. AIAA-1975-528*.

- Pierce, A. D. (1991). *Acoustics : an introduction of its physical principles and applications*. Acoustical Society of America.
- Plett, E. G. et M. Summerfield (1974). Jet engine exhaust noise due to rough combustion and nonsteady aerodynamic sources. *Journal of the Acoustical society of America* 56(2), 516–522.
- Poinsot, T. et D. Veynante (2005). *Theoretical and Numerical Combustion (2nd Edition)*. Edwards.
- Polifke, W. (2001). Reconstruction of acoustic transfer matrices by instantaneous computational fluid dynamics. *Journal of Sound and Vibration* 245(3), 483–510.
- Polifke, W., A. Fischer, et T. Sattelmayer (2003). Instability of a premix burner with nonmonotonic pressure drop characteristic. *Transactions of the ASME* 125, 20–27.
- Price, R. B., I. R. Hurle, et T. M. Sugden (1969). Optical studies of the generation of noise in turbulent flames. *Symposium (International) on Combustion* 12(1), 1093–1102.
- Putnam, A. A. (1971). *Combustion-driven oscillations in industry*. American Elsevier Pub. Co., New York.
- Rajaram, R., J. Gray, et T. Lieuwen (2006). Premixed combustion noise scaling : Total power and spectra. Dans *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Volume 5, pp. 2731–2739.
- Rajaram, R. et T. Lieuwen (2009). Acoustic radiation from turbulent premixed flames. *Journal of Fluid Mechanics* 637, 357 – 385.
- Rayleigh, J. S. (1878). The explanation of certain acoustical phenomena. *Royal Institute Proceedings VIII*.
- Rayleigh, L. (1899). *On the theory of resonance*, Volume I. Cambridge University Press.
- Reboul, G. (2009). *Modélisation du bruit à large bande de soufflante de turboréacteur*. Ph. D. thesis, LMFA, Ecole Centrale Lyon.
- Richards, G. A. et E. H. Robey (2008). Effect of fuel system impedance mismatch on combustion dynamics. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 130(1), 011510–7.
- Richards, G. A. et S. L. Straub (2003). Passive control of combustion dynamics in stationary gas turbines. *Journal of Propulsion and Power* 19(5), 795–809.
- Rienstra, S. et A. Hirschberg (2010). An introduction to acoustics. Technical Report IWDE 92-06, Eindhoven University of Technology.
- Robinson, S., S. Kline, et P. Spalart (1989). Review of quasi-coherent structures in a numerically simulated turbulent boundary layer. *Bulletin of the International Centre for Heat and Mass Transfer* 3, 85 – 108.

- Robinson, S. K. (1991). Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics* 23(1), 601–639.
- Roux, S., G. Lartigue, T. Poinsot, et T. Bérat (2005). Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis and large eddy simulations. *Combustion and Flame* 141(1–2), 40–54.
- Salikuddin, M. et B. T. Zinn (1980). Adaptation of the impedance tube technique for the measurement of combustion process admittances. *Journal of Sound and Vibration* 68(1), 119–132.
- Sattelmayer, T. (2003). Influence of the combustor aerodynamics on combustion instabilities from equivalence ratio fluctuations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 125(1), 11 – 19.
- Scarano, F. et M. L. Riethmuller (1999). Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. *Experiments in Fluids* 26(6), 513–523.
- Schram, C., P. Rambaud, et M. Riethmuller (2004). Wavelet based eddy structure eduction from a backward facing step flow investigated using particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 36(2), 233–245.
- Schuller, T. (2003). *Mécanismes de Couplage dans les interactions Acoustique-Combustion*. Ph. D. thesis, EM2C, Ecole Centrale Paris.
- Schuller, T., D. Durox, et S. Candel (2002). Dynamics of and noise radiated by a perturbed impinging premixed jet flame. *Combustion and Flame* 128(1-2), 88–110.
- Schuller, T., D. Durox, et S. Candel (2003a). Self-induced combustion oscillations of laminar premixed flames stabilized on annular burners. *Combustion and Flame* 135(4), 525–537.
- Schuller, T., D. Durox, et S. Candel (2003b). A unified model for the prediction of laminar flame transfer functions : comparisons between conical and v-flame dynamics. *Combustion and Flame* 134(1-2), 21–34.
- Schuller, T., N. Tran, N. Noiray, D. Durox, S. Ducruix, et S. Candel (2009). The role of nonlinear acoustic boundary conditions in combustion/acoustic coupled instabilities. Dans *ASME Turbo Expo 2009, Paper No. GT2009-59390*.
- Sengissen, A. X., J. F. Van Kampen, R. A. Huls, G. G. M. Stoffels, J. B. W. Kok, et T. J. Poinsot (2007). Les and experimental studies of cold and reacting flow in a swirled partially premixed burner with and without fuel modulation. *Combustion and Flame* 150(1-2), 40–53.
- Shivashankara, B., W. C. Strahle, et J. C. Handley (1975a). Combustion noise radiation by open turbulent flames. *Progress in Astronautics and Aeronautics* 37, 277 – 296.
- Shivashankara, B. N., W. C. Strahle, et J. C. Handley (1974). Decomposition of combustion noise scaling rules by direct flame photography. *Acta*

- Astronautica 1*, 985–992.
- Shivashankara, B. N., W. C. Strahle, et J. C. Handley (1975b). Evaluation of combustion noise scaling laws by an optical technique. *AIAA Journal* 13(5), 623–627.
- Silva, C. F. (2010). *Numerical study of combustion noise in gas turbine*. Ph. D. thesis, Université Montpellier II.
- Silva, C. F., M. Leyko, F. Nicoud, et S. Moreau (2010). Assessment of combustion noise in a premixed swirled combustor via Large-Eddy Simulation. *Computers and Fluids In Press*.
- Singh, K. K., S. H. Frankel, et J. P. Gore (2003). Effects of combustion on the sound pressure generated by circular jet flows. *AIAA Journal* 41(2), 319–321.
- Singh, K. K., C. Zhang, J. P. Gore, L. Mongeau, et S. H. Frankel (2005). An experimental study of partially premixed flame sound. *Proceedings of the Combustion Institute* 30(2), 1707–1715.
- Singla, G., P. Scouffaire, C. Rolon, et S. Candel (2005). Transcritical oxygen/transcritical or supercritical methane combustion. *Proceedings of the Combustion Institute* 30(2), 2921–2928.
- Smith, T. et J. Kilham (1963). Noise generation by open turbulent flames. *Journal of the Acoustical Society of America* 35(5), 715–724.
- Steele, R. C., L. H. Cowell, S. M. Cannon, et C. E. Smith (2000). Passive control of combustion instability in lean premixed combustors. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 122(3), 412–419.
- Steinberg, A., I. Boxx, M. Stöhr, C. Carter, et W. Meier (2010). Flow-flame interactions causing acoustically coupled heat release fluctuations in a thermo-acoustically unstable gas turbine model combustor. *Combustion and Flame* 157(12), 2250 – 2266.
- Stephenson, J. et H. A. Hassan (1977). Spectrum of combustion-generated noise. *Journal of Sound and Vibration* 53(2), 283–288.
- Stohr, M., I. Boxx, C. Carter, et W. Meier (2011). Dynamics of lean blowout of a swirl-stabilized flame in a gas turbine model combustor. *Proceedings of the Combustion Institute* 33(2), 2953–2960.
- Strahle, W. C. (1971). On combustion generated noise. *Journal of Fluid Mechanics* 49(02), 399–414.
- Strahle, W. C. (1972). Some results in combustion generated noise. *Journal of Sound and Vibration* 23(1), 113–125.
- Strahle, W. C. (1975). Review of combustion generated noise. *Progress in Astronautics and Aeronautics* 37, 229–248.
- Strahle, W. C. (1978). Combustion noise. *Progress in Energy and Combustion Science* 4(3), 157–176.

- Strahle, W. C. (1985). *A more modern theory of combustion noise*, pp. 103–114. Plenum Press, New York.
- Strahle, W. C. et B. N. Shivashankara (1975a). A rational correlation of combustion noise results from open turbulent premixed flames. *Symposium (International) on Combustion* 15(1), 1379–1385.
- Strahle, W. C. et B. N. Shivashankara (1975b). Wall reflection effects in combustion generated noise. Dans *13th AIAA/Aerospace Sciences Meeting, Paper No. AIAA-1975-127*, Pasadena, Calif, USA.
- Thomas, A. et G. Williams (1966). Flame noise : sound emission from spark-ignited bubbles of combustible gas. *Royal Society of London Proceedings Series A* 294, 449–466.
- Tran, N. (2009). *Influence de la condition limite acoustique amont sur les instabilités de combustion de grande amplitude : Conception d'un système robuste de contrôle d'impédance*. Ph. D. thesis, EM2C, Ecole Centrale Paris.
- Tran, N., S. Ducruix, et T. Schuller (2009a). Damping combustion instabilities with perforates at the premixer inlet of a swirled burner. *Proceedings of the Combustion Institute* 32(2), 2917–2924.
- Tran, N., S. Ducruix, et T. Schuller (2009b). Passive control of the inlet acoustic boundary of a swirled burner at high amplitude combustion instabilities. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 131(5), 051502–7.
- Tran, N., T. Schuller, et S. Ducruix (2007). Analysis and control of combustion instabilities by adaptive reflection coefficients. Dans *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Number AIAA-2007-3716, Roma, Italy.
- Truffaut, J., G. Searby, et L. Boyer (1998). Sound emission by non-isomolar combustion at low mach numbers. *Combustion theory and modelling* 2(4), 423–428.
- Wernet, M. P. (1999). Fuzzy logic enhanced digital PIV processing software. Dans *ICIASF '99 : 18th International Conference on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities*, pp. 2.1–2.10.
- Westerweel, J., D. Dabiri, et M. Gharib (1997). Effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital piv recordings. *Experiments in Fluids* 23(1), 20 – 28.
- Wieczorek, K. (2010). *Numerical study of Mach number effects on combustion instability*. Ph. D. thesis, Université montpellier II.
- Zhang, F., P. Habisreuther, M. Hettel, et H. Bockhom (2009). Numerical investigations of the noise sources generated in a swirl stabilized flame. *Acta Acustica united with Acustica* 95(3), 418–427.
- Zinn, B. T. et E. A. Powell (1971). Nonlinear combustion instability in

liquid-propellant rocket engines. *Symposium (International) on Combustion* 13(1), 491–503.

— Annexes —



## Annexe A

# Fonction de transfert de flamme distribuée

*Cette annexe présente des résultats intermédiaires visant à obtenir une distribution spatiale de la fonction de transfert de flamme aux deux fréquences propres du système. La fonction de transfert quantifie la réponse du dégagement de chaleur de la flamme à une perturbation de vitesse acoustique issue du tube de prémélange. Dans un premier temps, on s'intéresse au dégagement de chaleur global de la flamme grâce aux signaux intégrés des photomultiplicateurs puis dans un second temps, on utilise la distribution du taux de dégagement de chaleur obtenue par imagerie intensifiée puis transformée d'Abel.*

### A.1 Introduction

Dans le cas de flammes de prémélange, la dynamique de flamme est liée aux perturbations de vitesse à la base de la flamme. Pour décrire la réponse de celle-ci, une fonction de transfert de flamme ou FTF peut être caractérisée entre ces perturbations et le taux de dégagement de chaleur qui en résulte. La FTF est l'une des méthodes les plus utilisées pour modéliser le comportement d'une flamme comme une source active. Cette représentation a été utilisée pour décrire la réponse des flammes aux modulations extérieures (Matsui, 1981), notamment pour l'étude des instabilités de combustion. Plusieurs études expérimentales ont été menées sur des flammes de prémélange dans un cas laminaire (Ducruix *et al.*, 2000 ; Schuller *et al.*, 2003a) ou turbulent (Bellows *et al.*, 2007). La FTF est également utilisée pour l'étude de la dynamique de flamme par des approches analytiques (Dowling, 1999). La réponse de la flamme peut être intégrée dans un modèle, lorsque les modes propres d'un système sont étudiés (Kim *et al.*, 2010a).

L'intensité lumineuse des émissions des radicaux CH\* et OH\* est souvent considérée comme un bon indicateur du taux de dégagement de chaleur, dans le cas

des flammes de prémélange (voir chapitre 1). La FTF est alors caractérisée entre les perturbations de vitesse et l'intensité lumineuse de  $\text{OH}^*$  ou  $\text{CH}^*$ . La fonction de transfert de flamme peut également être caractérisée entre des perturbations amont et le champ de vitesse au niveau de la flamme (Birbaud *et al.*, 2007).

## A.2 Emissions naturelles de la flamme

### A.2.1 Fonction de transfert de flamme globale

Les émissions des radicaux  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  par la flamme sont connues pour être un bon indicateur du taux de dégagement de chaleur dans le cas des flammes de prémélange (voir chapitre 1). Le fonction de transfert de flamme est dans un premier temps caractérisée entre les perturbations de la vitesse amont et l'émission de  $\text{CH}^*$  ou  $\text{OH}^*$ .

$$\mathcal{F}(\omega) = \frac{\dot{Q}'/\dot{Q}_0}{U'_{ac}/U_0} \quad (\text{A.1})$$

Pour des flammes de prémélange  $\dot{Q}'/\dot{Q}_0$  est exprimée par une relation directe en fonction de l'intensité lumineuse de l'émission des radicaux  $I'/I_0$ .

La Fig. A.1 présente la fonction de transfert entre la vitesse acoustique amont et le radical  $\text{OH}^*$  (Eq. A.1) aux modes acoustiques du banc. Á la fréquence  $f_{PC}^0$ , le gain est de l'ordre de 1.8, la phase est d'environ  $4\pi/7$  et pour  $f_{PC}^1$ , le gain est de 4.1 et la phase est d'environ  $12\pi/7$ . Le gain est plus important au mode  $1_{PC}$ . Cette différence de la réponse de la flamme est visible sur les différents spectres de PSD (voir chapitre 3).

### A.2.2 Fonction de transfert de flamme distribuée

Les émissions naturelles de la flamme sont enregistrées par une caméra rapide, à une fréquence d'acquisition de 8 400 images/s. La taille de la fenêtre d'observation est de  $748 \times 925$  pix correspondant à  $78 \times 96$  mm<sup>2</sup>. L'écoulement est fortement tridimensionnel (le nombre de swirl est estimé à 0.6 (Dioc, 2005)). La caméra enregistre une image intégrée sur tout le volume de la flamme en 3D. La vue en coupe dans un plan est obtenue par la transformée d'Abel.

La Fig. A.2 montre les signaux temporels de  $\text{OH}^*$  et de l'intégrale de l'émission naturelle de la flamme sur toute la surface de l'image. L'allure des deux signaux est identique et l'émission naturelle retrace fidèlement l'évolution de l'émission de  $\text{OH}^*$ . Les mesures d'émissions naturelles peuvent être utilisées comme indicateur du taux de dégagement de chaleur instationnaire de la flamme.

La densité spectrale est calculée en tout point du plan de mesure de l'émission naturelle de la flamme et le spectre est examiné aux fréquences des modes

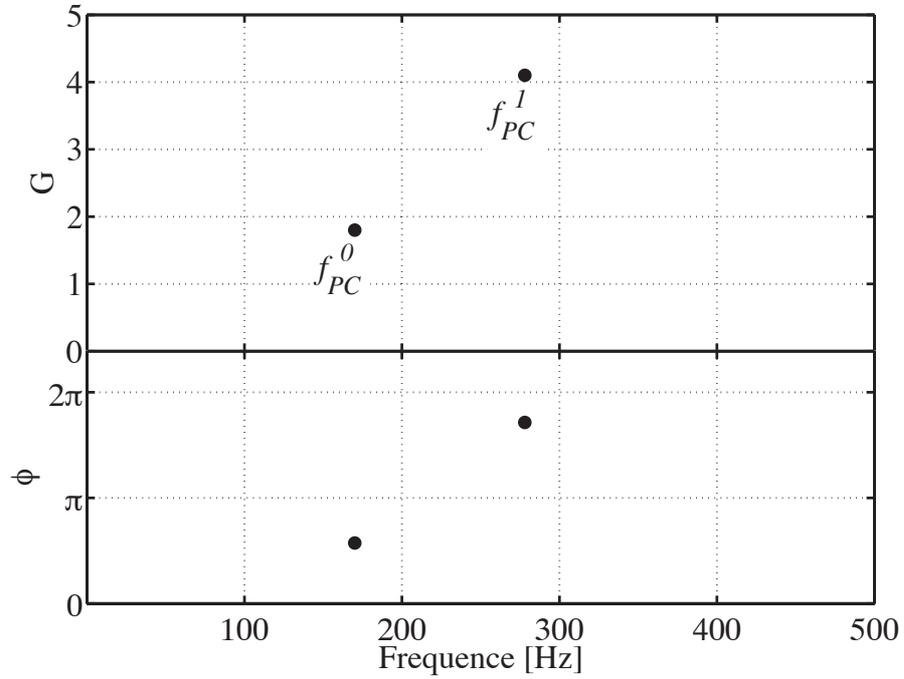


FIGURE A.1 : Fonction de transfert de flamme entre la vitesse acoustique amont et l'émission de  $\text{OH}^*$ , aux modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$ .

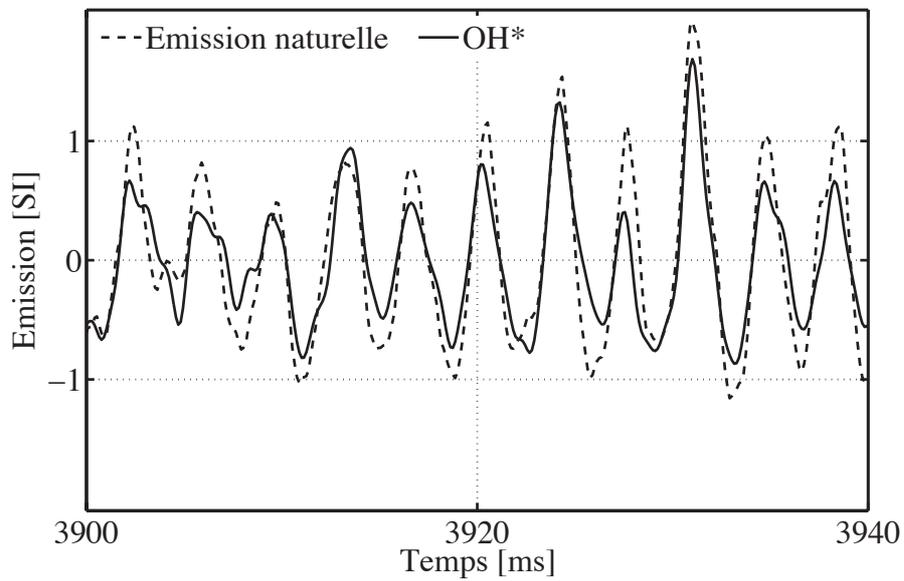
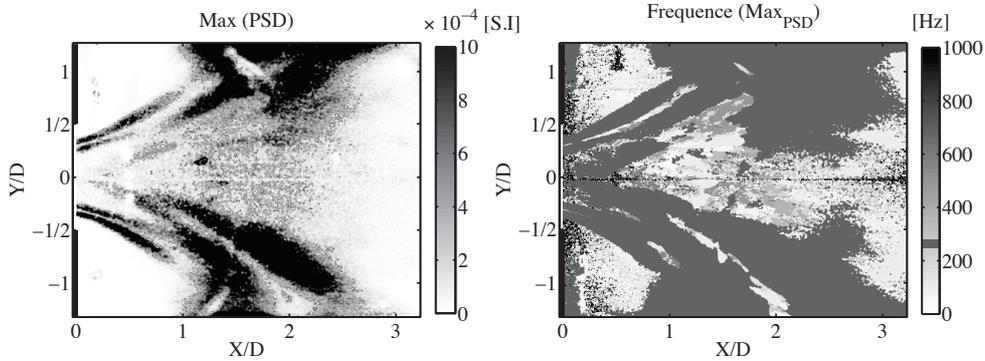


FIGURE A.2 : Signaux temporels de l'intégrale de l'émission naturelle de la flamme (ligne continue) et du radical  $\text{OH}^*$  (ligne discontinue).



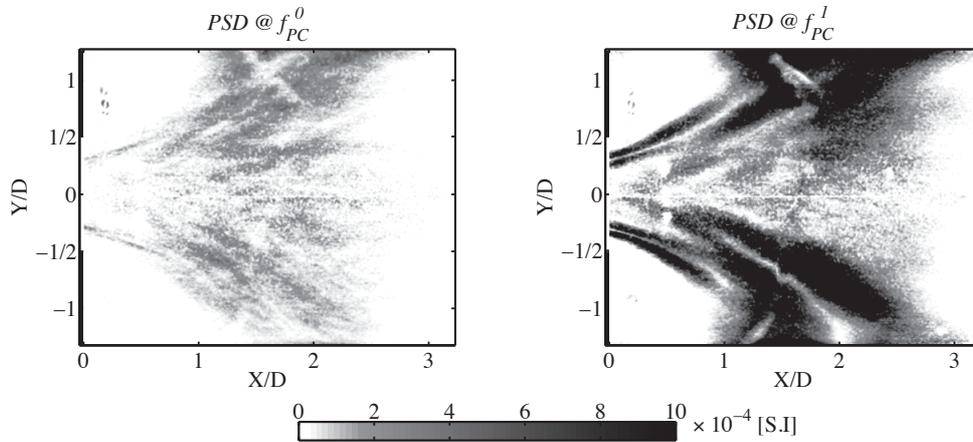
**FIGURE A.3 :** *Distribution spatiale du maximum de l'émission naturelle de la flamme et des fréquences correspondantes.*

acoustiques du banc. La Fig. A.3 montre une distribution spatiale du maximum d'émission de la flamme et les fréquences auxquelles ces valeurs sont obtenues. Le maximum d'émission lumineuse est observé sur les frontières intérieures de la zone d'arrivée des gaz frais. Cette carte montre la forme en V de la flamme. On observe que l'émission à l'extrémité des bras de la flamme est très importante. Dans la section suivante, il sera démontré que ces extrémités correspondent à une destruction de surface de flamme. La deuxième carte de la Fig. A.3 montre que le maximum d'émission de la flamme est atteint à la fréquence du second mode du foyer  $f_{PC}^1 = 276 \text{ Hz}$ . La zone de recirculation centrale est également visible sur cette figure.

La Fig. A.4 présente l'émission de la flamme examinée aux fréquences des modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ . La distribution spatiale de l'émission à la fréquence du mode  $f_{PC}^1$  est quasi-identique avec celle du maximum d'émission (Fig. A.3). Le mode  $1_{PC}$  est le plus dominant, semblablement à ce qui a été observé dans le chapitre 3. À la fréquence du mode  $f_{PC}^0$  les zones d'émission élevée correspondent aux extrémités des bras de la flamme.

### A.2.3 Moyenne de phase de l'émission naturelle de la flamme

Dans le chapitre 3 des moyennes de phase sont effectuées sur les images de PIV. La dynamique des modes  $0_{PC}$  et  $1_{PC}$  a été mise en évidence. Le même traitement est appliqué aux images d'émission naturelle de la flamme. Le signal enregistré par le microphone M3 est pris comme signal de référence pour détecter la position de phase à chaque instant. Ce signal a été rééchantillonné à la fréquence de la caméra rapide 8 400 Hz, il est filtré ensuite autour des fréquences des modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ . La méthode exposée dans le chapitre 3 est alors utilisée pour détecter le groupe de phase auquel appartient chaque image. Pour le mode  $0_{PC}$ , le nombre de phases par période est de 47 correspondant à une résolution de  $7.5^\circ$ , environ 260 images sont utilisées pour chaque moyenne de

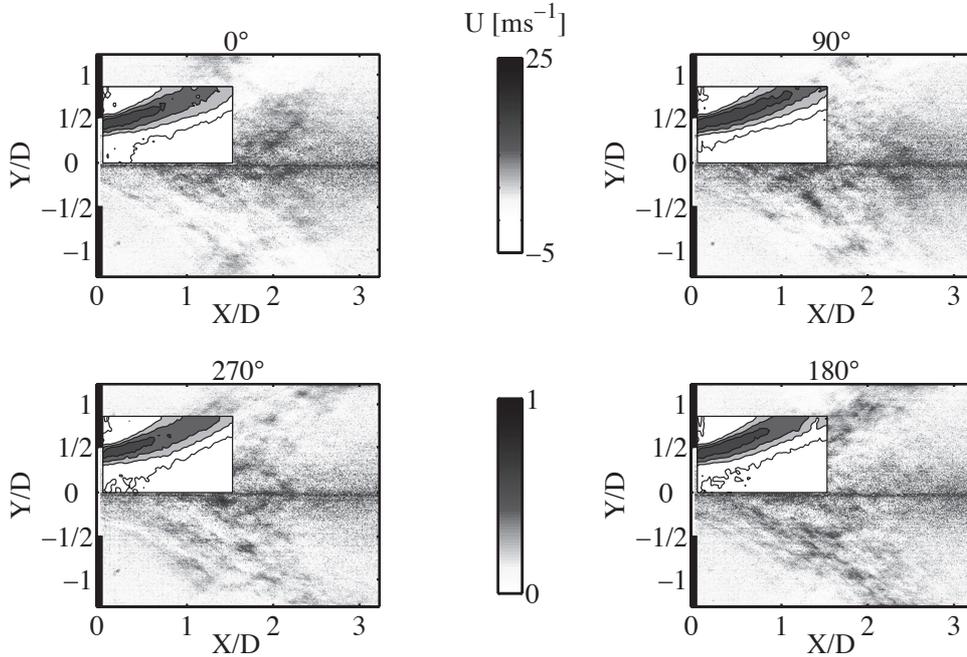


**FIGURE A.4 :** Émission naturelle de la flamme examinée aux fréquences des modes acoustiques du foyer  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ .

phase. Pour le mode  $1_{PC}$ , on dispose de 30 phases par période correspondant à une résolution de  $12^\circ$ . Dans ce cas, 413 images sont utilisées pour chaque moyenne de phase. La statistique est bonne dans les deux cas.

Par la suite, la transformée d'Abel est appliquée sur chaque image moyenne de phase, et la transformée d'Abel de l'image moyenne globale est soustraite des moyennes de phase pour mieux observer la dynamique. La Fig. A.5 présente les moyennes de phase de l'émission naturelle de la flamme à la fréquence du premier mode  $f_{PC}^0$ , sur une échelle de 0 à 1. Les mesures de vitesse axiale issues de la PIV sont représentées à la même échelle spatiale sur un demi domaine. La dynamique de l'intensité de l'émission naturelle n'est pas très importante et le front de flamme n'est pas très bien situé. On arrive à observer une certaine différence d'intensité à l'extrémité des bras de la flamme entre les phases  $0^\circ$  et  $180^\circ$ .

La Fig. A.6 montre les moyennes de phase à la fréquence du second mode  $f_{PC}^1$ . La dynamique de l'intensité lumineuse est remarquable dans ce cas. Le front de flamme est situé sur la frontière intérieure du cône d'arrivée des gaz frais. À la phase  $90^\circ$ , la flamme est pleinement développée, la zone d'arrivée des gaz frais est régulière et l'angle du front de flamme fait environ  $22^\circ$ . À la phase  $180^\circ$ , la zone de recirculation centrale remonte l'écoulement et les bras de la flamme s'écartent. Dans ce cas, l'intensité lumineuse est réduite et l'angle du front de flamme est plus important ( $32^\circ$ ). Celui-ci continue d'augmenter à la phase  $270^\circ$  pour atteindre une ouverture autour de  $36^\circ$ . L'intensité lumineuse est clairement liée au mouvement du front de flamme. À la phase  $0^\circ$ , la zone de recirculation est repoussée et les bras de la flamme se referment réduisant ainsi l'angle. Des paquets de gaz chaud sont alors arrachés aux extrémités de la flamme et l'intensité lumineuse est très élevée comparée aux autres phases.



**FIGURE A.5 :** Moyennes de phase de l'émission naturelle de la flamme et de la vitesse axiale mesurée par PIV à la fréquence du mode  $f_{PC}^0$ .

Le cône d'arrivée des gaz frais est parcouru par l'onde acoustique qui arrive du tube de prémélange (voir chapitre 3), il a également été montré que le front de flamme est parcouru par des structures cohérentes synchronisées par l'acoustique amont. Un mouvement de battement transverse des bras de la flamme a été observé à la fréquence du mode  $f_{PC}^1$ . L'extrémité de la flamme se comporte donc comme le bout d'une corde parcourue par une onde et ces paquets arrachés du front de flamme sont convectés par l'écoulement (voir la phase  $90^\circ$  à  $X/D = 3$ ). Ce phénomène de battement du front de flamme engendre une destruction de surface de flamme.

La Fig. A.7 montre un cycle de phase, des émissions naturelles de la flamme, de  $\text{OH}^*$  et de la pression dans la chambre (M5). À la fréquence du mode  $f_{PC}^0$ , le taux de dégagement de chaleur est en phase avec la pression, mais l'amplitude du signal  $\text{OH}^*$  est très basse. Les trois signaux précédents sont en phase, et le maximum est atteint autour de  $170^\circ$ .

A la fréquence du mode  $f_{PC}^1$ , l'amplitude du signal de  $\text{OH}^*$  est plus élevée que pour  $f_{PC}^0$ . Le maximum en amplitude de  $\text{OH}^*$ , est observé à la phase  $0^\circ$  (voir Fig. A.6). La pression dans la chambre n'est pas tout à fait en phase avec le taux de dégagement de chaleur, un déphasage d'environ  $70^\circ$  est constaté. La phase à laquelle le maximum en amplitude du signal de M5 est observé, indique que l'élévation de la pression a été causée par la destruction de surface de flamme.

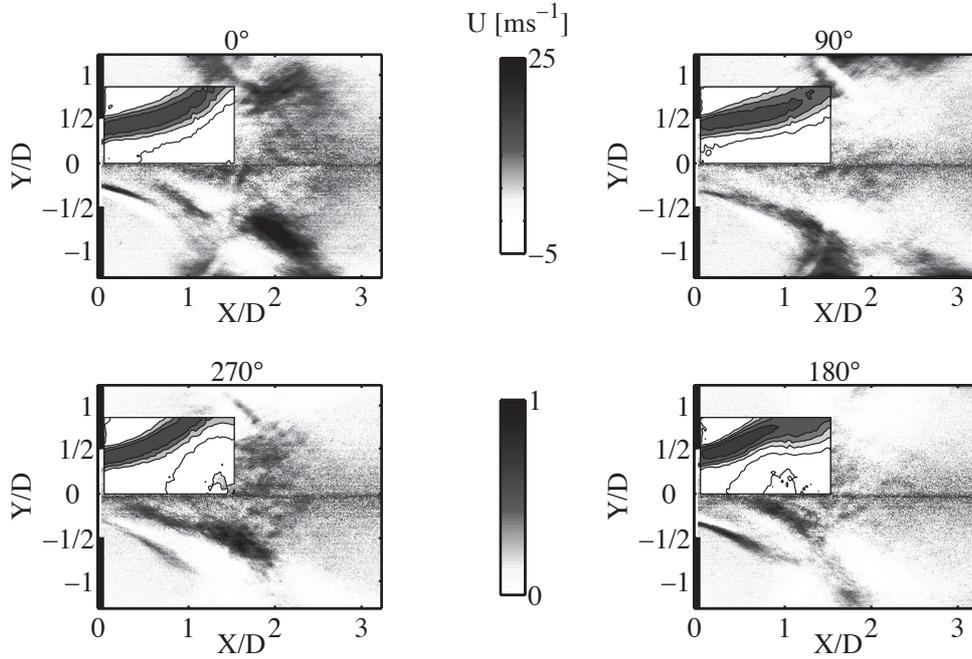


FIGURE A.6 : Moyennes de phase de l'émission naturelle de la flamme et de la vitesse axiale mesurée par PIV à la fréquence du mode  $f_{PC}^1$ .

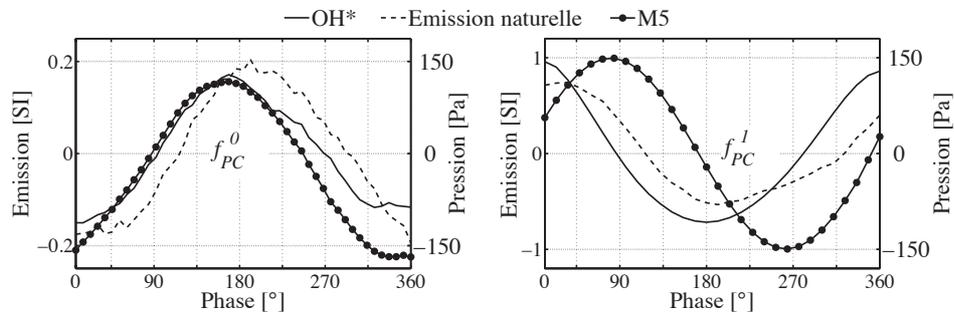


FIGURE A.7 : Cycle de phase de l'émission naturelle de la flamme (ligne discontinue), de  $OH^*$  (ligne continue) et de la pression mesurée par le microphone M5 au-dessus de la zone de flamme (ligne continue, symboles ronds).

#### A.2.4 Fonction de transfert de flamme

L'émission naturelle de la flamme reproduit correctement l'évolution du taux de dégagement de chaleur. En faisant l'hypothèse d'une flamme axisymétrique, il est alors possible de caractériser la fonction de transfert de flamme en 2D entre les perturbations acoustiques amont et la transformée d'Abel des images d'émission naturelle (Eq. A.2).

$$\mathcal{F}(\omega) = \frac{I'_e/I_{e0}}{U'_{ac}/U_0} \quad (\text{A.2})$$

où  $I'_e$  et  $I_{e0}$  représentent la variation et la moyenne de l'émission naturelle de la flamme.

Comme l'avait déjà démontré la fonction de transfert avec les champs de vitesse PIV, la réponse de la flamme est plus importante à la fréquence du mode  $f_{PC}^1$ . La Fig. A.8 montre le gain de la fonction de transfert aux fréquences des modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ . Au premier mode  $0_{PC}$  la réponse de la flamme est homogène, néanmoins le gain est légèrement plus élevé au niveau de la zone d'arrivée des gaz frais.

Pour le mode  $1_{PC}$ , le gain fait apparaître clairement une réponse de la flamme inhomogène comme la distribution spatiale de la densité spectrale (Fig. A.4). Les bras de la flamme en V et la zone de recirculation centrale sont clairement visibles. La Fig. A.9 présente la distribution de la phase de la fonction de transfert de flamme. Á la fréquence du premier mode  $f_{PC}^0$ , la phase est globalement comprise entre 0 et  $\pi$ . Ce résultat est en accord avec la phase de la fonction de transfert de flamme présenté dans la section A.2 (voir la Fig. A.1 où  $\Phi(f_{PC}^0) = 4\pi/7$ ). Pour le mode  $1_{PC}$ , la phase a un aspect différent du premier mode. Deux zones montrent une phase comprise entre 0 et  $\pi$ ; l'arrivée des gaz frais et une partie de la zone de recirculation centrale. Le reste de la carte affiche une phase entre  $\pi$  et  $2\pi$ . La frontière du cône de pénétration des gaz frais se situe à la limite entre deux zones de phase  $[0 \pi]$  et  $[\pi 2\pi]$ . Le front de flamme se situe dans la zone de phase  $[\pi 2\pi]$  comprise entre la zone de recirculation centrale et les gaz frais ( $\Phi \in [0 \pi]$ ).

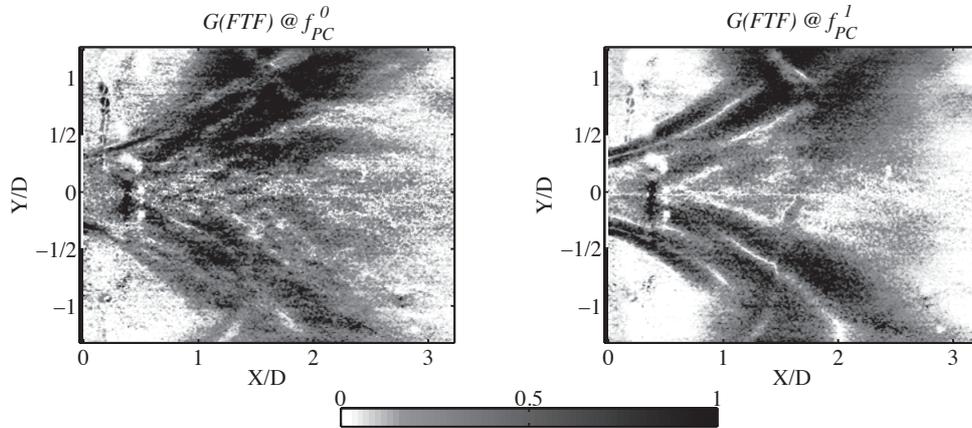
Ces observations montre que le mode  $1_{PC}$  est très lié à l'acoustique dans le tube de prémélange. Dans le cas du mode  $0_{PC}$ , bien que le gain de la fonction de transfert soit élevé, la phase ne montre pas une réponse particulière à cette fréquence comme dans le cas du mode  $1_{PC}$ .

### A.3 Conclusion

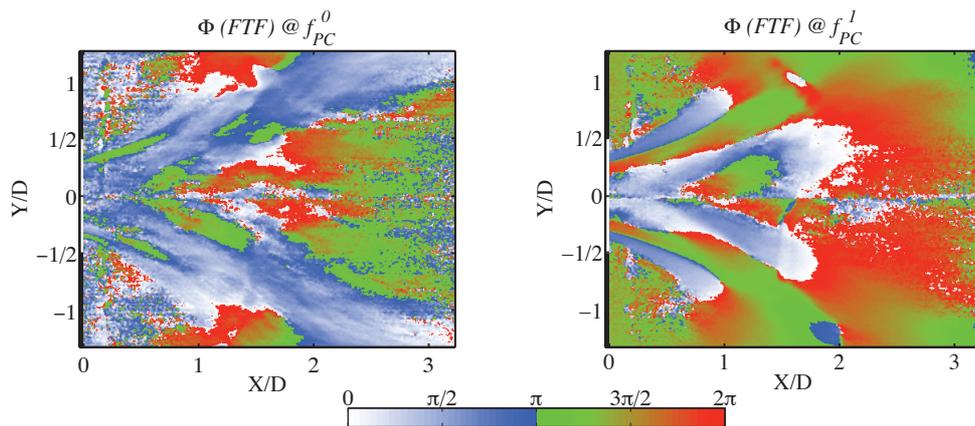
Cette étude a permis de caractériser la fonction de transfert de flamme FTF par différentes méthodes, aux fréquences naturelles du foyer  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ .

La FTF a d'abord été étudiée entre les perturbations de vitesse acoustique amont et l'intensité de OH\*. Le gain est d'environ 1.8 et 4.1 et la phase est de l'ordre de  $4\pi/7$  et  $12\pi/7$  pour  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$  respectivement. La réponse de la flamme est plus importante au mode  $1_{PC}$ .

L'émission naturelle de la flamme a été mesurée grâce à une caméra rapide. Ces mesures ont montré une bonne corrélation entre l'émission naturelle et l'intensité des radicaux CH\* et OH\*. Les mesures d'émission par imagerie constituent alors un bon indicateur du taux de dégagement de chaleur instationnaire de la



**FIGURE A.8 :** *Distribution spatiale du module de la fonction de transfert de flamme entre les perturbations de vitesse amont et l'émission naturelle de la flamme, examiné aux fréquences des modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ .*



**FIGURE A.9 :** *Distribution spatiale de la phase de la fonction de transfert de flamme entre les perturbations de vitesse amont et l'émission naturelle de la flamme, examiné aux fréquences des modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ .*

flamme.

Une moyenne de phase a été effectuée sur les images de l'émission naturelle de la flamme aux fréquences des modes  $f_{PC}^0$  et  $f_{PC}^1$ , suivie d'une transformée d'Abel. Le mouvement de battement transverse associé au mode  $f_{PC}^1$  et qui a été caractérisé dans le chapitre 3 engendre un lâcher de paquets de gaz chauds à l'extrémité des bras de la flamme. Le bruit rayonné par la flamme à la fréquence du mode  $f_{PC}^1$  est alors lié à une destruction de surface de flamme.

La FTF a également été caractérisée entre les perturbations amont et l'émission naturelle de la flamme. Elle a permis de mettre en évidence les différentes zones sensibles à l'ambiance acoustique qui règne dans le prémélangeur et dans la

chambre de combustion. Ces mesures ont permis de valider les résultats des chapitres précédents concernant les différents modes de propagation au sein de la zone de flamme.

L'originalité de ce travail réside dans le fait que la FTF a été caractérisée sans aucune excitation externe. Ceci limite évidemment la plage de fréquences aux modes acoustiques du banc CESAM, néanmoins autour de ces fréquences, la dynamique de la combustion et l'acoustique sont parfaitement définies.