



HAL
open science

Etude de la stabilité et des émissions polluantes des flammes turbulentes de prémélange pauvre à haute pression appliquées aux turbines à gaz

David Vauchelles

► **To cite this version:**

David Vauchelles. Etude de la stabilité et des émissions polluantes des flammes turbulentes de prémélange pauvre à haute pression appliquées aux turbines à gaz. Physique [physics]. INSA de Rouen, 2004. Français. NNT: . tel-00009334

HAL Id: tel-00009334

<https://theses.hal.science/tel-00009334>

Submitted on 30 May 2005

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

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

THÈSE

Présentée

A L'INSTITUT NATIONAL
DES SCIENCES APPLIQUEES DE ROUEN

En vue de l'obtention du titre de
Docteur de l'institut National des Sciences Appliquées de Rouen

Discipline : Physique

Spécialité : Energétique

Par

David VAUCHELLES

**ETUDE DE LA STABILITE ET DES EMISSIONS
POLLUANTES DES FLAMMES TURBULENTES DE
PREMELANGE PAUVRE A HAUTE PRESSION
APPLIQUEES AUX TURBINES A GAZ**

Soutenue le 20 décembre 2004

Directeur de thèse: Abdelkrim BOUKHALFA

Membres du Jury

Rapporteurs : **I. GOKALP**
J.M. MOST

Directeur de recherche CNRS, LCSR, Orléans
Directeur de recherche CNRS, LCD ENSMA, Poitiers

Examineurs: **A. BOUKHALFA**
J.C. BRODA
G. CABOT
D. ESCUDIÉ
J-C. SAUTET

Professeur à l'INSA de Rouen, CORIA
Ingénieur de recherche à MICROTURBO, Toulouse
Maître de conférences à l'Université de Rouen, CORIA
Directeur de recherche CETHIL, Lyon
Professeur à l'Université de Rouen, CORIA

Je voudrais d'abord remercier les personnes qui de près ou de loin ont contribué à cette thèse.

Mes premiers remerciements s'adressent à Monsieur Michel Ledoux, Directeur du CORIA pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et ainsi m'avoir permis de réaliser une thèse dans d'excellentes conditions de travail.

Je remercie mon directeur de thèse Mourad Boukhalfa pour m'avoir fait confiance et confié ce sujet de thèse.

Un grand merci à Gilles Cabot que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces années. Ton aide et tes compétences m'ont énormément appris.

Je tiens également à remercier les membres de l'IUT génie thermique pour m'avoir très bien accueilli et intégré dans leur équipe lors de mon stage de DEA puis ensuite au début de ma thèse.

Je remercie également les membres de l'atelier du CORIA et de l'IUT qui ont été fortement sollicités et sans qui cette thèse n'aurait pu être accomplie.

Merci à tous mes compagnons de thèse et en particulier mon collègue 'TAGiste' et mon collègue de bureau. Je n'oublierai pas l'ambiance unique de l'1D20....

Enfin, mes remerciements vont à toutes les personnes présentes le 20 décembre 2004 et en particulier à ma famille qui m'a soutenue durant ces années d'études.

A mes parents

SOMMAIRE

SOMMAIRE	1
NOMENCLATURE	3
INTRODUCTION GENERALE	5
<u>CHAPITRE I - CONTEXTE DE L'ETUDE</u>	<u>7</u>
I. 1 - OXYDES D'AZOTE ET MONOXYDE DE CARBONE	9
I. 2 - FLAMME DE PREMELANGE PAUVRE.....	14
I. 3 - INSTABILITES	15
I. 4 - DIMENSIONNEMENT DES TURBINES A GAZ	23
I. 5 - OBJECTIF DE LA THESE.....	32
<u>CHAPITRE II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	<u>33</u>
II. 1 - DIMENSIONNEMENT DU BRULEUR	35
II. 2 - DESCRIPTION DU BANC D'ESSAIS	36
II. 3 - TECHNIQUES DE MESURES	44
II. 4 - TRAITEMENTS DES DONNEES	54
<u>CHAPITRE III - ETUDE DE LA CONFIGURATION DE REFERENCE</u>	<u>59</u>
III. 1 - CHAMPS AERODYNAMIQUES	61
III. 2 - MESURES DE L'EMISSION SPONTANEE DU RADICAL CH^*	66
III. 3 - INSTABILITES	71
III. 4 - ETUDE DES POLLUANTS.....	88
III. 5 - CONCLUSION.....	90
<u>CHAPITRE IV - ETUDES PARAMETRIQUES</u>	<u>93</u>
IV. 1 - INFLUENCE DU DEBIT TOTAL	95
IV. 2 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE PRECHAUFFAGE DE L'AIR	108
IV. 3 - INFLUENCE DES CARACTERISTIQUES GEOMETRIQUES DE L'INJECTEURS.....	115
IV. 4 - INFLUENCES DE L'AIR SECONDAIRE	132
IV. 5 - INFLUENCE D'UN DIVERGENT.....	154
IV. 6 - CONCLUSION	162
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	165
BIBLIOGRAPHIES	168
ANNEXE 1 : CARACTERISTIQUES DU GAZ NATUREL	175
ANNEXE 2 : PERTES DE CHARGE DE L'INJECTEUR	176
ANNEXE 3 : EMISSION DE CH^* POUR LES DIFFERENTES DISTANCES D_{IA}	179

Nomenclature

a_o	Vitesse du son
d_f	Diamètre de l'orifice de la flamme pilote
d_{ia}	Distance entre le fond de la chambre de combustion et l'arrivée d'air secondaire
F_e	Fréquence d'échantillonnage
C_{air}	Capteur de pression dynamique de l'alimentation en air
C_{chb}	Capteur de pression dynamique de la chambre de combustion
C_{gaz}	Capteur de pression dynamique de l'alimentation en gaz
P_{ch}	Pression statique de la chambre de combustion
p_{ch}	Pression dynamique de la chambre de combustion
ppmv	Partie par million en volume
PVC	Precessing Vortex Core
S	Nombre de swirl
S_{XX}	Densité spectrale de x
S_{YY}	Densité spectrale de y
S_{XY}	Densité spectrale croisée de x et y
$S_{0.3}$	Injecteur à swirl avec un nombre de swirl de 0.3
U	Vitesse axiale
u.a	Unité arbitraire
V	Vitesse radiale
V_{ao}	Pouvoir comburivore
V_{fo}	Pouvoir fumigène sec
W	Vitesse tangentielle
ZRI	Zone de Recirculation Interne
ZRC	Zone de Recirculation de Coin
ψ	Angle de l'écoulement à la sortie de l'injecteur avec l'axe du brûleur
ϕ_g	Richesse globale
ϕ_p	Richesse primaire
ϕ_{gL}	Richesse limite où l'instabilité à 130 Hz domine
θ	Angle des pales du swirl avec l'axe de l'injecteur



Introduction générale

Les turbines à gaz terrestre sont actuellement en plein développement dans la production d'énergie thermique et électrique. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cet engouement. En premier, les turbines à gaz permettent une production locale d'électricité ou décentralisation de l'énergie électrique. La production d'énergie au niveau du consommateur supprime les pertes par transport sur les réseaux et permet une flexibilité dans son utilisation interne ou externe. Il en découle un intérêt évident en terme écologique et économique. Les turbines à gaz sont une solution au besoin de diversification des ressources de production énergétique ou diminue la part du nucléaire dans le cas français.

Les turbines à gaz peuvent être utilisées en cogénération. Cette technique consiste à produire simultanément d'énergie électrique et thermique. La cogénération valorise les évacuations de chaleur perdue dans les centrales thermiques classiques. Le rendement globalement (électrique et thermique) de ces installations est plus élevé que la production séparée d'électricité et de chaleur. Jusqu'à présent les turbines à gaz de cogénération sont utilisées majoritairement sur les grosses installations, alors que les moteurs sont utilisés pour les petites puissances. L'enjeu actuel consiste à étendre le domaine d'application des turbines à gaz vers les petites puissances, car celles-ci, présente un avantage technique dans la maintenance et la durée de vie.

Le programme européen Interreg II, dans lequel s'inscrit cette thèse, a pour l'objectif la conception d'une turbine à gaz de cogénération de petite puissance ($\approx 200 \text{ kW}_{\text{élec}}$). Ce programme est animé par Microturbo (Snecma) et regroupe Aisin Cosmos (groupe Toyota), Bowman Power Systems, le TFMRC (Thermo Fluid Mechanics Research Centre) de l'Université de East Sussex et le CORIA (Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermie) UMR CNRS 6614.

Au sein du programme Interreg, le CORIA doit étudier la problématique de la combustion dans la turbine à gaz à partir de deux modèles à échelle réduite. Il s'agit d'une base de turbine aéronautique type "Saphir 100" fonctionnant au kérosène à l'aide d'une chambre annulaire. L'adaptation au gaz naturel nécessite le dimensionnement d'une chambre tubulaire excentrée à basses émissions. La mission du CORIA consiste donc en la réalisation et l'étude de prototypes afin d'optimiser le dimensionnement de la chambre de combustion. Ce travail s'est reparti en deux thèses. La première, réalisée par Taupin [86], consistait à caractériser la structure et la stabilité de la flamme dans une configuration simplifiée. La deuxième thèse, présentée dans ce rapport, consiste en l'étude de la stabilité et des émissions polluantes dans une configuration plus complexe et proche de la configuration industrielle.

Le premier objectif de cette thèse est l'installation d'un banc d'essai de turbine à gaz au LAME*. Ce banc d'essai permet d'étudier la combustion dans un environnement simulant le fonctionnement d'une turbine à gaz à échelle réduite. Le deuxième objectif est l'étude paramétrique des émissions polluantes et des instabilités** de la flamme. La connaissance des effets de ces paramètres est importants pour la conception de la chambre de combustion gaz naturel/air de turbine à gaz bas-NO_x fonctionnant en prémélange pauvre.

Le premier chapitre de ce rapport fournit le cadre de cette thèse. Le contexte général, les raisons de cette étude, ainsi que les objectifs y sont décrits. Nous commencerons par expliquer pourquoi Microturbo a choisi la combustion pauvre prémélangée afin d'obtenir de faibles émissions polluantes. Nous présentons ensuite les problèmes d'instabilités liés à ce type de combustion. La problématique posée par le dimensionnement des chambres de combustion est également abordée dans ce chapitre.

Le deuxième chapitre rassemble le descriptif de l'installation réalisée, les outils de mesures utilisés ainsi que les post traitements des données effectués.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de la configuration géométrique retenue par Microturbo dans laquelle nous avons réalisé les mesures en fonction de la richesse de combustion. Tous les autres paramètres sont alors fixés. Les structures de la flamme et de l'écoulement sont étudiées à partir des mesures de champ de vitesse et d'émission de CH*. La compréhension des phénomènes d'instabilités de flamme y est réalisée en utilisant les spectres fréquentielles des fluctuations de pression et de CH*. Enfin, l'étude des émissions polluantes est aussi effectuée en fonction de la richesse. Ce chapitre nous servira de référence pour l'étude paramétrique. Cette dernière fait l'objet du quatrième chapitre.

L'influence de cinq paramètres est présentée lors de ce dernier chapitre. Il s'agit du débit d'air, de la température de préchauffage d'air, de la géométrie de l'injecteur, des orifices d'air secondaire et de l'effet d'un divergent à l'entrée de la chambre de combustion. La modification de ces paramètres permet de déterminer les conditions de combustion optimum en terme de pollution, stabilité et plages de fonctionnements.

* Le Laboratoire Aérothermique Moteur et Environnement est une des entités composant le CORIA

** Nous définissons l'instabilité comme une fluctuation de pression ou une fluctuation du dégagement de chaleur

Chapitre I - Contexte de l'étude

CHAPITRE I - CONTEXTE DE L'ETUDE	7
I. 1 - OXYDES D'AZOTE ET MONOXYDE DE CARBONE	9
I. 1. 1 - Effets de la pollution	9
I. 1. 2 - Productions des polluants	10
I. 1. 3 - Méthodes de réduction des polluants	11
I. 2 - FLAMME DE PREMELANGE PAUVRE	14
I. 3 - INSTABILITES	15
I. 3. 1 - Mécanisme des instabilités	16
I. 3. 2 - Critère de Rayleigh	17
I. 3. 3 - Modes d'instabilités	18
I. 3. 4 - Model du Time Lag	21
I. 3. 5 - Réduction des instabilités	22
I. 4 - DIMENSIONNEMENT DES TURBINES A GAZ	23
I. 4. 1 - Principe de fonctionnement	23
I. 4. 2 - Problématique de l'injecteur	24
I. 4. 2. 1 Injecteur avec Bluff body	24
I. 4. 2. 2 L'injecteur à swirl	25
I. 4. 2. 3 Flamme pilote	27
I. 4. 3 - Air secondaire	28
I. 4. 4 - Air de refroidissement pariétal	30
I. 4. 5 - Air de dilution	30
I. 4. 6 - Divergent	30
I. 5 - OBJECTIF DE LA THESE	32

Les constructeurs de moteurs ou de turbines subissent des contraintes environnementales de plus en plus importantes. Pour les turbines à gaz, la limite maximale de NO_x pour une installation inférieure à 300 MW est de 150 mg m^{-3} (Venkataraman [91]). Plusieurs technologies ont donc été mises au point pour diminuer les émissions de NO_x . Microturbo a choisi la voie du prémélange pauvre pour atteindre les objectifs suivants: $15 \text{ ppmv @}15\%O_2$ de NO_x et $15 \text{ ppmv @}15\%O_2$ de CO. Malheureusement, la combustion en prémélange pauvre induit de fortes instabilités. De nombreuses études ont été entreprises pour comprendre le mécanisme complexe de ces instabilités. Ces travaux ont montré l'importance de la géométrie et de l'aérodynamique interne sur les instabilités (Katsuki [45], Logan [56]). Le desing de la chambre a donc une importance primordiale sur les émissions de NO_x . Ce constat nous a incité à étudier l'influence de nombreux paramètres géométriques, d'écoulement et de mélange combustible/air à la fois sur les émissions polluantes et les instabilités de flammes.

I. 1 - Oxydes d'azote et monoxyde de carbone

La diminution des émissions polluantes est l'un des principaux axes de recherche actuellement en combustion. Elle se concentre, dans le cas des turbines à gaz fonctionnant au gaz naturel, à deux types de polluants : les oxydes d'azote et le monoxyde de carbone. Nous allons décrire successivement l'effet, la production et les méthodes de réduction de ces polluants. Nous expliquerons ensuite le choix technologique effectué par Microturbo pour sa turbine à gaz.

I. 1. 1 - Effets de la pollution

Oxydes d'azotes

La famille des oxydes d'azotes contient de nombreuses espèces : N_2O , NO , N_2O_2 , N_2O_3 , NO_2 , N_2O_4 et N_2O_5 . Parmi ces composés seuls 5 sont gazeux et sont donc susceptibles d'atteindre l'atmosphère : N_2O , NO , NO_2 , N_2O_4 et N_2O_2 (epa 1999 [30]). En général, seules les plus abondants (NO et NO_2) sont pris en compte et sont regroupés sous le terme de NO_x .

Les oxydes d'azotes ont de nombreux effets directs et indirects sur la santé. Dissous dans l'eau, ils forment l'acide nitrique (HNO_3) qui participe aux pluies acides. Dans les cours d'eau les NO_x conduisent à l'eutrophisation* avec l'apport en azote. En réagissant avec les COV (Composé Organique Volatile), les NO_x produisent de l'ozone (O_3) dans la troposphère. Contrairement à l'ozone stratosphérique qui nous protège des rayons UV, l'ozone troposphérique a un effet négatif puisqu'il conduit à des problèmes respiratoires. A l'opposé, dans la stratosphère, les monoxydes d'azotes apportés par les avions, détruisent l'ozone

* asphyxie par excès de nutriment

bénéfique à la protection des UVB (Lefebvre [51]). Enfin, le NO agit directement sur la santé en absorbant l'oxygène dans le sang et suscite des problèmes respiratoires.

Les NO_x sont produits naturellement, mais l'activité humaine est responsable de 70% des émissions. Dans cette production, 57% sont issus de la combustion (Bowman [11]). Ces constatations induisent les pouvoirs publics à durcir fortement les seuils d'émission des installations utilisant la combustion.

Monoxyde de carbone

Le monoxyde de carbone (CO) a deux effets négatifs principaux. Dans l'organisme, il réagit avec l'hémoglobine et empêche l'oxygénation du sang. Dans l'atmosphère, le CO participe à l'effet de serre, au même titre que le dioxyde de carbone.

I. 1. 2 - Productions des polluants

Nous allons aborder très rapidement les différents mécanismes de formation des polluants. Trois mécanismes de formation principaux sont possibles pour les NO_x (Hill [42]):

- Le NO-combustible est formé à partir des espèces azotées organiques contenues dans le combustible. Ce mécanisme est dominant lorsque le combustible contient de l'azote (80% du NO total) et absent dans le cas du gaz naturel.
- Le NO-précoce a une réaction rapide se déroulant très tôt dans la flamme. La production est plus élevée en combustion riche qu'en pauvre. En régime pauvre, la quantité de NO produit par cette voie devient négligeable par rapport à la production de NO total.
- Le dernier mécanisme appelé NO-thermique a des réactions lentes. La production de NO-thermique est sensible aux temps de résidence, à la température et à la concentration d'oxygène.

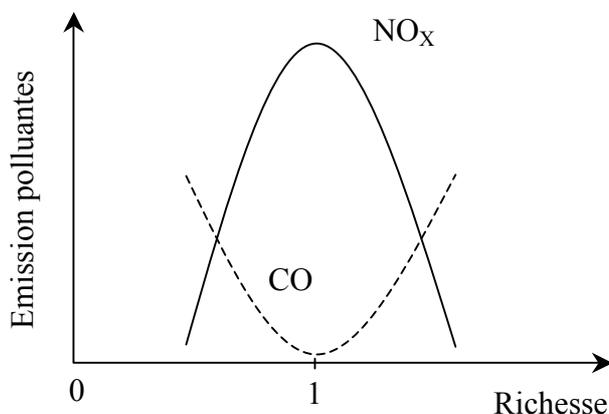


Figure I. 1-1 : Emissions de CO et de NO_x en fonction de la richesse

Le CO est le résultat d'une combustion incomplète et apparaît en même temps que les imbrûlés. Le minimum d'émission de CO est atteint à la stœchiométrie en prémélange parfait et il est maximal près de l'extinction pauvre ou riche. Il est donc très difficile d'obtenir la diminution des NO_x sans augmenter l'émission de CO (Figure I. 1-1).

I. 1. 3 - Méthodes de réduction des polluants

Le carburant que nous utilisons est le gaz naturel. Le grand avantage écologique de ce carburant est l'absence de composé contenant du soufre. Le gaz naturel est composé principalement de méthane (voir annexe 1), ce qui permet d'obtenir des émissions de CO₂ plus faibles que pour les combustibles liquides pour une même production d'énergie ($CO_{2(CH_4)}=197$ g/kWh_{PCI}, $CO_{2(C_8H_{18})}=248$ g/kWh_{PCI}). Un autre avantage de ce combustible est sa très faible teneur en azote. Les NO_x sont alors produits essentiellement par le NO thermique. La stratégie adoptée pour réduire les NO_x repose donc principalement sur la réduction de la température et du temps de séjour des gaz dans les zones chaudes de la flamme.

De nombreuses méthodes sont utilisées pour réduire les émissions de NO_x et de CO. Le but de ce paragraphe n'est pas d'effectuer une bibliographie complète de ces techniques, mais de montrer un aperçu rapide. Ce panorama permettra de comprendre les choix technologiques adoptés pour la chambre de combustion étudiée ici.

La réduction de NO_x repose sur trois grands principes:

- Réduction/excès de l'oxygène
- Réduction de la température en diminuant directement la température de la flamme ou en diminuant le temps de séjour des gaz dans les zones de température élevées
- Utilisation d'un catalyseur ou injection de gaz (ammoniac, urée, méthanol)

Réduction/excès de l'oxygène

La première méthode de réduction des NO_x est la combustion stratifiée. Le but est de brûler dans les zones à faibles émissions (riche et pauvre) tout en minimisant la production de CO. L'étagement de la combustion s'effectue du riche vers le pauvre ou inversement. Dans le premier cas, la première zone très riche favorise la recombinaison du NO en N₂, puis l'air est envoyé en excès pour finir la réaction. Dans le deuxième cas, la première zone pauvre réduit le NO par de faibles températures. Puis dans la deuxième zone riche, les radicaux libres CH_i vont détruire le NO produit dans la zone primaire. Ce procédé est délicat car les richesses doivent être bien ajustées pour éviter les émissions d'imbrûlés. D'une manière générale, la stratification riche-pauvre est plus efficace que la stratification pauvre-riche (De Soete [27]). La stratification peut être obtenue en étagant le fuel aussi bien que l'air. Nous pouvons aussi distinguer l'étagement externe de l'étagement interne. Pour cette dernière, la stratification est

créée par l'aérodynamique. La stratification externe est due à une séparation physique: le combustible et/ou l'air sont injectés en plusieurs emplacements de la chambre créant des zones de richesses différentes.

L'autre technique est celle appelée à géométrie variable. En effet, les turbines à gaz fonctionnant globalement à débit d'air constant, une augmentation de puissance implique une augmentation de la richesse de combustion et donc une forte augmentation de NO_x . La solution consiste à modifier la répartition de l'écoulement entre l'injecteur et la dilution en fonction du régime de fonctionnement (Rizk [70]). A forte puissance le débit est augmenté au niveau de l'injecteur afin de garder une richesse de combustion pauvre. Inversement, à faible puissance une partie du débit d'air fournissant l'injecteur est dévié vers les gaz chauds de combustion. Une combustion globalement pauvre est donc maintenue quelle que soit la puissance de fonctionnement, permettant le maintien d'un faible niveau d'émission de polluant.

Réduction de la température de combustion

Une méthode simple de réduction de température consiste à procéder par dilution. La dilution permet de diminuer la température de la flamme. Toutes ces méthodes ont en commun une augmentation des imbrûlés et du CO. Trois techniques sont utilisées.

- La première consiste à injecter de l'eau dans le combustible (Caillat [15]). Les problèmes rencontrés sont une grande complexification de l'installation, une possibilité de corrosion et un coût plus élevé à cause de la consommation d'eau. Cette méthode a été beaucoup utilisée dans les années 1970-80 car elle s'adapte sur une installation existante sans grande modification du brûleur.
- La deuxième consiste à recycler les gaz brûlés. Comme dans le cas précédent les gaz injectés sont des gaz inertes. Cette technique nommée EGR (Exhaust Gas Recirculation) est couramment employée dans les moteurs automobiles (Abd-Alla [1]). Avec une turbine à gaz, Sarofin [75] obtient une diminution de 60% de la production de NO_x avec seulement 10% de gaz recirculés. L'inconvénient est une diminution du rendement de la turbine entraînant une augmentation de la consommation. Le recyclage des gaz brûlés peut également être obtenu avec des recirculations internes créées par exemple à l'aide d'un écoulement à swirl (ou hélice).
- Un autre moyen de réduire la température consiste à utiliser un prémélange homogène carburant/comburant. Il est ainsi possible de brûler en régime très pauvre et éviter des pics de températures élevées. Cette méthode est très difficile à mettre en œuvre à cause des limites d'inflammabilité à très faibles richesses et d'un possible flash-back à des richesses plus faibles.

La température peut aussi être réduite directement en diminuant la température de préchauffage. Mais cette technique réduit le rendement de la turbine. Au contraire, l'augmentation de la température d'entrée pour une température de sortie fixe est connue pour diminuer le CO et même parfois les NO_x (Rutar [71]). La richesse nécessaire pour atteindre une température de sortie est plus faible pour une température d'air plus élevée, ce qui réduit les zones de très haute température. Dans les turbines à gaz la température d'entrée est augmentée par la récupération de la chaleur sur les gaz d'échappement, on parle alors de cycle régénératif. Ce principe est exploité à l'extrême dans le cas de la combustion sans flamme (Choi [20]). Il s'agit dans cette méthode de récupérer le maximum de chaleur à l'échappement en inversant successivement le sens de l'écoulement entre la conduite d'échappement et d'alimentation.

Autres traitements

L'adjonction d'additif et la combustion catalytique sont des solutions très efficaces. Mais ces procédés sont pour l'instant onéreux, demandent un entretien important et n'offrent pas une durée de vie suffisamment importante.

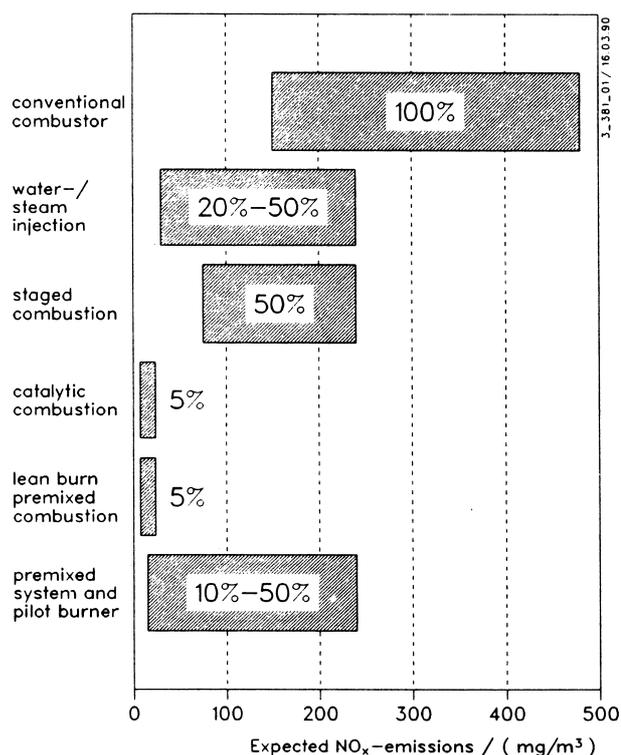


Figure I. 1-1 : Efficacité des différents systèmes de réduction de NO_x (Saul [76])

Choix effectué par Microturbo

La Figure I. 1-1 résume les gains attendus selon les méthodes employées. La meilleure réduction de NO_x est obtenue par la combustion catalytique et le prémélange pauvre. Parmi

les techniques disponibles, Microturbo a choisi le prémélange pauvre. Cette technique très prometteuse en terme de réduction de polluant, demande une installation moins complexe à industrialiser que l'injection d'eau ou l'étagement. L'avantage industriel est une réduction des coûts de fabrication, de maintenance, ainsi qu'une plus grande robustesse de l'installation. Un autre avantage lié au prémélange est l'indépendance de l'émission de NO_x avec le temps de séjour des gaz dans la flamme (Lefebvre [51]). On peut par conséquent concevoir des chambres de combustion avec une longueur suffisante pour finir la réaction et ainsi diminuer l'émission de CO.

I. 2 - Flamme de prémélange pauvre

La flamme de prémélange pauvre présente des arguments attractifs pour les industriels. Cette technique a cependant été peu développée jusqu'à récemment à cause de nombreux inconvénients. Mais les avantages qu'elle peut procurer au niveau environnemental la rendent très attrayante actuellement.

Le premier inconvénient est lié aux phénomènes de retour de flamme dans l'injecteur (flash back). Ce retour de flamme endommage très fortement l'injecteur.

Les flammes de prémélange pauvre sont aussi plus sensibles aux instabilités de combustion. Ces instabilités conduisent à des fluctuations de pression qui détériorent l'installation et dans des cas extrêmes peuvent la détruire.

Qualité du mélange

En pratique, la réduction maximum de NO_x (en mélange parfait) est difficile à atteindre (Vanoverberghe [89]). Fric [33] montre que les fluctuations spatiales et temporelles du taux de mélange augmentent la production de NO_x . Le prémélange doit être bien réalisé et ne doit pas comporter d'inhomogénéités. Si ces conditions ne sont pas remplies, il apparaît des points chauds fortement émetteurs de NO_x par la voie du NO thermique. Les NO_x supplémentaires issus d'un mauvais mélange sont aussi dus en grande partie à des poches de gaz contenant une quantité importante d'oxygène (Shih [79]).

Hayashi [38] note également que les effets de l'inhomogénéité du prémélange sur le NO_x sont plus importants pour des températures élevées et des hautes pressions. Ceci est dû à l'augmentation exponentielle de la production de NO-thermique avec la température et l'augmentation du taux de réaction plus élevée que le taux de mélange avec la pression empêchant l'homogénéisation juste avant la réaction (Sood [84]).

Shih [79] obtient une augmentation de la richesse d'extinction pauvre avec un mauvais mélange (spatial et temporel). Dans ce cas, c'est la fluctuation temporelle qui est à l'origine d'une dégradation de la richesse d'extinction pauvre. A l'inverse un gradient spatial peut améliorer la richesse d'extinction pauvre selon le principe de la flamme pilote.

Avec un injecteur sans swirl, Shih [79] et Venkataraman [91], obtiennent une diminution des instabilités lorsque le prémélange est parfait. La même remarque a été constatée par Brossard [14] sur un brûleur avec un swirl. Pour Khanna [46] la diminution des instabilités en prémélange s'explique par un changement de la fréquence de coupure de la flamme (100 Hz en prémélange contre une fréquence supérieure à 400 Hz en prémélange partiel). Il constate également que la différence d'instabilité entre un prémélange parfait et un prémélange partiel diminue lorsque l'on augmente la richesse.

Au contraire de ces études, Seo [78] et Taupin [86] obtiennent une augmentation des instabilités en prémélange parfait.

Les deux tendances contraires de la fluctuation de la richesse sur la fluctuation de pression sont observées sur la même installation par Nguyen [61] avec un carburant liquide (Figure I. 2-1). Lorsque la fluctuation de la richesse augmente, la fluctuation de pression diminue car un mélange homogène conduit à une amplification acoustique plus efficace qu'en hétérogène. A l'inverse, l'augmentation de fluctuation de richesse conduit à une augmentation des fluctuations de dégagement de chaleur et donc une augmentation des fluctuations de pression.

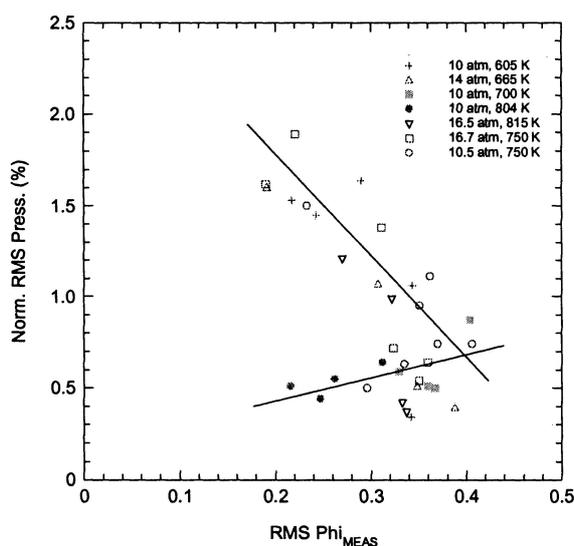


Figure I. 2-1 : Fluctuation de pression en fonction de la fluctuation de richesse (Nguyen [61])

I. 3 - Instabilités

De manière générale on parle de combustion instable uniquement lorsque l'on a un mécanisme d'excitation et de contre réaction (Trouvé [88]). Les instabilités ont des effets indésirables variés.

En premier, elles provoquent une diminution de l'efficacité de combustion et une production de NO_x et de CO plus importante. Ensuite l'inhomogénéité thermique impose de fortes contraintes aux parois. Une température de sortie non homogène est également indésirable pour les aubages de la turbine. Enfin, les oscillations de pression détériorent l'installation et donc sa durée de vie.

La nécessité de diminuer les instabilités implique une connaissance des mécanismes responsables de leurs créations et de leurs amplifications. Ces mécanismes complexes sont de nature non linéaire comme l'a montré Fichera [32]. Cependant les modèles actuels sont linéaires puisque les modèles non linéaires disponibles ne sont pas encore capables de prédire les instabilités (Seo [78]).

I. 3. 1 - Mécanisme des instabilités

L'apparition des instabilités met en jeu de nombreux paramètres tant géométriques que chimiques. Nous avons vu que le prémélange avait deux effets différents sur les instabilités. Le même constat est effectué avec la richesse.

Ainsi Shih [79] remarque une plus grande instabilité près de la stœchiométrie qu'en mélange pauvre. Il explique ce phénomène par un trop faible dégagement de chaleur en pauvre qui ne compense pas l'amortissement des ondes acoustiques dans le brûleur. Lieuwen [52], qui a étudié la sensibilité du dégagement de chaleur selon différentes sources d'instabilité, montre que la fluctuation du dégagement de chaleur par des oscillations de température est plus importante près de la stœchiométrie car le dégagement de chaleur est une fonction exponentielle de la température (loi d'Arrhenius $e^{-T_a/T}$). Ce phénomène peut aussi expliquer les mesures relevées par Shih.

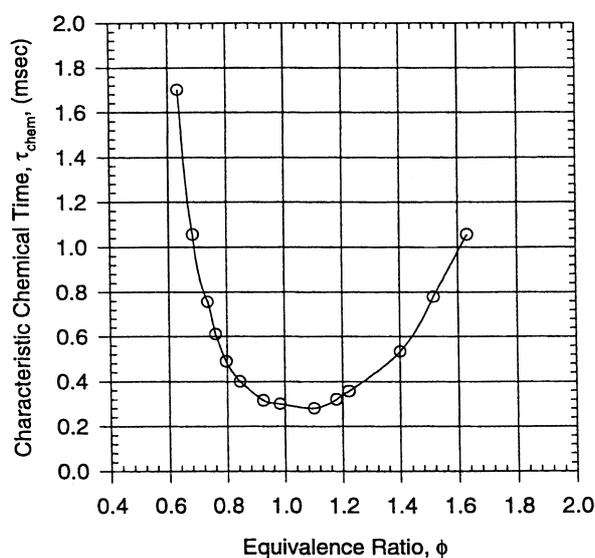


Figure I. 3-1: Temps d'autoallumage en fonction de la richesse (Seo [78])

Au contraire, pour de nombreux auteurs (Broda [13], Lieuwen [54], Taupin [86]) les instabilités augmentent en combustion pauvre. En effet les processus de combustion sont plus sensibles aux fluctuations en combustion pauvre. La Figure I. 3-1 montre le temps chimique d'inflammation en fonction de la richesse. A la stœchiométrie, le temps chimique varie peu si

la richesse varie. Mais la variation du temps chimique devient très forte en richesse faible ou élevée.

La compétition entre ces deux effets opposés font que le maximum de pression a lieu parfois un peu avant l'extinction (Seo [78]).

Boucle des instabilités

Le couplage entre la combustion et les oscillations de pression joue un rôle primordial. La Figure I. 3-2 montre le mécanisme de couplage entre la fluctuation du milieu (pression, vitesse ou température) et la fluctuation de combustion. Le cycle est initialisé par une perturbation du milieu. Cette perturbation initiale entraîne une oscillation de dégagement de chaleur. Puis l'oscillation de dégagement de chaleur entraîne à son tour une oscillation de pression qui provoque une incidence directe sur l'entrée du système.

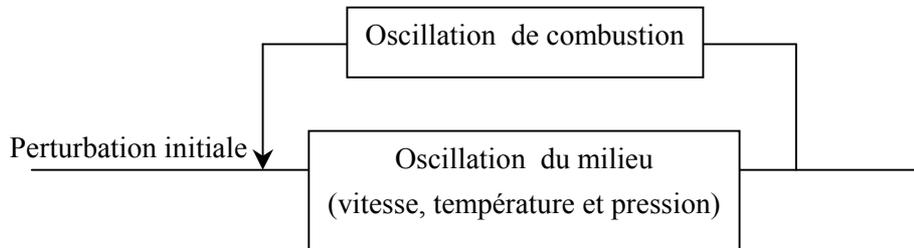


Figure I. 3-2 : Mécanisme des instabilités de combustion

I. 3. 2 - Critère de Rayleigh

Avoir un cycle n'est pas suffisant pour avoir une amplification et un entretien des instabilités, puisque les oscillations sont naturellement amorties par les pertes mécaniques à l'échappement, les pertes dues au transfert de chaleur aux parois et de la dissipation visqueuse sur la surface de la chambre. La source de l'instabilité doit donc émettre en continu pour compenser ces pertes. Une amplification a lieu si les fluctuations de pression et de dégagement de chaleur respectent le critère de Rayleigh. Ce critère stipule que les fluctuations doivent être en phase pour avoir une amplification des oscillations. Le critère de Rayleigh s'écrit sous la forme suivante :

$$G = \frac{1}{T} \int_0^T p'(x,t)q'(x,t)dt > 0$$

ou p' et q' représentent les fluctuations de pression et de chaleur locaux au temps t . T est la période de l'instabilité.

Lorsque l'indice de Rayleigh est positif, la fluctuation est amplifiée localement. Inversement lorsqu'il est négatif la fluctuation est amortie localement. Le critère de Rayleigh est une condition nécessaire mais non suffisante pour l'amplification des instabilités.

La phase entre le dégagement de chaleur et la pression modifie également la fréquence de l'oscillation. Le Tableau I. 3-1 résume l'effet de la phase sur les instabilités.

Phase entre le dégagement de chaleur et la pression	Effet sur l'amplitude de l'oscillation	Effet sur la fréquence de l'oscillation
-90	Nul	Amplification
0	Amplification	Nul
90	Nul	Atténuation
180	Atténuation	Nul

Tableau I. 3-1 : Effet de la phase sur les instabilités (Poinsot [66])

I. 3. 3 - Modes d'instabilités

Afin de comparer les différentes expériences entre elles, Barrère [6] a classé les instabilités en trois grandes familles:

- Instabilités de système:

Les instabilités de système impliquent toute l'installation, des lignes d'alimentation du carburant et du comburant jusqu'à l'échappement en passant par l'injecteur et la chambre de combustion. Les fréquences sont inférieures à la centaine de Hertz.

- Instabilités de la chambre de combustion :

Ces instabilités se déroulent dans la chambre de combustion. La fréquence de ces oscillations varie de quelques centaines de Hertz à plusieurs milliers de Hertz. Cette famille comprend les instabilités acoustiques, les ondes de choc et les instabilités hydrodynamiques.

- Instabilités intrinsèques:

Ces instabilités sont uniquement liées au phénomène de combustion. Elles sont indépendantes de la géométrie. La fréquence de ces oscillations est de l'ordre de plusieurs milliers de Hertz. Les instabilités intrinsèques se divisent en deux: les instabilités thermo-diffusives (compétition entre la diffusion moléculaire et la diffusion de la chaleur) et les instabilités de Darrieus-Landau (création de tourbillon par le front de flamme).

Les origines des instabilités sont donc multiples. Les modes intrinsèques et les ondes de chocs ne sont pas rencontrées dans nos conditions d'étude au contraire des modes acoustiques et des modes convectifs qui sont les plus couramment rencontrées dans les turbines à gaz.

Modes acoustiques

Les modes acoustiques jouent un rôle important dans le mécanisme de couplage entre les fluctuations de pression et de dégagement de chaleur. Quatre fréquences acoustiques sont rencontrées dans les chambres de combustion:

- Les modes longitudinaux. Ce sont les fréquences le plus fréquemment observées. Les fréquences dépendent de la longueur de la conduite.
- Les modes transversaux. Ces hautes fréquences dépendent du diamètre de la chambre.
- Les fréquences circonférencielles. Ces fréquences sont rencontrées dans les foyers annulaires.
- La fréquence Helmholtz (ou Bulk mode). Contrairement aux modes acoustiques précédentes cette instabilité s'effectue en volume, la pression varie au cours du temps mais reste uniforme spatialement.

Modes convectifs

Les modes convectifs sont créés par les instabilités aérodynamiques. Les grosses structures cohérentes apparaissent dans les couches de cisaillement (Lawn [47]). Ces zones de cisaillement sont créées par le bluff body, le swirl et l'élargissement brusque (Schadow [77]). En combustion, elles sont souvent situées à l'interface entre les gaz brûlés et non brûlés. La Figure I. 3-3 montre la formation d'un tourbillon derrière une marche. La recirculation créée par cette marche emporte les gaz brûlés à une vitesse \bar{U}_b différente de l'écoulement des gaz frais \bar{U}_0 . La différence de vitesse entre ces deux écoulements provoque des instabilités (si $U_0 > U_b$ on parle d'instabilité de Kelvin-Helmholtz, si $U_0 < U_b$ d'instabilité de jet).

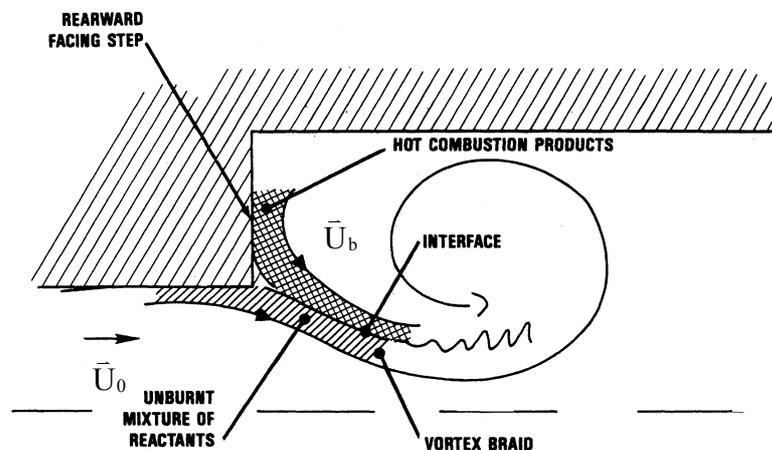


Figure I. 3-3 : Formation d'un tourbillon sur une marche (Schadow [77])

Les instabilités aérodynamiques sont associées au nombre de Strouhal:

$$St = \frac{fd}{u}$$

avec f la fréquence de l'instabilité, d une longueur caractéristique et u la vitesse de propagation de ces perturbations caractéristiques de l'écoulement.

Le nombre de Strouhal prend des valeurs particulières bien connues. Dans la conduite, la distance d représente l'épaisseur de la couche limite. Les instabilités générées dans la couche limite vont se développer dans la chambre à une fréquence plus élevée. Lorsque les ondulations atteignent une énergie suffisante, elles s'enroulent et forment des tourbillons (Figure I. 3-4).

Le nombre de Strouhal associé à cette instabilité est de :

$$St = \frac{fD}{U_0} = 0.25 \text{ à } 0.5 \text{ avec } D \text{ le diamètre de la conduite et } U_0 \text{ la vitesse de}$$

l'écoulement (Schadow [77]).

Dans le cas d'un swirl ces instabilités peuvent créer des modes hélicoïdaux (Gouldin [37], Paschereit [64]).

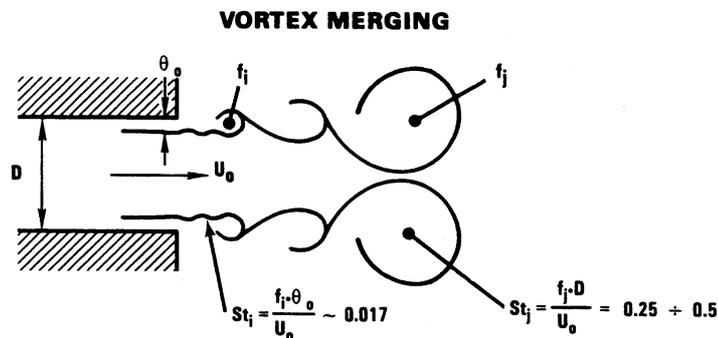


Figure I. 3-4 : Dynamique des cisaillements pour un jet forcé (Schadow [77])

Les modes convectifs sont souvent décrits dans les écoulements non réactifs, mais ils peuvent aussi être observés en combustion sous certaines conditions. Il faut que les tourbillons soient stabilisés par la présence de pression acoustique (Schadow [77]). Les deux modes d'instabilité (acoustique et aérodynamique) peuvent ensuite interagir entre eux (Lawn [47]). Sans combustion, cette instabilité est plus difficilement décelable que les fréquences acoustiques, car il y a une faible interaction entre l'écoulement et l'acoustique de la chambre. En écoulement réactif, les lâchés périodiques de chaleur fournissent le lien manquant pour boucler le cycle d'amplification de l'instabilité. Mais le dégagement de chaleur dû à la combustion tend à inhiber les tourbillons, d'où la nécessité d'une interaction entre les instabilités acoustiques et aérodynamiques. Dans ce cas, les tourbillons créent des zones de

combustion localisée qui excitent un mode acoustique. En retour l'instabilité acoustique produit un nouveau tourbillon. L'onde acoustique peut aussi provoquer un regroupement des tourbillons de telle sorte que les tourbillons ont la même fréquence que la perturbation acoustique. La fréquence des tourbillons après coalescence est alors une sous harmonique de la fréquence aérodynamique initiale (Poinsot [66]).

Les grosses structures générées par les instabilités aérodynamiques améliorent le mélange. Mais ces mêmes tourbillons retardent l'apparition des petites structures nécessaires pour initier la combustion (Schadow [77]). En effet, l'allumage de la combustion s'effectue par un apport d'énergie sous forme de chaleur et de radicaux. La chaleur est transportée radialement à travers les lignes de courant de la zone de recirculation par le processus de turbulence (Hillemanns [43]). Il est donc préférable de diminuer les grosses structures et de favoriser de petites turbulences pour avoir une combustion homogène plutôt que pulsée.

Les instabilités aérodynamiques, qui sont généralement à haute fréquence ($>1\text{KHz}$), peuvent donc interagir sur la combustion. Si les fréquences de résonance sont les plus courantes, les instabilités créées par l'élargissement brusque peuvent aussi devenir dominantes dans certains cas (Katsuki [45]). On voit ici la difficulté pour déterminer l'origine des oscillations puisqu'elles peuvent être purement acoustiques, aérodynamiques ou un couplage des deux (Yu [93]).

Les modes convectifs comprennent aussi les modes entropiques. L'instabilité est créée par une perturbation de température convectée par l'écoulement. La perturbation initiale est provoquée par une variation de richesse du mélange à l'entrée de l'injecteur. Ces ondes conduisent à une modulation du débit en sortie de chambre et en retour créent une onde de pression vers l'injecteur.

I. 3. 4 - Model du Time Lag

Comme nous l'avons déjà souligné avec la qualité du mélange, la variation de richesse peut provoquer des instabilités. L'oscillation de richesse peut être créée par une oscillation de débit du carburant et/ou du comburant. En effet en écoulement subsonique, les fluctuations de pression dans la chambre de combustion peuvent remonter dans les conduites d'alimentation de gaz naturel ou d'air. Le mécanisme de ces instabilités est expliqué par la théorie du *Time Lag* (Lieuwen [53]). Ce modèle n'est valable que dans le cas des faibles fréquences (épaisseur de flamme \ll longueur d'onde de l'oscillation).

Ce modèle est basé sur le *temps de retard* (ou phase) entre la pression et le dégagement de chaleur (Figure I. 3-5).

La fluctuation de pression au niveau de la flamme atteint l'injecteur après un temps τ_{ci} . La fluctuation de pression engendre une fluctuation de vitesse avec un retard τ_{pv} . L'oscillation de richesse, qui découle de la fluctuation de débit, provoque une fluctuation du dégagement de

chaleur après un certain délai. Ce délai dépend du temps de convection de la perturbation à la flamme. Lieuwen [52] décompose ce temps en deux : le temps de convection de l'injecteur à la base de la flamme ($\tau_{conv}=L_{inj}/\bar{u}$ avec L_{inj} la distance entre l'injection de gaz naturel et la flamme, et \bar{u} la vitesse moyenne) et le temps de séjour dans la flamme τ_{eq} .

Le temps de retard total est donc égal à: $\tau_{ci}+\tau_{pv}+\tau_{conv}+\tau_{eq}$. Le critère de Rayleigh nous permet de dire que le dégagement de chaleur doit être en phase avec le dégagement de pression pour obtenir une amplification. On en déduit la relation suivante $\tau_{ci}+\tau_{pv}+\tau_{conv}+\tau_{eq}=nT$ avec n un entier et T la période de l'oscillation.

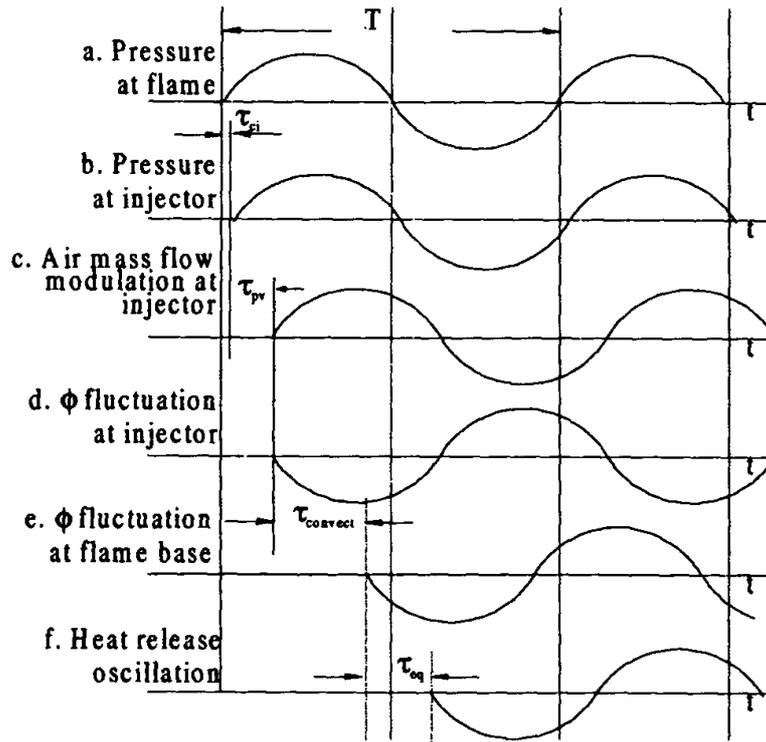


Figure I. 3-5: Evolution d'une perturbation dans le modèle du Time lag (Lieuwen [52])

Ce modèle est utilisé avec succès lorsque les instabilités sont liées aux fluctuations de débit (Lieuwen [52], Seo [78]). Néanmoins ce modèle prédit les conditions les plus favorables aux instabilités et non les conditions instables. Pour déterminer précisément les conditions d'amplification des fluctuations, il faut prendre en compte les mécanismes non linéaires (Seo [78]).

I. 3. 5 - Réduction des instabilités

Deux voies sont possibles pour réduire les instabilités: les méthodes actives et les méthodes passives.

La seule solution passive est la modification de la géométrie de la chambre ou de l'injecteur (Lawn [47]). Cette modification peut être un simple changement de taille pour sélectionner les fréquences qui interagissent le moins avec la flamme. Les modifications

peuvent être plus profondes, avec par exemple l'ajout d'un résonateur quart d'onde coaxial pour supprimer une fréquence particulière (Sivasegarm [81]). L'onde de pression pénètre dans le résonateur et est renvoyée avec un déphasage dans la chambre. Une autre possibilité consiste à ajouter des déflecteurs pour amortir le bruit à l'intérieur de la chambre, ou encore à disposer des diaphragmes ou col pour modifier l'acoustique de la chambre. La dernière solution passive est la suppression des ventres de pression. Il s'agit, dans ce cas, d'imposer une pression constante en perçant des trous près de la flamme. Cette méthode n'est bien sûr possible que dans le cas des brûleurs atmosphériques.

Le contrôle actif est aujourd'hui une méthode en plein développement (Docquier [29]). Une perturbation acoustique est envoyée dans la chambre de combustion pour détruire les fréquences néfastes. La perturbation peut être créée par un haut parleur ou directement en modulant le débit d'injection d'air ou du carburant (Bernier [8]). La modulation du débit de gaz s'effectue en boucle ouverte ou en boucle fermée (rétrocontrôle). La boucle ouverte, qui est la plus simple, consiste à envoyer un bruit blanc (perturbation sans fréquence dominante). En boucle fermée, les perturbations sont mesurées soit en aval de la flamme par un capteur de pression soit au niveau de la flamme avec un photomultiplicateur. Puis, le débit de gaz est modulé avec un temps de retard afin que la fluctuation créée soit en opposition de phase avec la fluctuation de pression de chambre de combustion. Le contrôle actif réduit les NO_x de 20 à 30% (Delabroy [26], Bernier [8], Paschereit [65]). Le CO peut aussi être diminué de 0 à 5%.

I. 4 - Dimensionnement des turbines à gaz

I. 4. 1 - Principe de fonctionnement

Les chambres de combustion des turbines à gaz sont de conception simple. Dans la configuration de base, la chambre est seulement constituée d'un cylindre percé de multiples orifices (Figure I. 4-1).

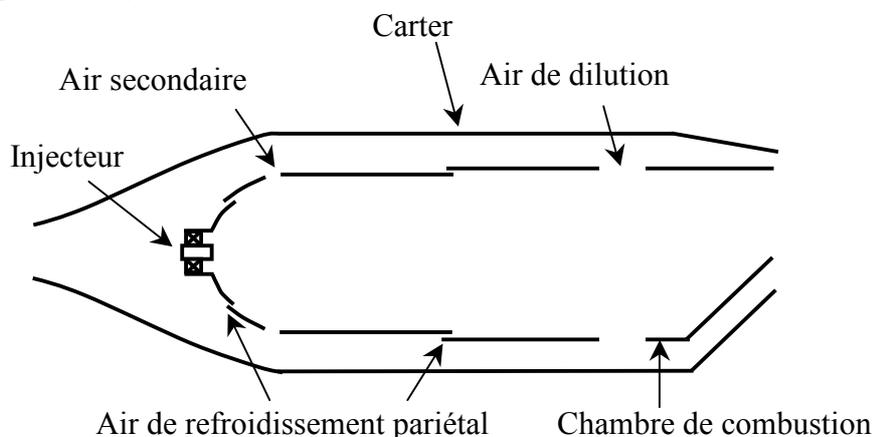


Figure I. 4-1: Schéma des chambres de combustion de type tubulaire

La répartition de l'air à travers ces orifices peut être regroupée en quatre zones:

- Injecteur

L'air de combustion a un rôle primordial. Il détermine la richesse et la qualité du mélange pour les flammes non prémélangées. En outre, il contrôle en grande partie la structure de l'écoulement dans la chambre de combustion.

- Air secondaire

Le rôle joué par l'air secondaire est double. Premièrement, il permet de diminuer la température (et donc les NO_x) et de fournir l'oxygène nécessaire pour finir la combustion. Deuxièmement, le jet d'air favorise la recirculation de l'écoulement dans la zone de réaction.

- Refroidissement pariétal

Le but de cette injection d'air est de diminuer les contraintes thermiques des parois.

- Air de dilution

La dilution diminue la température de gaz de combustion avant la turbine car les aubages de turbine ne supportent pas une température élevée.

La complexité d'une chambre de combustion peut être augmentée par les systèmes évoqués dans le paragraphe consacré aux méthodes de réduction des polluants (chapitre I.1.3) comme par exemple l'ajout de plusieurs injecteurs.

Malgré les nombreuses recherches effectuées, la conception générale des chambres de combustion est toujours en bonne partie empirique. Comme chaque modification engendre des changements importants sur la combustion, il est important de bien connaître l'influence de chaque élément.

Nous discuterons dans ce paragraphe des points importants dans la conception de la chambre de combustion. Dans un premier temps nous présenterons les problématiques posés par l'injecteur. Puis nous aborderons les orifices d'injection d'air dans la chambre de combustion. Enfin nous traiterons l'importance de la géométrie du fond de chambre.

I. 4. 2 - Problématique de l'injecteur

I. 4. 2. 1 Injecteur avec Bluff body

Les injecteurs sont conçus pour avoir la plus grande plage de fonctionnement possible tout en minimisant les émissions de polluants et les fluctuations de pression. La stabilisation d'une flamme dans un écoulement est réalisée avec un accroche flamme derrière lequel une

zone de recirculation prend naissance. La faible vitesse derrière l'obstacle permet à la flamme de s'accrocher. En outre, la recirculation apporte des gaz chauds et des radicaux qui aident la combustion. Le bluff body est souvent utilisé comme accroche flamme. Il est constitué d'un cylindre installé au centre de l'injecteur. La longueur de la zone de recirculation est d'environ un diamètre du bluff body.

I. 4. 2. 2 L'injecteur à swirl

L'écoulement à swirl permet d'obtenir une recirculation beaucoup plus importante que le permet le bluff body. Le swirl crée un écoulement hélicoïdal qui produit une dépression au centre de l'écoulement. Lorsque l'angle des pales du swirl est élevé, la dépression au centre devient suffisamment importante pour inverser le sens de l'écoulement. La taille et la forme de la recirculation interne (ZRI) dépend principalement du nombre adimensionnel "S" (nombre de swirl), qui correspond au flux de quantité de mouvement tangentielle divisé par le flux de quantité de mouvement axiale*. La recirculation dépend aussi fortement de l'angle du divergent à l'entrée de la chambre de combustion (Lilley [55], Milosavijevic [57]) et d'autres facteurs tels que la présence ou non: d'un bluff body, d'un confinement ou de la combustion (Beltagui [7]). Un changement même faible de ces paramètres peut modifier fortement l'écoulement (Charles [16]). L'apparition de la recirculation s'effectue en général pour un nombre de swirl d'environ 0.6 (Gupta [36]), mais ce nombre peut être inférieur selon les conditions expérimentales (S=0.2 par exemple pour Chen [17]).

Effet du swirl sur la combustion

La recirculation interne est le meilleur moyen d'obtenir un bon mélange. Le très bon mélange induit par le swirl a pour conséquence une réduction de la taille de la flamme (Tangirala [85]). La diminution de la longueur est aussi due à un apport d'oxygène dans la partie haute de la flamme en aval de la ZRI (Poireault [67]) et à l'augmentation du taux de réaction (Lilley [55], Hill [42]).

Le swirl affecte l'évolution de la longueur de la flamme en fonction de la richesse. Ainsi l'augmentation de la richesse ne modifie pas la longueur de la flamme pour des flammes jet, mais conduit à une augmentation linéaire de la longueur de la flamme avec un swirl (Chen [17]).

La ZRI créée par le swirl constitue une source thermique qui piège les produits de combustion et constitue des points chauds au cœur de l'écoulement réactif. Cette réserve de produits de combustion permet une meilleure stabilisation de la flamme. Il devient alors possible de diminuer de manière sensible la limite d'extinction pauvre.

* voir p 42 pour plus de détails sur la définition du nombre de swirl

Effet du swirl sur la pollution

L'effet du swirl est variable selon les cas, soit il augmente les NO_x soit il les diminue (Lilley [55], Hill [42]). Plusieurs phénomènes expliquent cette divergence. Selon la configuration expérimentale, la recirculation induit un manque d'oxygène ou à l'inverse une augmentation d'oxygène. Le défaut d'oxygène diminue la formation de NO_x , et au contraire, l'excès d'oxygène a tendance à augmenter les NO_x . Chen [18] a observé que les NO_x ne changent pas avec le swirl si on augmente "S" lorsque la ZRI est déjà établie. La longueur de flamme et la vitesse de recirculation restent pratiquement identiques lors d'un accroissement supplémentaire du nombre de swirl. Le temps de résidence est dans ce cas le principal paramètre gouvernant la formation de NO_x . Le volume de la flamme et la température sont d'ailleurs les causes de l'augmentation des NO_x avec la richesse.

Néanmoins, dans tous les cas, l'action du swirl sur les niveaux d'émission de polluants est positive car il permet de descendre en richesse et donc de diminuer les NO_x .

Effet du swirl sur les fluctuations de pression

Le swirl réduit les instabilités et diminue la limite d'extinction pauvre. Mais la richesse pauvre accessible grâce au swirl est fortement instable (Venkataraman [91]).

La zone de recirculation peut créer une instabilité assimilable à une instabilité acoustique. Elle se caractérise par une succession de dilatations et de contractions due à la libération périodique des produits de combustion contenue dans la ZRI (Poireault [67]). La pulsation ainsi engendrée permet la formation de petites structures tourbillonnaires qui homogénéisent le mélange.

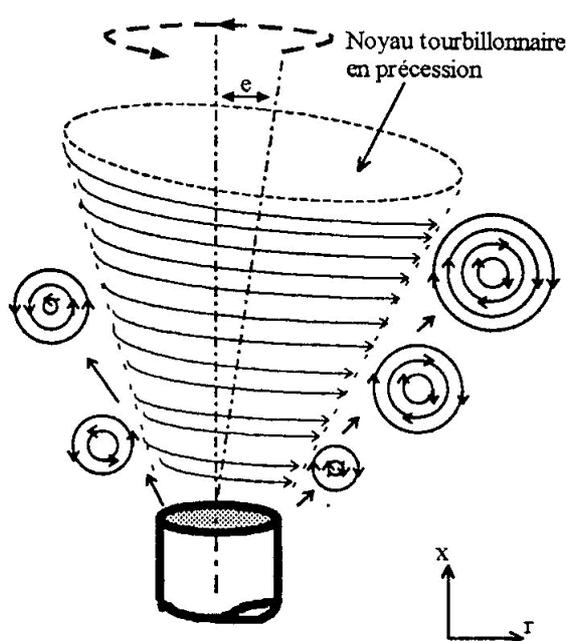


Figure I. 4-2 : Génération de tourbillons par la précession (Poireault [67])

Pour les forts nombres de swirl, la zone de recirculation peut effectuer un mouvement de précession autour de son axe (Froud [35]). Ce mouvement de précession (PVC: Processing Vortex Core) est dû aux instabilités hydrodynamiques. L'écoulement n'est alors plus axisymétrique et des tourbillons peuvent apparaître (Figure I. 4-2).

La fréquence de cette instabilité (inférieure au kHz) évolue en deux temps avec le nombre de swirl. Lorsque le swirl augmente jusqu'à un swirl critique S_c , le rayon du PVC augmente et par conséquent la fréquence de rotation du PVC diminue. Au delà de S_c , l'augmentation du nombre de swirl n'entraîne pas de modification du rayon du PVC. La vitesse tangentielle continuant d'augmenter, la fréquence de rotation augmente également (Anacleto [3]). Logiquement, comme toutes les instabilités convectives, la fréquence augmente avec le débit. Un couplage entre le PVC avec les autres modes peut avoir lieu: avec les instabilités de Helmholtz ou les modes quart d'onde (Froud [34]). L'amplitude des instabilités est maximum lorsque ces fréquences coïncident.

Cas du double swirl

Pour éviter les problèmes liés au prémélange (auto-inflammation et flash back) il est plus sûr de ne mélanger le carburant et le comburant qu'au dernier moment (Terasaki [87]). Un mélange rapide peut être obtenu avec un double swirl concentrique. La position, le nombre de trous et l'angle d'injection du gaz n'ont qu'une très faible importance sur ces injecteurs car la zone de mélange est très courte. L'émission de NO_x est plus faible qu'avec un simple swirl à cause d'un meilleur mélange.

I. 4. 2. 3 Flamme pilote

Une flamme pilote est quelquefois ajoutée à la flamme de prémélange pour diminuer la limite d'extinction pauvre. La flamme pilote se présente sous la forme d'une flamme de diffusion. Elle apporte l'énergie nécessaire pour maintenir la combustion de la flamme de prémélange. La combustion avec flamme pilote combine le principe du prémélange et de la stratification puisque la combustion se déroule en prémélange pauvre sauf au niveau de la flamme pilote où la combustion est riche. Malheureusement la haute température générée par la flamme pilote conduit à nouveau à une forte production de NO_x par la voie du NO thermique (Hayashi [38]).

La courbe de la Figure I. 4-3 montre la production de NO_x selon la proportion de carburant alimentant la flamme pilote par rapport au carburant alimentant la flamme de prémélange (Barnes [5]). Dans cette expérience, on peut observer l'augmentation linéaire du NO_x de la flamme pilote et la diminution exponentielle de la flamme de prémélange. Cette configuration montre un optimum lorsque 20% du carburant alimente la flamme pilote. Sur le même graphique sont représentées diverses qualités de prémélanges notées s (avec $s=0$ pour un mélange parfait et $s=1$ pour non mélangé). Il est observé logiquement que l'effet du non

mélange devient négligeable avec l'augmentation du carburant de la flamme pilote (par définition non prémélangé).

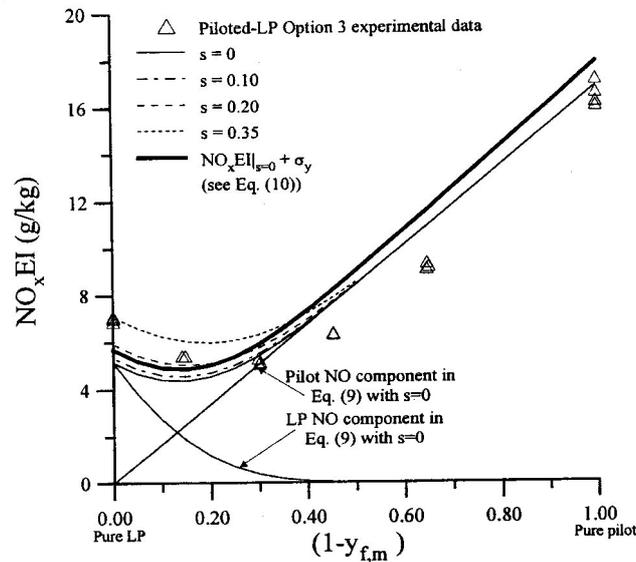


Figure I. 4-3: Effet de la flamme pilote sur les émissions polluantes (Barnes [5])

I. 4. 3 - Air secondaire

Les orifices d'air secondaire ont un rôle important et complexe dans les chambres de combustion d'une turbine à gaz. L'effet exact joué par l'injection d'air secondaire est encore mal connu. Les études publiées sur le rôle de l'air secondaire concernent uniquement la pollution et la structure de l'écoulement. A notre connaissance aucune étude de l'influence de l'air secondaire sur les instabilités n'a été publiée.

L'effet du jet d'air sur un écoulement à swirl dépend du nombre d'orifices, de leurs tailles, de leurs emplacements et enfin du débit d'air qui y pénètre. Par exemple si l'on souhaite favoriser la recirculation de l'écoulement dans la zone de réaction par les jets secondaires, il est conseillé de créer un faible nombre de trous de grande taille (Lefebvre [50]). La modification de l'écoulement par l'injection d'air secondaire peut être répartie entre quatre régimes. Ces régimes ont été établis par Richards [69] en étudiant différents rapports entre la vitesse de l'air secondaire et la vitesse de l'écoulement.

- Régime I : Débit d'air secondaire faible. Le jet d'air secondaire reste proche de la paroi et suit la trajectoire hélicoïdale due au swirl.
- Régime II : Le jet d'air pénètre dans l'écoulement et raccourci la zone de recirculation mais continue de subir l'influence du swirl. L'extension axiale de la recirculation dépend du débit de l'air secondaire. L'air secondaire diminue la richesse de combustion ce qui diminue la température.

- Régime III : Le jet d'air secondaire pénètre au centre de l'écoulement, mais il est encore dévié par le swirl.
- Régime IV : Le jet d'air secondaire pénètre au centre de l'écoulement et n'est plus dévié par le swirl. Une partie de l'air secondaire est recyclée par la recirculation. Dans ce cas, tout ce qui se passe en aval de l'injection d'air est pratiquement indépendant des conditions d'entrée au niveau de l'injecteur (Di Mare [28]). La nature tridimensionnelle de l'air secondaire contraste avec l'écoulement axisymétrique de la flamme de prémélange. Lorsque les orifices d'injection d'air secondaire sont plus proches de l'injecteur (1/2 diamètre de la chambre) l'écoulement est dominé par le jet d'air secondaire et devient tridimensionnel.

Dans l'étude effectuée par Heitor [40], l'air pénètre à seulement 1/2 rayon dans la flamme (régime II). Dans ces conditions, l'air secondaire n'interagit pas et c'est le swirl qui contrôle l'écoulement. La flamme passe entre les jets d'air secondaire et le cœur de l'écoulement est chaud. Lorsque le jet pénètre à 100%, la recirculation est contrôlée par l'air secondaire et le swirl (Bicen [9]). Dans ce cas, la flamme est installée sur le flux d'air secondaire. Le cœur de l'écoulement est froid et les fortes températures sont situées au bord du brûleur (Bicen [9], Noyce [62]). La pénétration du jet d'air secondaire au centre de l'écoulement entraîne une partie importante de celle-ci (45% dans le cas de Bicen [9]) dans la recirculation. L'augmentation de l'oxygène dans la zone de recirculation provoque une augmentation de l'efficacité de la combustion. Ainsi l'efficacité de combustion* qui est seulement de 80% lorsque le jet pénètre à 1/2 rayon (Heitor [40]) augmente jusqu'à 97% lorsque le jet pénètre au cœur de l'écoulement (Bicen [9]). Malheureusement l'apport d'air supplémentaire dans la recirculation peut entraîner aussi une augmentation du CO (Sood [84]). L'augmentation de l'oxygène dans la recirculation lorsque le débit du jet d'air secondaire augmente a aussi été observée par Rizk [70]. Il montre que les NO_x sont formés principalement avant l'air secondaire. Tandis que Noyce [62] montre que le CO continue d'être consommé après la zone de dilution jusqu'à la fin de la chambre.

Ces propriétés peuvent être mises à profit pour diminuer les NO_x. Ainsi Singh [80] propose de diminuer la distance de combustion en avançant les trous de dilution vers l'injecteur pour diminuer le temps de séjour des gaz dans la flamme. Nous avons déjà souligné l'importance du temps de résidence sur l'émission de NO_x. Pour diminuer le temps de séjour on peut soit augmenter la vitesse soit diminuer la distance des gaz dans la zone chaude. En rapprochant l'air secondaire, Singh [80] obtient une longueur de la flamme réduite de 25% et un temps de résidence réduit dans les mêmes proportions. Une diminution de NO_x est constatée, mais le comportement du CO n'est pas mentionné. Malheureusement Singh [80] ne fournit aucune information non plus sur l'instabilité de la flamme. Hayashi [39] montre, en utilisant le même principe, une diminution des NO_x sans altération sur les émissions de CO.

* L'efficacité de combustion est définie par la chaleur dégagée par la combustion sur la chaleur disponible dans le combustible

L'arrêt rapide de la réaction est utilisé dans la méthode RQL (Rich Quench Lean). Cette technique consiste à brûler en riche puis en pauvre comme pour les combustions étagées classiques mais avec un passage très brutal entre les deux zones.

I. 4. 4 - Air de refroidissement pariétal

L'air de refroidissement pariétal représente environ 25% de l'apport d'air total d'une chambre de combustion (Jones [44]). L'air froid provoque une émission de CO et des imbrûlés (Lefebvre [49]). Il est donc nécessaire, pour limiter les CO et augmenter l'efficacité du refroidissement, d'envoyer l'air par des orifices de faibles diamètres. L'écoulement d'air doit ainsi rester le plus proche possible des parois.

I. 4. 5 - Air de dilution

La vitesse d'injection d'air de dilution doit être suffisamment importante pour atteindre le centre de l'écoulement et éviter un cœur à haute température. Il est évidemment préférable pour l'émission de NO_x de diminuer la température de combustion plutôt que d'augmenter l'air de dilution pour une température de fumée identique (Singh [80]).

I. 4. 6 - Divergent

La sortie d'injection utilisant un élargissement brusque provoque des instabilités (voir p 19). Pour réduire ces instabilités on peut utiliser des coins arrondis, triangulaires ou plusieurs paliers (Schadow [77]). Mais dans le cas des flammes de prémélange, ces dispositifs peuvent conduire à des problèmes de stabilisation de flamme (Sivasegaram [82]).

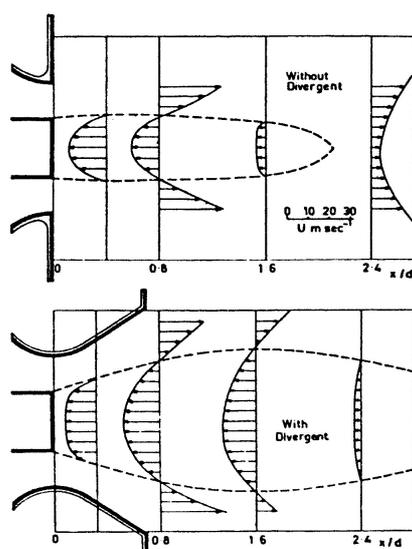


Figure I. 4-4 : Comparaisons de la vitesse avec et sans divergent (Gupta [36])

Le divergent est la géométrie la plus souvent rencontrée dans l'industrie. Par rapport à un élargissement brusque le divergent diminue les pertes de charge. Il a aussi pour effet d'élargir la zone de recirculation. Le débit de gaz recirculé augmente, mais la densité de recirculation ne change pas (Hillemanns [43]). Un exemple entre le champ de vitesse des deux écoulements est montré sur la Figure I. 4-4.

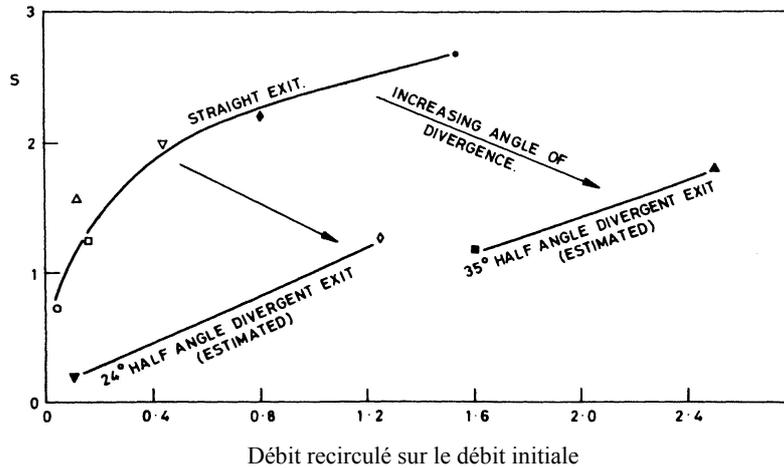


Figure I. 4-5 : Effet de l'angle du divergent (Lilley [55])

Le nombre de swirl critique correspondant à l'apparition de la recirculation dépend ainsi fortement de l'angle du divergent. La Figure I. 4-5 montre ainsi la masse de fluide recirculé selon le nombre de swirl et l'angle du divergent. On peut voir qu'un angle plus important permet de diminuer le swirl critique.

Types de flammes rencontrées avec un divergent

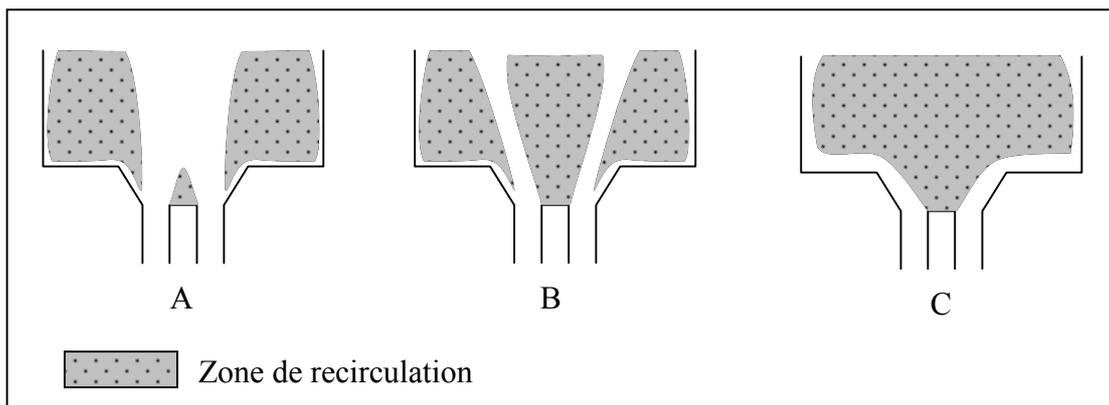


Figure I. 4-6 : Type d'écoulement dans une chambre avec un divergent et un swirl

(d'après Gupta [36])

Nous savons que deux grands types d'écoulements sont possibles selon le nombre de swirl avec la présence ou non de la zone de recirculation centrale (type A et B sur la Figure I. 4-6).

Avec le divergent une troisième structure peut apparaître (type C). Si on augmente fortement le nombre de swirl la zone de recirculation externe disparaît et la recirculation centrale occupe toute la chambre. La flamme dans ce dernier cas est attachée sur l'injecteur et se prolonge le long des parois. Ces flammes sont recherchées pour les fours visant à obtenir un rayonnement intense et uniforme (Gupta [36]).

Le phénomène responsable de l'attachement de la flamme au fond de la chambre est appelé *effet Coanda*. Lorsque le jet est proche d'une paroi, la vitesse du fluide entre la paroi et le jet augmente, ce qui diminue la pression. Le jet est alors aspiré vers la paroi: c'est l'effet Coanda. L'apparition de ce phénomène dépend de la vitesse et de l'angle du divergent (Allery [2]).

Un swirl élevé favorise l'effet Coanda, car la recirculation centrale qu'il crée repousse la recirculation externe. Mais pour un swirl ou un angle trop important, le fluide ne suit plus la paroi*. Vanoverberghe [89] n'observe ainsi l'effet Coanda que pour des nombres de swirl relativement faibles compris dans l'intervalle [$S=0.16$, $S=0.62$].

I. 5 - Objectif de la thèse

Le but de cette thèse est d'étudier l'influence de divers paramètres sur la stabilité et la pollution d'une chambre de combustion issues d'une turbine à gaz. Nous avons dû dans un premier temps concevoir la chambre de combustion à échelle réduite reproduisant le plus fidèlement possible les conditions de fonctionnement de la turbine à gaz de Microturbo.

Une fois cet objectif réalisé nous avons étudié le domaine de fonctionnement selon les conditions d'utilisation. Nous avons ainsi étudié l'influence de la richesse de combustion, de la température de préchauffage et du débit en régime établi**. Nous avons poursuivi ces travaux par une étude sur les modifications induites sur la combustion par des modifications géométriques. Trois paramètres géométriques sont sélectionnés. Pour les injecteurs à swirl la principale variable étant le nombre de swirl, nous avons choisi d'expérimenter trois nombres de swirl différents. L'influence de la flamme pilote a également été étudié sur une configuration d'injecteur. Différents diamètres de flamme pilote sont ainsi testés. L'air secondaire joue un rôle important mais mal compris, nous proposons donc de l'étudier en variant la distance entre l'injection d'air secondaire et le fond de chambre. Enfin le dernier paramètre géométrique étudié concerne la forme du fond de chambre. Cet élément a une grande importance sur la structure de l'écoulement et donc de la flamme. Nous remplaçons donc l'élargissement brusque par un divergent.

* Phénomène de décrochement des ailes d'avions

** On peut noter ici que les émissions polluantes en régime stationnaire sont très proches du régime transitoire (Danjo [24]).

Chapitre II - Dispositif expérimental

CHAPITRE II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL	33
II. 1 - DIMENSIONNEMENT DU BRULEUR	35
II. 2 - DESCRIPTION DU BANC D'ESSAIS	36
II. 2. 1 - Installation semi-industrielle	36
II. 2. 2 - Description du brûleur	37
II. 2. 2. 1 La chambre de combustion	37
II. 2. 2. 2 L'injecteur Microturbo	40
II. 3 - TECHNIQUES DE MESURES	44
II. 3. 1 - Mesure des polluants	44
II. 3. 1. 1 Prélèvement d'échantillon de gaz	44
II. 3. 1. 2 Analyse des gaz	44
II. 3. 2 - Mesures de vitesse	46
II. 3. 3 - Mesures du radical CH*	49
II. 3. 4 - Mesures de pression	52
II. 4 - TRAITEMENTS DES DONNEES	54
II. 4. 1 - Calcul de la richesse	54
II. 4. 2 - Densité spectrale de puissance	55
II. 4. 3 - Cohérence	56
II. 4. 4 - Déphasage	58

Ce chapitre est composé de quatre parties. Dans la première, nous expliquerons le choix du dimensionnement de notre brûleur. Puis nous effectuerons un descriptif de l'installation expérimentale et du brûleur, ainsi que les moyens de contrôles associés. La troisième partie abordera les techniques de mesure utilisées. Enfin, la dernière partie traitera des outils de traitement utilisés pour l'analyse des résultats.

II. 1 - Dimensionnement du brûleur

Le cahier des charges de la société Microturbo concernant le premier prototype de la turbine à gaz imposait une chambre de combustion de diamètre 140 mm et de longueur 330 mm. La turbine à gaz fonctionne avec un débit d'air de $3500 \text{ (n) m}^3 \text{ h}^{-1}$ (ou $1\,255 \text{ g s}^{-1}$) et un débit de gaz naturel de 12.2 g s^{-1} (soit 572 kW) à une pression de 5 bar. La température de l'air est de 250°C correspondant à un taux de compression $\tau=5$. Pour étudier une chambre de cette puissance, il est difficile d'envisager une chambre réelle. La capacité du laboratoire étant limitée par le débit d'air comprimé maximal disponible au laboratoire ($500 \text{ (n) m}^3 \text{ h}^{-1}$ ou 179 g s^{-1}), nous avons opté pour la réalisation d'une chambre de combustion à l'échelle 1/7.

En matière de réduction d'échelle, seul quelques éléments comparables peuvent être conservés selon l'étude choisie. Deux grandes possibilités sont utilisées pour dimensionner une chambre de combustion à échelle réduite (Ballester [4]).

- Si on veut garder des émissions de polluant le plus proche possible entre la chambre réelle et la configuration semi-industrielle le '*constant residence time criterion*' (critère du temps de résidence constant) doit être appliqué. Ce choix implique de conserver la richesse, le temps de résidence, la température et la structure de l'écoulement entre les deux échelles. En d'autres termes, il faut conserver le rapport entre les longueurs caractéristiques et la vitesse entre les deux échelles. En outre, le nombre de Reynolds doit être supérieur à 10^5 pour garder constante l'échelle du micro-mélange. Avec le '*constant residence time criterion*', la turbulence de la flamme change.

- Si on veut conserver la turbulence de flamme, la règle du '*constant velocity criterion*' (critère de la vitesse constant) doit être utilisée: la vitesse est gardée constante entre les deux échelles. Mais cette fois-ci, c'est la similitude sur les émissions polluantes qui est perdue.

Cheng [19] utilise les deux échelles pour dimensionner son brûleur (diamètre de l'injecteur avec le *constant velocity criterion* et le nombre de swirl avec le *constant residence time criterion*). Malgré de bons résultats, des différences sont constatées pour les émissions de CO et la limite d'extinction. L'étude d'une turbine à l'échelle 1, à partir des mesures déduites d'une échelle différente reste dans tous les cas très difficile. Il n'est malheureusement pas possible

• (n) m^3h^{-1} = normaux m^3h^{-1} (température de 0°C et 1 Bar)

de prédire si le modèle réduit reproduit fidèlement les phénomènes de l'original avant de comparer les deux échelles (Ballester [4]).

Le *constant velocity criterion* est le plus souvent employé pour des raisons pratiques. Nous avons choisi ce critère pour déduire les dimensions du banc d'essai. Ce critère nous a paru le plus judicieux car un de nos objectifs est d'étudier la stabilité de la flamme.

II. 2 - Description du banc d'essais

II. 2. 1 - Installation semi-industrielle

En plus des contraintes qui ont conditionné la conception de la chambre, s'ajoute le problème de longévité de l'installation. Ainsi pour ne pas endommager la chambre de combustion, le débit maximal utilisé (135 g s^{-1}) est plus faible que ce que peut fournir le compresseur. De plus, l'utilisation à 75% des capacités du compresseur permet de supprimer les fluctuations de pression qu'il peut engendrer.

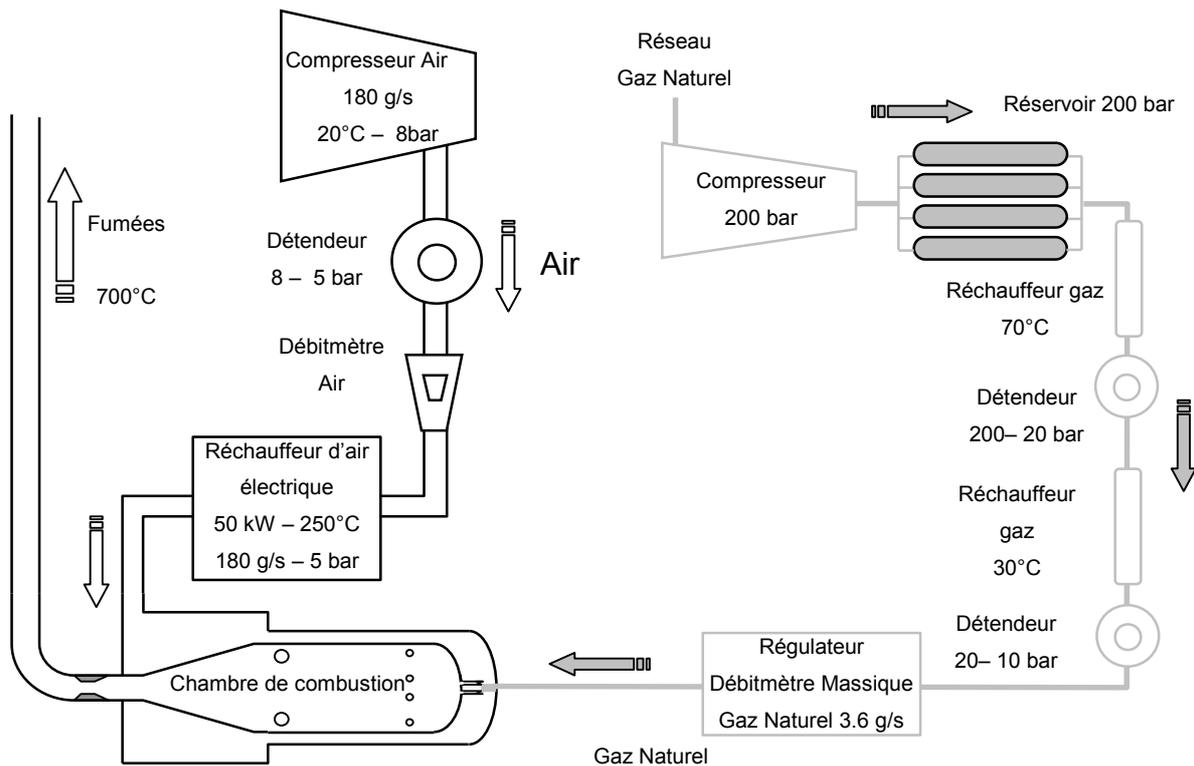


Figure II. 2-1 : Circuit d'alimentation du gaz naturel et de l'air

Avant d'être injecté dans la chambre de combustion, l'air est chauffé par un réchauffeur électrique de 50 kW. Le réchauffeur est dimensionné pour une température de 250 °C avec un débit de 500 (n) m³ h⁻¹. Le chauffage simule l'élévation de température créée par l'étage de compression d'une turbine à gaz. Le débit d'air et la pression sont contrôlés respectivement

par un col sonique en sortie de chambre et un régulateur de pression (Fisher Type 99-924) placé avant le réchauffeur. La mesure du débit est assurée par un débitmètre à flotteur (Platon Vampire type GMTX), corrigé en température et en pression.

Le combustible est le gaz naturel du réseau GdF (voir composition en annexe). Après compression (compresseur Fuelmaker FM4) puis stockage dans des bouteilles à 200 bars, il est détendu jusqu'à 10 bars par deux détendeurs successifs. Deux réchauffeurs sont installés sur la ligne de gaz avant chaque détendeur afin d'éviter le *gel* et la liquéfaction de certains composants du gaz naturel pendant la détente. Le débit du gaz naturel est contrôlé et mesuré par un régulateur massique (alpha Gaz RDM 280). Le débit maximum du gaz naturel est de 3.6 g s^{-1} (170 kW), mais pendant les expériences le débit maximal utilisé est de 1.89 g s^{-1} (88.9 kW) à cause de la limitation du débit de l'air.

II. 2. 2 - Description du brûleur

II. 2. 2. 1 La chambre de combustion

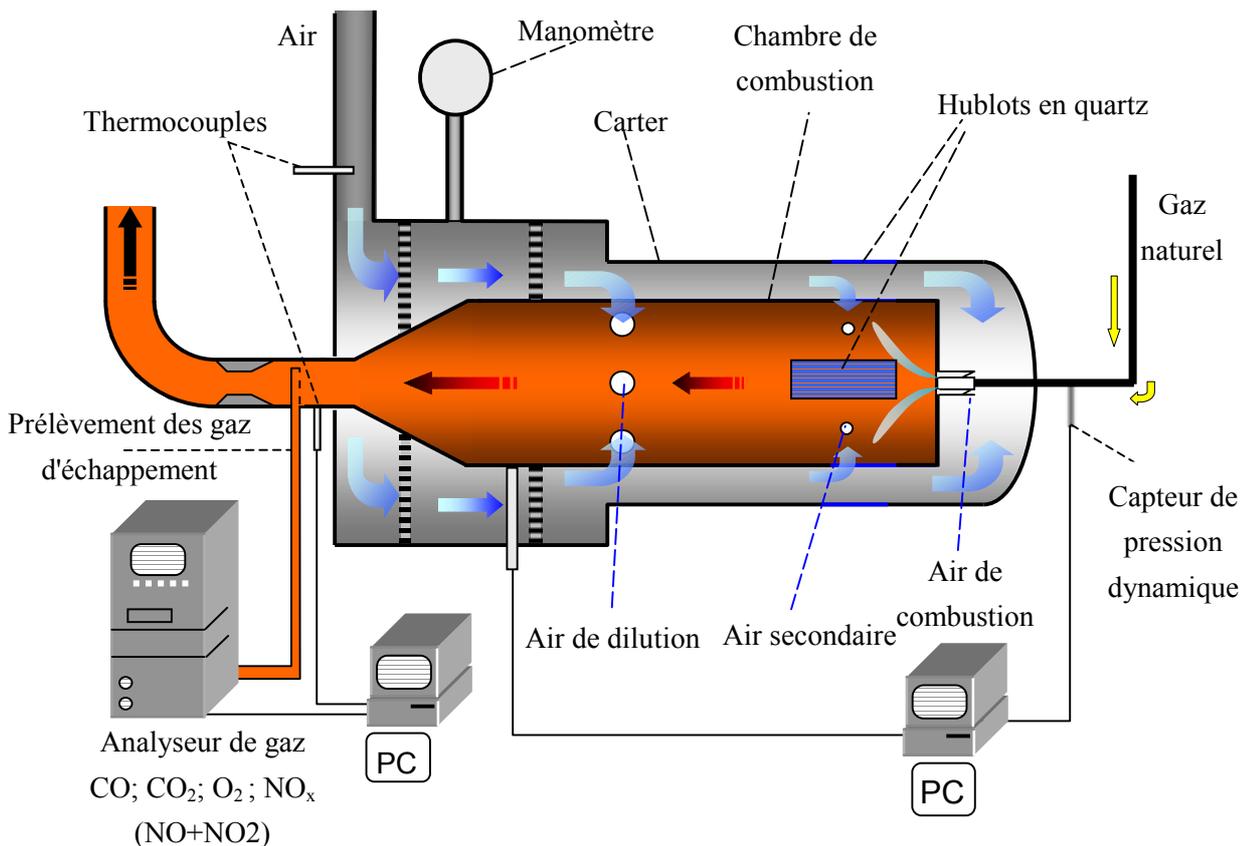


Figure II. 2-2 : Installation des appareils de mesure

La chambre de combustion est installée à l'intérieur d'un carter permettant la pressurisation. Le diamètre du carter est de 114 mm. La chambre de combustion a un diamètre de 89 mm et une longueur de 390 mm. Elle est fabriquée en INOX réfractaire pour répondre aux contraintes thermiques importantes. L'air est amené à contre courant du carter

vers la chambre de combustion. La paroi de la chambre se trouve donc en partie refroidie par l'air frais qui se réchauffe au contact de la chambre interne. Deux grilles à l'entrée du carter, installées entre les deux parois permettent d'homogénéiser l'écoulement.

L'air pénètre dans la chambre de combustion par trois régions distinctes. Une première partie de l'air entre dans la chambre de combustion par la zone de dilution. Cette dilution est créée par 6 orifices de diamètre de 8 mm situés à 145 mm de l'injecteur. La majorité de l'air (environ 53%*) passe par ces orifices. La deuxième partie constitue l'air secondaire (environ 15% du total). L'air secondaire est générée par 4 orifices d'un diamètre de 5.2 mm à une distance de 36 mm de l'injecteur. Le reste de l'air alimente l'injecteur (environ 32%).

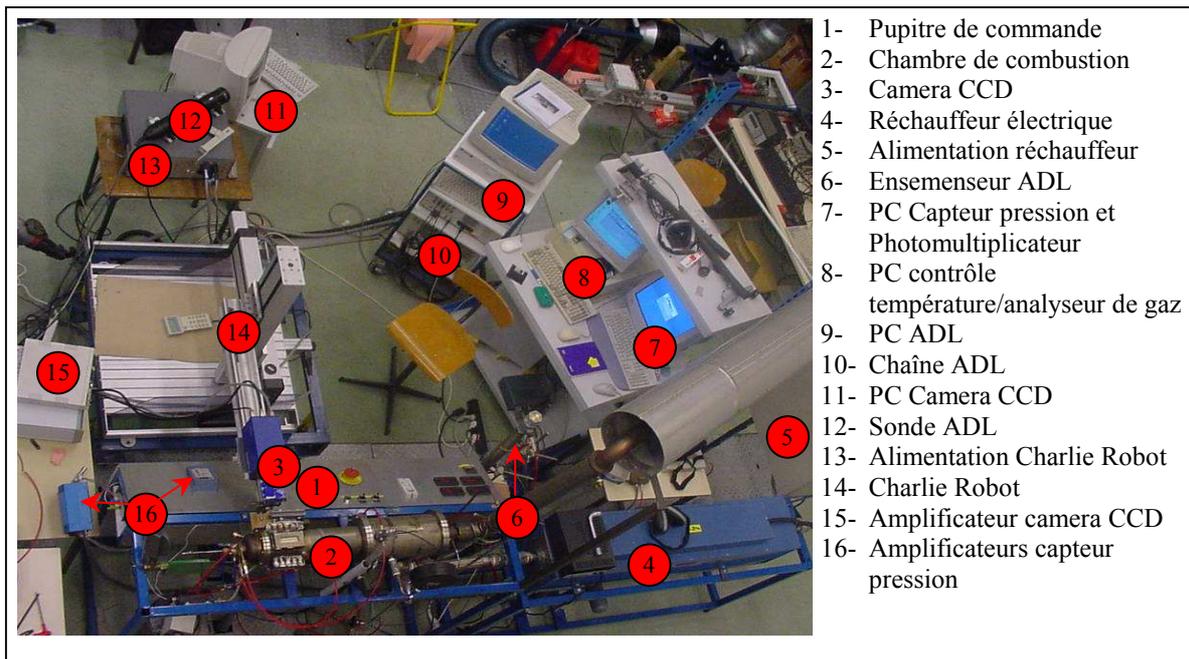


Figure II. 2-3 : Photo de l'installation expérimentale

L'emplacement des arrivées d'air et les diamètres des orifices ont été optimisés à partir de la configuration de base de Microturbo pendant mon stage de DEA (Vauchelles [90]). Cette partie n'est pas présentée dans le manuscrit. C'est cette configuration optimisée qui est utilisée dans cette thèse. Elle permet d'avoir en sortie une température de 600-700°C avec une richesse de combustion faible.

De nombreux aménagements ont été réalisés pour pouvoir étudier la combustion. Contrairement à l'installation industrielle et aux premières chambres de combustion que nous avons conçues, nous avons choisi de réaliser une chambre de combustion à fond plat afin de visualiser la base de l'injecteur. Trois hublots rectangulaires en quartz sont installés à 90° à la base de la chambre de combustion (largeur: 30 mm, longueur: 55 mm et épaisseur: 4 mm) et trois autres sur le carter (largeur: 36 mm, longueur: 80 mm et épaisseur: 13 mm) pour les

* voir le paragraphe III.1.1 pour le calcul de la répartition de l'air à travers les différentes parties

visualisations optiques. Enfin des aménagements particuliers ont été réalisés pour l'étude de l'effet des orifices de dilution primaire et du divergent.

Dispositif pour l'étude des orifices d'injection d'air secondaire

L'effet de l'injection d'air secondaire est observé en déplaçant les orifices d'air. Pour des raisons fonctionnelles nous préférons déplacer le fond de chambre plutôt que les orifices. En pratique, des plaques de diverses épaisseurs sont insérées sur le fond de chambre, et l'injecteur est avancé (Figure II. 2-4). Trois distances entre l'injecteur et les trous d'air secondaire (noté d_{ia}) sont réalisés avec cette méthode.

Des mesures ont aussi été réalisées sans trou d'air secondaire. Mais pour avoir les mêmes richesses globales, et ainsi faciliter la comparaison entre les différentes distances d_{ia} , des orifices de dilution identique sont percés au niveau des injections de dilution (145 mm). La configuration sans air secondaire sera noté $d_{ia}=145$ mm.

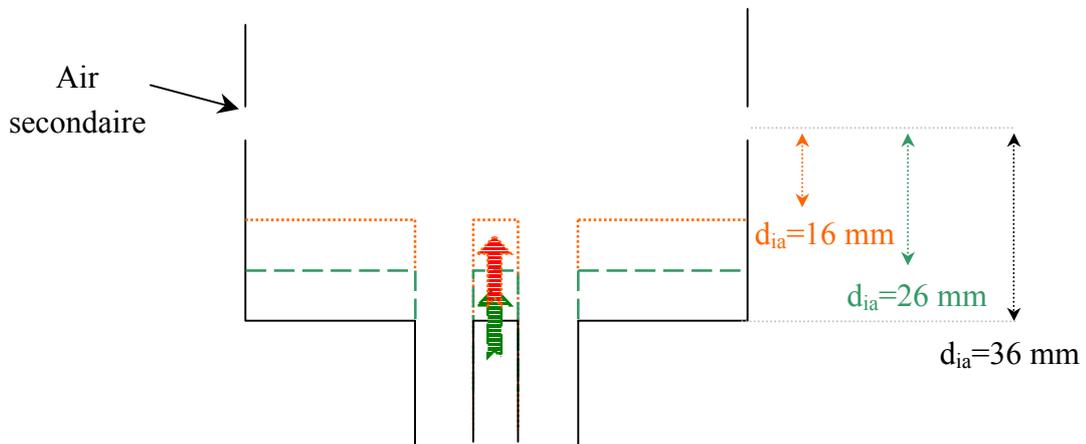


Figure II. 2-4 : Système d'avancement du fond de chambre

Dispositif pour l'étude du divergent

Le divergent est réalisé avec un quart de cercle de rayon 4 mm (Figure II. 2-5). L'injecteur est en retrait de 4 mm par rapport aux expériences précédentes pour correspondre à la base du divergent. Le diamètre externe du divergent est de 28 mm, soit 32% du diamètre de la chambre.

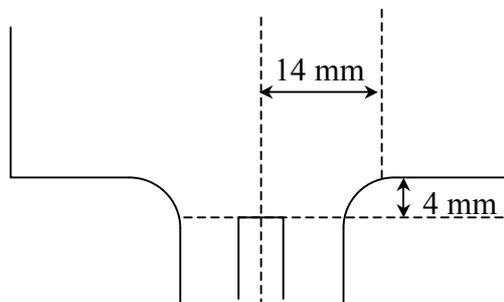


Figure II. 2-5 : Schéma du divergent

Chambre de combustion transparente

Des mesures complémentaires ont également été réalisées sur le banc d'essai de la chambre totalement transparente de Taupin [86]. La particularité de cette installation est d'être entièrement transparente. Le banc d'essai, schématisé sur la Figure II. 2-6, est constitué de deux tubes concentriques en quartz. L'air de refroidissement circule à co-courant entre les deux tubes et rejoint l'écoulement en fin de chambre. Il est possible avec cette installation de faire varier indépendamment le débit d'air de refroidissement et le débit d'air de combustion. La chambre de combustion a un diamètre de 80 mm et une longueur de 200 mm.

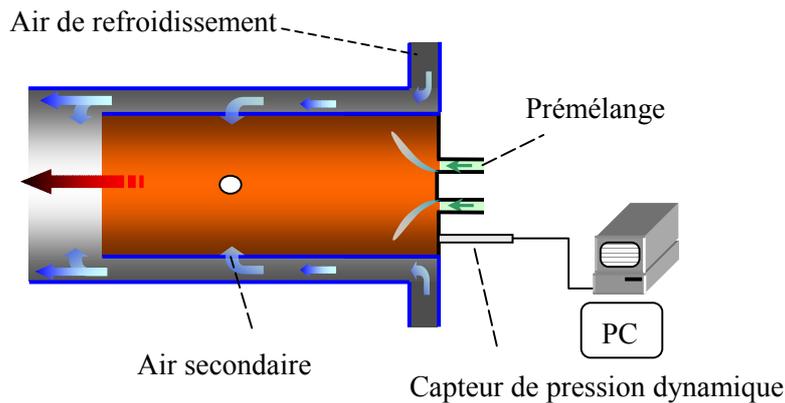


Figure II. 2-6: Schéma de la chambre transparente

Afin d'étudier l'effet de l'injection d'air secondaire, nous avons percé des orifices sur la chambre transparente à 36 mm de l'injecteur. Cette installation a deux avantages importants:

- visualisation complète de la flamme
- modification du débit d'air secondaire indépendamment du débit de combustion

II. 2. 2. 2 L'injecteur Microturbo

L'injecteur élaboré par Microturbo est constitué d'un swirler axial et d'un bluff body (Figure II. 2-7). L'injecteur a un diamètre intérieur de 18 mm.

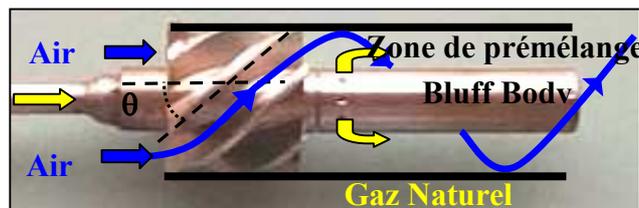


Figure II. 2-7 : Eclaté de l'injecteur Microturbo

Le bluff body sert d'accroche flamme et a aussi pour rôle d'empêcher la zone de recirculation de remonter dans l'injecteur et donc d'éviter le phénomène de flash back. Le bluff body fait 8 mm de diamètre. Il est refroidi par l'impact du gaz naturel (voir Figure II. 2-8). Le gaz est ensuite injecté dans l'écoulement 5 mm après le swirler à travers 10 orifices de 0.8 mm de diamètre. Le gaz naturel et l'air se mélangent sur une distance de 25 mm avant d'entrer dans la chambre de combustion.

Taupin [86] a récemment montré que le mélange n'était pas aussi parfait qu'on pouvait l'espérer. Le gaz naturel a tendance à suivre les parois du bluff body. Par conséquent, il a montré que la concentration du gaz naturel est plus importante près du bluff body et que la profondeur de pénétration du gaz naturel dans l'écoulement change selon la vitesse d'injection du gaz naturel (et donc de la richesse), ce qui modifie la qualité du mélange.

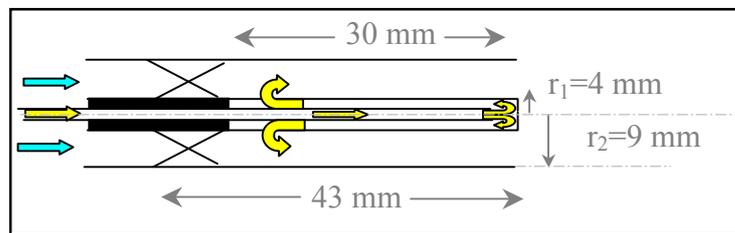


Figure II. 2-8 : Schémas de l'injecteur

Nous disposons de 3 injecteurs différents (nommé $S_{0.3}$, $S_{0.5}$, $S_{0.7}$) avec trois pas d'hélice différents (98 mm, 67 mm et 47 mm). Comme l'hélice du swirl a un pas constant, l'angle des pales par rapport à l'axe de l'injecteur varie avec la position radiale (Figure II. 2-9).

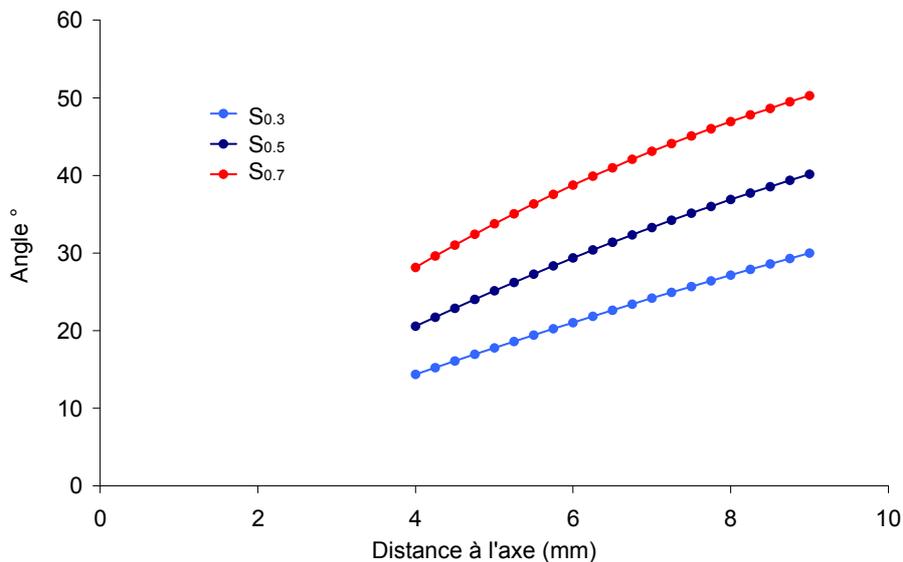


Figure II. 2-9 : Angle de swirl en fonction du rayon de l'injecteur

Calcul du nombre de swirl géométrique

Le nombre de swirl S décrit l'intensité initiale de la rotation de l'écoulement. Il s'exprime par:

$$S = \frac{G_\phi}{RG_x} \quad (1)$$

avec G_ϕ le flux (ou débit) de quantité de mouvement tangentielle, G_x le flux (ou débit) de quantité de mouvement axiale et R une distance caractéristique pour normaliser S . On prendra comme c'est l'usage le rayon de l'injecteur $R=r_2$ (voir Figure II. 2-8).

Le débit de quantité de mouvement tangentielle est exprimé par la relation (Monnot [58]) :

$$G_\phi = \int_0^{r_2} 2\pi\rho UW r^2 dr \quad (2)$$

avec r_2 le rayon de l'injecteur, U et W les vitesses axiale et tangentielle en un point et ρ la masse volumique.

Le débit de quantité de mouvement axiale est exprimé par la relation (Monnot [58]):

$$G_x = 2\pi \int_0^{r_2} \rho U^2 r dr + 2\pi \int_0^{r_2} (p - p_0) r dr \quad (3)$$

à partir des relations (1), (2) et (3) on obtient le nombre de swirl suivant:

$$S = \frac{1}{r_2} \frac{\int_0^{r_2} UW r^2 dr}{\int_0^{r_2} \rho U^2 r dr + \int_0^{r_2} (p - p_0) r dr} \quad (4)$$

le terme de pression est négligeable si $S \leq 0.8$ (Anacleto [3], Weber [92]) d'où:

$$S = \frac{1}{r_2} \frac{\int_0^{r_2} UW r^2 dr}{\int_0^{r_2} \rho U^2 r dr} \quad (5)$$

Les équations ne sont valables que pour un écoulement axisymétrique.

Cas des swirls axiaux avec déflecteurs à ailettes :

(adaptation de Lefebvre [51] au cas des pales à pas constant):

Soit \vec{V} la vitesse d'entrée.

Dans le swirl \vec{V} devient : $\vec{V} = \begin{cases} U \\ W = \frac{2\pi r U}{P_{as}} \end{cases}$ avec P_{as} le pas de l'hélice

$$D'où \quad G_\phi = 2\pi\rho \int_0^{r_2} UW r^2 dr = 2\pi\rho U^2 \int_0^{r_2} \frac{2\pi 2r^3}{P_{as}} dr = \frac{4}{4P_{as}} \pi^2 \rho U^2 (r_2^4 - r_1^4)$$

$$Si \text{ on néglige le terme de pression } G_x \approx 2\pi\rho U^2 \int_{r_1}^{r_2} r dr = \rho\pi U^2 (r_2^2 - r_1^2)$$

$$\text{d'où } S = \frac{G_\phi}{r_2 G_x} = \frac{\pi}{p_{as}} \frac{1}{r_2} \frac{r_2^4 - r_1^4}{r_2^2 - r_1^2} \quad \text{d'où } S = \frac{\pi}{p_{as}} \frac{r_2^2 + r_1^2}{r_2}$$

Dans notre cas le nombre de swirl géométrique s'écrit: $S=33.86/P_{as}$

Calcul expérimental du nombre de swirl

Les valeurs du nombre de swirl expérimental sont effectuées à partir des mesures de profil de vitesse réalisées à froid en sortie d'injecteur. La définition du nombre de swirl expérimental varie beaucoup d'un auteur à l'autre (Weber [92]). Dans un souci de cohérence avec le calcul du nombre de swirl géométrique, nous avons choisi de calculer le nombre de swirl expérimental à partir de l'expression (5). L'intégration est réalisée entre 0 et le rayon de l'injecteur r_2 .

Nom de l'injecteur	Pas de l'hélice	Nombre de swirl géométrique	Nombre de swirl expérimental
S _{0.3}	98 mm	0.34	0.33
S _{0.5}	67 mm	0.55	Non mesuré
S _{0.7}	47 mm	0.72	0.76

Tableau II. 2-1 : Nombre de swirl

Nous avons rassemblé dans le Tableau II. 2-1 les différentes correspondances entre le pas de l'hélice et les différents nombres de swirl. Nous pouvons constater des résultats très proches entre le nombre de swirl géométrique et le nombre de swirl expérimental.

Injecteur avec flamme pilote

La flamme pilote est créée simplement en perçant l'extrémité du bluff body (Figure II. 2-10). L'injecteur utilisé est le S_{0.7}. Les diamètres de l'orifice de la flamme pilote sont de 0.5 mm, 0.7 mm, 1 mm et 1.5 mm.

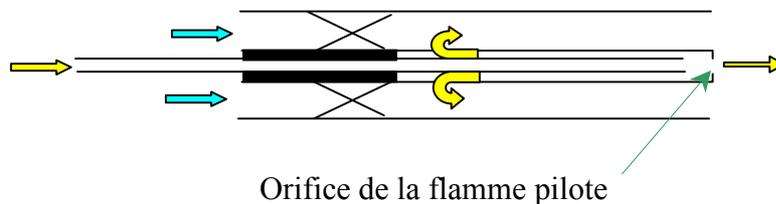


Figure II. 2-10 : Géométrie de l'injecteur munie d'une flamme pilote

II. 3 - Techniques de mesures

Plusieurs techniques de mesure ont été utilisées pendant cette étude:

- L'Anémométrie Doppler Laser pour mesurer des champs de vitesse.
- Une camera CCD et un photomultiplicateur pour visualiser la structure de la flamme par chimiluminescence sur le radical CH^* .
- Des capteurs de pression temporelle pour la mesure des instabilités de pression.
- Une baie d'analyse de gaz mesurant la constitution des gaz d'échappement.

Toutes ces mesures ont été réalisées avec le souci de perturber le moins possible la combustion. Quand cela est possible, plusieurs mesures sont effectuées simultanément pour conserver les mêmes conditions expérimentales. Les mesures de polluants et de pressions sont donc effectuées systématiquement à chaque expérience. La flamme de prémélange pauvre étant très sensible aux modifications des conditions expérimentales (par exemple avec un montage/démontage de la chambre) et aux phénomènes d'hystérésis, nous avons réalisé les expériences en minimisant ces biais de mesure. Par exemple, l'étude de la richesse est toujours effectuée sur des richesses décroissantes.

II. 3. 1 - Mesure des polluants

II. 3. 1. 1 Prélèvement d'échantillon de gaz

Les prélèvements des fumées sont effectués à la sortie de la chambre de combustion avant le col sonique (voir Figure II. 2-2 p 37). Nous utilisons une sonde traversant toute la conduite d'échappement, percée de multiples orifices afin d'obtenir un échantillon de gaz homogène et ainsi de s'affranchir de la répartition radiale des gaz à l'intérieur de la conduite. La température est un point critique pour l'analyse de la composition des gaz. La température doit être inférieure à 1000 K pour éviter les réactions chimiques (Colket [22]). Dans notre cas la température est inférieure à 1000 K dans la zone de prélèvement. Les réactions chimiques à cet emplacement peuvent être considérées comme étant très faibles et donc le gaz prélevé est supposé représentatif des gaz à la sortie de la cheminée.

Le transport des gaz s'effectue dans une gaine chauffée à 190 °C après avoir été refroidie grâce à un échangeur. Cette précaution évite la condensation de l'eau qui peut absorber une certaine quantité de CO_2 et différents polluants (Fanick [31], Chollet [21]).

II. 3. 1. 2 Analyse des gaz

Les gaz prélevés sont acheminés à la baie d'analyse Horiba EXSA-1500 qui permet de mesurer les concentrations de NO_x ($\text{NO} + \text{NO}_2$), CO , Hydrocarbures (C_nH_n), ainsi que les taux de CO_2 et O_2 .

- Les mesures de CO et de CO₂ sont réalisées par rayonnement infrarouge (NDIR : Infrarouge Non Dispersif). Un rayonnement est envoyé dans deux cellules remplies chacune par un gaz de référence et le gaz à analyser. La concentration en CO et CO₂ est déduite du rapport d'énergie absorbé entre les deux gaz. Les longueurs d'onde utilisées sont différentes pour les deux gaz (CO et CO₂).
- La mesure de O₂ utilise les propriétés magnétiques de cette espèce. Le gaz circule dans l'entrefer d'un électroaimant produisant un champ magnétique non uniforme. La présence de l'oxygène crée une différence de pression proportionnelle à la teneur en O₂.
- L'analyseur des hydrocarbures utilise la méthode FID (Flamme Ionisation Détection). Le gaz à mesurer est envoyé dans une flamme d'hydrogène. Un processus complexe d'ionisation a lieu dans cette flamme. Une forte tension est appliquée entre les deux électrodes placées autour de la flamme. Il se produit un courant ionique qui est fonction du nombre d'atomes de carbone contenus dans l'hydrocarbure. Le courant ainsi créé entre les deux électrodes est directement proportionnel à la concentration en hydrocarbure. Les concentrations d'imbrûlés sont rapportés à la concentration de CH₄ équivalent par le nombre de carbone.
- La mesure de NO et NO₂ s'effectue par chimiluminescence. De l'ozone est injecté dans un échantillon de gaz, il se produit alors la réaction suivante : $\text{NO} + \text{O}_3 \rightarrow \text{NO}_2^* + \text{O}_2$ puis le NO_2^* se désexcite en émettant un photon $\text{NO}_2^* \rightarrow h\nu + \text{NO}_2$
La mesure du flux de photon émis donne la concentration de NO. Le NO₂ est converti en NO avec l'aide d'un catalyseur Molybdène. La mesure du NO converti donne la concentration en NO₂.

Un sécheur élimine l'eau dans les gaz à analyser à l'entrée de la baie d'analyse, les mesures obtenues sont dites sur fumées sèches.

Le temps de réponse du système à été mesuré à 35 secondes. Les mesures effectuées sont moyennées sur 20 secondes, afin d'éviter des erreurs dues aux fluctuations de concentration. Seul les régimes établis sont étudiés, les mesures sont par conséquent relevées après stabilisation des concentrations.

Les concentrations de NO_x et de CO sont rapportées à une concentration d'oxygène de 15% par les relations suivantes :

$$(\%NO_x)_{15\%O_2} = (\%NO_x)_{mesuré} \left[\frac{V_{CO_2}}{V_{fo}} \frac{\%O_{2max} - 15\%}{\%O_{2max} (CO_2 + CO + CH_4)} \right]$$

$$(\%CO)_{15\%O_2} = (\%CO)_{mesuré} \left[\frac{V_{CO_2}}{V_{fo}} \frac{\%O_{2max} - 15\%}{\%O_{2max} (CO_2 + CO + CH_4)} \right]$$

avec V_{f_0} le volume de fumée sèche, V_{CO_2} le volume de CO_2 par unité de volume de gaz naturel ($V_{f_0}=9.27$ et $V_{CO_2}=1.12$ voir annexe I), $\%O_{2max}$ la concentration d'oxygène dans l'atmosphère en volume et $\%CO_2$, $\%CH_4$, $\%CO$ les concentrations en volume de CO_2 , CH_4 et CO dans les fumées.

II. 3. 2 - Mesures de vitesse

L'anémométrie Doppler Laser (ou ADL) est une mesure non intrusive, permettant de mesurer la vitesse de particule dans un écoulement. Les vitesses obtenues sont locales et instantanées. Cette méthode consiste à focaliser en un point deux faisceaux laser cohérents qui forment alors une zone d'interférence en forme d'ellipsoïde. Le domaine de mesure ainsi formé est composé de franges parallèles à la bissectrice des deux faisceaux laser. La succession de franges sombres et claires est parcourue par de petites particules en un temps Δt . Les particules en traversant les franges renvoient une lumière diffusée avec une fréquence Doppler f_D inverse au temps Δt .

Le temps de parcours dépend du module de la vitesse de la particule U ainsi que de la

taille de l'interfrange i : $f_D = \frac{1}{\Delta t} = \frac{U}{i}$

L'interfrange étant elle-même fonction de la longueur d'onde λ et de l'angle θ entre les deux

faisceaux. $i = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}}$

La fréquence Doppler est alors donnée par la relation: $f_D = \frac{2U}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}$.

La détermination du sens de l'écoulement s'effectue avec le décalage en fréquence d'un faisceau à l'aide d'une cellule de Bragg. Les franges d'interférence sont ainsi mises en mouvement permettant de lever l'indétermination du signe de la vitesse. La vitesse de défilement des franges doit néanmoins être supérieure à la vitesse maximale des particules. La vitesse mesurée est donnée par la relation suivante :

$$U = \frac{\lambda(f_D - f_B)}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad \text{avec } f_B \text{ la fréquence de Bragg}$$

La sonde ADL utilisée possède deux jeux de faisceaux de longueur d'onde différentes (488 nm et 514.5 nm). Les deux champs créés sont perpendiculaires. Ce dispositif rend accessible la mesure de deux composantes du vecteur vitesse simultanément.

Un déplacement du volume de mesure suivant la direction x et passant par l'axe longitudinal de la chambre de combustion permet de mesurer les vitesses U et V . Un déplacement du

volume de mesure suivant la direction y et passant l'axe longitudinal de la chambre de combustion permet de mesurer les vitesses U et W . Dans notre cas, nous ne pouvons théoriquement avoir accès qu'aux mesures des composantes U et W . Le déplacement, dans les trois dimensions, du volume de mesure est piloté par ordinateur (Figure II. 3-1). Le volume de mesure a un diamètre $90 \mu\text{m}$, et une longueur de 2.5 mm .

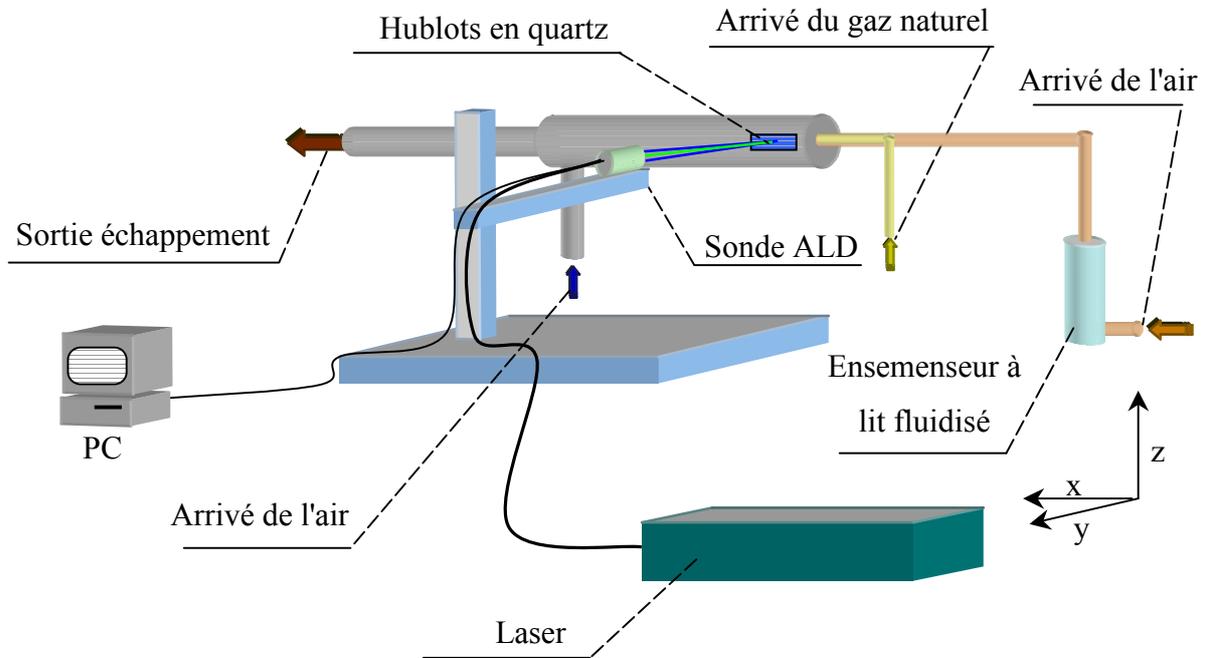


Figure II. 3-1 : Schémas de montage de l'ADL

L'ensemencement est le point le plus délicat pour la mesure ADL. Les particules doivent être injectées en continu dans l'écoulement. L'ensemenseur utilisé est constitué d'un tube équipé d'un poreux (voir Figure II. 3-2). L'air traversant le poreux entraîne une certaine quantité de particules, ce qui permet un ensemencement homogène. La densité de particules dans la chambre de combustion s'effectue en réglant le débit d'air dans l'ensemenseur. Pour des questions de pressurisation, l'air de l'ensemenseur ne provient pas d'une dérivation de l'alimentation de la chambre. Cependant une estimation basée sur les émissions a permis de montrer que ce débit était négligeable par rapport au débit total d'air.

Les particules utilisées doivent suivre l'écoulement le plus fidèlement possible. Dans le cas des écoulements réactifs, les particules doivent en plus résister aux températures élevées. Trois types de particules solides ont été testées: l'oxyde d'alumine, l'oxyde de zirconium et l'aérozil (billes de silice).

Un autre paramètre important à prendre en considération dans notre configuration est l'encrassement de l'installation. Les particules se collent aux parois de la chambre et sur les hublots. Il faut donc très régulièrement nettoyer les hublots en quartz. L'aérozil a été rapidement écartée car les particules étaient trop électrostatiques. Elles étaient attirées par les hublots, rendant toutes mesures impossibles. Les oxydes d'alumine et oxydes de zirconium

ont présenté des caractéristiques d'encrassement moindre. Notre choix s'est donc porté sur l'oxyde d'alumine au coût plus faible que l'oxyde de zirconium. Les particules d'oxyde d'alumine (Al_2O_3) ont un diamètre assez important de $5 \mu m$, une masse volumique de $3.3 g m^{-3}$ et une température de fusion de $2100 ^\circ C$. La capacité thermique de l'oxyde d'alumine est plus élevée que les gaz de combustion (Contini [23]). Un très fort ensemencement réduit la température des gaz et peut donc changer l'écoulement. Nous supposons que ce changement est négligeable par rapport aux autres incertitudes liées à la mesure. A cause du nettoyage fréquent des hublots, les mesures sont fractionnées en plusieurs expériences pour un seul cas expérimental. Le nombre de points de mesure effectué par demi-journée (expérience, démontage, nettoyage et remontage) variait de 3 à 24.

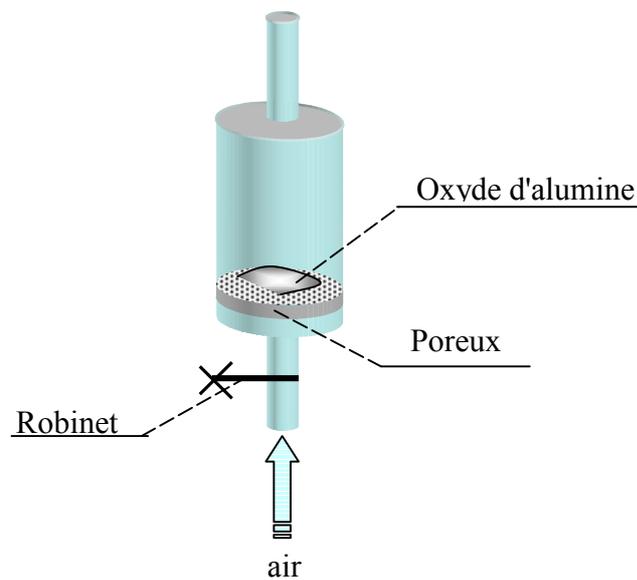


Figure II. 3-2 : Ensemenseur

La traversée des deux hublots ne pose pas de problème car elle induit juste un décalage constant de la zone de mesure. Le repérage de l'axe du brûleur s'effectue à partir du centre du bluff body à l'intérieur de la chambre.

Les mesures sans réaction ont été uniquement réalisées à la base de l'injecteur ($x=2 mm$) afin de connaître les conditions d'injections et de calculer le nombre de swirl.

A cause des contraintes expérimentales (confinement, double hublot, encrassement, inhomogénéité du nombre de particules dans l'écoulement créé par le swirl) le nombre de particules captées en chaque point est insuffisant pour pouvoir calculer les échelles intégrales. Il nous a été également impossible d'avoir accès au spectre fréquentiel de la vitesse.

II. 3. 3 - Mesures du radical CH*

Le CH* est produit principalement par la réaction de C₂H avec l'oxygène (Najm [60]). La longueur d'onde de l'émission est de 431.5 nm. Le pic d'émission de CH* est visible sur le spectre d'émission de notre flamme obtenue par Taupin [86] (Figure II. 3-3).

L'émission spontanée du radical CH* est un bon indicateur de la zone de réaction, de plus, il est simple à mettre en place. Mais la mesure exige certaines conditions d'utilisation.

Si les émissions de CH* sont proportionnelles au débit et linéaires à la richesse pour les flammes laminaires ou faiblement turbulentes, elle ne l'est plus pour les flammes fortement turbulentes (Samaniego [74], Najm [60]). Le CH* est issu d'une réaction de la consommation des hydrocarbures. Mais de forts étirements peuvent diminuer cette voie réactionnelle au profit d'une autre, l'émission de CH* n'est alors plus représentative du taux de réaction.

De même, la dépendance de l'émission de CH* avec le débit ou la richesse, diminue lorsque la pression augmente (Higgins [41]). Enfin, une forte température d'entrée (supérieure à 400 °C) rend l'émission de CH* indépendante de la richesse (Taupin [86]).

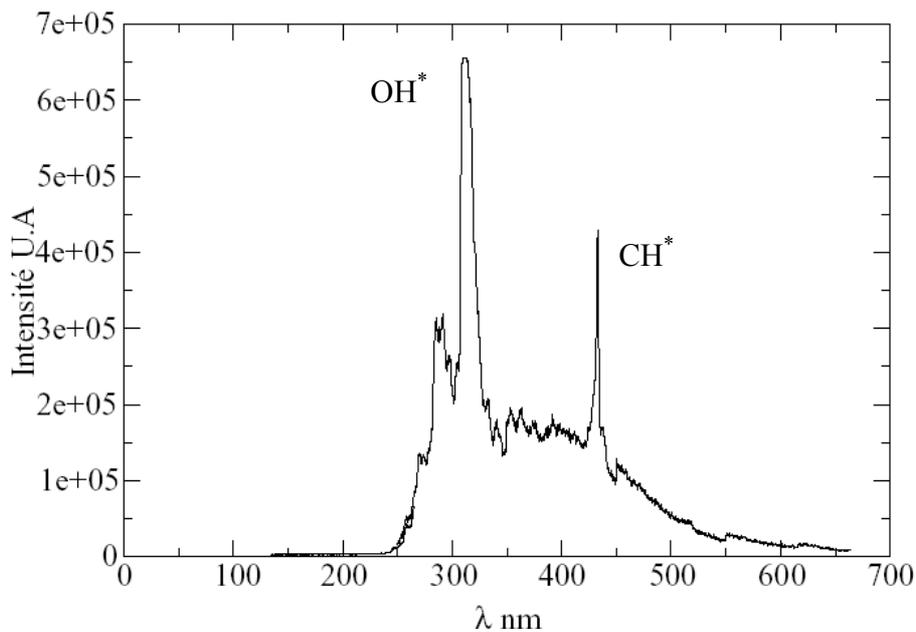


Figure II. 3-3 : Spectroscopie de la flamme (Taupin [86])

Dans nos conditions expérimentales, la pression (5 bar) et les températures d'entrées (250 °C maximum) sont suffisamment faibles pour éviter ces écueils. Nous avons vérifié la linéarité de la richesse avec la chimiluminescence de CH* de notre flamme de prémélange. L'émission spontanée du radical CH* comme mesure du dégagement de chaleur dans notre cas est donc justifiée.

L'émission du radical est sélectionnée par deux filtres: un filtre passe bande de largeur 180 nm centrée autour de 410 nm et un filtre passe haut à la fréquence de coupure de 390 nm.

Camera CCD intensifiée

Les images de chimiluminescence sont réalisées avec une caméra CCD intensifiée (LaVision : Flamstar2, 14 bytes, 384*285 pixel², avec un champ de 5.5*4.1 cm² et Princeton : Princeton Imax 16 bit, 512*512 pixel², avec un champ de 11.94*11.94 cm²). A chaque mesure, 300 images sont effectuées. Le temps d'ouverture de la camera est de 100 ms.

Un calibrage spatial de ces images est utilisé à l'aide d'une mire. Malheureusement celle-ci ne peut être utilisée pour déterminer les coordonnées absolues de l'image par rapport à l'injecteur pour la chambre en INOX car, lors de la combustion, la chambre se dilate sous l'effet de la chaleur. Le déplacement de la chambre peut atteindre plus de 3 mm. Nous avons résolu ce problème en déterminant graphiquement la position par rapport à l'injecteur à partir d'une image avec un contraste renforcé. Cette manipulation doit être répétée à chaque série de mesure.

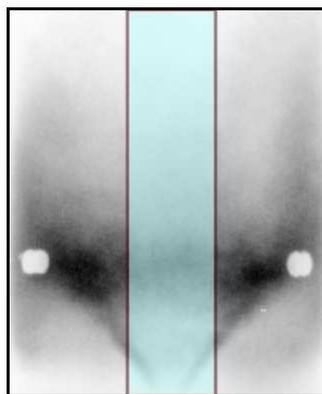


Figure II. 3-4 : Accès optique de la chambre semi-industrielle (rectangle bleu) par rapport à la chambre complète (image de fond)

La chambre de combustion semi-industrielle ne permet qu'un accès optique restreint. Sur la Figure II. 3-4 nous avons superposé l'image entière de la flamme (obtenue avec la chambre transparente) avec le hublot de la chambre semi-industrielle (rectangle bleu). Seul 1/4 de la chambre est visible.

Les images instantanées font l'objet d'un traitement avant analyse avec la soustraction du bruit (image sans combustion).

Photomultiplicateur

Deux mesures différentes de chimiluminescence du radical CH^* sont réalisées avec les photomultiplicateurs: des mesures *globales* et des mesures *locales*.

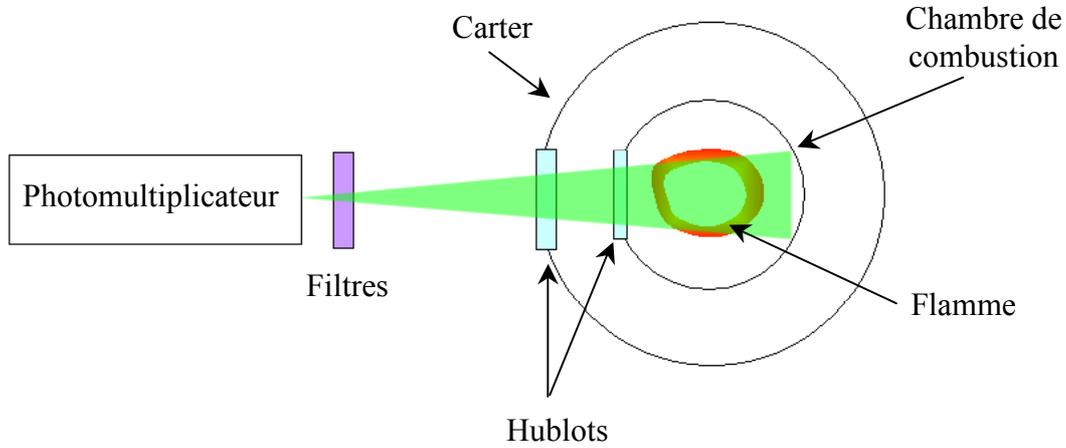


Figure II. 3-5 : Mesure de chimiluminescence globale

Les mesures globales sont réalisées avec un photomultiplicateur avec l'acquisition de l'émission totale provenant de toute la zone de visualisation (Figure II. 3-5).

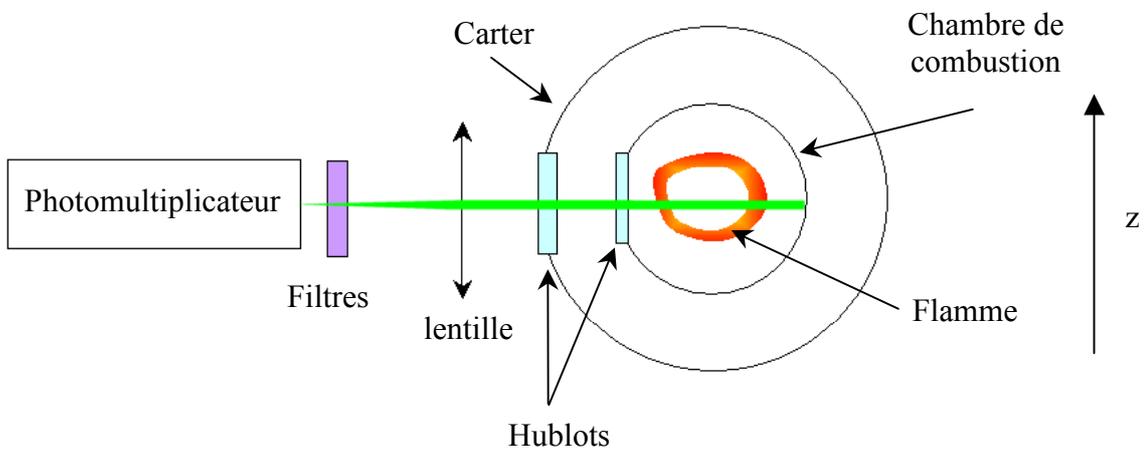


Figure II. 3-6 : Mesure de chimiluminescence locale

Les mesures *locales* de chimiluminescence du radical CH^* sont réalisées avec un photomultiplicateur (Hamamatsu) associé à une lentille de focale de 76 mm. Le volume de mesure correspond à un cylindre d'environ 3 mm de diamètre (Figure II. 3-6).

Les mesures au photomultiplicateur sont effectuées tous les 3 mm sur l'axe longitudinal x et tous les 2 mm le long de l'axe radial y (voir la définition des axes Figure II. 3-1). Les

déplacements s'effectuent manuellement. Les mesures sont effectuées, le long de l'axe z, sur un rayon car l'émission de CH^* est supposée axisymétrique.

Ces mesures sont donc beaucoup plus longues que pour la camera, puisqu'elles sont de 3 heures pour un diagnostic complet d'une partie de la flamme contre une minute avec la camera. Cette durée pose le problème de la stabilité du régime de fonctionnement de la flamme. En effet, les différents systèmes de maintien de la pression et des débits connaissent une légère dérive. Ces déviations qui ont lieu essentiellement lors des régimes pauvres nous obligent à modifier manuellement le débit et la pression pour maintenir les conditions expérimentales constantes.

L'intérêt du photomultiplicateur par rapport à la camera CCD est de fournir une cartographie temporelle de l'émission de CH^* et donc une localisation fréquentielle des instabilités non disponibles avec la camera.

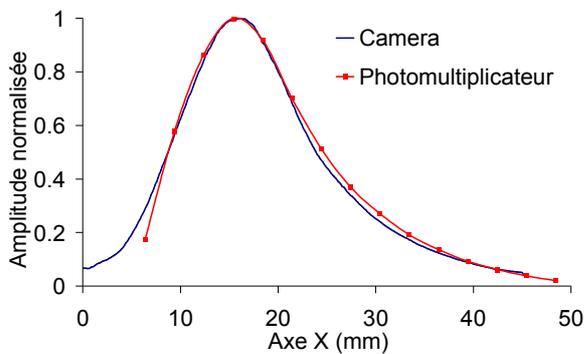


Figure II. 3-7 : Comparaison des mesures sur l'axe de chimiluminescence moyenne entre la camera et le photomultiplicateur

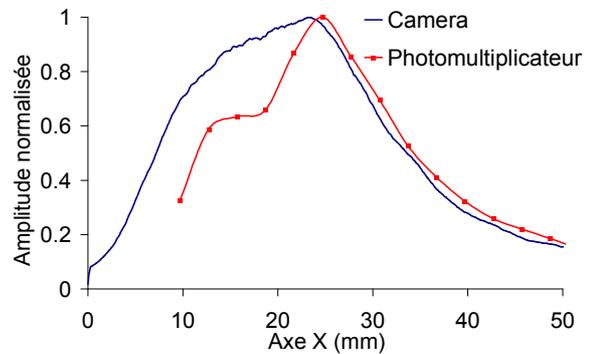


Figure II. 3-8 : Comparaison de l'écart type des mesures sur l'axe de chimiluminescence entre la camera et le photomultiplicateur

Les mesures de chimiluminescence avec le photomultiplicateur sont normalisées à partir des mesures réalisées avec la camera. La Figure II. 3-7 représente les émissions recueillies avec la camera et le photomultiplicateur le long de l'axe du brûleur. Les valeurs ont été moyennées sur le diamètre de la chambre puis normalisée. Les résultats montrent que les deux techniques sont équivalentes pour la moyenne. L'écart type est aussi similaire excepté au niveau de la base de la flamme (Figure II. 3-8).

II. 3. 4 - Mesures de pression

L'étude de la stabilité de la flamme nécessite la connaissance des fluctuations de dégagement de chaleur (chimiluminescence sur le radical CH^*) et des fluctuations de pression.

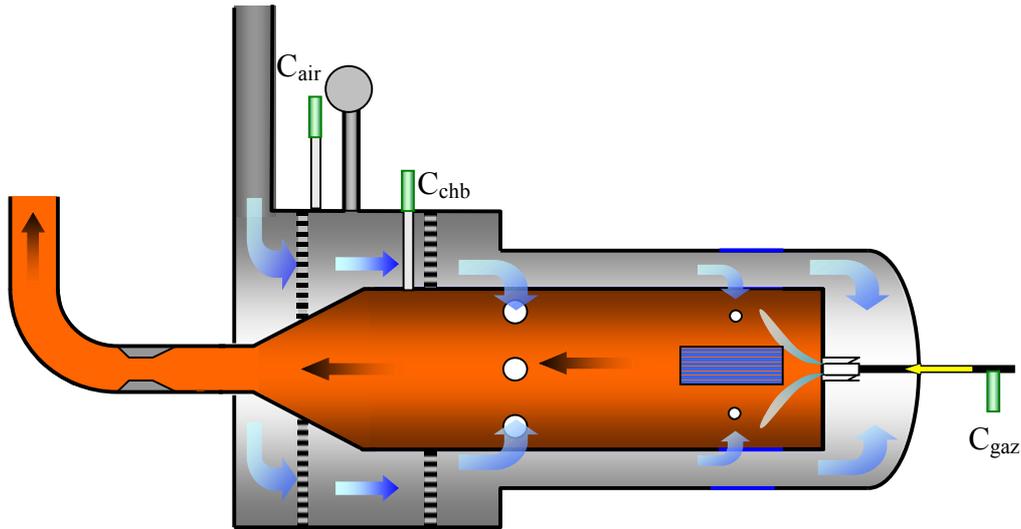


Figure II. 3-9 : Emplacement des capteurs de pression dynamique

Les fluctuations de pression sont obtenues à l'aide de deux capteurs piézoélectriques (Kisler 6043A60 et 6052A). Leurs fréquences de coupure sont respectivement de 70 kHz et de 130 kHz, leurs précisions de 20 pc bar^{-1} et 19 pc bar^{-1} . Les capteurs sont reliés à un amplificateur (Kisler 5011B) avec une fréquence de coupure de 70 kHz. Les mesures sont réalisées avec les deux capteurs simultanément à une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz pendant 3.6 s (soit 2^{15} points de mesures). Une carte d'acquisition (Data-Translation 3001) permet l'enregistrement des données sur ordinateur.

Les capteurs de pression dynamiques ont été positionnés à trois emplacements différents: C_{chb} , C_{air} et C_{gaz} (Figure II. 3-9). Le capteur 6052A est placé sur la ligne de gaz en amont de l'injecteur (emplacement C_{gaz}). Le deuxième capteur est situé comme référence en C_{chb} . Les conditions de température ne permettent pas son installation à l'intérieur de la chambre. Ce capteur est donc situé sur l'enveloppe extérieure du carter à l'extrémité d'un tube de 11 mm de diamètre et de 60 mm de long débouchant à l'intérieur de la chambre de combustion. Ce système nous donne accès aux fluctuations de pression à l'intérieur de la chambre. Un autre emplacement a été utilisé pour ce capteur de pression: C_{air} . A cet emplacement le capteur mesure les fluctuations de l'arrivée d'air dans le carter. Le capteur, comme dans le cas C_{chb} , est perpendiculaire à l'écoulement. Le capteur C_{air} est relié à la chambre par un tube de même longueur afin d'avoir des conditions de mesure identiques au capteur C_{chb} .

II. 4 - Traitements des données

Dans ce paragraphe sont présentés les calculs effectués à partir des données brutes. Il s'agit principalement du traitement du suivi temporel de la pression. Les traitements réalisés à partir des mesures couplées entre les deux capteurs de pression et le photomultiplicateur seront également explicités.

II. 4. 1 - Calcul de la richesse

La richesse globale est obtenue en prenant en compte le débit d'air total (air de dilution plus l'air de combustion). Les vitesses en sortie d'injection mesurées par ADL nous fournissent le débit d'air issu de l'injecteur. La proportion du débit d'air passant par l'injecteur ainsi obtenue nous donne une bonne approximation de la richesse de combustion (ou richesse primaire). Le rapport entre la richesse primaire (ϕ_p) et la richesse globale (ϕ_g) est de 3.18*.

Les richesses sont calculées soit avec les débits d'entrées soit avec la mesure du taux d'oxygène ou de CO₂ dans les fumées à partir des relation suivantes :

A partir des débits : $\phi_g = \frac{Q_{vgaz}}{Q_{vair}} V_{ao}$ (1)

A partir de taux d'oxygène $\phi_g = \frac{1}{1+e}$ avec

$$e = \frac{V_{fo}}{V_{ao}} \frac{\%O_2 - \%CO/2 - 2\%CH_4}{\%O_{2max} - \%O_2 + \frac{3.78}{4.78} (\%CO/2 + 2\%CH_4)}$$
 (2)

A partir de taux de CO₂ $\phi_g = \frac{1}{1+e}$ avec $e = \frac{V_{CO_2}}{V_{ao}} \frac{1 - \%CO/2 - 2\%CH_4}{\%CO^2 + \%CO + \%CH_4} - \frac{V_{fo}}{V_{ao}}$ (3)

avec V_{fo} le volume de fumée sèche, V_{CO_2} le volume de CO₂ par unité de volume de gaz naturel ($V_{fo}=9.27$ et $V_{CO_2}=1.12$ voir annexe I), $\%O_{2max}$ la concentration d'oxygène dans l'atmosphère en volume et $\%CO_2$, $\%CH_4$, $\%CO$ les concentrations en volume de CO₂, CH₄ et CO dans les fumées et V_{ao} le pouvoir comburivore.

La Figure II. 4-1 montre une comparaison entre ces différents calculs. Sur ces graphiques sont représentées les températures en sortie de chambre en fonction de la richesse globale pour différentes expériences. La courbe en rouge représente la température théorique calculée dans le cas adiabatique. Nous pouvons constater une grande dispersion des valeurs pour la richesse mesurée avec le débit. Ce calcul fait intervenir de nombreux paramètres: débit d'air,

* Pour l'injecteur de S_{0,7} uniquement

débit de gaz naturel, pression et température. L'incertitude sur la richesse additionne toutes les incertitudes de mesures liées aux différents appareils de mesure, d'où la dispersion des résultats observés.

Les mesures de CO₂ et O₂ ne présentent pas le même problème car ils ne font intervenir que l'analyseur de gaz. De plus les termes %CH₄, %CO des équations (2) et (3) sont souvent nul dans notre cas, les calculs de richesse ne dépendent donc plus que des taux de CO₂ et O₂. La mesure avec l'oxygène présente un écart avec la courbe théorique contrairement aux richesses déduites avec le CO₂ qui reste fidèle aux valeurs théoriques. Nous prendrons toujours dans la suite les richesses calculées à partir du taux de CO₂.

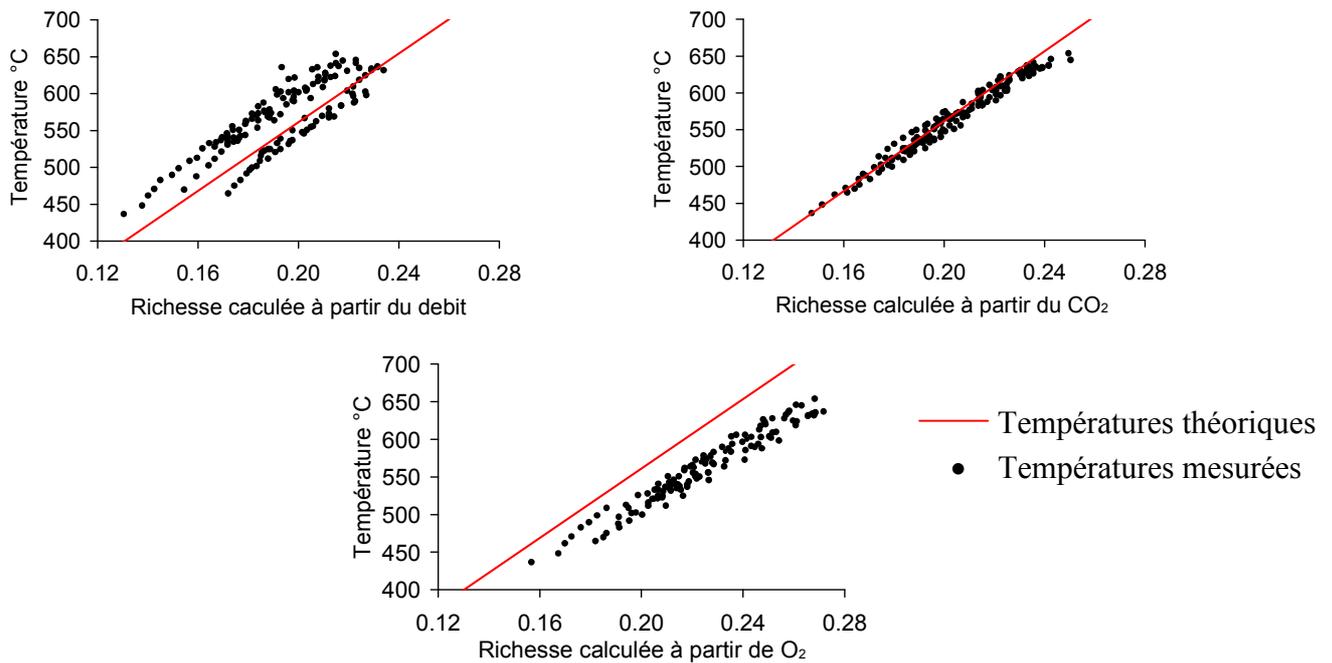


Figure II. 4-1 : Comparaison des différentes méthodes de calcul de richesse globale

II. 4. 2 - Densité spectrale de puissance

Les fluctuations de pressions sont exprimées en kPa. Ces fluctuations auraient pu aussi être exprimées en décibels. La conversion entre les deux s'effectue par la relation suivante :

$$S_{xx} (dB) = 10 \log_{10} \frac{S_{xx} (Pa^2 / Hz)}{P_{ref}^2 / \Delta f_{ref}}$$

ou p_{ref} correspond à une valeur de référence de $2 \cdot 10^{-5}$ Pa et

Δf_{ref} une bande fréquentielle de référence de largeur 1 Hz (Bernier [8]).

Densité spectrale de puissance

Sur chaque signal nous appliquons une transformée de Fourier rapide (ou FFT : Fast Fourier Transform) et nous en déduisons la densité spectrale de puissance définie par $S_{xx} = |SS^*|$ (avec S la transformée de Fourier du signal et S* son conjugué).

II. 4. 3 - Cohérence

La cohérence correspond à un coefficient de corrélation spectral. Il nous fournit une information importante sur l'interaction entre deux signaux. Le calcul de la cohérence nous permet ainsi de valider le calcul de la phase entre le signal de pression et l'émission de CH*. Un exemple de résultat obtenu pour la cohérence entre ces deux signaux est montré sur la Figure II. 4-2 pour les fréquences inférieures à 1500 Hz. La fréquence à 130 Hz et ses harmoniques apparaissent clairement dans cet exemple.

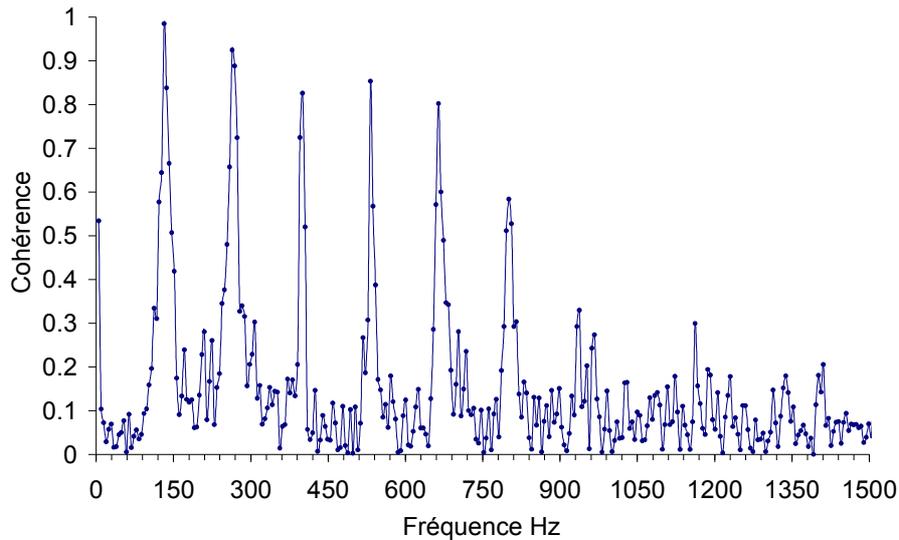


Figure II. 4-2 : Exemple de cohérence

Le calcul de la cohérence s'effectue à partir de la densité spectrale de puissance croisée. Elle est définie par $S_{xy} = |S_x S_y^*|$ avec S_x la transformée de Fourier du premier signal s_x et avec S_y la transformée de Fourier du deuxième signal s_y .

L'algorithme de calcul de la cohérence est réalisée à partir de l'algorithme de calcul de la densité spectrale de puissance de Poinot [66] (Figure II. 4-3) avec la méthode de la transformée de Fourier à fenêtre glissante (ou transformée de Gabor).

Un intervalle de durée τ est sélectionné pour avoir un bon compromis sur la résolution spectrale. Nous avons choisi de découper le signal initial par 16 (soit 2 048 points). Les densités spectrales de chaque signal S_{xx} et S_{yy} , et la densité spectrale croisée S_{xy} sont calculées pour chaque intervalle τ . La fenêtre τ est ensuite décalée de Δt (Blondel [10]). Pour éviter tous biais, la translation Δt est calculée aléatoirement ($0 < \Delta t < 82$). Puis on calcule à nouveau les densités spectrales sur ce nouvel intervalle. L'algorithme s'arrête lorsque l'on atteint la durée de l'échantillonnage de mesure initiale T . Le nombre total de fenêtres effectuées est d'environ 200. Le calcul de la cohérence est appliqué après avoir calculé la moyenne des différentes densités spectrales.

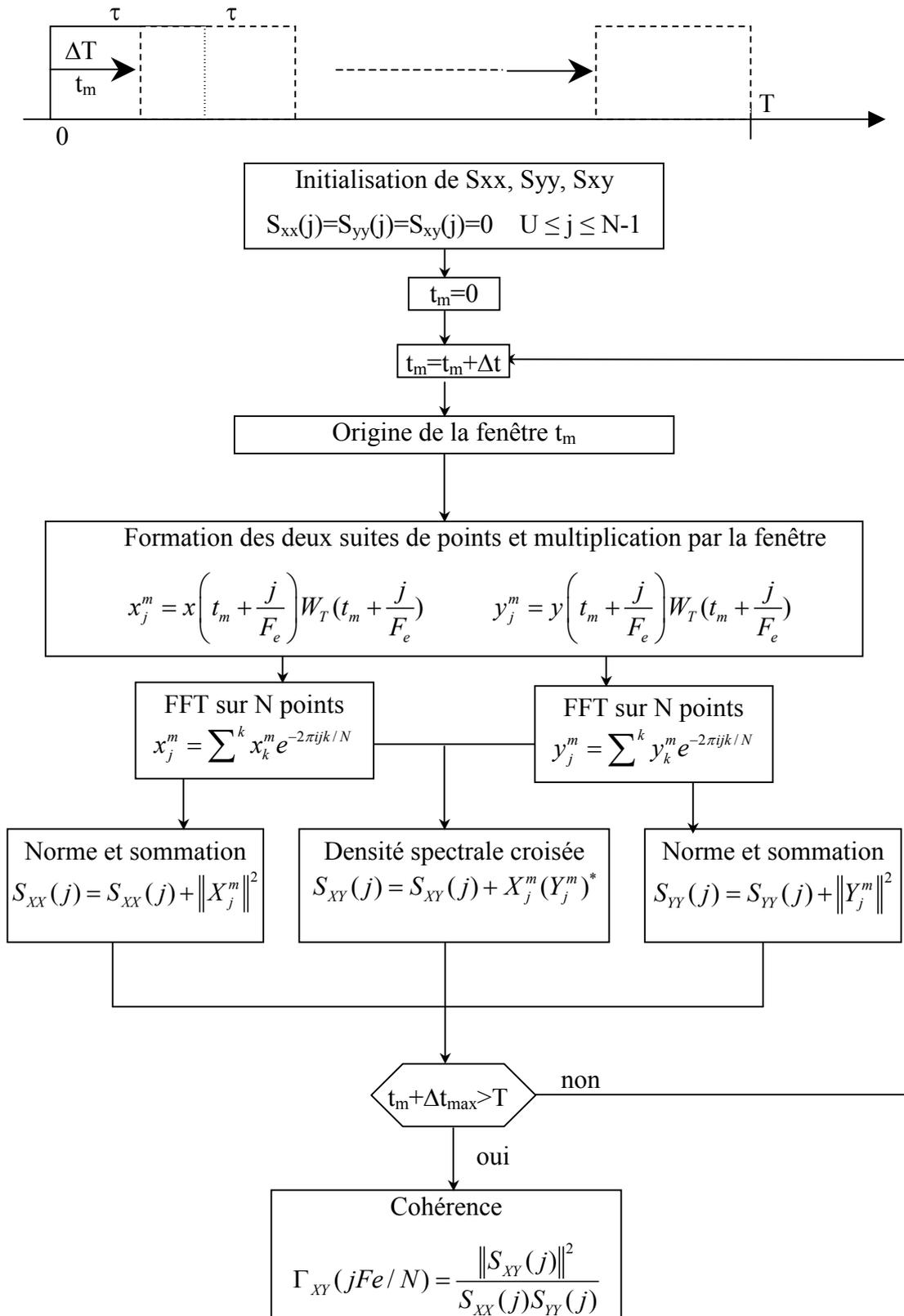


Figure II. 4-3 : Algorithme de calcul de la cohérence

II. 4. 4 - Déphasage

Le déphasage est donné par $\phi = \arg(S_y/S_x)$ avec S_y et S_x les transformées de Fourier complexe de s_x et s_y . Le déphasage entre deux signaux est calculé avec la fenêtre glissante.

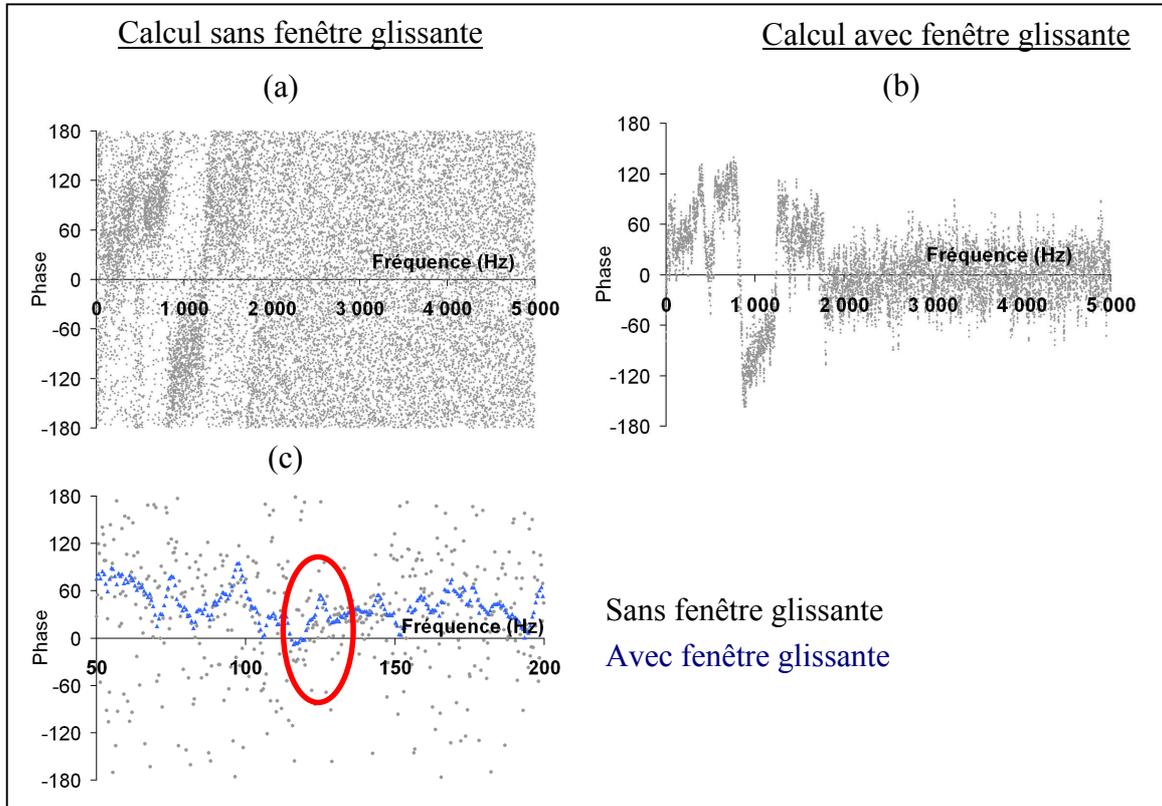


Figure II. 4-4 : Déphasage avec et sans fenêtre glissante

Nous pouvons constater ici l'efficacité de cette méthode pour filtrer le bruit sur la Figure II. 4-4. En contre partie la résolution spectrale est moins importante car le signal d'échantillonnage est plus court. Dans cet exemple le graphique (c) est un zoom sur les fréquences [50 Hz, 200 Hz]. Le cercle rouge représente la fréquence qui nous intéresse. Nous pouvons voir pour cette fréquence le gain de précision apporté par la fenêtre glissante. Pour les autres fréquences, les deux signaux sont indépendants (ici l'émission de CH^* et la pression en C_{chb}). Le déphasage mesuré est donc aléatoire comme le prouve le nuage de point de la figure (a). Dans ce cas le résultat obtenu n'a aucun sens physique avec ou sans fenêtre glissante. Les résultats sont donc à prendre avec précaution. Nous utilisons les mesures de cohérence pour valider le calcul de déphasage. Tous les déphasages avec une cohérence inférieure à 0.6 seront rejetés.

Un autre avantage de la fenêtre glissante est la possibilité de suivre le déphasage au cours du temps. Si on prend $\Delta t = 1$ s on se retrouve avec une série de spectres espacés de $(1/F_c)$ seconde. Evidemment plus on voudra un suivi précis dans le temps (donc une fenêtre courte) plus on perdra de précision dans le domaine fréquentiel.

Chapitre III - Etude de la configuration de référence

CHAPITRE III - ETUDE DE LA CONFIGURATION DE REFERENCE	59
III. 1 - CHAMPS AERODYNAMIQUES	61
III. 1. 1 - Champs de vitesse sans combustion.....	61
III. 1. 2 - Champs de vitesse avec combustion	62
III. 2 - MESURES DE L'EMISSION SPONTANEE DU RADICAL CH*	66
III. 2. 1 - Justification de l'émission spontanée du CH* comme traceur de la réaction	66
III. 2. 2 - Structure de la zone de réaction	67
III. 3 - INSTABILITES	71
III. 3. 1 - Calcul des fréquences acoustiques	71
III. 3. 2 - Fluctuations temporelles	73
III. 3. 3 - Etude spectrale des fluctuations	74
III. 3. 4 - Effet de la richesse sur les fluctuations	77
III. 3. 4. 1 Amplitude des fluctuations	77
III. 3. 4. 2 Localisation des instabilités	83
III. 3. 4. 3 Déphasage entre l'émission de CH* et la pression	84
III. 3. 4. 4 Instabilité de l'alimentation en gaz naturel et d'air.....	86
III. 4 - ETUDE DES POLLUANTS.....	88
III. 5 - CONCLUSION.....	90

Ce chapitre est consacré à l'étude de la configuration de référence correspondant à la géométrie de la chambre de combustion définie par Microturbo au début du programme. Les paramètres de référence associés à cette étude sont les suivants:

- débit d'air $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$ (nombre de Reynolds de 27 000)
- température d'entrée $T_{\text{entrée}}=30 \text{ °C}$
- pression de la chambre $P_{\text{ch}}=5 \text{ bar}$
- distance injecteur-jet d'air secondaire $d_{\text{ia}}=36 \text{ mm}$
- injecteur $S_{0.7}$ ($S=0.7$)

Cette étude servira de base à l'étude paramétrique qui sera traitée au prochain et dernier chapitre.

Dans la première partie nous traiterons la structure de l'écoulement par une analyse des champs de vitesse. Nous aborderons ensuite l'émission spontanée du radical CH^ qui nous renseignera sur la position et l'intensité de réaction. Ensuite, la flamme sera étudiée sous ses aspects dynamiques avec les fluctuations de l'émission du radical CH^* et de la pression. Enfin, nous présenterons brièvement les émissions polluantes et les plages de fonctionnement du brûleur en fonction de la richesse.*

III. 1 - Champs aérodynamiques

III. 1. 1 - Champs de vitesse sans combustion

Les mesures de vitesse dans l'écoulement sans réaction ont été réalisées afin de mesurer le nombre de swirl ainsi que la proportion d'air passant par l'injecteur. Cette proportion permettra par la suite de calculer la richesse primaire à partir de la richesse globale mesurée. Les mesures sont réalisées à 2.6 mm à la sortie de l'injecteur.

Les profils des champs de vitesse Figure III. 1-1 obtenus sont caractéristiques des écoulements à swirl (Solero [83]). Les maxima des vitesses axiales (U) et tangentielles (W) sont situés au niveau de l'extrémité de l'injecteur ($y=10 \text{ mm}$ et $y=-10 \text{ mm}$). La largeur de la zone où la vitesse tangentielle est nulle, se trouve juste à la verticale du bluff body ($y=\pm 4 \text{ mm}$). Au centre de l'écoulement, la vitesse axiale négative montre l'existence d'une zone de recirculation interne (ZRI).

Si la composante axiale U est symétrique par rapport à l'axe, ce n'est pas le cas de la composante radiale W. Cette dissymétrie est due à un décentrage probable de la sonde de mesure par rapport au bluff body, qui est lui même légèrement décentré par rapport à l'injecteur. Des difficultés pour centrer parfaitement la zone de mesure ont été également rencontrées par Solero [83]. C'est pour cette raison que les vitesses tangentielles, très sensibles au décentrage, ne seront plus présentées dans la suite de ce rapport.

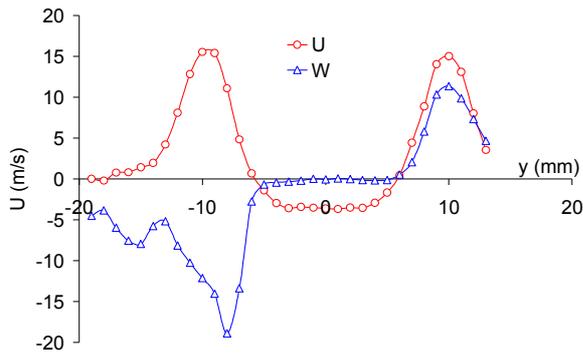


Figure III. 1-1 : Profils radiaux des vitesses axiales et tangentielles sans réaction à $x=2.6$ mm

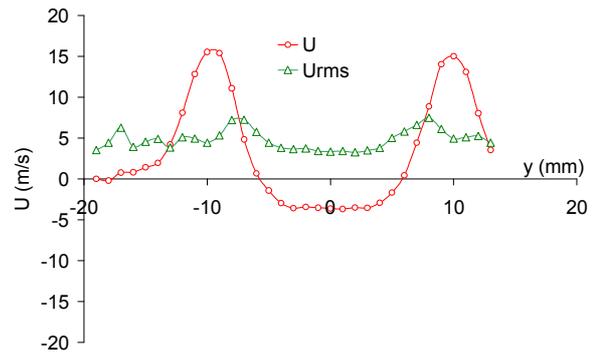


Figure III. 1-2 : Profils radiaux des fluctuations des vitesses axiales à $x=2.6$ mm

Le débit d'air sortant de l'injecteur calculé par intégration du profil axial sur la section permet de déduire, connaissant le débit total, que 32 % de l'air total mesuré passe par l'injecteur. Ainsi par la suite on pourra passer indifféremment de la richesse primaire à la richesse globale mesurée par la relation: $\phi_g = \phi_p \times 0.32$

Le nombre de swirl calculé à partir des profils axiaux et tangentiels vaut 0.76 et est en accord avec la valeur prédite par la géométrie de l'injecteur (Tableau II. 2-1 p43).

Les fluctuations de la vitesse axiale, tracées sur la Figure III. 1-2, montrent qu'elles sont plus importantes aux plus forts gradients de la vitesse correspondant à la limite de la zone de recirculation interne. Les fluctuations de vitesse tangentielle sont constantes le long du diamètre. Solero [83] a obtenu des résultats similaires sur les fluctuations.

III. 1. 2 - Champs de vitesse avec combustion

Dans l'écoulement avec combustion, nous avons réalisé des mesures pour un cas pauvre à $\phi_g=0.21$, toujours au débit d'air $Q_m=88.9$ g s⁻¹. Pour des raisons pratiques et de gain de temps seul un demi profil a été réalisé. Le deuxième demi profil est reconstruit par symétrie axiale. Les mesures sont effectuées avec un pas de 5 mm sur la direction radiale (y) et un pas de 7 mm sur la direction axiale (x).

La Figure III. 1-3 montre que le jet annulaire sortant de l'injecteur s'élargit sous la forme d'un cône de demi-angle $\Psi=35^\circ \pm 7^\circ$ dans la chambre de combustion. L'augmentation de l'angle est conditionnée à la fois par l'accélération centrifuge et l'élargissement brusque. A l'inverse la dépression au centre de l'écoulement tend à diminuer l'angle. Avec ce même injecteur, Taupin [86] a trouvé un angle d'évasement constant avec et sans confinement montrant ainsi que seul le nombre de swirl est primordial pour ce type d'écoulement. L'écoulement issu de l'injecteur impact les parois de la chambre de combustion au niveau des injections radiales d'air secondaire dans la chambre (flèche bleue).

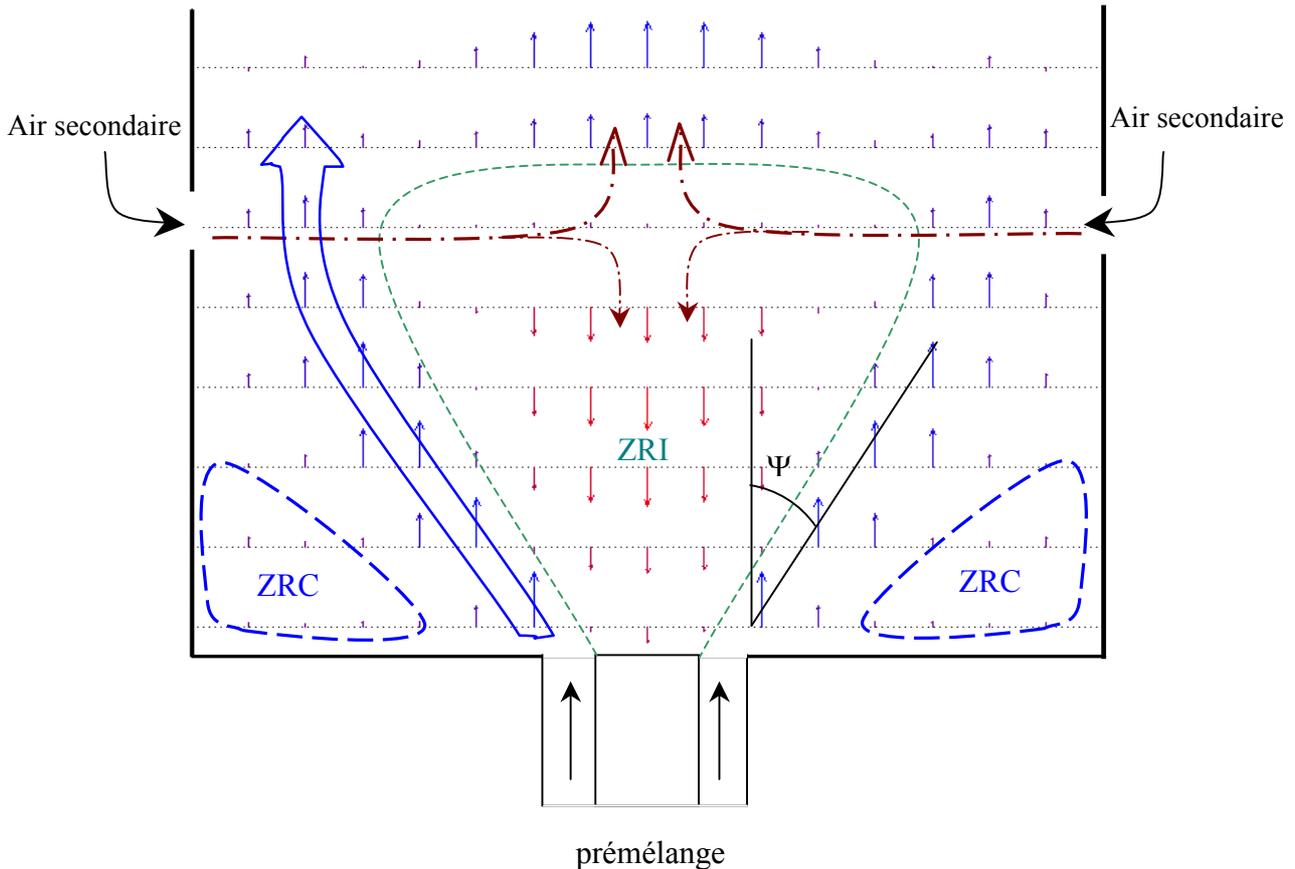


Figure III. 1-3 : Champ de vitesse de l'écoulement en réaction (cas pauvre, $\phi_g=0.21$)

Bien que ne pouvant pas représenter les composantes radiales de l'écoulement, nous pouvons distinguer l'existence de zones de recirculations dans l'écoulement par l'inversion des vitesses axiales.

La zone de recirculation interne (ZRI) est située au centre de l'écoulement. Elle est engendrée par le swirl. Son diamètre maximal est de 45 mm et sa longueur est de 36 mm. A l'intérieur de la ZRI, la vitesse augmente progressivement jusqu'au centre de la chambre.

La zone de recirculation de coin (ZRC) est créée par l'élargissement brusque. Bien que cette recirculation ne soit pas visible sur la Figure III. 1-3, nous pouvons supposer son existence. Cette recirculation a été visualisée par Taupin [86] avec le même injecteur sur la chambre de combustion transparente (Figure III. 1-4). Ses mesures ont montré que les vitesses négatives étaient faibles et que la zone où la vitesse était négative est très étroite. C'est cette dernière raison et notre maillage relativement grossier qui font que nous n'avons pas pu mesurer la ZRC.

Nous constatons que les orifices d'air secondaire perturbent beaucoup l'écoulement. L'air secondaire impacte dans la zone de recirculation et casse la structure de l'écoulement. Par conséquent la ZRI s'achève au niveau du jet d'air. Juste après cette zone, la vitesse se trouve rapidement augmentée au centre de la chambre par l'apport d'air supplémentaire. En marron, nous avons tracé sur la Figure III. 1-3 le parcours supposé de l'air secondaire. Nous supposons

qu'une partie de celle-ci est également aspirée par la ZRI et participe indirectement à la combustion.

La vitesse maximale mesurée à la sortie de l'injecteur se conserve dans la zone de mesure. La diminution de vitesse provoquée par l'élargissement brusque est compensée par l'accélération due à la hausse de la température.

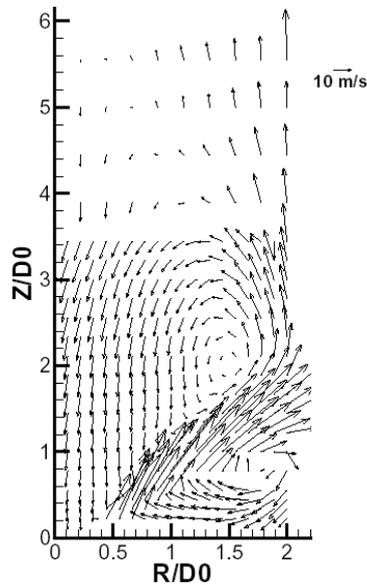


Figure III. 1-4 : Champ de vitesse de l'écoulement en réaction obtenu par Taupin [86]

Effet de la richesse sur le champ de vitesse

Des mesures de vitesse ont été réalisées également à une richesse plus élevée ($\phi_g=0.23$), dans ce cas, l'encrassement plus important des hublots n'a pas permis de réaliser des profils radiaux complets (Figure III. 1-5).

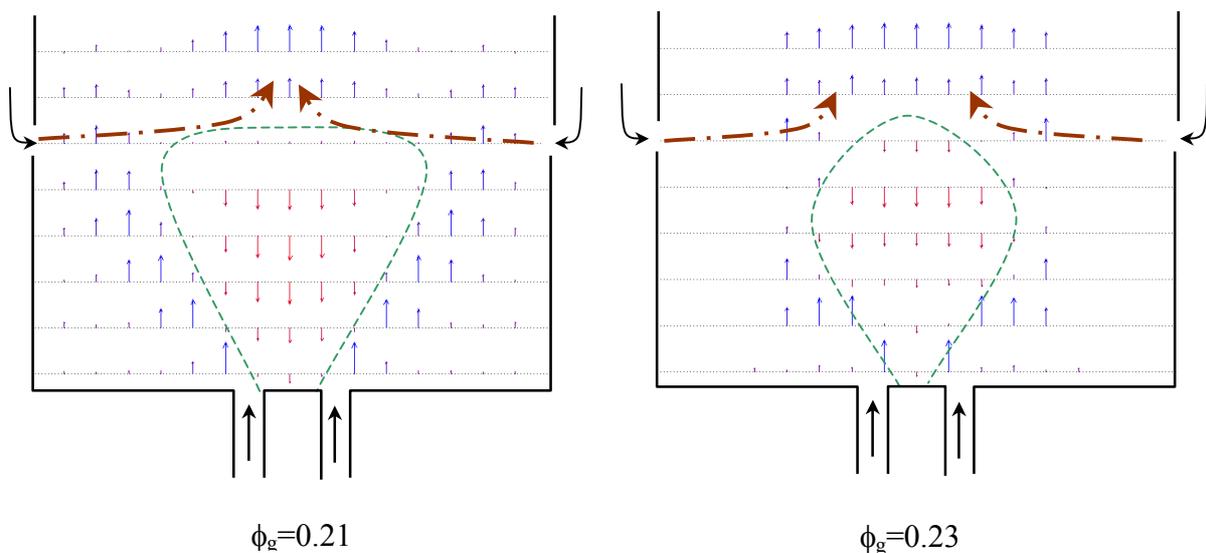


Figure III. 1-5 : Champs de vitesse axiale pour les richesses $\phi_g=0.21$ et $\phi_g=0.23$

Dans le cas riche, le maximum de vitesse à la sortie de l'injecteur se situe plus près du bluff body que dans le cas pauvre, où le maximum de vitesse se situait à l'extrémité de l'injecteur. Cette différence est due à la précision de positionnement de la mesure de la sonde ADL et à la largeur du maillage utilisé.

La diminution de la vitesse dans la ZRI (de -17 m s^{-1} à -14 m s^{-1}) montre que l'intensité de la recirculation décroît lorsque la richesse augmente. Au contraire, Heitor [40] avait constaté un accroissement de la vitesse avec l'élévation de la richesse à débit d'air constant. Il explique ces résultats par l'augmentation de la température. Quant à Tangirala [85], il perçoit une différence entre réactif et non réactif, mais ne constate aucune modification entre différentes richesses.

La différence entre nos observations et celles de la littérature provient du rôle important joué par l'injection radiale de l'air secondaire. L'accroissement de la richesse de combustion entraîne une élévation de la température et par conséquent une augmentation de la vitesse axiale U . Les jets radiaux d'air pénètrent alors moins profondément dans l'écoulement et la quantité de l'air secondaire recirculée dans la ZRI diminue, réduisant ainsi la vitesse des gaz recirculés.

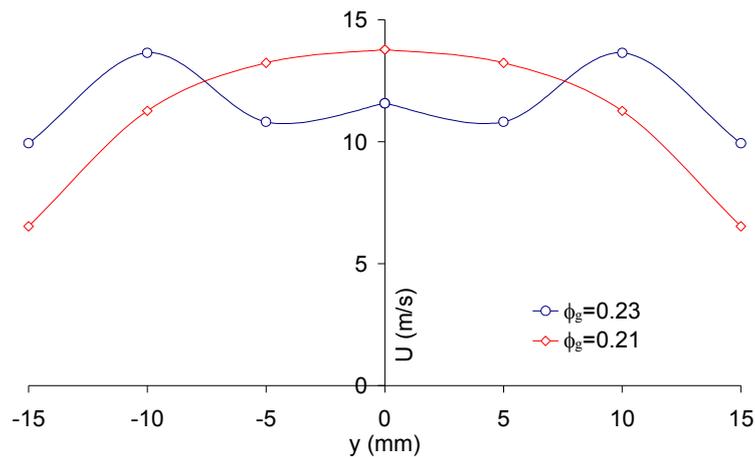


Figure III. 1-6 : Profils de vitesse axiale pour les richesses de $\phi_g=0.21$ et de $\phi_g=0.23$ pour $x=49 \text{ mm}$

Cette hypothèse est confirmée par le profil de la vitesse axiale mesuré juste au dessus de la ZRI. Sur la Figure III. 1-6 nous avons tracé le profil de vitesse axiale à $x=49 \text{ mm}$ pour les deux richesses $\phi_g=0.21$ et $\phi_g=0.23$. Dans le cas pauvre, le maximum de vitesse ($U=13.8 \text{ ms}^{-1}$) est situé sur l'axe de la chambre ($y=0 \text{ mm}$). Dans le cas riche, nous ne retrouvons pas une vitesse maximum mais deux pics de chaque côté du centre ($y=10 \text{ mm}$ et $y=-10 \text{ mm}$) qui montrent la mauvaise pénétration des jets radiaux. Le cheminement probable de l'air secondaire est tracé en marron sur la Figure III. 1-5.

Sur la Figure III. 1-5 nous pouvons aussi voir que la diminution du confinement créée par le jet d'air secondaire a aussi pour effet d'allonger légèrement la ZRI pour $\phi_g=0.23$.

L'augmentation de la richesse est aussi connue pour diminuer le nombre de swirl local (Weber [92]). En effet la hausse de la température augmente la vitesse axiale mais pas la vitesse tangentielle (Hillemanns [43], Heitor [40]). L'élévation de richesse conduit donc à réduire la largeur de la ZRI (40 mm contre 45 mm).

III. 2 - Mesures de l'émission spontanée du radical CH*

Cette étude réalisée à l'aide d'une caméra CCD permet l'obtention d'images instantanées des émissions spontanées du radical CH* de la flamme. Nous rappelons que les images présentées correspondent aux émissions de CH* intégrées sur toute l'épaisseur du volume de mesure.

III. 2. 1 - Justification de l'émission spontanée du CH* comme traceur de la réaction

Nous avons vu au chapitre II que l'analyse de l'émission spontanée du radical CH* dépendait des conditions expérimentales. Afin de justifier l'utilisation du radical CH*, dans le but de localiser les zones de réaction, nous avons calculé l'intensité moyenne du CH* émis par l'ensemble de la flamme que nous avons reportés en fonction de la richesse globale (Figure III. 2-1).

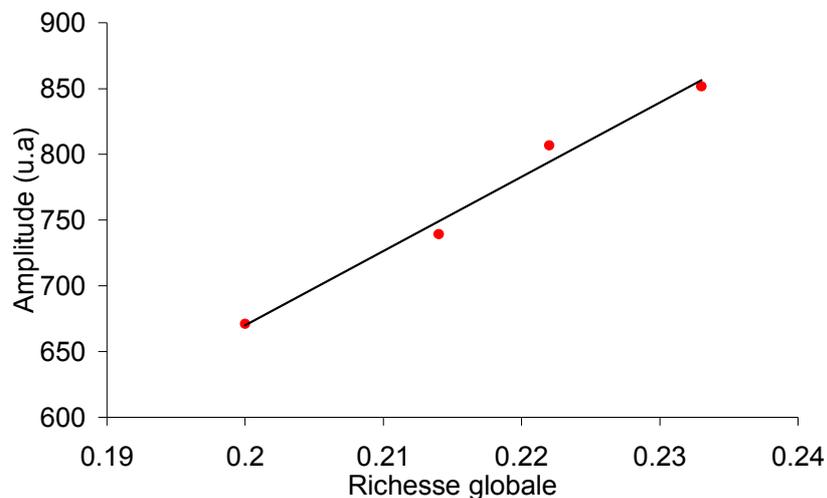


Figure III. 2-1 : Emission totale moyenne de CH* en fonction de la richesse

Nous pouvons constater que l'émission totale augmente linéairement avec la richesse globale comme cela avait été constaté par Higgins [41] dans le cas d'une flamme prémélangée laminaire. Cela montre que dans nos conditions expérimentales, l'émission de CH* se comporte encore comme un bon indicateur du taux de réaction.

III. 2. 2 - Structure de la zone de réaction

a) Images moyennes de l'émission spontanée du CH^*

Afin d'étudier la structure de la flamme, nous avons représenté Figure III. 2-2 les images des émissions de CH^* pour plusieurs richesses. Les images de la moyenne, de l'écart type et de l'écart type normalisé, réalisées à partir de 300 images instantanées, sont présentées pour chaque richesse. L'écart type normalisé est obtenu par la normalisation de l'écart type par la valeur moyenne de l'émission de CH^* .

Le trait rouge sur les figures représente la position de l'arrivée de l'air secondaire.

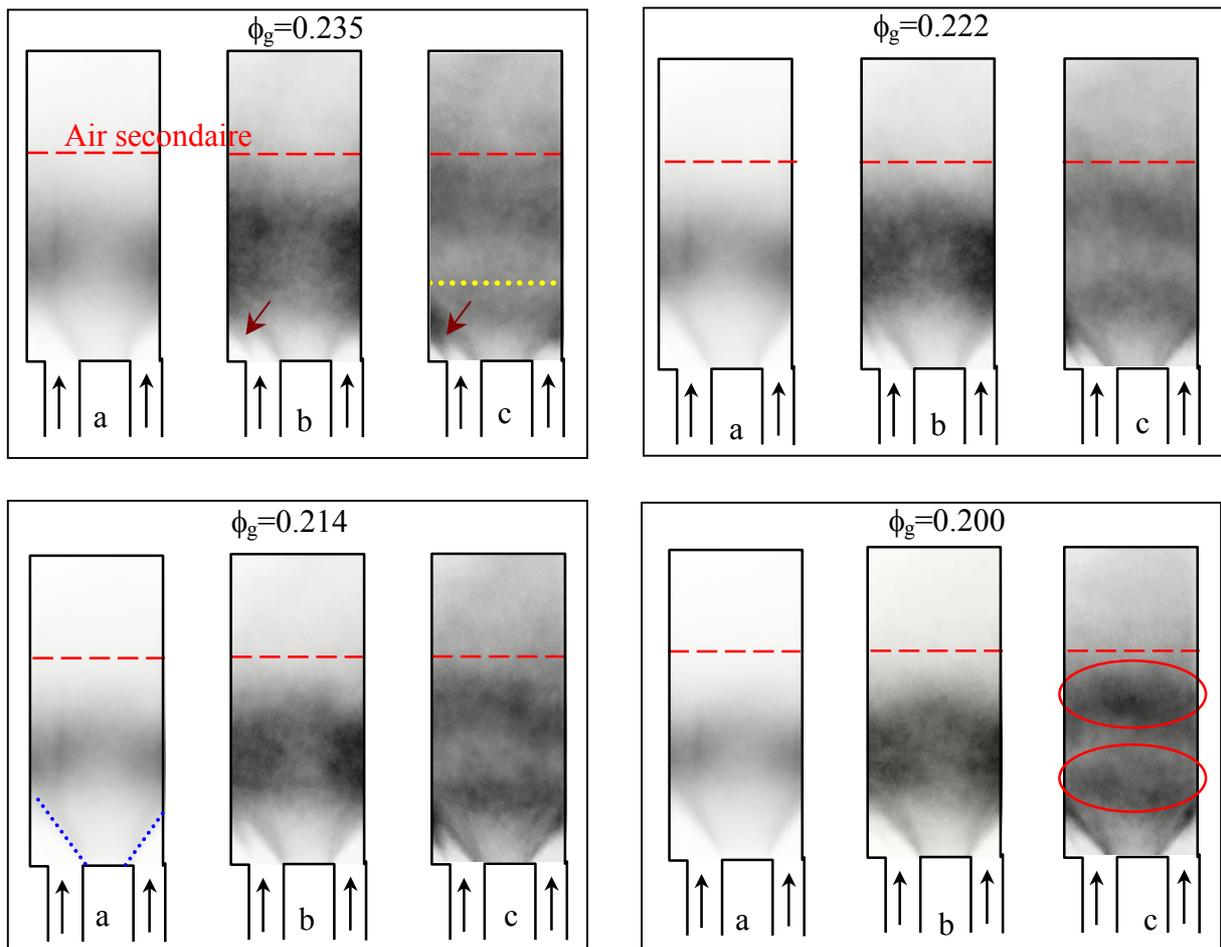


Figure III. 2-2 : Images de l'émission spontanée de CH^*

a) moyenne; b) écart type; c) écart type normalisé

A partir de ces images nous pouvons dire que quelque soit la richesse, la flamme est accrochée sur le bord intérieur de l'injecteur (Bluff body) et se développe dans la chambre de combustion sous la forme d'un cône (pointillé bleu pour $\phi_g=0.214$). L'angle de ce cône est de 38° quelque soit les richesses, proche de celui trouvé par ADL (35°).

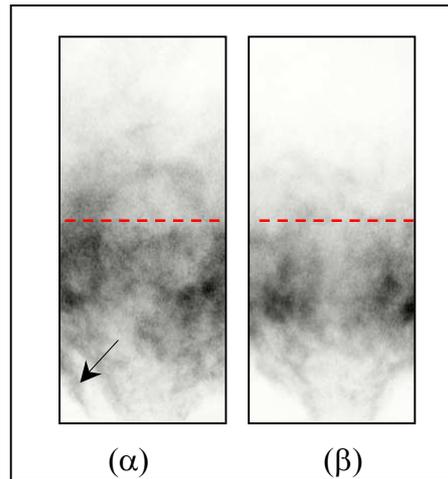


Figure III. 2-3 : Images instantanées d'émission CH^* ($\phi_g=0.233$)

Deux images types instantanées sont présentées sur la Figure III. 2-3. Ces deux images sont effectuées dans les mêmes conditions expérimentales, mais elles sont prises à deux instants différents. Sur l'image de gauche (α), en plus de l'accrochage sur le bord intérieur du bluff body, nous pouvons observer la présence d'une zone de combustion plus intense (flèche noir) qui n'apparaît pas sur l'image de droite (β). Ces deux structures de flammes sont observées pour toutes les richesses, mais l'apparition des flammes instantanées α augmente avec la richesse.

b) Fluctuation de l'émission spontanée du CH^* dans la zone réactive

Le calcul de l'écart type de l'émission de CH^* permet de quantifier les zones de combustion subissant de forte fluctuation.

Les fluctuations des émissions de CH^* sont représentées sur la Figure III. 2-2 images (b). Nous observons au niveau de la zone d'accrochage un cône ayant un fort contraste (gris à l'intérieur (forte fluctuation) et blanc à l'extérieur (faible fluctuation)) montrant que la zone d'accrochage ne fluctue pas en position mais surtout en intensité. Sur le bord extérieur de l'injecteur nous observons l'existence d'une zone d'accrochage pour toutes les richesses. La fluctuation de combustion de cette zone augmente avec la richesse comme le montre la Figure III. 2-2. La fluctuation de combustion entraîne une fluctuation des gaz brûlés dans la ZRC, laquelle peut à son tour intervenir sur la combustion. Nous avons donc un mécanisme potentiel conduisant aux amplifications des instabilités. Bradley [12], qui observe aussi une fluctuation de combustion dans la ZRC, relie la fréquence de ces instabilités à la fréquence de résonance acoustique de la chambre.

L'existence d'une zone réactive accrochée sur le bord extérieur de l'injecteur peut être expliquée par deux phénomènes:

- les gaz brûlés recirculés dans la ZRC. Leur température augmente avec l'accroissement de la richesse ce qui favorise l'allumage et donc l'accrochage. Ce phénomène a été montré par Bradley [12].

- la distribution de richesse en sortie de l'injecteur. Taupin [86] a montré sur un injecteur identique que le mélange était légèrement plus riche sur le bord intérieur que sur le bord extérieur. Il a aussi montré que ce phénomène s'estompait lorsque la richesse augmentait. Des calculs Fluent réalisés par Debray [25] ont montré que la flamme était accrochée des deux cotés de l'injecteur lorsque le mélange était homogène et qu'il n'était accroché que sur le bluff body dans le cas de richesse stratifiée mesurée par Taupin [86].

Ces deux explications induisent l'augmentation de la combustion accrochée sur l'extérieur de l'injecteur avec l'élévation de la richesse constatée.

Une meilleure lecture des zones d'instabilités est obtenue en normalisant l'écart type avec l'émission moyenne (Figure III. 2-2). Nous observons sur ces images que deux zones de forte intensité apparaissent de part et d'autre de la position de la flamme moyenne (cercle rouge), ce qui signifie que dans ces zones la fluctuation est relativement importante par rapport à l'émission moyenne du CH^* .

c) Evolution axiale du signal d'émission de CH^*

A partir des images précédentes, nous avons effectué, pour une hauteur donnée, la moyenne de l'émission du radical CH^* . Les profils axiaux sont tracés sur la Figure III. 2-4 pour les quatre richesses étudiées. Deux précautions doivent être prises lors de la lecture de ces graphiques:

- près de l'injecteur (que nous appellerons zone d'accrochage de la flamme) l'émission de CH^* dépend fortement du rayon. La limite de la zone d'accrochage de la flamme est représentée en pointillés vert sur la Figure III. 2-2 et Figure III. 2-4.
- loin de l'injecteur (après la zone d'accrochage de la flamme), la moyenne calculée ne correspond pas à l'ensemble de la flamme car la petite taille du hublot ne sélectionne qu'une partie de la flamme. Néanmoins nous pouvons prendre ces mesures pour quantifier l'influence de la richesse sur la dimension et l'intensité de la zone de réaction.

Les profils axiaux montrent que l'émission de CH^* a un profil gaussien. La flamme moyenne est centrée à 2 cm de l'injecteur. On constate que lorsque la richesse s'élève de $\phi_g=0.20$ à $\phi_g=0.22$, la flamme s'allonge vers l'aval de l'écoulement. La zone d'accrochage de la flamme ne bouge pas en position ni en intensité. A partir de la richesse $\phi_g=0.23$, la zone d'accrochage de la flamme évolue différemment, ce qui se traduit par une intensification et un rapprochement de la position du maximum d'intensité vers l'injecteur. Ce rebroussement de la position du maximum en fonction de la richesse peut s'expliquer par l'augmentation de la température de la ZRC lors de l'élévation de la richesse. L'initiation de la réaction peut alors s'effectuer plus près de l'injecteur et rapprocher la flamme vers l'injecteur. Une preuve de l'augmentation des conditions favorables à l'initiation de la combustion proche de l'injecteur nous a été donnée avec la mesure de l'écart type. En effet, nous avons observé l'augmentation de la présence du bras d'accrochage (flamme α) avec l'augmentation de la richesse.

La flamme proche de l'injecteur sera nommée par la suite flamme de type I et la flamme éloigné de l'injecteur flamme de type II. La distinction entre les deux types de flamme ne peut ici s'effectuer qu'en observant plusieurs profils à différentes richesses. Soulignons le fait que les deux structures de flamme (α et β) sont présentes pour les deux types de flamme (I et II).

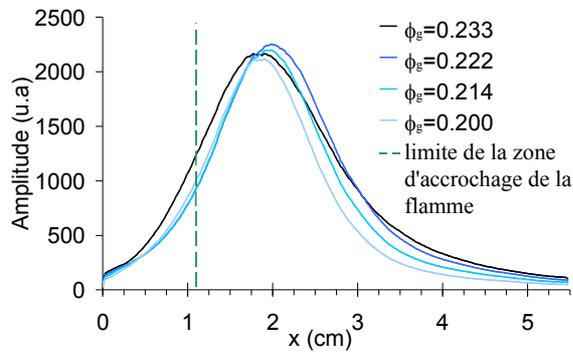


Figure III. 2-4 : Profils axiaux de CH^* en fonction de la richesse

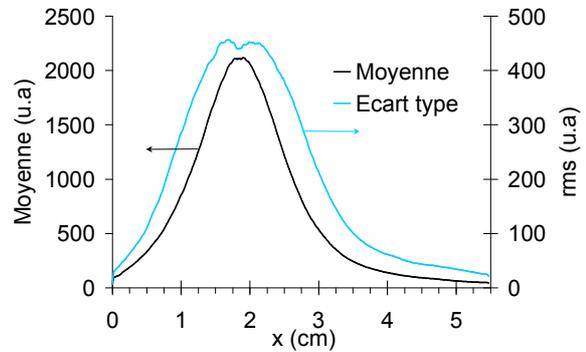


Figure III. 2-5 : Profils axiaux de l'écart type et de la moyenne de l'émission de CH^* pour la richesse $\phi_g=0.2$

Un profil des fluctuations d'émissions de CH^* est représenté sur la Figure III. 2-5 avec le profil moyen pour la richesse de $\phi_g=0.2$. Les instabilités sont localisées de part et d'autre du maximum de la zone de combustion. Notons que le niveau des fluctuations de l'émission de CH^* est élevé puisque le maximum de l'écart type correspond à 20 % du signal moyen.

d) Position de la flamme dans l'écoulement

Dans le cas des flammes de prémélange, la flamme se stabilise là où la vitesse de l'écoulement est opposée à la vitesse de combustion (Gupta [36]). La couche de cisaillement constitue la zone d'accrochage classique pour les flammes à swirl (Vanoverberghe [89]). Dans notre cas lorsque l'on superpose le champ de vitesse moyen et les images moyennes d'émission de CH^* (Figure III. 2-6), on voit que la flamme se stabilise dans la zone de cisaillement entre le jet de sortie d'injecteur et la ZRI (structure β). La deuxième zone d'accrochage apparaît dans la zone de cisaillement entre le jet et la ZRC (structure α). Les deux flammes sont schématisées sur la Figure III. 2-7.

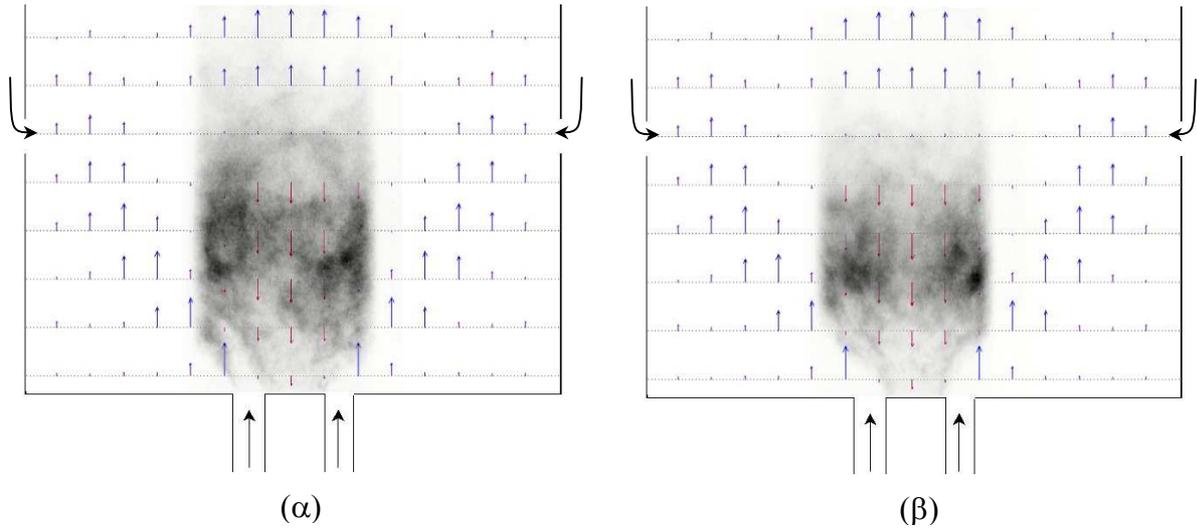


Figure III. 2-6 : Superposition de la zone réactive (CH^*) au champ de vitesse pour les deux structures de flamme ($\phi_g=0.21$)

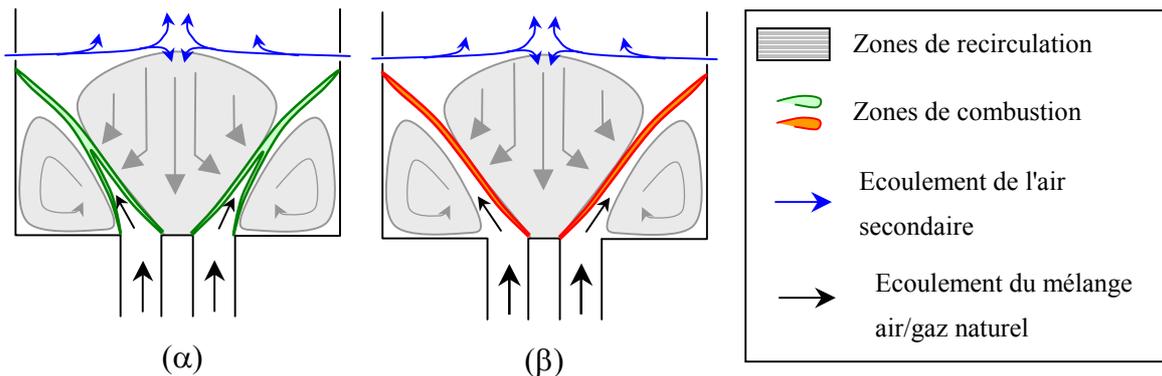


Figure III. 2-7 : Position de la flamme par rapport aux zones de recirculations

III. 3 - Instabilités

III. 3. 1 - Calcul des fréquences acoustiques

Les instabilités les plus fréquemment rencontrées dans les chambres de combustion sont les fréquences de résonance du brûleur. Les ondes acoustiques peuvent s'y propager selon les modes transversaux, d'Helmholtz et longitudinaux.

- La fréquence transversale d'un cylindre est limitée à la fréquence de coupure f_t définie par:

$$f_t = \frac{1.84}{\pi D_c} a_0 \quad \text{avec } a_0 = \sqrt{\gamma r T} \quad \text{la vitesse du son, } r \text{ constante des gaz parfaits, } \gamma \text{ le}$$

rapport des capacités thermiques, T la température du cylindre et D_c le diamètre du cylindre.

La plus petite fréquence transversale calculée est de 2400 Hz.

- La fréquence d'Helmholtz est calculée par la relation (Gupta [36]):

$$f = \frac{a_0}{2\pi} \sqrt{\frac{A_e}{L_e V_c}} \quad \text{avec } L_e \text{ la longueur d'une conduite, } A_e \text{ sa section, } V_c \text{ le volume de}$$

l'enceinte et a_0 la vitesse du son (Figure III. 3-1).

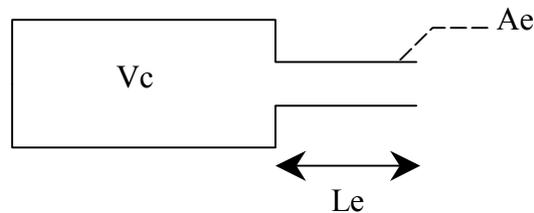


Figure III. 3-1 : Résonateur d'Helmholtz

- Le mode acoustique le plus courant est la fréquence de résonance longitudinale. La résonance longitudinale d'un tuyau aux sections fermées est calculée par la relation suivante:

$$f = \frac{a_0}{2L} \quad \text{avec } L \text{ sa longueur.}$$

Trouver la source responsable des fréquences acoustiques est délicat dans notre installation. La première difficulté est de déterminer la partie de l'installation responsable de l'instabilité acoustique. Les nombreux tubes sont autant de sources de résonance acoustique potentielle. Le deuxième problème concerne l'estimation de la température. Dans une chambre de combustion la température varie fortement dans l'espace. La fréquence longitudinale doit être calculée en prenant en compte la variation axiale de la température.

La fréquence de résonance d'un tube avec une variation de la température est donnée par la relation (Seo [78]):

$$f = \frac{1}{2 \int_0^L \frac{dx}{\sqrt{\gamma r T}}} \quad (1)$$

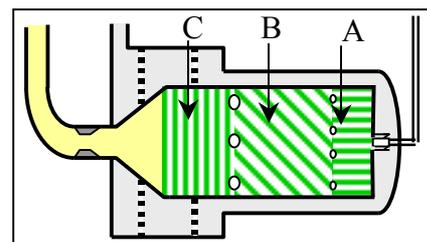


Figure III. 3-2 : Répartition des zones de calcul

Malheureusement la répartition de la température selon l'axe du brûleur n'est pas accessible expérimentalement. Pour contourner ce problème nous modéliserons la fréquence de résonance de la chambre de combustion en calculant la température adiabatique* de trois parties où la température est supposée uniforme. La zone A est comprise entre l'injecteur et l'air secondaire. La zone B est comprise entre l'air secondaire et l'air de dilution. La dernière zone débute à l'injection de l'air de dilution pour finir au convergent (Figure III. 3-2).

La relation (1) devient:

$$f = \frac{1}{2 \frac{L_A}{\sqrt{\gamma r T_A}} + 2 \frac{L_B}{\sqrt{\gamma r T_B}} + 2 \frac{L_C}{\sqrt{\gamma r T_C}}} \quad (2) \quad \text{avec } L_i \text{ et } T_i \text{ la longueur et la température}$$

de la zone i

Cette relation est valable pour le cas simple d'un cylindre. Mais notre chambre est beaucoup plus complexe. Nous supposons pour simplifier que les orifices de dilution n'ont pas d'influence sur la fréquence de résonance. La chambre n'est pas à section fermée des deux cotés mais possède un convergeant en sortie de chambre. Cette géométrie peut être assimilée à un tube fermé en allongeant la longueur de la chambre par une distance d'ajustement "e" (Seo [78]). L'expression finale de la fréquence de résonance devient:

$$f = \frac{1}{2 \frac{L_A}{\sqrt{\gamma r T_A}} + 2 \frac{L_B}{\sqrt{\gamma r T_B}} + 2 \frac{L_C + e}{\sqrt{\gamma r T_C}}} \quad (3)$$

III. 3. 2 - Fluctuations temporelles

La Figure III. 3-3 représente un exemple de signaux de pression du capteur C_{chb} et de l'émission de CH^* obtenue par le photomultiplicateur global dans le cas particulier d'une combustion riche.

Le niveau de fluctuation (écart type) déduit de ces signaux sur la mesure de pression (P_{rms}/P_{moy}) est de l'ordre de 0.4%** . Ces valeurs sont beaucoup plus faibles que les fluctuations de CH^* qui sont de 20%, ce qui tend à prouver que la réaction de combustion est très sensible aux perturbations de pression ou que les perturbations de pression sont peut sensibles aux perturbations de combustion.

* Réalisé avec le logiciel Gaseq disponible sur le site <http://dSPACE.dial.pipex.com/c.morley/>

** soit au maximum $\pm 3\%$ de P_{moy}

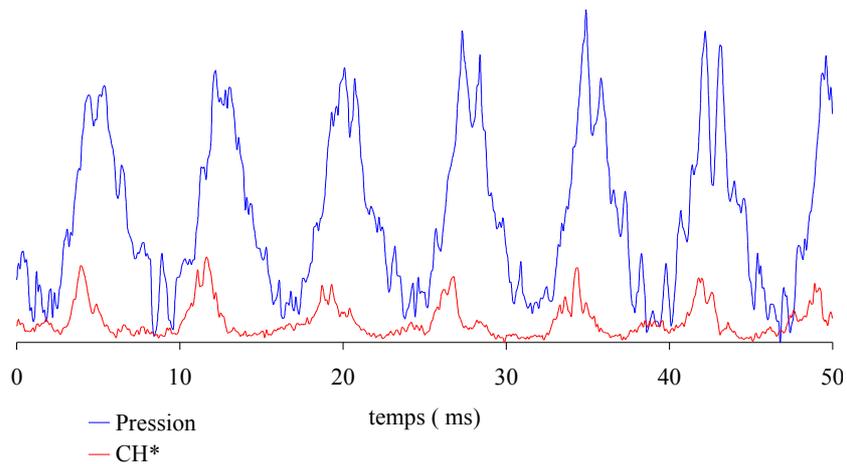


Figure III. 3-3 : Signal temporel de pression et d'émission de CH* à haute richesse ($\phi_g=0.23$)

III. 3. 3 - Etude spectrale des fluctuations

A partir des mesures temporelles nous avons réalisé une transformée de Fourier. La Figure III. 3-4 présente un exemple de spectre permettant de visualiser l'ensemble des principales fréquences observées. Ce spectre a été réalisé avec le *photomultiplicateur global* et le capteur de pression placé en C_{chb} .

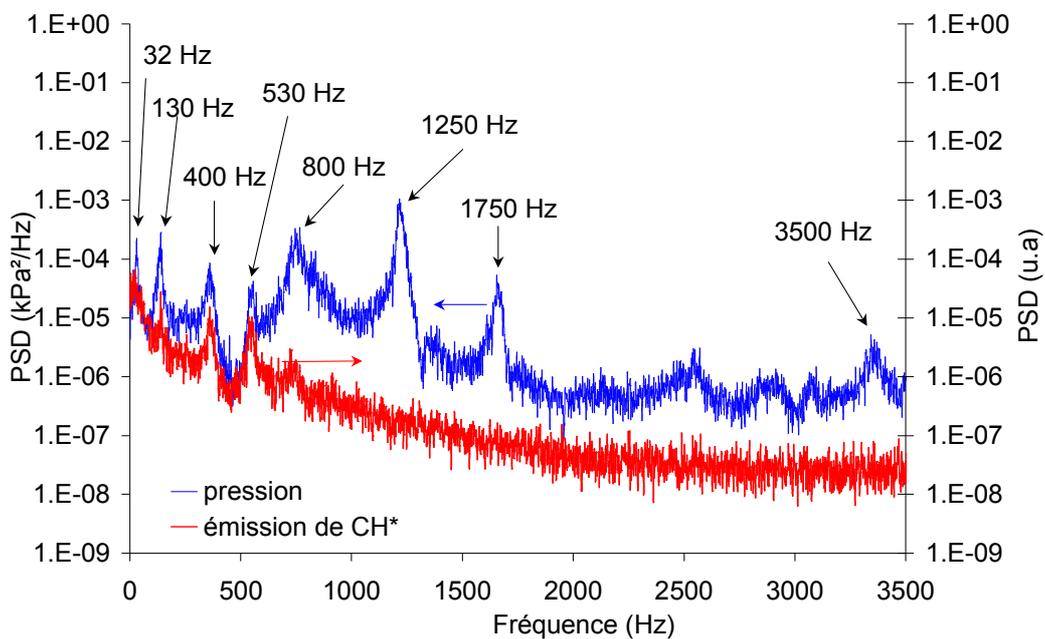


Figure III. 3-4 : Densité spectrale de puissance ($\phi_g=0.184$)

Huit fréquences particulières sont observées sur le signal de pression: 32 Hz, 130 Hz, 400 Hz, 530 Hz, 800 Hz, 1250 Hz, 1750 Hz et 3500 Hz*. Les cinq premières fréquences sont

* Nous désignerons par la suite les fluctuations par les valeurs des fréquences donnée ici

également rencontrées sur le spectre du radical CH^* . Les fluctuations observées sur les spectres de CH^* sont liées à la combustion. Nous avons donc choisi d'étudier ces cinq fréquences dans le reste du manuscrit (32 Hz, 130 Hz, 400 Hz, 530 Hz, 800 Hz). A ces fréquences nous ajoutons la fréquence 1250 Hz, qui n'interagit pas a priori avec la combustion mais qui a la particularité de se trouver dans certaines circonstances en interaction avec les harmoniques de la fréquence à 400 Hz.

Les fluctuations de CH^* ne présentent pas de hautes fréquences car la flamme agit comme un filtre passe bas, les périodes des oscillations deviennent trop faibles devant le temps chimique (Lieuwen [54]).

Sur les émissions de CH^* , la fréquence à 32 Hz est remplacée par une plus large bande que nous regroupons sous le terme de *basses fréquences*. L'amplitude de ces *basses fréquences* sera calculée par la somme des amplitudes des fréquences inférieures à 40 Hz.

a) Fréquences acoustiques

Le calcul des différentes fréquences acoustiques de la chambre montre que les fréquences observées ne sont pas dues au résonateur d'Helmholtz ni aux fréquences transversales.

La fréquence de résonance longitudinale de la chambre de combustion calculée par la relation (3) (p 73) est très proche de la fréquence mesurée à 800 Hz. Nous avons trouvé une longueur d'ajustement $e = 15$ mm pour adapter les mesures au calcul (Figure III. 3-5).

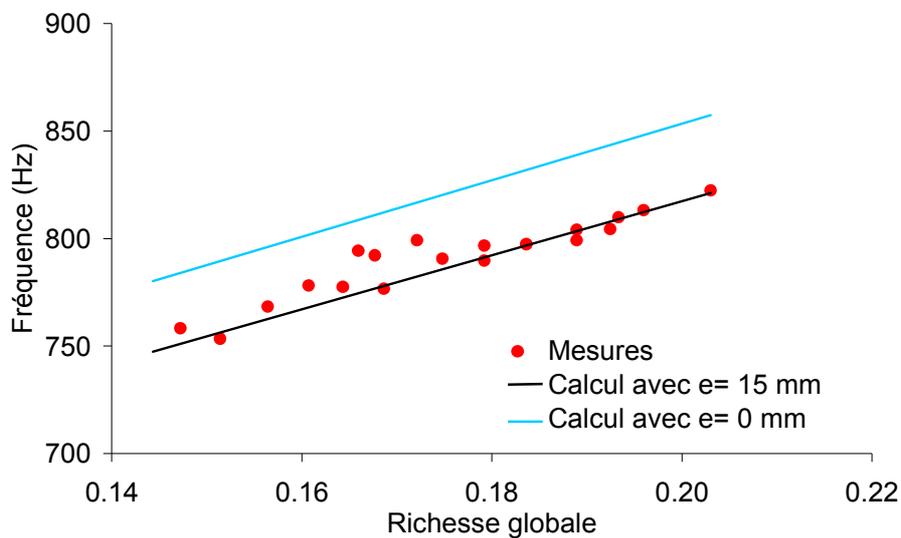


Figure III. 3-5 : Fréquence de résonance de la chambre de combustion

Avec le terme correctif, la fréquence mesurée est voisine de la valeur calculée quelque soit les conditions de richesse, de débit ou de température. L'étalement du spectre autour de la fréquence de résonance (Figure III. 3-4) est due à la géométrie plus complexe (orifice de dilution, convergent) et à la répartition de la température non homogène dans la chambre. Ces

résultats nous permettent d'assimiler la fluctuation à la fréquence de 800 Hz comme la fréquence de résonance longitudinale de la chambre de combustion.

b) Instabilité basses fréquences

La combustion turbulente en prémélange pauvre est par nature instationnaire (Nair [59]). Le bruit de combustion qui en résulte est une importante source acoustique. Les instabilités générées par la flamme sont visibles sur le spectre de l'émission de CH^* avec les fortes amplitudes en basses fréquences. La densité spectrale de puissance du signal de pression ne montre pas la large bande de fréquence en *basse fréquence* observé sur le spectre de l'émission de CH^* , mais une fréquence précise à 32 Hz.

Les mesures de l'émission de CH^* , nous apprennent que les *basses fréquences* de l'émission correspondent au 32 Hz pour la pression. Nous pouvons supposer que la fréquence à 32 Hz constitue la réponse acoustique de la chambre lorsqu'on l'excite en basses fréquences. Pour vérifier cette hypothèse nous avons cherché à déterminer la réponse acoustique de la chambre face à une excitation produite par une source impulsionnelle (explosion d'une petite charge). Ces mesures sont complétées par l'enregistrement des fluctuations de pressions sans combustion, mais avec un écoulement d'air variable. Ces expériences sont réalisées dans des configurations géométriques normales d'utilisation. Nous avons également mesuré la réponse acoustique de l'installation avec et sans injecteur, pour différentes ouvertures du col sonique et aussi avec le carter seul (c'est à dire sans chambre de combustion). Toutes ces mesures ont montré que la fréquence à 32 Hz est toujours présente, même dans le cas sans chambre de combustion. De plus, les mesures en combustion montrent que la fréquence reste fixe à 32 Hz quelque soit les conditions d'utilisation. Nous pouvons donc conclure que la fréquence de 32 Hz est due à l'acoustique du banc d'essai (instabilité de système).

c) Interaction entre les fluctuations à 130 Hz et à 530 Hz

Dans certaines conditions expérimentales nous pouvons voir de nouvelles instabilités apparaître. Ces instabilités sont des harmoniques des deux fréquences principales 130 Hz et 530 Hz. Les harmoniques apparaissent lorsque la fréquence fondamentale est importante. Ainsi, nous pouvons voir la première harmonique du 530 Hz (soit 1060 Hz), et lorsque le 130 Hz est dominant on peut observer jusqu'à sa 8^{ème} harmonique.

Comme l'illustre la Figure III. 3-6, d'autres fréquences issues de combinaison entre le 130 Hz et le 530 Hz peuvent aussi apparaître. Les fréquences de ces instabilités sont les suivantes: $530 \text{ Hz} + 2 \times 130 \text{ Hz}$, $530 \text{ Hz} + 130 \text{ Hz}$, $530 \text{ Hz} - 2 \times 130 \text{ Hz}$ puis $2 \times 530 \text{ Hz} + 130 \text{ Hz}$ et $2 \times 530 \text{ Hz} - 130 \text{ Hz}$. Pour que ces fréquences apparaissent, il faut que les deux instabilités soient d'amplitude assez importante. Une raison du couplage entre ces instabilités est due à la proximité de la fréquence de 530 Hz avec la troisième harmonique de 130 Hz (520 Hz). Il est établi dans des cas particuliers que le 530 Hz n'est pas toujours une harmonique du 130 Hz (Figure III. 3-6). Néanmoins dans les autres cas la distinction entre la

troisième harmonique du 130 Hz et la fondamentale à 530 Hz est floue. Cette coïncidence entre les fréquences complique fortement l'étude fréquentielle des instabilités.

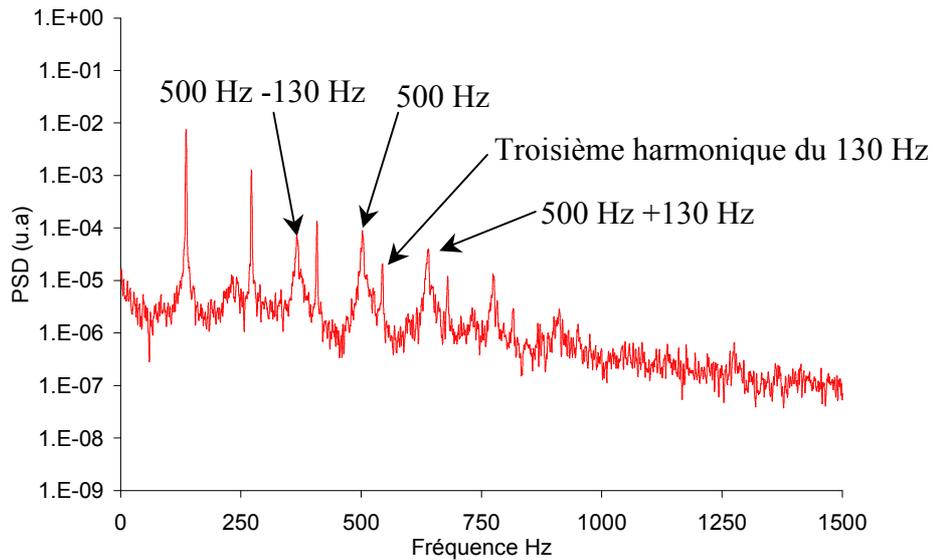


Figure III. 3-6 : Spectres du signal de CH^* comportant des combinaisons entre les fréquences à 130 Hz et 530 Hz ($\phi_g=0.225$ et $d_{ia}=16$ mm)

III. 3. 4 - Effet de la richesse sur les fluctuations

III. 3. 4. 1 Amplitude des fluctuations

a) Etude globale

Nous allons maintenant regarder la variation des fluctuations globales avec le changement de la richesse. Les fluctuations de pression et de CH^* normalisées sont tracées sur la Figure III. 3-7 en fonction de la richesse.

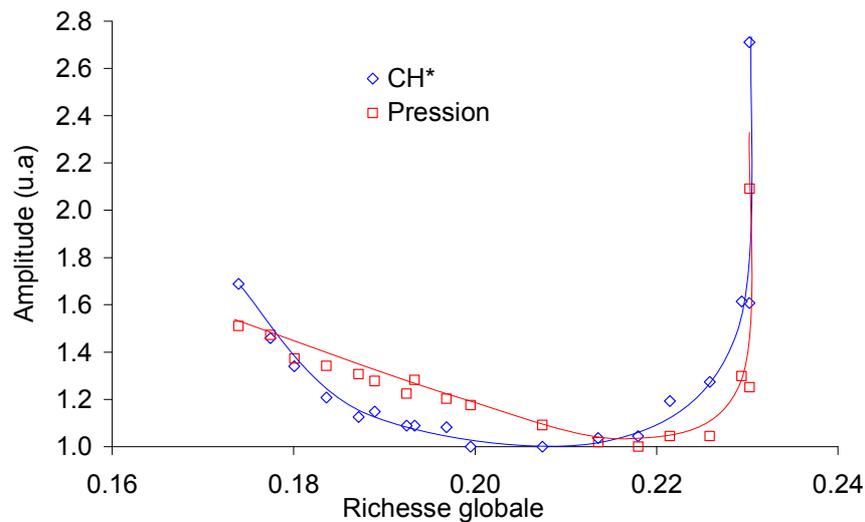


Figure III. 3-7 : Amplitude des fluctuations de CH^* et de pression normalisées en fonction de la richesse globale

Les fluctuations sont relativement importantes en régime pauvre, puis elles deviennent plus faibles lorsque la richesse augmente. Les fluctuations minimales sont obtenues pour des richesses de $\phi_g=0.21$ pour le CH^* et $\phi_g=0.218$ pour la pression. Ensuite les fluctuations augmentent brutalement pour les fortes richesses.

b) Etude fréquentielle

L'étude fréquentielle nous permet de comprendre l'évolution globale des instabilités et de savoir quelle perturbation est à l'origine des fluctuations hautes et basses richesses.

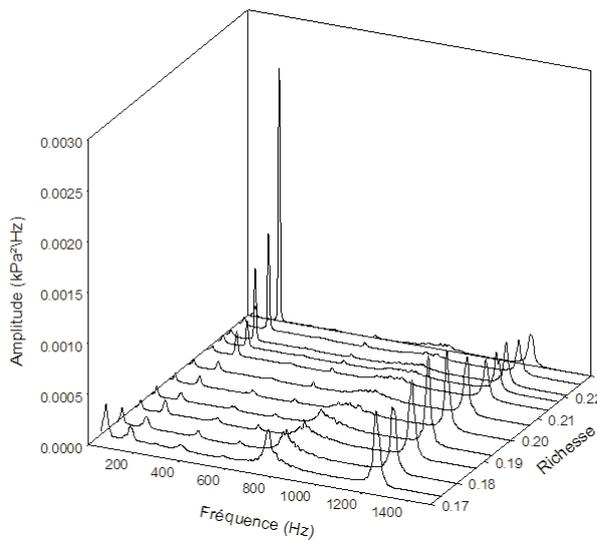


Figure III. 3-8 : Spectre de pression en fonction de la richesse

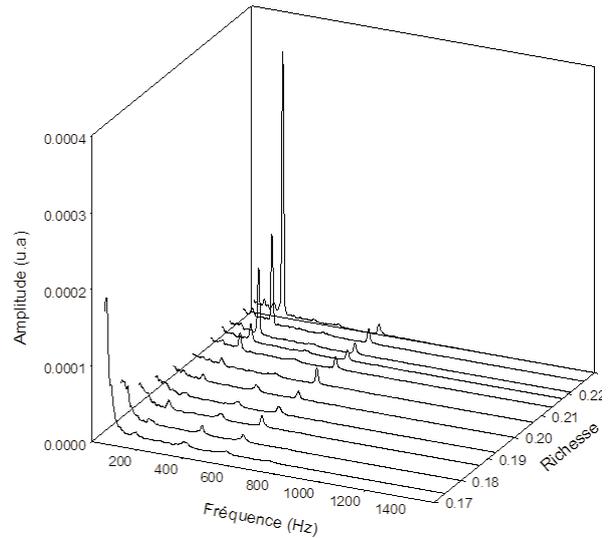


Figure III. 3-9 : Spectre des émissions de CH^* en fonction de la richesse

Les figures III. 3-8 et III. 3-9 représentent les spectres de la pression et de l'émission de CH^* en fonction de la richesse. Les comportements spectraux des signaux de pression et de l'émission CH^* sont identiques. Nous pouvons distinguer différents comportements selon les fréquences.

Nous allons passer en revue le comportement de chacune des fréquences en étudiant la variation de l'amplitude et le décalage en fréquence en fonction de la richesse.

- Basses fréquences ($f < 40 \text{ Hz}$)

Les basses fréquences sont caractéristiques des instabilités de combustion à faible richesse. C'est en effet avant l'extinction pauvre que ces instabilités sont les plus fortes. Ces résultats sont en accord avec les observations d'autres auteurs réalisées dans des conditions très différentes: élargissement brusque avec prémélange (Logan [56]), prémélange avec flamme pilote (Nair [59]) ou encore prémélange avec swirl (Venkataraman [91]).

Au maximum de leurs amplitudes, ces fréquences ne dominent pas les autres fréquences dans le cas du signal de pression. Mais elles sont largement dominantes dans le cas des émissions de CH^* .

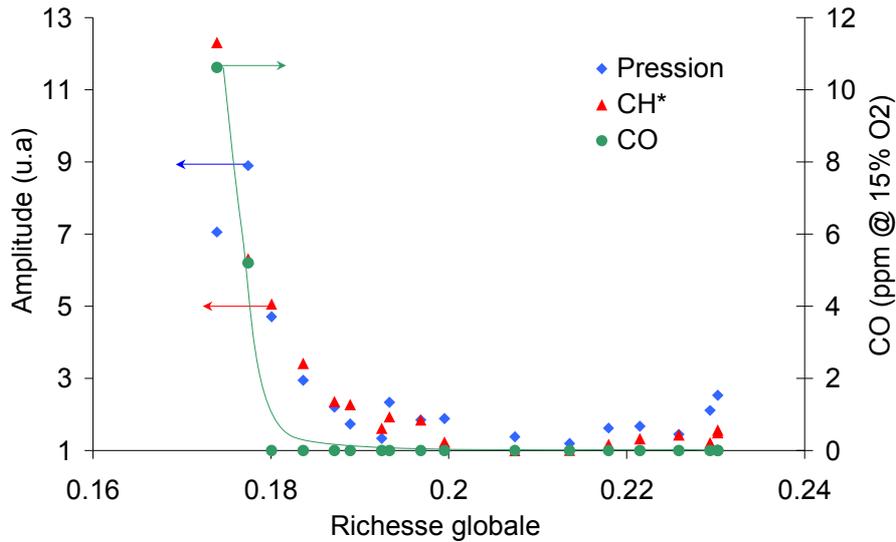


Figure III. 3-10 : Amplitude des *basses fréquences* et de l'émission de CO en fonction de la richesse globale

Si on reporte l'émission du CO avec l'amplitude de ces instabilités en fonction de la richesse, nous nous apercevons que les deux courbes coïncident, les émissions de CO augmentent brutalement dès que l'amplitude des fluctuations *basses fréquences* augmentent (Figure III. 3-10). Nous pouvons émettre l'hypothèse que l'oscillation de la flamme à faible richesse conduit à des extinctions locales produisant ainsi des lâchés de gaz imbrûlés. Les instabilités *basses fréquences* sont d'ailleurs souvent reliées à un accrochage/décrochage de la flamme sur le bluff body (Venkataraman [91]).

- Fluctuation à 130 Hz

Les figures III. 3-11 et III. 3-12 montrent la variation de la fréquence et de l'amplitude en fonction de la richesse.

La première courbe montre que la fréquence de cette instabilité diminue très légèrement avec l'augmentation de la richesse. Sur la deuxième, nous pouvons voir qu'en régime pauvre, l'amplitude de la fluctuation à 130 Hz est stable jusqu'à $\phi_g=0.21$. Ensuite l'amplitude augmente plus rapidement jusqu'à $\phi_g=0.22$. On observe ensuite un palier jusqu'à une richesse limite $\phi_{gL}=0.229$, puis l'amplitude augmente brutalement. Pour des richesses élevées, la fluctuation à 130 Hz domine toutes les autres fréquences quelque soit le lieu de mesure (C_{chb} , C_{air} ou C_{gaz}). En outre, toutes les autres fréquences voient leur amplitude diminuer à partir de ϕ_{gL} .

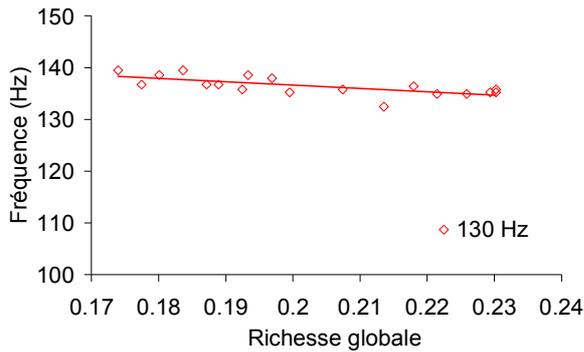


Figure III. 3-11 : Fréquence de la fluctuation à 130 Hz en fonction de la richesse

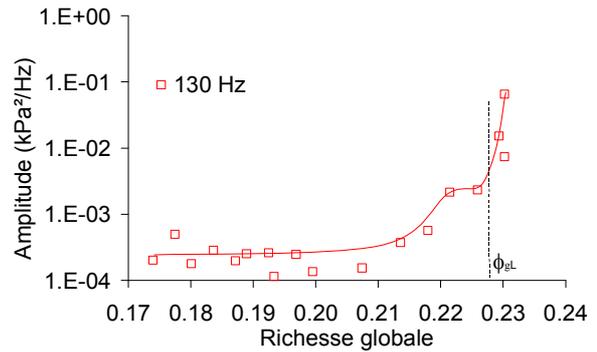


Figure III. 3-12 : Amplitude de la fluctuation à 130 Hz en fonction de la richesse

L'augmentation de l'amplitude de cette instabilité coïncide avec l'apparition de la flamme de type I, c'est à dire le rapprochement de la flamme vers l'injecteur (voir paragraphe III.2.2.c). Lee [48], Broda [13], Seo [78], avec une configuration proche de la nôtre, remarquent aussi une flamme plus courte dans le cas instable avec une combustion par intermittence dans la ZRC. La même observation est également constatée par Poinot [66] dans une configuration différente (flamme multi-jet). La combustion dans la ZRC est propice aux instabilités car cette zone répond mieux au critère de Rayleigh comme le montre la Figure III. 3-13 obtenue par Lee [48]. En effet, selon ce critère les instabilités sont amplifiées lorsque le nombre de Rayleigh R est positif, soit dans ce cas dans les zones de recirculation.

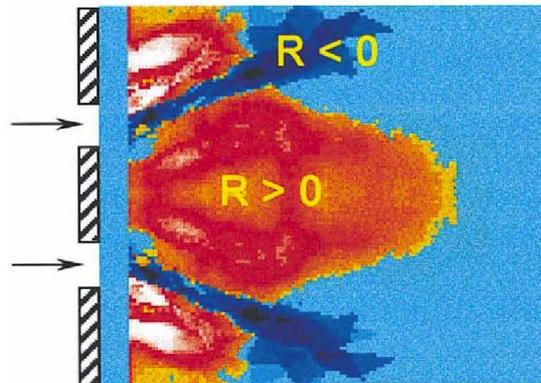


Figure III. 3-13 : Distribution de l'indice de Rayleigh R (Lee [48])

- **Fluctuation à 400 Hz**

Cette fluctuation a une amplitude très faible. Nous pouvons voir sur la Figure III. 3-14 que l'amplitude augmente avec la diminution de la richesse. Les conditions d'amplification sont donc contraires à la fluctuation à 130 Hz. La fréquence de cette instabilité augmente linéairement avec la richesse (Figure III. 3-15). Cette augmentation peut être due à la hausse de la température (fluctuation acoustique) ou la hausse de la vitesse associée à l'augmentation de la richesse.

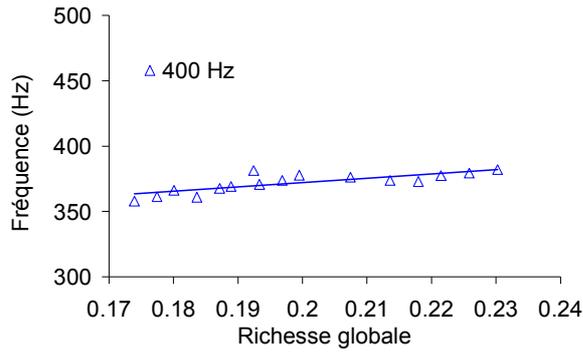


Figure III. 3-14 : Fréquence de la fluctuation à 400 Hz en fonction de la richesse

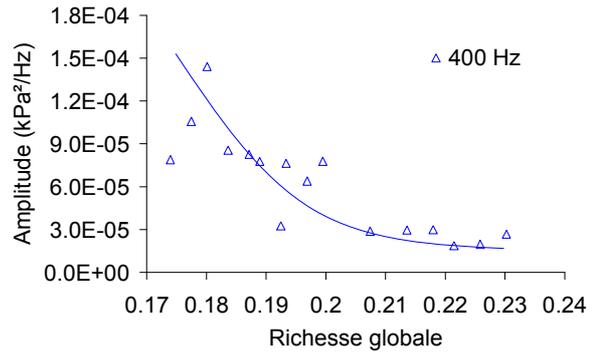


Figure III. 3-15 : Amplitude de la fluctuation à 400 Hz en fonction de la richesse

- Fluctuation à 530 Hz

Comme pour la fluctuation précédente la fréquence de la fluctuation à 530 Hz augmente légèrement avec la richesse (Figure III. 3-16) passant de 546 Hz à 560 Hz. Son amplitude augmente également en régime pauvre avant de se stabiliser (Figure III. 3-17). Après la richesse ϕ_{gL} l'amplitude chute fortement à cause de l'augmentation de la fluctuation à 130 Hz.

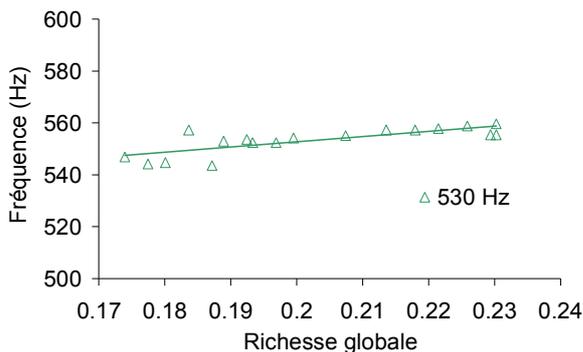


Figure III. 3-16 : Fréquence de la fluctuation à 530 Hz en fonction de la richesse

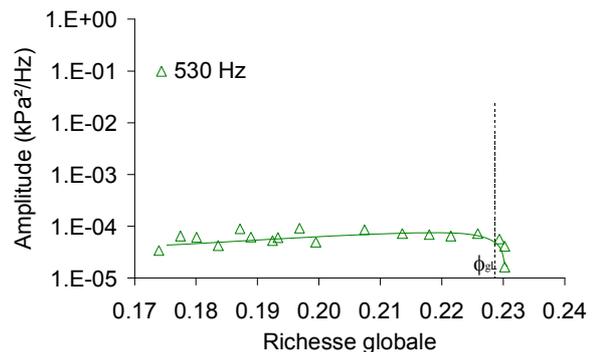


Figure III. 3-17 : Amplitude de la fluctuation à 530 Hz en fonction de la richesse

- PREMIERE HARMONIQUE DU 400 HZ ET 800 HZ

Autour de 800 Hz nous avons deux types de fluctuations: la fréquence longitudinale et la première harmonique de l'instabilité à 400 Hz. Ces deux fréquences étant très proches dans cette série d'expérience, il n'est pas possible a priori de distinguer ces fluctuations. Sur la Figure III. 3-18 nous avons tracé la fréquence observée, la fréquence de résonance calculée, ainsi que la deuxième harmonique du 400 Hz calculée à partir du 400 Hz mesuré. Nous pouvons voir que la fréquence mesurée correspond à l'harmonique du 400 Hz pour les richesses inférieures à $\phi_g=0.195$. Pour les richesses supérieures à $\phi_g=0.20$ la fréquence mesurée correspond à la fréquence longitudinale.

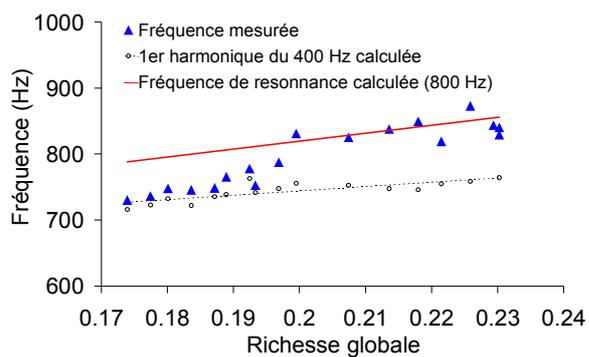


Figure III. 3-18 : Fréquence de la fluctuation à 800 Hz et de la première harmonique du 400 Hz en fonction de la richesse

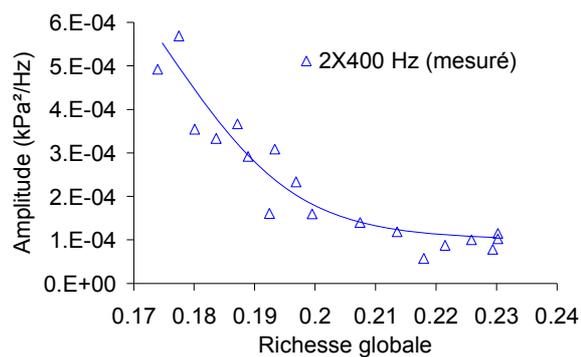


Figure III. 3-19 : Amplitude de la première harmonique du 400 Hz en fonction de la richesse

Sur la Figure III. 3-19 nous avons reporté l'amplitude de ces fluctuations en fonction de la richesse. On constate que l'harmonique du 400 Hz suit le même comportement que la fondamentale, c'est à dire qu'elle diminue régulièrement lorsque la richesse augmente. L'harmonique a une amplitude plus importante que la fondamentale à cause de sa coïncidence avec la fréquence longitudinale. On peut noter que la deuxième harmonique du 400 Hz apparaît également dans les émissions de CH^* à très faible richesse.

- Fluctuation à 1250 Hz

La fluctuation à 1250 Hz est considérée comme une fréquence acoustique car elle n'apparaît pas sur le signal de CH^* . Comme toutes les fréquences acoustiques, la fréquence augmente légèrement avec la richesse à cause de l'augmentation de la vitesse du son avec la température (Figure III. 3-20). Cette instabilité a une amplitude diminuant faiblement avec la richesse pour toutes les richesses inférieures à $\phi_{gL}=0.23$ (Figure III. 3-21). Pour les richesses supérieures à ϕ_{gL} , l'amplitude diminue fortement à cause de l'augmentation de la fluctuation à 130 Hz.

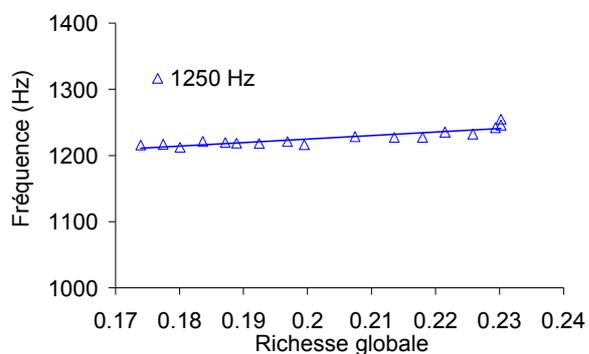


Figure III. 3-20 : Fréquence de la fluctuation à 1250 Hz en fonction de la richesse

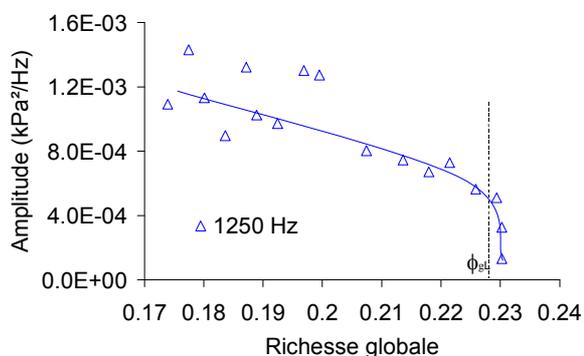


Figure III. 3-21 : Amplitude de la fluctuation à 1250 Hz en fonction de la richesse

III. 3. 4. 2 Localisation des instabilités

Les mesures de l'émission de CH^* , réalisées avec le *photomultiplicateur local*, nous renseignent sur la localisation axiale des différentes instabilités. Nous pouvons ainsi déterminer quelle zone de la flamme est sensible à telle ou telle fréquence. L'étude est réalisée pour les deux richesses de référence $\phi_g=0.233$ et $\phi_g=0.213$. Les mesures ont montré que les gradients étaient importants suivant l'axe longitudinal et relativement faibles suivant le rayon dans la zone étudiée. Nous ne présenterons donc que les profils axiaux des amplitudes des fréquences que nous comparerons à l'émission CH^* moyen. La position de l'arrivée de l'air de dilution est représentée par une flèche ($x=36$ mm). Trois fluctuations sont détectées avec le photomultiplicateur local dans cette configuration: les *basses fréquences*, 130 Hz et 530 Hz.

- **Basses fréquences**

La Figure III. 3-22 nous permet de constater que les fluctuations *basses fréquences* sont réparties en amont et en aval de la flamme pour les deux richesses étudiées.

Lorsque la richesse diminue, l'instabilité *basses fréquences* augmente sur l'ensemble de la zone de combustion. Mais l'augmentation semble plus importante en amont de la flamme, c'est à dire au niveau de la zone d'accrochage de la flamme. Nous pouvons supposer que la flamme vibre ou qu'elle se détache et se rattache de l'injecteur à cette fréquence.

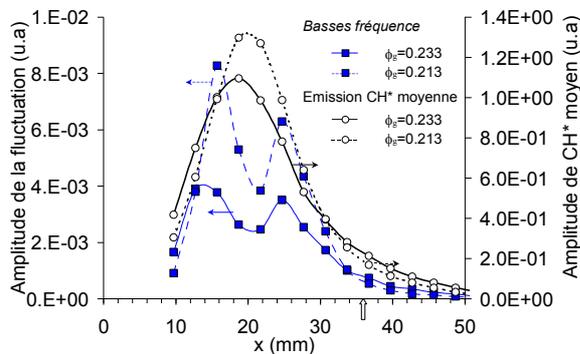


Figure III. 3-22 : Profils axiaux de l'amplitude des fluctuations *basses fréquences* pour deux richesses

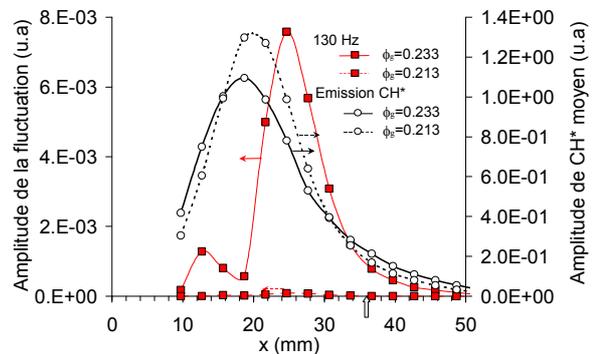


Figure III. 3-23 : Profils axiaux de l'amplitude de la fluctuation à 130 Hz pour deux richesses

- **Fluctuation à 130 Hz**

La fluctuation à 130 Hz est localisée en aval de la flamme et n'apparaît que faiblement en amont c'est à dire dans la zone d'accrochage de la flamme (Figure III. 3-23). Les profils illustrent de nouveau que cette instabilité est beaucoup plus élevée en forte richesse.

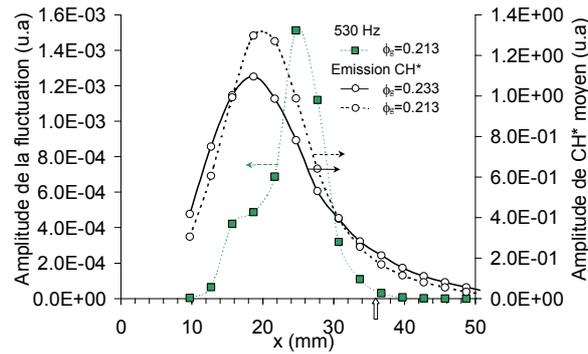


Figure III. 3-24 : Profils de l'amplitude de la fluctuation à 530 Hz pour deux richesses

- Fluctuation à 530 Hz

Dans cette configuration de référence, la position de la fluctuation à 530 Hz est située presque au même endroit que la fréquence à 130 Hz (Figure III. 3-24), mais sans la fluctuation au niveau de la zone d'accrochage de la flamme.

III. 3. 4. 3 Déphasage entre l'émission de CH^* et la pression

Nous savons d'après le critère de Rayleigh que les fluctuations sont amplifiées lorsque l'émission de CH^* et la pression sont en phase. Pour vérifier si les instabilités sont amplifiées pour une phase donnée, nous avons calculé le déphasage entre la pression (en C_{chb}) et l'émission de CH^* recueillie par le *photomultiplicateur local* pour chaque fréquence.

Le critère important de sélection que nous nous sommes imposé (cohérence supérieure à 0.6) restreint fortement le volume de résultat exploitable. Seuls les déphasages des fluctuations de fréquences 130 Hz et 530 Hz ont pu être traités.

Le calcul du suivi de la phase au cours du temps n'a décelé aucun changement temporel pour les deux fréquences.

Le déphasage entre les deux signaux ne peut pas nous renseigner sur la longueur d'onde ni sur la vitesse de propagation des instabilités puisque les deux signaux (CH^* et pression) ne sont pas de même nature. Cependant nous pouvons en déduire la vitesse de déplacement de la perturbation.

Supposons qu'une fluctuation de pression de fréquence f crée une perturbation de richesse et/ou de vitesse au niveau de l'injecteur, en $x=0$ (voir Figure III. 3-25). Cette perturbation est convectée à la vitesse de l'écoulement v . A une distance x' de l'injecteur, la perturbation aura par rapport à l'injecteur un temps de retard τ_{conv} .

$$\text{On a } \tau_{\text{conv}} = \frac{x'}{v} \text{ avec } v \text{ la vitesse de l'écoulement.}$$

La phase φ entre le signal en $x=0$ et en $x=x'$ s'exprime en fonction de τ_{conv} par la relation:

$$\tau_{conv} = T \frac{\varphi}{2\pi} \text{ avec } T \text{ la période de la fluctuation. D'où } v = x' \frac{2\pi}{T\varphi}$$

Finalement nous trouvons une relation entre la vitesse de la perturbation et la phase

entre les deux points: $v = x' f \frac{2\pi}{\varphi}$ (1)

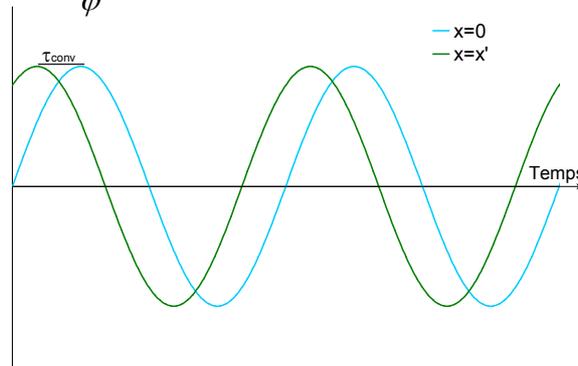


Figure III. 3-25 : Fluctuation de la perturbation en fonction du temps pour deux distances x

Nous avons tracé le déphasage entre la pression (en C_{chb}) et le CH^* pour les fréquences de 130 Hz et 530 Hz sur les figures III. 3-26 et III. 3-27. Sur ces figures sont représentés les profils de la phase selon l'axe x pour différents rayons (de $y=0$ mm à $y=8$ mm). Nous avons également tracé le profil de l'émission moyenne et de l'amplitude de la fluctuation.

Fluctuation à 130 Hz

Pour la fluctuation à 130 Hz, la phase entre la pression et le CH^* fluctue faiblement entre les différents rayons pour $x < 18$ mm (Figure III. 3-26). Elle est alors d'environ -160° . A $x=18$ mm la phase entre les deux signaux change brutalement à 50° . Notons que pour toutes les distances supérieures à 18 mm les valeurs sont identiques entre les différents rayons.

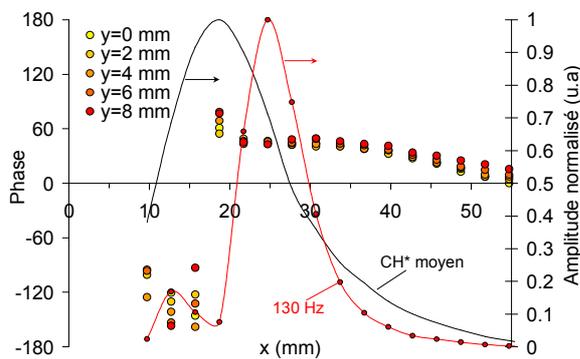


Figure III. 3-26 : Profils axiaux de la moyenne du CH^* , de l'amplitude de la fluctuation à 130 Hz et de la phase entre le capteur de pression C_{chb} et de l'émission de CH^* à la fréquence de 130 Hz

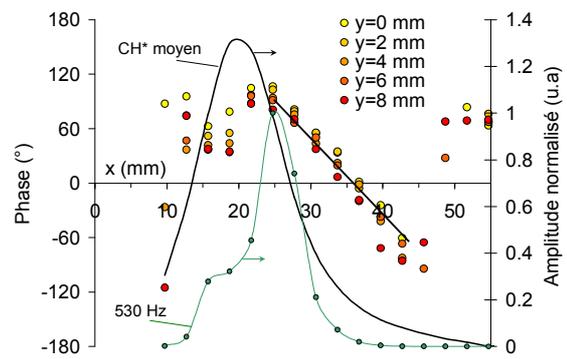


Figure III. 3-27 : Profils axiaux de la moyenne du CH^* , de l'amplitude de la fluctuation à 530 Hz et de la phase entre le capteur de pression C_{chb} et de l'émission de CH^* à la fréquence de 530 Hz

La phase entre les deux signaux diminue faiblement et irrégulièrement avec la distance x après $x=18$ mm. Malheureusement cette irrégularité nous empêche de déduire la pente de décroissance de la phase en fonction de la distance et donc de calculer une vitesse de convection.

Fluctuation à 530 Hz

Le déphasage de cette fluctuation ne change pas non plus en fonction du rayon, excepté proche de l'injecteur. Il évolue linéairement avec la distance entre $x=27$ mm et $x=47$ mm. La régression linéaire de cette droite nous donne l'équation suivante: $\varphi = 9.97x + 354.4^\circ$ avec x en mètre et φ en degrés. La valeur de la pente est négative car le capteur de pression est en aval de la mesure au photomultiplicateur. A partir de la relation 1 (p 85) nous trouvons une vitesse de convection de $v=19.2 \text{ m s}^{-1}$ (avec $f=532 \text{ Hz}$). Cette vitesse est proche de la vitesse débitante de l'écoulement en sortie d'injecteur mesurée avec l'ADL ($v=22 \text{ ms}^{-1}$).

III. 3. 4. 4 Instabilité de l'alimentation en gaz naturel et d'air

Afin de vérifier si nos instabilités étaient dues à des fluctuations générées dans les lignes d'alimentations de gaz naturel ou d'air, nous avons installé un capteur de pression sur la ligne de gaz naturel (position C_{gaz}) et un capteur sur l'alimentation en air (C_{air}). La mesure des fluctuations de pression dans la ligne de gaz naturel permet également de quantifier la fluctuation de débit de carburant dans l'injecteur.

a) Fluctuations de l'alimentation du gaz naturel

Les fluctuations de pression sur la ligne de gaz sont 14 fois plus faibles que les fluctuations relevées dans la chambre. La majorité des fréquences (130 Hz, 400 Hz, 530 Hz et 800 Hz sauf les *basses fréquences* et 1250 Hz) ont été retrouvées sur la ligne de gaz car la ligne de gaz n'est pas muni d'un col sonique.

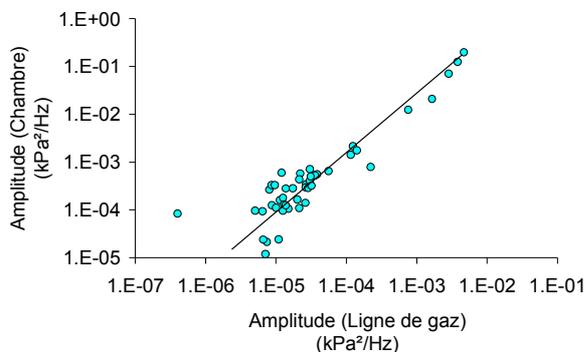


Figure III. 3-28 : Fluctuations de pression à 130Hz mesurées dans la chambre en fonction de l'amplitude mesurée dans la ligne de gaz

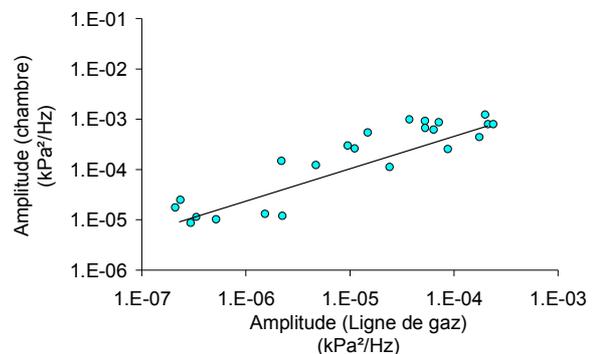


Figure III. 3-29 : Fluctuations de pression à 530Hz mesurées dans la chambre en fonction de l'amplitude mesurée dans la ligne de gaz

Les figures III. 3-28 et III. 3-29 montrent l'amplitude de pression du capteur à la position C_{chb} en fonction de la pression du capteur C_{gaz} pour les fluctuations à 130 Hz et à 530 Hz. Les fluctuations à 400 Hz et 800 Hz présentent des évolutions similaires. Nous trouvons que le logarithme de la fluctuation dans la ligne de gaz (C_{gaz}) est linéaire au logarithme de l'amplitude mesurée dans la chambre de combustion (C_{chb}) pour les quatre fréquences. Mais nous ne pouvons pas conclure si les fluctuations observées prennent naissance dans les systèmes d'alimentation ou si elles remontent les lignes d'alimentations.

Sur la Figure III. 3-30 nous avons représenté la différence de phase entre les capteurs C_{gaz} et C_{chb} pour l'instabilité à 130 Hz. Nous pouvons voir que l'amplitude n'est importante que pour des phases inférieures à -110° . Les conditions d'amplification des instabilités ne sont donc remplies que lorsque la différence de phase entre les capteurs C_{gaz} et C_{chb} atteint cette valeur.

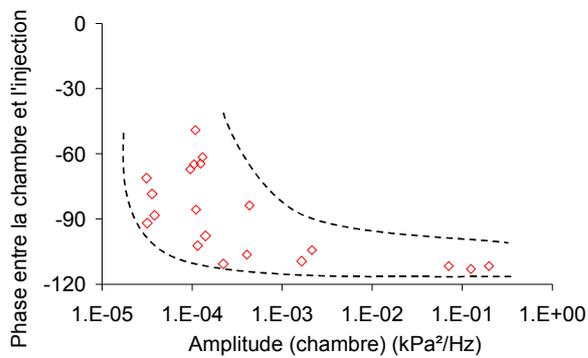


Figure III. 3-30 : Phase entre les capteurs C_{chb} et C_{gaz} de la fluctuation de fréquence 130 Hz en fonction de l'amplitude

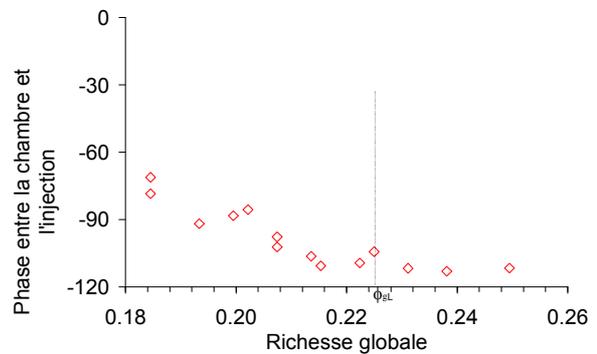


Figure III. 3-31 : Phase de la fluctuation de fréquence 130 Hz entre les capteurs C_{chb} et C_{gaz} en fonction de la richesse globale

Sur la Figure III. 3-31 la phase est représentée en fonction de la richesse. Sa valeur diminue avec la richesse jusqu'à la richesse critique ϕ_{gL} , puis elle reste constante.

Si on trace le déphasage entre la pression en C_{chb} et l'émission de CH^* , nous trouvons un résultat identique. L'amplitude s'élève pour une phase particulière de 40° . Nous savons que lorsque le critère de Rayleigh est réalisé (émission de chaleur et fluctuation de pression en phase), l'amplitude de l'instabilité augmente. Nous pouvons donc supposer que lorsque le déphasage entre la pression en C_{chb} et l'émission de CH^* est de 40° les conditions de Rayleigh sont réalisées.

A partir des fluctuations de pression des deux capteurs nous pouvons estimer la fluctuation de débit du gaz naturel (Seo [78]). Le débit massique est exprimé en fonction de la pression dans la chambre et de la pression avant l'injecteur par la relation:

$$\dot{m}_f = k\sqrt{p_{gaz} - p_{chb}} \quad (\text{voir annexe II pour les mesures de perte de charge})$$

lorsque $\dot{m}'_f \ll \dot{m}_f$, la fluctuation de débit relative s'écrit: $\frac{\dot{m}'_f}{\dot{m}_f} = \frac{\Delta p'}{\Delta p}$ avec $\Delta p = p_{\text{gaz}} - p_{\text{chb}}$

La fluctuation du débit de carburant estimée à 3.8% ne nous renseigne pas sur la fluctuation de la richesse puisque la fluctuation d'air n'est pas mesurée simultanément. Si le débit d'air était constant, la fluctuation de richesse serait estimée à 3.8%.

b) Fluctuation de l'alimentation de l'air

La même étude est entreprise sur l'alimentation d'air. Les *basses fréquences* ainsi que les fluctuations à 130 Hz et à 530 Hz sont observées sur le capteur C_{air} . Le logarithme de l'amplitude des fluctuations mesurées dans l'alimentation en air évolue aussi linéairement avec logarithme de l'amplitude mesurée dans la chambre de combustion (Figure III. 3-28 et Figure III. 3-29).

Cependant la phase entre ces deux capteurs n'a pu être réalisée pour aucune fluctuation car le critère sur la cohérence n'a jamais été rempli.

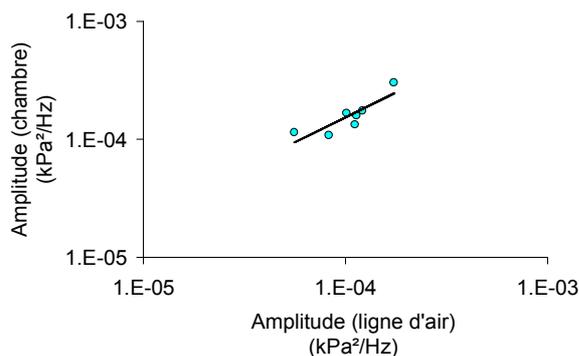


Figure III. 3-32 : Fluctuation de pression à 32 Hz mesurée dans la chambre en fonction de l'amplitude mesurée dans la ligne d'air

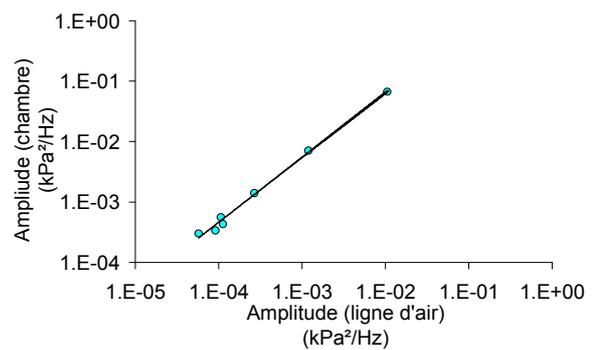


Figure III. 3-33 : Fluctuation de pression à 130 Hz mesurée dans la chambre en fonction de l'amplitude mesurée dans la ligne d'air

III. 4 - Etude des polluants

La réduction des émissions polluantes est un des objectifs principaux du programme Interreg. Initialement le programme prévoyait des émissions de CO et de NO_x inférieures à 15 ppmv @15%O₂. Aucune spécification sur les imbrûlés gazeux n'avait été prévue car on sait que les émissions d'imbrûlés gazeux sont fortement liées aux émissions de CO dans le cas des turbines à gaz (Rizk [70]). Cette tendance générale a été effectivement relevée lors de nos mesures, nous ne présenterons donc que l'évolution des émissions de CO dans ce rapport.

Les émissions polluantes de CO et NO_x sont reportées sur la Figure III. 4-1 en fonction de la richesse globale. Sur le graphique nous pouvons voir que l'émission de NO_x diminue avec la richesse jusqu'à un minimum de 25 ppmv avant l'extinction. En combustion riche, la production de NO_x atteint un maximum d'environ 50 ppmv pour une richesse de combustion globale supérieure à $\phi_g=0.23$. Les émissions de CO évoluent à l'opposé des émissions de NO_x. Elles sont nulles à "haute" richesse, puis elles apparaissent et augmentent assez fortement juste avant l'extinction pauvre jusqu'à 10 ppmv. Concernant les émissions de CO, on peut noter qu'elles ne sont pas stables dans le temps, mais présentent une importante fluctuation. Par exemple, pour une émission moyenne de 10 ppmv, l'émission de CO mesurée varie en réalité de 0 à 25 ppmv. De plus, nous supposons que les émissions réelles présentent des fluctuations beaucoup plus importantes car la baie d'analyse des gaz a un fort temps de réponse (de l'ordre de 35 secondes). Nous avons également noté que les fluctuations observées étaient d'autant plus grandes que les émissions moyennes de CO étaient élevées. Ces deux dernières constatations laissent penser qu'à l'approche de l'extinction pauvre, la flamme est de plus en plus instable et peut laisser échapper des poches de gaz imbrûlés.

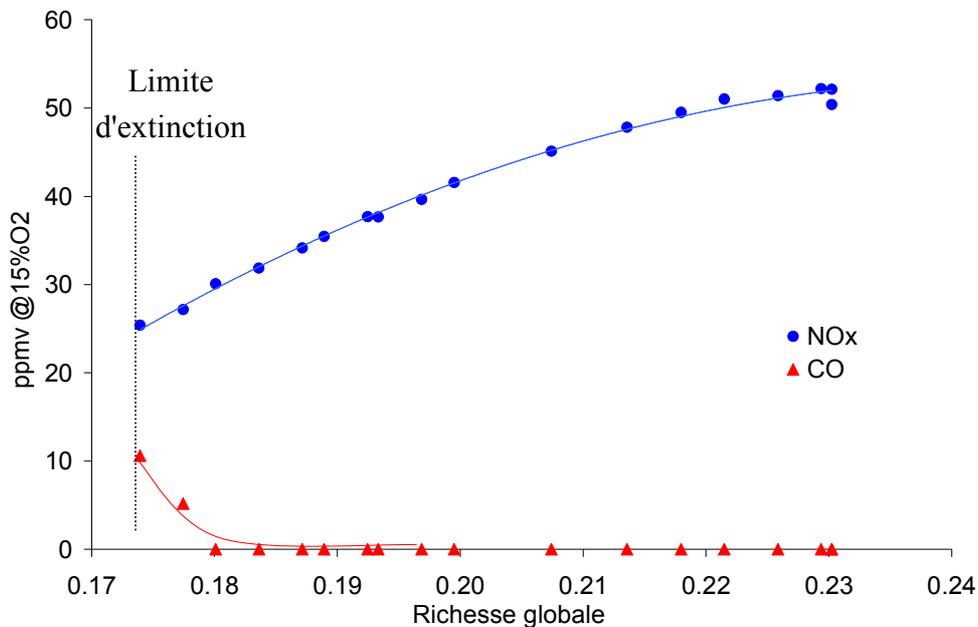


Figure III. 4-1 : Emission polluantes du cas de référence en fonction de la richesse

L'émission de CO est donc inférieure aux objectifs du programme Interreg, mais les émissions de NO_x sont légèrement supérieures. Rappelons que ces expériences de similitude ne peuvent pas reproduire exactement les émissions de la turbine à l'échelle 1. Mais, les résultats obtenus sur le banc d'essai laissent présager de faibles émissions polluantes sur la turbine industrielle.

III. 5 - Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié le cas de référence, avec pour seul paramètre la richesse. L'étude des émissions polluantes a montré une faible émission de NO_x et de CO. Les émissions de NO_x diminuent lorsque l'on diminue la richesse. Un minimum de NO_x de 25 ppmv @ 15 % O_2 , a ainsi été obtenu près de l'extinction pauvre. Le maximum de 50 ppmv @ 15 % O_2 est obtenu en régime riche. Les émissions de CO évoluent à l'inverse des émissions de NO_x , c'est à dire qu'ils augmentent avec la diminution de la richesse. Le maximum est donc obtenu près de l'extinction pauvre.

L'étude dynamique de l'écoulement a montré deux zones de recirculation, la ZRC (Zone de recirculation de coin) et la ZRI (Zone de recirculation interne), dues respectivement à l'élargissement brusque et au swirl. L'étude dynamique a également montré que l'injection d'air primaire de dilution joue un rôle important puisqu'il bloque l'expansion de la ZRI.

L'émission du radical CH^* nous a permis d'observer que la flamme forme un cône accroché sur le bluff body dans la couche de cisaillement entre la ZRI et l'écoulement de gaz frais. Cette structure de flamme sera nommée flamme β dans la suite du manuscrit. Les images instantanées et d'écart type montrent qu'une deuxième zone d'accrochage s'effectue par intermittence sur le bord externe de l'injecteur (flamme α). L'amplitude de la fluctuation de cette deuxième zone d'accrochage augmente avec l'élévation de la richesse. C'est l'augmentation de la température de la ZRC qui provoque l'augmentation de l'amplitude de la deuxième zone d'accrochage. L'augmentation de la température de la ZRC a aussi un autre effet important. A partir d'une richesse critique ϕ_{gL} la zone de réaction moyenne est plus proche de l'injecteur: cette flamme sera appelée type I. La flamme de type II correspond au cas de la flamme éloignée de l'injecteur. Les deux structures de flamme (α et β) sont observées pour les deux types de flamme (I et II).

La transformée de Fourier du signal de pression montre cinq fréquences communes au spectre de l'émission de CH^* (32 Hz/*basses fréquences*, 130 Hz, 400 Hz, 530 Hz, 800 Hz). Ces fréquences caractéristiques sont liées à la combustion. La flamme agit pour les fréquences supérieures comme un filtre passe-bas.

La première de ces fréquences, à 32 Hz, est la réponse acoustique de la chambre créée par l'excitation de la flamme en *basses fréquences* (bande spectrale de 0 Hz à 40 Hz). Cette instabilité augmente avec la diminution de la richesse. Elle se présente comme une forte fluctuation de la flamme, surtout de la zone d'accrochage de la flamme. Les émissions de CO sont associées à ces instabilités proches de l'extinction.

La deuxième fréquence à 130 Hz est caractéristique des richesses élevées. Cette fluctuation coïncide avec l'apparition de la flamme de type I. Nous pouvons donc par la suite nous servir de l'amplitude de cette fluctuation pour déterminer si la flamme est de type I ou II. Les fortes amplitudes sont caractérisées par un déphasage particulier entre les différents capteurs. Enfin la position de cette fluctuation est située surtout en aval de la flamme.

Peu d'informations ont été obtenues sur la troisième fluctuation de fréquence 400 Hz. Nous savons seulement que cette fluctuation est plus importante en régime pauvre.

La quatrième fluctuation, à 530 Hz, se situe en aval de la flamme. L'étude de la phase de cette instabilité entre la pression et l'émission de CH^* a montré un lien important avec la convection. La vitesse de l'écoulement a ainsi été retrouvée à partir de ce déphasage. L'amplitude de cette instabilité augmente en combustion pauvre.

Le signal de pression dans l'alimentation d'air et de carburant présente les mêmes fluctuations à 130 Hz et 530 Hz. La fréquence à 400 Hz est également trouvée dans la ligne de gaz naturel. Ces fluctuations n'excèdent pas 3.8 % du débit dans la ligne de gaz naturel.

Chapitre IV - Etudes paramétriques

CHAPITRE IV - ETUDES PARAMETRIQUES.....	93
IV. 1 - INFLUENCE DU DEBIT TOTAL.....	95
IV. 1. 1 - Influence du débit sur le champ de vitesse	96
IV. 1. 2 - Influence du débit sur l'émission de CH*	96
IV. 1. 3 - Influence du débit sur les instabilités.....	97
IV. 1. 4 - Influence du débit sur les émissions polluantes.....	105
IV. 1. 5 - Conclusion	106
IV. 2 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE PRECHAUFFAGE DE L' AIR	108
IV. 2. 1 - Influence de la température de l'air sur les instabilités de combustion.....	108
IV. 2. 2 - Influence de la température de préchauffage sur les émissions polluantes.....	113
IV. 2. 3 - Conclusion	114
IV. 3 - INFLUENCE DES CARACTERISTIQUES GEOMETRIQUES DE L' INJECTEURS.....	115
IV. 3. 1 - Influence de l'angle de swirl.....	115
IV. 3. 1. 1 Influence de l'angle de swirl sur le champ de vitesse.....	115
IV. 3. 1. 2 Influence de l'angle de swirl sur l'émission spontanée du radical CH*	117
IV. 3. 1. 3 Influence de l'angle de swirl sur les instabilités	118
IV. 3. 1. 4 Influence de l'angle de swirl sur les émissions polluantes.....	125
IV. 3. 1. 5 Conclusion	126
IV. 3. 2 - Influence d'une flamme pilote.....	128
IV. 3. 2. 1 Influence de la flamme pilote sur le champ de vitesse.....	128
IV. 3. 2. 2 Influence de la flamme pilote sur la limite d'extinction pauvre	129
IV. 3. 2. 3 Influence de la flamme pilote sur les émissions polluantes.....	130
IV. 3. 2. 4 Conclusion	131
IV. 4 - INFLUENCE DE L' AIR SECONDAIRE	132
IV. 4. 1 - Limite d'extinction pauvre	132
IV. 4. 2 - Influence de l'injection d'air secondaire sur le champ de vitesse	133
IV. 4. 3 - Influence de la dilution primaire sur l'émission de CH*	135
IV. 4. 4 - Influence de l'injection radiale d'air secondaire sur les instabilités.....	138
IV. 4. 5 - Influence de l'air secondaire sur les émissions polluantes	145
IV. 4. 6 - Etude de l'air secondaire sur la chambre de combustion transparente	146
IV. 4. 6. 1 Influence de l'air secondaire sur l'émission de CH*	146
IV. 4. 6. 2 Etude des instabilités	151
IV. 4. 7 - Conclusion	152
IV. 5 - INFLUENCE D'UN DIVERGENT.....	154
IV. 5. 1 - Influence du divergent sur l'émission de CH*	154
IV. 5. 2 - Influence du divergent sur les instabilités.....	157
IV. 5. 3 - Influence du divergent sur les polluants	160
IV. 5. 4 - Conclusion	161
IV. 6 - CONCLUSION	162

Après avoir étudié la configuration de référence, nous allons étudier l'influence des différents paramètres. Le choix de ces paramètres est donné au premier chapitre. Notre objectif est l'optimisation de la géométrie de la chambre pour minimiser les émissions polluantes et les instabilités.

*Le premier paramètre étudié est le **débit** de l'écoulement. L'étude de ce paramètre nous fournira des résultats importants pour la compréhension des instabilités de combustion.*

*La **température d'entrée d'air** constitue le deuxième paramètre. L'étude de l'impact de la température sur la flamme concerne seulement les émissions polluantes et les fluctuations de pression.*

*Le troisième paramètre étudié est **l'injecteur**. Trois injecteurs avec des angles de swirl différents sont testés. Cette recherche a permis au constructeur de choisir l'injecteur qui offrirait la meilleure performance. A la demande de Microturbo, nous avons également ajouté une flamme pilote à un injecteur en perçant simplement un orifice sur le bluff body. L'objectif est de diminuer la limite d'extinction pauvre.*

*Le quatrième paramètre étudié est l'influence de **l'injection de l'air secondaire** sur la combustion. Les études sur les flammes de prémélange pauvre omettent souvent par simplification les injections d'air secondaire. L'ajout de ces injections complexifie la compréhension des phénomènes mais nous rapproche de la configuration industrielle.*

*Enfin le dernier paramètre étudié est la **géométrie du fond de chambre**. Nous avons remplacé le fond de chambre plat par un divergent. Le divergent est largement utilisé dans l'industrie puisqu'il permet une meilleure stabilité de la flamme et une baisse des pertes de charge.*

La présentation de l'influence des différents paramètres évoqués ci-dessus s'articule autour de la même structure. Chaque paramètre est étudié séparément dans un paragraphe, où le champ de vitesse sera présenté en premier, suivi des émissions du radical CH^ , des instabilités de pression et de CH^* et enfin des émissions polluantes.*

IV. 1 - Influence du débit total

Dans une turbine à gaz, le débit d'air est globalement fixe. La variation de puissance se fait par variation de débit de combustible et donc par la variation de la richesse.

Le changement de débit a une répercussion sur les émissions polluantes avec la modification des temps de séjour. L'étude de l'influence du débit doit nous permettre de discerner les instabilités liées à la convection des instabilités purement acoustiques.

Deux protocoles expérimentaux sont utilisés pour l'étude de l'influence du débit. Pour les mesures du champ de vitesse, la cartographie de l'émission de CH^* avec la caméra et les fluctuations de CH^* avec le photomultiplicateur, deux débits d'air sont utilisés: le cas de référence 89 g s^{-1} et un débit plus faible à 69 g s^{-1} . La mesure des polluants et la mesure des

fluctuations de pression sont réalisées pour six débits différents (91.2 g s^{-1} , 86.4 g s^{-1} , 81 g s^{-1} , 74.8 g s^{-1} , 70.3 g s^{-1} , 64.5 g s^{-1} , 55.1 g s^{-1}).

Les paramètres figés sont les suivants : $P_{ch}=5 \text{ bar}$, $T_{entré}=30^{\circ}\text{C}$, $d_{ia}=36 \text{ mm}$ et l'injecteur $S_{0.7}$.

IV. 1. 1 - Influence du débit sur le champ de vitesse

Les champs de vitesse pour les deux débits d'air (89 g s^{-1} et 69 g s^{-1}), présentés sur la Figure IV. 1-1, ne montrent pas de grandes différences. La structure de l'écoulement n'est pas affectée, la ZRI est en tout point identique pour les deux débits. Le seul changement que nous observons est la diminution des vitesses dans le rapport de la diminution du débit (soit 29%). La valeur du débit ne change donc pas les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement.

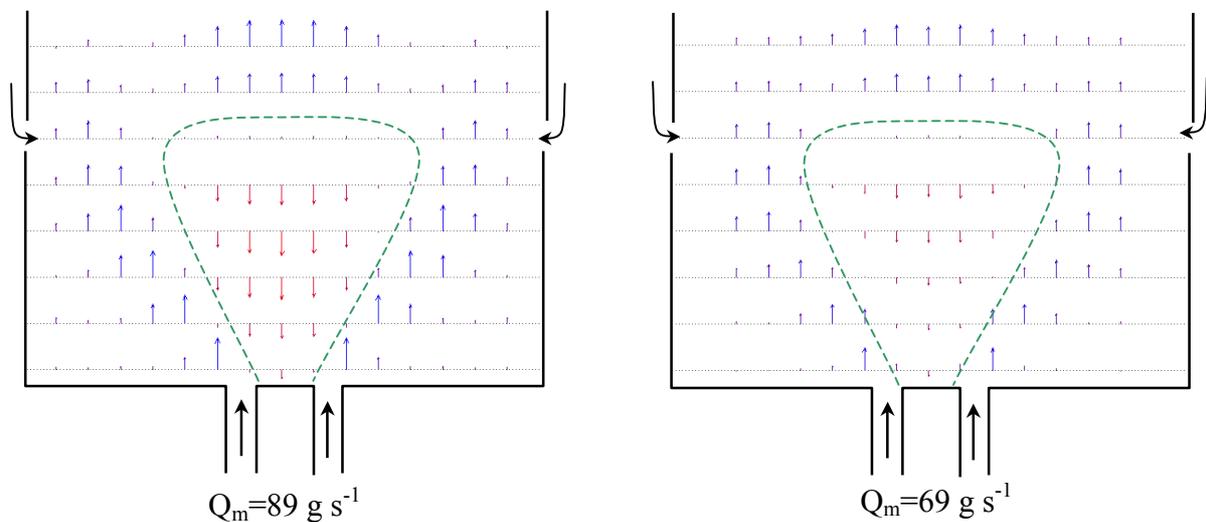


Figure IV. 1-1 : Comparaisons des champs de vitesse pour deux débits

IV. 1. 2 - Influence du débit sur l'émission de CH^*

Profils axiaux des émissions spontanées du CH^*

Les profils axiaux de CH^* en fonction de la richesse pour les débits $Q_m=69 \text{ g s}^{-1}$ et $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$ sont reportées sur la Figure IV. 1-2. L'émission moyenne présente peu de différence entre deux débits. A faible débit, les profils axiaux montrent que la flamme est plus proche de l'injecteur.

L'évolution de la position du maximum de CH^* en fonction de la richesse montre que la flamme proche de l'injecteur (flamme de type I) apparaît à une richesse plus faible (entre $\phi_g=0.214$ et $\phi_g=0.198$) pour le débit de 69 g s^{-1} que pour le débit de 89 g s^{-1} (entre $\phi_g=0.233$ et $\phi_g=0.222$). La zone de combustion étant plus proche de l'injecteur, la température de la CRZ est plus importante, provoquant l'apparition de ce type de flamme à plus faible richesse.

Les fluctuations de l'émission de CH^* suivent le déplacement de la flamme, c'est à dire un décalage en amont avec l'augmentation de débit (Figure IV. 1-3).

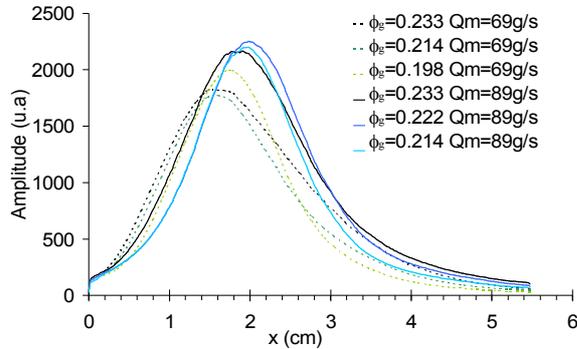


Figure IV. 1-2 : Profils axiaux de la moyenne de l'émission CH^* pour les débits de $Q_m=69 \text{ g s}^{-1}$ et de $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$ en fonction de la richesse

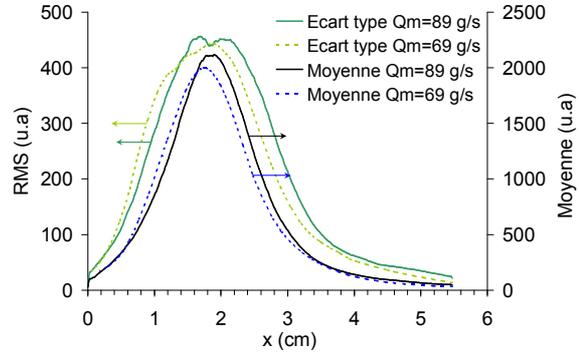


Figure IV. 1-3 : Profils axiaux de la moyenne et de l'écart type de l'émission CH^* pour les débits de $Q_m=69 \text{ g s}^{-1}$ et de $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$ ($\phi_g=0.2$)

IV. 1. 3 - Influence du débit sur les instabilités

a) Etude globale

Bien que l'augmentation du débit d'air (Figure IV. 1-4) provoque une légère augmentation de la fluctuation de pression, on remarque que la fluctuation de CH^* diminue. L'augmentation de débit semble donc stabiliser la combustion.

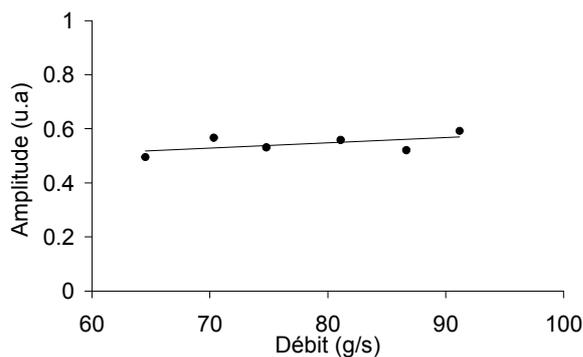


Figure IV. 1-4: Amplitude des fluctuations de pression en fonction du débit ($\phi_g=0.21$)

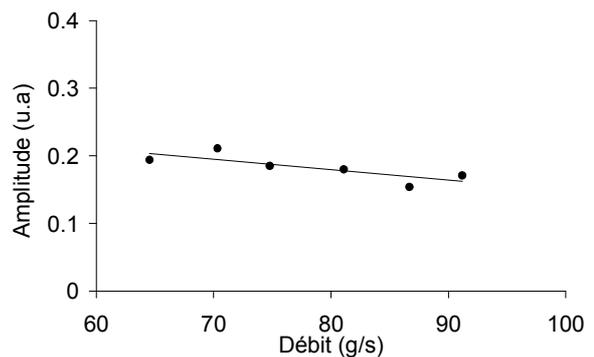


Figure IV. 1-5 : Amplitude des fluctuations de CH^* en fonction du débit ($\phi_g=0.21$)

b) Etude fréquentielle

Si le niveau global des instabilités change peu avec le débit, au contraire, les spectres de pression (Figure IV. 1-6) et de CH^* (Figure IV. 1-7) montrent un fort changement.

La nature des fluctuations aux fréquences de 800 Hz, 1250 Hz et à *basses fréquences* a déjà été identifiée dans le chapitre précédent. La variation de la vitesse de l'écoulement va nous permettre d'identifier la nature des autres fréquences.

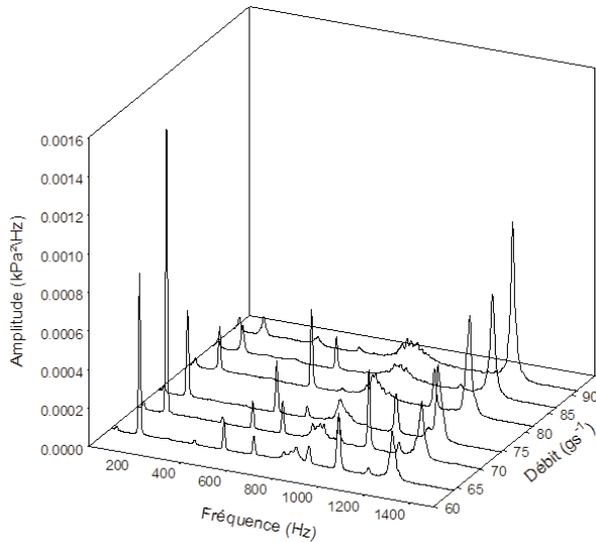


Figure IV. 1-6 : Spectre de pression en fonction débit ($\phi_g=0.21$)

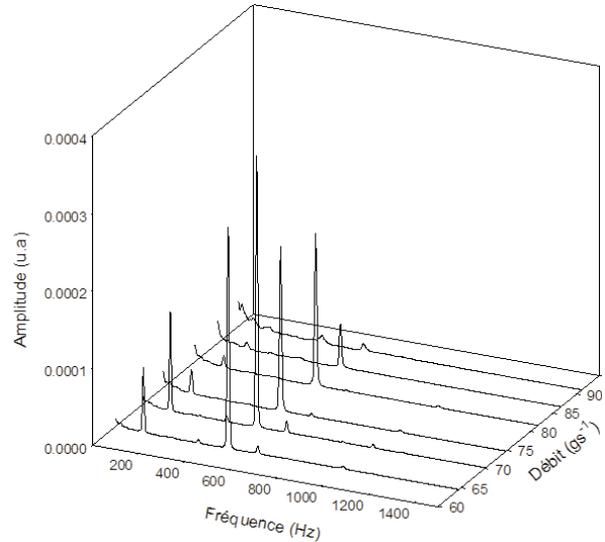


Figure IV. 1-7 : Spectre de CH* en fonction du débit ($\phi_g=0.21$)

- **Basses fréquences**

L'intensité des fluctuations *basses fréquences* augmente avec le débit (Figure IV. 1-8). Cette augmentation est due à l'augmentation de la puissance qui accompagne la hausse du débit.

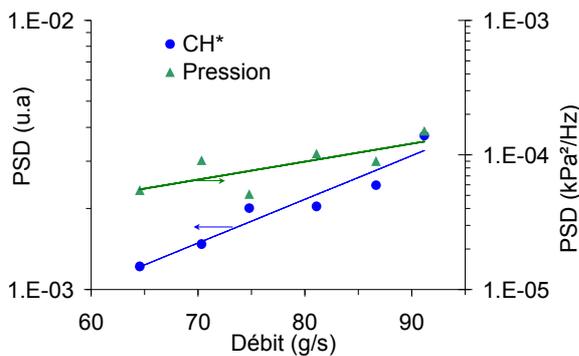


Figure IV. 1-8 : Amplitude des fluctuations *basses fréquences* pour la pression et le CH*

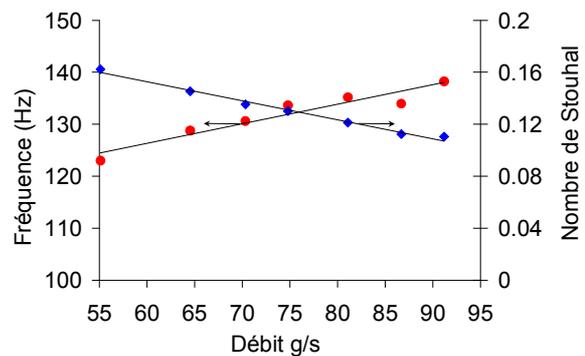


Figure IV. 1-9 : Fréquence et nombre de Strouhal de la fluctuation à 130 Hz en fonction du débit

- **Fluctuation à 130 Hz**

La Figure IV. 1-9 montre la fréquence de la fluctuation à 130 Hz en fonction du débit. Nous pouvons constater que la fréquence augmente linéairement avec le débit. Cette fluctuation n'est donc pas purement acoustique, mais fait intervenir aussi la convection. Ces résultats sont analogues à ceux présentés par Yu [93] et Samaniego [73]. Leurs résultats sont expliqués par

un couplage entre des instabilités acoustiques et convectives. Dans le cas de Yu [93] (prémélange), un tourbillon est créé périodiquement par l'élargissement brusque puis convecté vers l'aval. Du gaz frais et alors envoyé vers le brûleur. Une fois le tourbillon à la sortie du brûleur le gaz frais réagit et son expansion volumique crée une onde de pression qui crée un nouveau tourbillon.

Le nombre de Strouhal associé à cette fluctuation varie de 0.11 à 0.16 pour les débits allant de 55 g s^{-1} à 91 g s^{-1} .

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la fluctuation à 130 Hz devient importante à partir d'une certaine richesse. La même remarque peut être formulée avec le débit. En effet, on constate sur la Figure IV. 1-10 que l'amplitude de la fluctuation à 130 Hz augmente lorsque le débit diminue jusqu'à 70 g s^{-1} , en dessous de ce débit l'instabilité rediminue un peu.

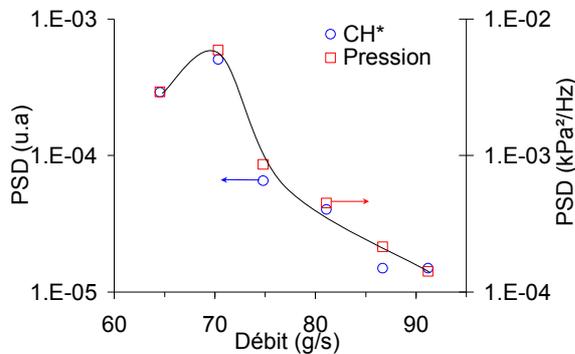


Figure IV. 1-10 : Amplitude des fluctuations à 130 Hz de la pression et du CH^* en fonction du débit

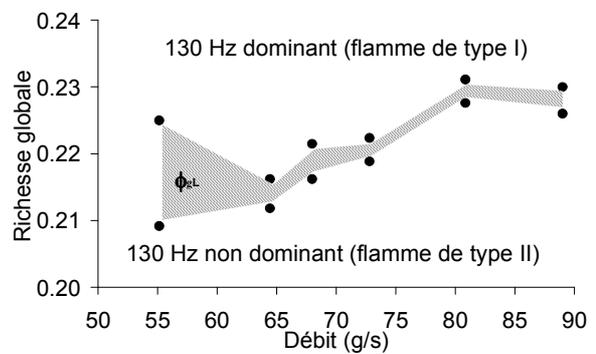


Figure IV. 1-11 : Richesse critique ϕ_{gL} en fonction du débit

Nous avons montré au chapitre III que l'apparition de la fluctuation à 130 Hz coïncidait avec le déplacement de la flamme vers l'injecteur (flamme de type I). L'analyse des images de CH^* montre que c'est toujours le cas pour un débit de 69 g s^{-1} . L'apparition de la flamme de type I dépend donc de la richesse (ϕ_{gL}) et du débit. La richesse limite ϕ_{gL} en fonction du débit est donnée Figure IV. 1-11 .

- Fluctuation à 400 Hz

Très peu de données sont recueillies sur cette fluctuation puisque elle n'a été détectée que pour les débits de 91.2 g s^{-1} et de 86.7 g s^{-1} . Nous pouvons donc dire simplement que cette fluctuation augmente avec le débit. Le nombre de Strouhal pour cette fluctuation est de 0.31.

- **Fluctuation à 530 Hz**

L'amplitude de la fluctuation est constante jusqu'à 80 g s^{-1} (Figure IV. 1-12). Au dessus de 80 g s^{-1} l'amplitude chute fortement. Ceci montre que le débit joue un rôle très important pour l'amplification de cette fluctuation.

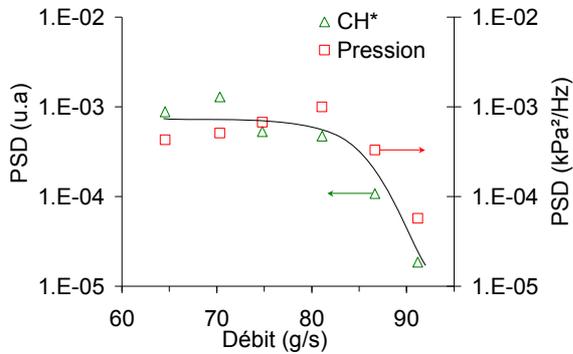


Figure IV. 1-12 : Amplitude de la fluctuation à 530 Hz en fonction du débit

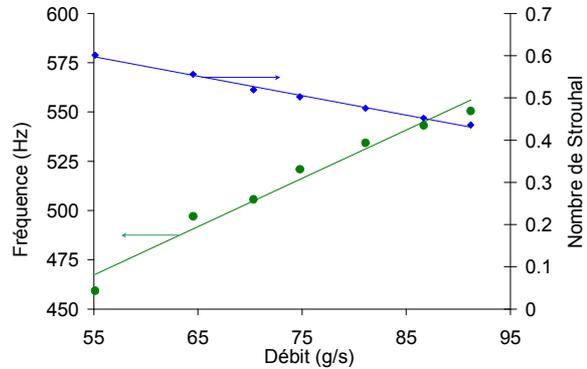


Figure IV. 1-13 : Fréquence et nombre de Strouhal de la fluctuation à 530 Hz en fonction du débit

La fréquence de la fluctuation à 530 Hz augmente linéairement avec le débit (Figure IV. 1-13), indiquant qu'elle est fortement liée à la convection comme pour le 130 Hz. Le nombre de Strouhal associé à cette fluctuation varie de 0.43 à 0.51 pour les débits allant de 55 g s^{-1} à 91 g s^{-1} .

Le comportement de cette fluctuation en fonction du débit est donc similaire à celle de la fluctuation à 130 Hz.

- **Fluctuations acoustiques (800 Hz et 1250 Hz)**

Seuls trois points de mesures de l'amplitude et de la fréquence de l'instabilité à 800 Hz ont pu être réalisées à cause de la présence de nombreuses harmoniques des autres fréquences (130 Hz et 530 Hz) à proximité. L'étude de l'évolution de cette instabilité n'est donc pas possible.

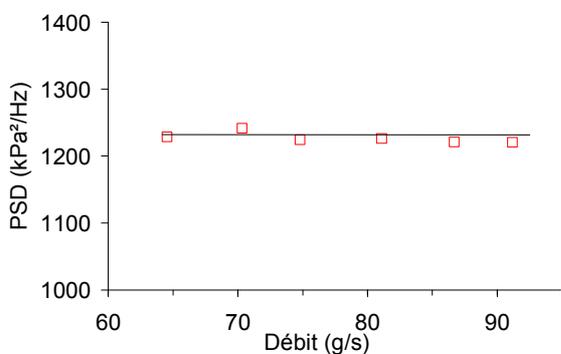


Figure IV. 1-14 : Fréquence de l'instabilité à 1250 Hz en fonction du débit

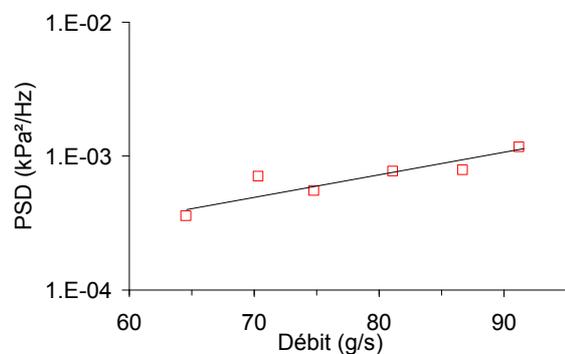


Figure IV. 1-15 : Amplitude de la fluctuation à 1250 Hz en fonction du débit

La fréquence de l'instabilité à 1250 Hz reste constante en fonction du débit (Figure IV. 1-14). Ce résultat confirme que cette instabilité est une fréquence acoustique. L'amplitude de cette fréquence s'intensifie avec le débit par l'augmentation de la puissance (Figure IV. 1-15).

c) Localisation des instabilités

La localisation des instabilités est réalisée pour les trois fréquences suivantes: *basses fréquences*, 130 Hz et 530 Hz.

- Basses fréquences

Les profils des *basses fréquences* pour les deux débits étudiés sont reportés sur la Figure IV. 1-16. Lors de la réduction du débit, les fluctuations *basses fréquences* situées en amont et en aval ont des comportements différents. La zone de fluctuation amont suit le déplacement de la flamme et voit son amplitude augmenter. La zone de fluctuation aval s'étend légèrement vers l'aval malgré le rapprochement de la flamme moyenne vers l'injecteur. L'injection d'air de dilution qui se situe à la fin de la zone de combustion peut être la source du blocage des fluctuations.

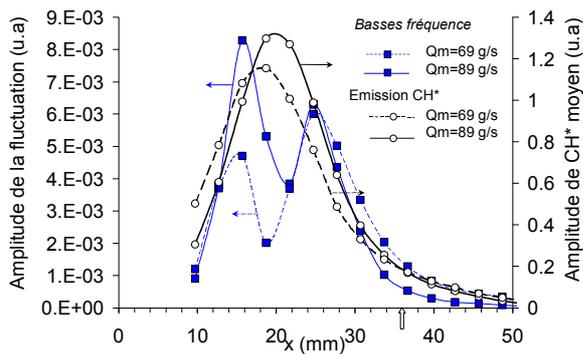


Figure IV. 1-16 : Profils de l'amplitude de la fluctuation *basses fréquences* pour les débits de $Q_m=69 \text{ g s}^{-1}$ et $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$

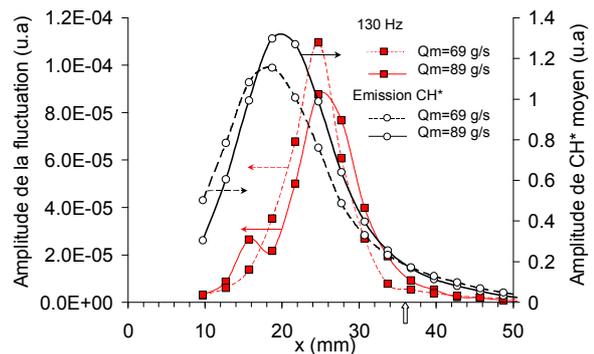


Figure IV. 1-17 : Profils de l'amplitude de la fluctuation à 130 Hz pour les débits de $Q_m=69 \text{ g s}^{-1}$ et $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$

- Fluctuations aérodynamiques (130 Hz, 530 Hz)

La zone de fluctuation à 130 Hz suit le déplacement de la flamme (Figure IV. 1-17). La zone fluctuant à 130 Hz est par conséquent toujours légèrement en aval de la flamme.

Pour la fluctuation à 530 Hz le débit est très important (Figure IV. 1-18). Lors de la diminution de débit, la zone de fluctuation à 530 Hz se trouve transférée de l'aval de la flamme à l'amont avec une forte augmentation de l'intensité. Ceci montre de nouveau que cette fluctuation est plutôt pilotée par l'aérodynamique.

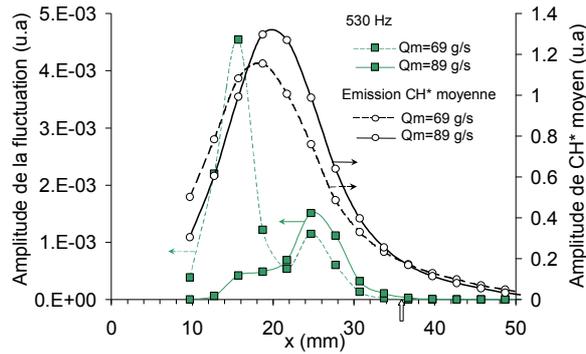


Figure IV. 1-18 : Profils axiaux de l'amplitude de la fluctuation 530 Hz pour les débits de $Q_m=69 \text{ g s}^{-1}$ et $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$

d) Déphasage entre l'émission de CH^* et la pression

Seul les déphasages des fluctuations aérodynamiques à 130 Hz et à 530 Hz ont pu être réalisés.

Le profil axial de la phase entre la pression (en C_{chb}) et l'émission de CH^* de la fluctuation à 130 Hz pour les deux débits est présenté sur la Figure IV. 1-19. L'augmentation de la pente correspond bien à une diminution du débit mais comme précédemment aucune vitesse ne peut être déduite.

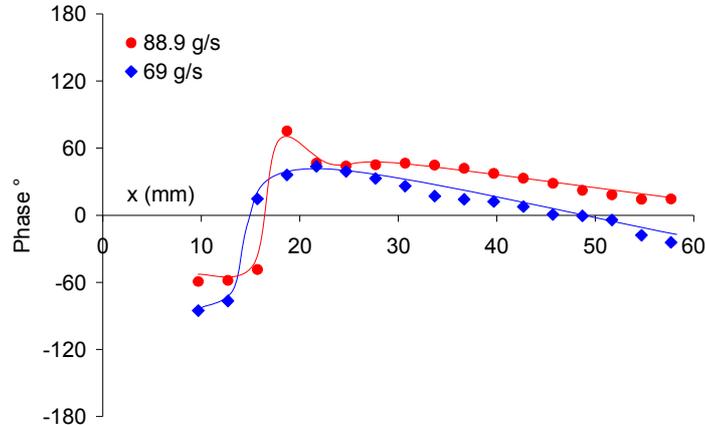


Figure IV. 1-19 : Profils axiaux de la phase entre le capteur de pression C_{chb} et de l'émission de CH^* de la fluctuation à 130 Hz pour deux débits

La Figure IV. 1-20 représente le profil du déphasage de la fluctuation à 530 Hz entre le capteur de pression C_{chb} et l'émission de CH^* pour $Q_m=69 \text{ g s}^{-1}$. L'émission de CH^* et l'amplitude de 530 Hz normalisées sont superposées à ce graphique. Sur deux zones situées en amont et aval du maximum de réaction le déphasage varie linéairement. Ces deux zones sont situées au début et à la fin de la flamme.

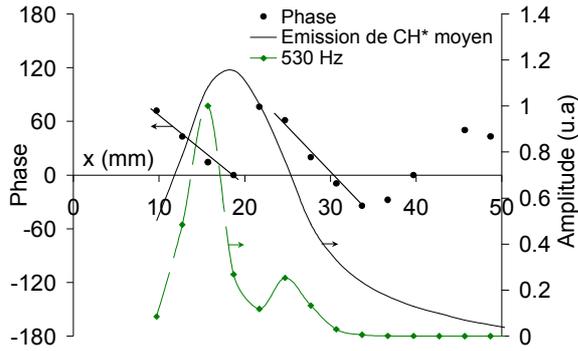


Figure IV. 1-20 : Profils axiaux de la phase entre le capteur de pression C_{chb} et de l'émission de CH^* de la fluctuation à 530 Hz, de la moyenne du CH^* et de l'amplitude de la fluctuation à 530 Hz $Q_m=69 \text{ g s}^{-1}$

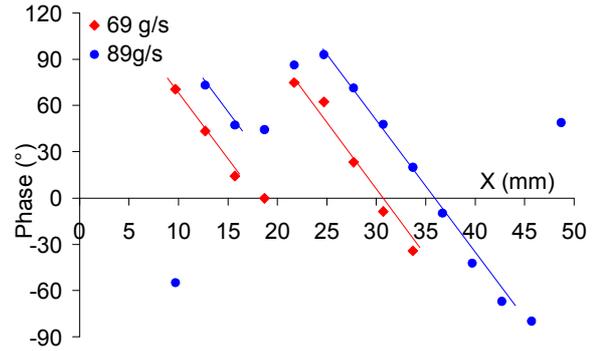


Figure IV. 1-21 : Profils axiaux de la phase entre le capteur de pression C_{chb} et de l'émission de CH^* de la fluctuation à 530 Hz, pour deux débits

La Figure IV. 1-21 représente le profil axial du déphasage moyen en fonction de la distance axiale pour les deux débits. Nous pouvons constater que les deux zones linéaires existent dans les deux cas et qu'elles se décalent vers l'aval lorsque le débit augmente.

Avec le débit de 69 g s^{-1} , l'équation de la droite est $\varphi = -11.8 x + 351^\circ$ et la vitesse déduite est $v = 15.4 \text{ m s}^{-1}$ ($f = 506 \text{ Hz}$). La vitesse à 89 g s^{-1} était de 19.2 m s^{-1} . La différence entre les deux vitesses (24.3%) correspond bien à l'augmentation de débit (29%).

e) Modèle du time Lag

Pour expliquer la position des fluctuations de CH^* nous allons utiliser le modèle du time lag. Cette théorie permet de déterminer les conditions favorables aux instabilités convectées (130 Hz, 400 Hz et 530 Hz). Elle stipule que, si la fluctuation de richesse est due aux fluctuations de débit du carburant, les fluctuations sont amplifiées lorsque le temps de retard (τ) entre la pression et la production de chaleur est égal à un multiple de la période de la fluctuation: $\tau = n T$ (avec n entier) comme le prédit le théorème de Rayleigh [68].

Le temps τ peut être décomposé en quatre termes: $\tau = \tau_{ci} + \tau_{pv} + \tau_{conv} + \tau_{rch}$

τ_{ci} : Le temps de propagation de la fluctuation de pression de la flamme à l'injecteur. On a $\tau_{ci} = x/a_0$ avec a_0 la vitesse du son et x la distance avec l'injection de carburant. τ_{ci} est négligeable devant les autres temps (Lieuwen [52]).

τ_{pv} : Le délais entre la fluctuation de pression et la fluctuation de vitesse au niveau de l'injecteur de carburant. Ce délai dépend du coefficient de réflexion de l'alimentation de carburant. Dans notre cas, nous supposons que la réflexion est nulle donc $\tau_{pv} = T/2$ (Lieuwen [52]).

τ_{rch} : Ce temps est le délai entre la fluctuation de vitesse et la fluctuation de richesse. La fluctuation de débit de carburant ou de comburant est supposée en phase avec la fluctuation de la vitesse. Si la fluctuation du débit d'air est négligeable devant le débit de carburant pour la fluctuation de richesse, alors la fluctuation de la richesse est en phase avec la fluctuation de vitesse $\tau_{rch} = 0$. A l'inverse si la fluctuation du débit de carburant est négligeable devant le débit d'air pour la fluctuation de richesse, alors la fluctuation de la richesse est en déphasage avec la fluctuation de vitesse $\tau_{rch} = T/2$. Nous supposons que les fluctuations de débit d'air sont négligeables et donc $\tau_{rch} = 0$.

τ_{conv} : Ce délai correspond au temps de convection de la perturbation de l'injection de carburant à la flamme. τ_{conv} est estimé par $\tau_{conv} = x/v$

v est la vitesse de convection de la perturbation obtenues à partir de la phase entre le CH^* et la pression ($v=19.2 \text{ ms}^{-1}$ pour $Q_m = 89 \text{ g s}^{-1}$ et $v=15.4 \text{ ms}^{-1}$ pour $Q_m = 69 \text{ g s}^{-1}$)

x la distance entre l'injection du carburant et le point de mesure.

Le temps de retard τ s'écrit alors: $\tau = \tau_{conv} + T/2 = n T$ d'où $\tau_{conv}/T = n - 1/2$.

Cette relation décrit la condition pour avoir l'amplification maximale des fluctuations. Or le critère de Rayleigh autorise encore une amplification lorsque la pression et le dégagement de chaleur sont en phase à $\pm\pi/2$ près. Nous avons finalement, pour que les fluctuations puissent être amplifiées, la condition suivante: $\tau_{conv}/T = n - 1/2 \pm 1/4$

A partir de ce critère, nous allons reporter nos mesures en fonction de τ_{conv}/T en indiquant les zones propices à l'amplification des fluctuations en hachurés (Figure IV. 1-22).

Pour la fluctuation à 130 Hz, nous pouvons constater Figure IV. 1-22 que les fortes amplitudes sont obtenues à $\tau_{conv}/T = 0.44$ pour $Q_m = 89 \text{ g s}^{-1}$ et à $\tau_{conv}/T = 0.35$ pour $Q_m = 69 \text{ g s}^{-1}$, proches du maximum d'amplitude théorique à $\tau_{conv}/T = 0.5$. Ce modèle nous permet donc d'expliquer pourquoi la fluctuation à 130 Hz est située en aval de la zone de combustion et non en amont. Cette dernière est moins favorable à l'amplification de la fluctuation.

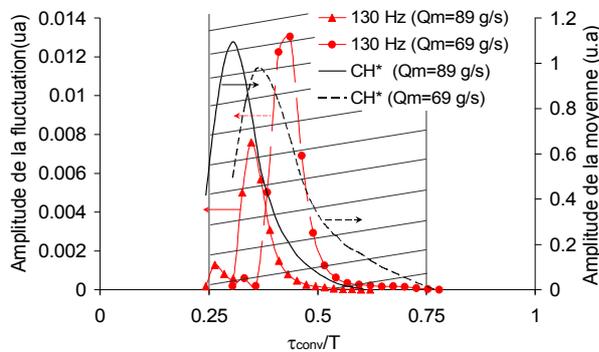


Figure IV. 1-22 : Amplitude de la fluctuation à 130 Hz en fonction de τ_{conv}/T pour les débits $Q_m=69 \text{ g s}^{-1}$ et $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$ ($\phi_g=0.23$)

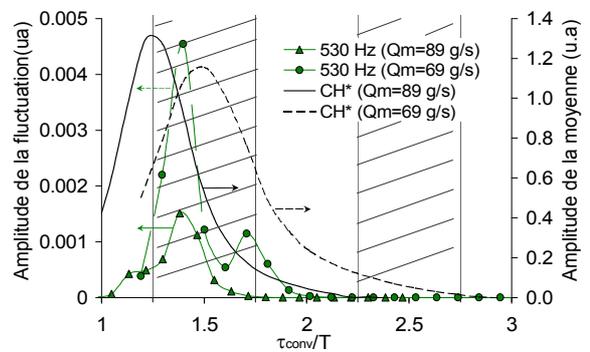


Figure IV. 1-23 : Amplitude de la fluctuation à 530 Hz en fonction de τ_{conv}/T pour les débits $Q_m=69 \text{ g s}^{-1}$ et $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$ ($\phi_g=0.21$)

Le même traitement est appliqué Figure IV. 1-23 pour la fluctuation à 530 Hz. L'amplitude maximale est obtenue pour $\tau_{\text{conv}}/T=1.4$ pour les deux débits, proche du maximum théorique d'amplification. Ce résultat nous permet d'expliquer pourquoi la zone de combustion vibrant à cette fréquence s'est déplacée par rapport au maximum de la réaction lors de la réduction de débit. La fluctuation en aval de la flamme ne se trouve plus dans une zone favorable lorsque l'on diminue le débit de 89 g s^{-1} à 69 g s^{-1} . Au contraire, la zone en amont se trouve dans une zone favorable à 69 g s^{-1} .

Nous constatons donc que le modèle du time lag permet de bien prédire la fréquence qui sera amplifiée et la région où cette fréquence sera amplifiée. Nous avons donc construit un diagramme (Figure IV. 1-24) qui permet de localiser directement la position d'une fluctuation de combustion en fonction de sa fréquence. Il suffit de positionner sur ce diagramme la zone moyenne de réaction. Les zones communes entre la réaction et le critère d'amplification (en gris) sont les zones où la fluctuation de combustion pourra s'amplifier.

Les zones instables des fluctuations à 130 Hz, 400 Hz et 530 Hz sont représentées respectivement par une barre verte bleu et rouge. Nous avons également représenté les profils des fluctuations de CH^* aux fréquences de 130 Hz et 530 Hz. Nous pouvons constater que l'emplacement et les fréquences des fluctuations correspondent bien aux conditions favorables prédites par le modèle du time lag. On constate ainsi que la fluctuation à 400 Hz ne peut pas être amplifiée dans ce cas.

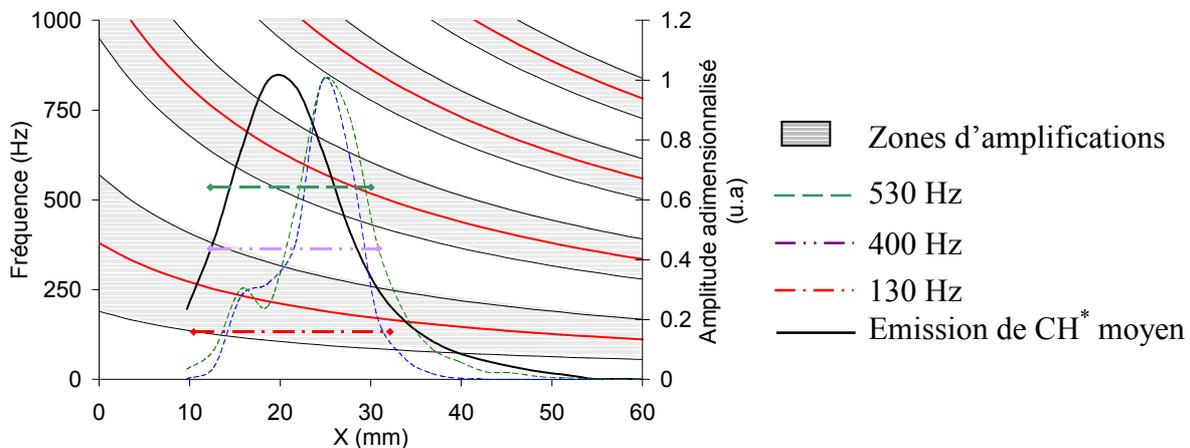


Figure IV. 1-24 : Positions des instabilités d'après le modèle du time lag ($\phi_g=0.21, S_{0.7}, Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$)

IV. 1. 4 - Influence du débit sur les émissions polluantes

L'augmentation du débit peut provoquer deux effets opposés sur la formation des NO_x :

- la diminution du temps de séjour entraîne la diminution des NO -thermique.
- l'augmentation du volume de la flamme et de son intensité tend à augmenter les NO_x .

Le paramètre dominant entre ces deux tendances dépend de la conception du brûleur.

Les valeurs de l'émission de NO_x obtenues en fonction du débit sont présentées sur la Figure IV. 1-25. La diminution linéaire des NO_x avec le débit nous montre que le mécanisme de formation des NO_x de notre brûleur s'opère majoritairement par la voie des NO -thermique. Ce mécanisme est en effet sensible au temps de séjour qui diminue quand le débit augmente. L'évolution du CO en fonction du débit n'a pu être étudiée car lors de l'expérience aucune trace de CO n'a été mesurée dans ces conditions de richesse.

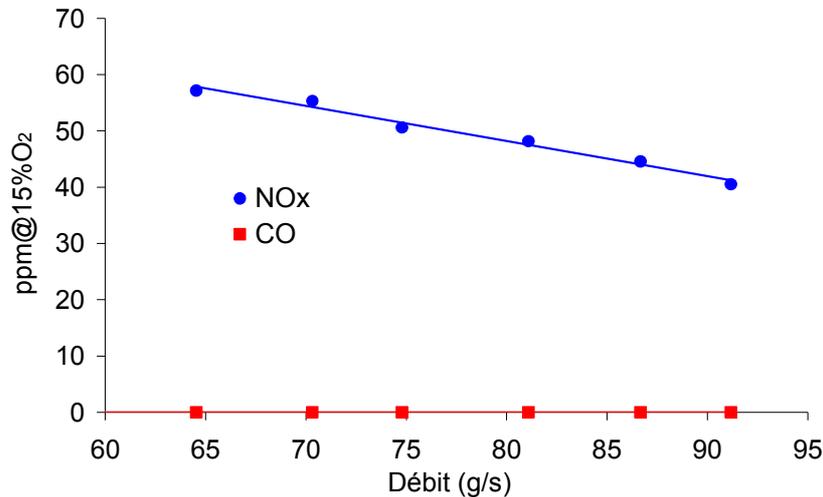


Figure IV. 1-25 : Emission de NO_x en fonction du débit ($\phi_g=0.214$)

IV. 1. 5 - Conclusion

Le changement de vitesse ne semble pas profondément modifier la structure de l'écoulement. La zone de combustion migre vers l'aval lorsque le débit augmente. Cette modification de position de la zone de combustion favorise le déplacement de la flamme vers l'injecteur (flamme de type I) à des richesses plus faibles.

La variation du débit nous permet désormais de classer les fluctuations selon leurs natures.

- Fluctuations acoustiques (800 Hz et 1250 Hz):

La fréquences de ces fluctuations sont indépendantes de la vitesse de l'écoulement, elles ne dépendent que de la vitesse du son. Leurs amplitudes augmentent avec le débit par l'accroissement de puissance. Ce sont donc des fluctuations purement acoustiques.

- Fluctuations *basses fréquences*.

C'est également une fluctuation acoustique dont le comportement est différent de celui des deux précédentes. Sa fréquence est indépendante de tous les paramètres et son amplitude dépend grandement de la combustion. Comme les autres fluctuations acoustiques, l'amplitude augmente avec le débit. Les fluctuations *basses fréquences* situées en amont de la flamme

migrent avec la flamme. Ce n'est pas le cas des fluctuations *basses fréquences* situées en aval de la flamme qui sont bloquées par l'arrivée de l'air de dilution primaire.

- Fluctuations aérodynamiques (130 Hz, 400 Hz et 530 Hz).

Les fréquences de ces fluctuations augmentent linéairement avec la vitesse de l'écoulement. Les conditions favorables à ces fluctuations sont prédites par le modèle du time lag. Ce modèle permet également de prédire la position des zones de combustion vibrant à ces fréquences. Nous constatons ainsi que la zone de combustion vibrant à 130 Hz est toujours positionnée derrière la flamme et suit donc le déplacement de la flamme quand on change le débit. La zone de combustion vibrant à la fréquence de 530 Hz diffère fortement selon le débit. A faible débit elle est située surtout en amont de la flamme. A fort débit la fluctuation amont disparaît, seule une fluctuation en aval subsiste. Le modèle du time lag montre que la zone favorable à cette instabilité se déplace vers l'amont lorsque le débit augmente. Ce modèle explique également que la fluctuation à 400 Hz a une faible amplitude car elle ne se trouve pas dans des conditions favorables à son amplification.

Le modèle du time lag donne les conditions nécessaires mais non suffisantes à l'amplification des instabilités. Ainsi la fluctuation à 130 Hz est conditionnée à l'apparition de la flamme de type I. Nous avons mis en évidence que lorsque le débit diminue, la flamme de type I apparaît à des richesses plus faibles. Par conséquent la fluctuation à 130 Hz devient dominante à des richesses plus faibles.

De manière globale les changements d'amplitude des différentes fluctuations se compensent les unes les autres dans la plage de débit étudiée.

Enfin, le changement de débit nous a permis de déterminer que la production de NO_x s'effectue majoritairement par voie de NO-thermique. Ainsi les NO_x diminuent avec l'augmentation du débit.

IV. 2 - Influence de la température de préchauffage de l'air

Tous les résultats présentés précédemment ont été réalisés avec une température d'entrée de 30 °C. Mais dans l'environnement d'une turbine à gaz industrielle avec un cycle simple la température à l'entrée de la chambre de combustion est d'environ 250 °C. Il est envisagé par Microturbo d'augmenter cette température par des récupérateurs de chaleur. La hausse de la température d'entrée est favorable à l'augmentation des émissions polluantes et du rendement de la turbine.

Dans cette partie, nous n'avons pas réalisé les mesures d'imageries CH^* , ni de champ de vitesse, mais nous savons par Bicen [9] que la hausse de la température n'affecte pas les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement.

Les paramètres fixes sont les suivants: $P_{\text{ch}}=5$ bar, $d_{\text{ia}}=36$ mm, injecteur $S_{0.7}$, $Q_m=89$ g s^{-1} et 69 g s^{-1} .

IV. 2. 1 - Influence de la température de l'air sur les instabilités de combustion

a) Etude globale

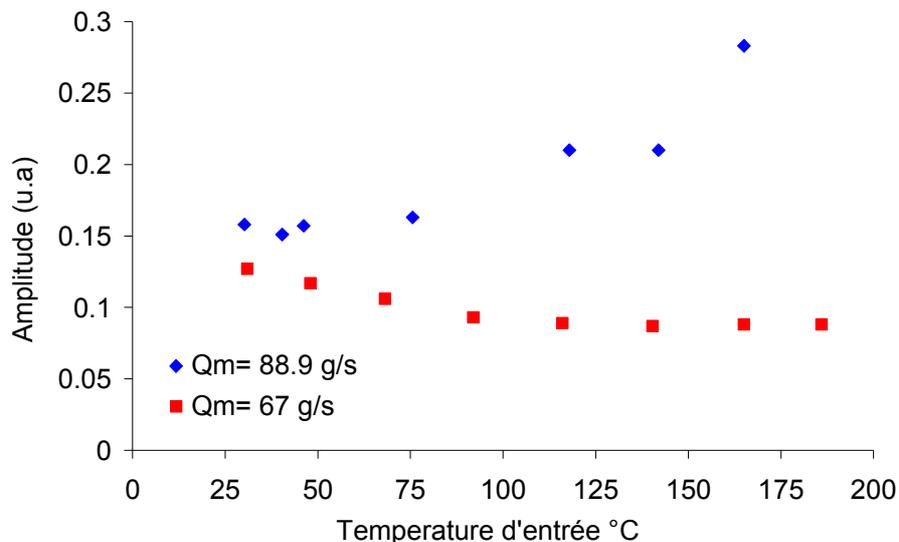


Figure IV. 2-1 : Amplitude des fluctuations de l'émission de CH^* en fonction de la température de préchauffage pour les deux débits d'air: $Q_m=88.9$ g s^{-1} et $Q_m=67$ g s^{-1}

Pour cette expérience la richesse est fixée à $\phi_g=0.19$ et la température d'entrée est augmentée progressivement. Le débit normal est de 88.9 g s^{-1} , mais nous avons également réalisé les mesures pour un débit plus faible (67 g s^{-1}) afin de faire apparaître la fluctuation à 530 Hz qui est négligeable à fort débit.

La fluctuation de l'émission de CH^* en fonction de la température est présentée sur la Figure IV. 2-1 pour les deux débits étudiés. Elle est obtenue en calculant l'écart type du signal recueilli par le photomultiplicateur globale. Pour $Q_m=88.9 \text{ g s}^{-1}$ l'amplitude reste stable jusqu'à une température d'environ $100 \text{ }^\circ\text{C}$, puis elle augmente fortement. Pour $Q_m=67 \text{ g s}^{-1}$, l'amplitude des instabilités diminue faiblement jusqu'à une température d'environ $100 \text{ }^\circ\text{C}$, puis reste stable. L'étude fréquentielle est indispensable pour pouvoir comprendre la différence entre ces deux cas.

b) Etude fréquentielle

Les densités spectrales de puissance de l'émission de CH^* et de pression sont présentées respectivement sur les figures IV. 2-2 et IV. 2-3 pour $Q_m= 89 \text{ g s}^{-1}$. Sur les spectres nous constatons de nouveau des comportements très contrastés selon les fluctuations que nous allons détailler séparément.

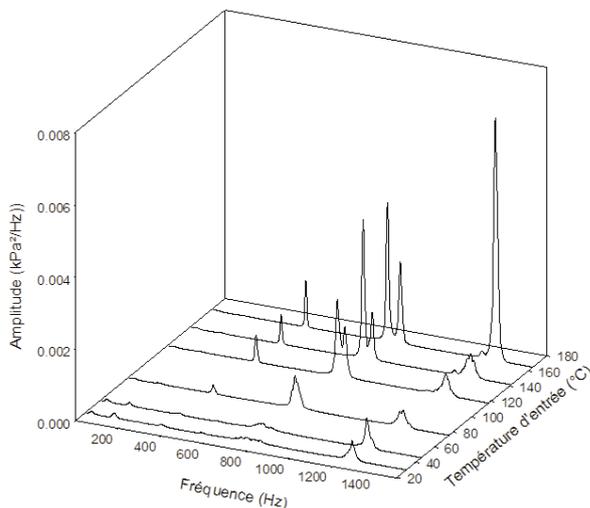


Figure IV. 2-2 : Spectre de pression en fonction de la température ($Q_m= 89 \text{ g s}^{-1}$)

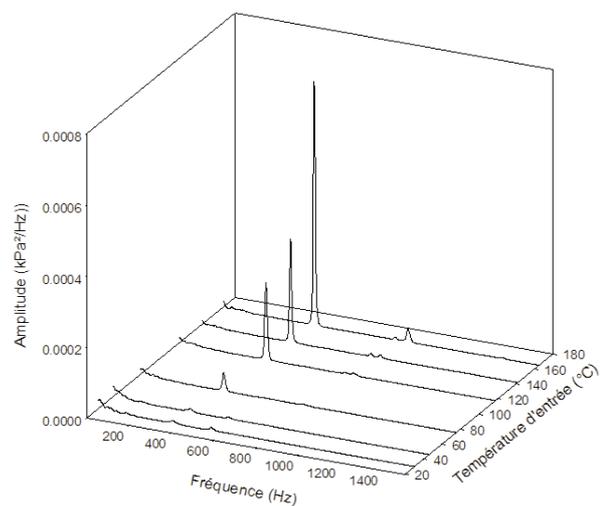


Figure IV. 2-3 : Spectre de CH^* en fonction de la température ($Q_m= 89 \text{ g s}^{-1}$)

- Basses fréquences

L'amplitude de ces fluctuations est tracée sur la Figure IV. 2-4 pour le débit de $Q_m= 89 \text{ g s}^{-1}$ et sur la Figure IV. 2-5 pour le débit de $Q_m= 67 \text{ g s}^{-1}$. Nous avons vu précédemment que l'augmentation du débit entraîne une augmentation de l'amplitude. Au contraire, l'augmentation de température provoque une diminution de l'amplitude. Cette tendance est expliquée par une plus grande homogénéité de la température de la flamme, les variations de la richesse ont alors un impact plus faible sur la température. Heitor [40] avait ainsi remarqué une diminution de l'écart type de la température avec l'augmentation de la température du préchauffage. Les instabilités provoquées par la combustion se trouvent donc réduites.

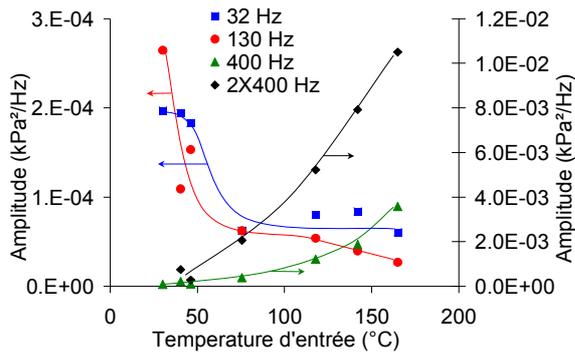


Figure IV. 2-4 : Amplitude des fluctuations de pression en fonction de la température d'entrée pour $Q_m= 89 \text{ g s}^{-1}$

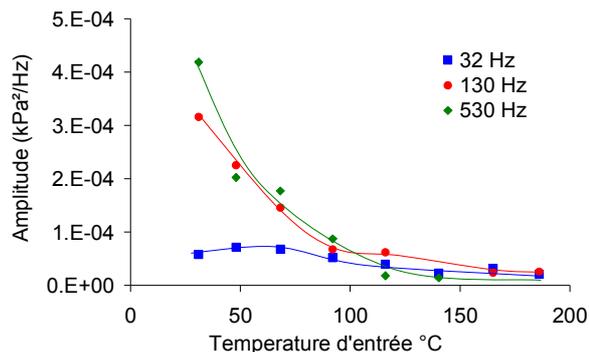


Figure IV. 2-5 : Amplitude des fluctuations de pression en fonction de la température d'entrée pour $Q_m= 67 \text{ g s}^{-1}$

- **Fluctuations aérodynamiques (130 Hz, 400 Hz et 530 Hz)**

Nous avons représenté sur les figures IV. 2-6 et IV. 2-7 les fréquences des fluctuations à 530 Hz et à 130 Hz en fonction du débit volumique d'air entrant dans la chambre de combustion à différentes températures de préchauffage. On obtient une variation linéaire des fréquences en fonction du débit volumique similaire au cas où seul le débit massique varie. Ceci montre que la température ne joue aucun rôle sur la fréquence, et confirme que ces fluctuations sont uniquement aérodynamiques.

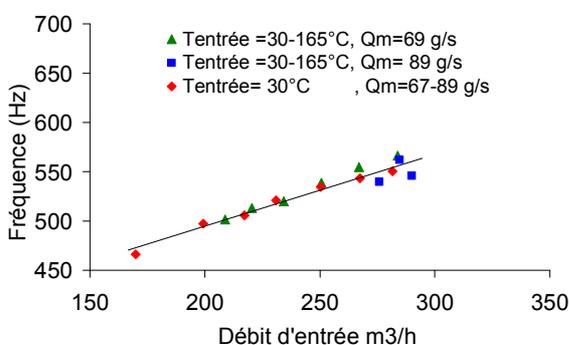


Figure IV. 2-6 : Fréquence de la fluctuation à 530 Hz en fonction du débit volumique

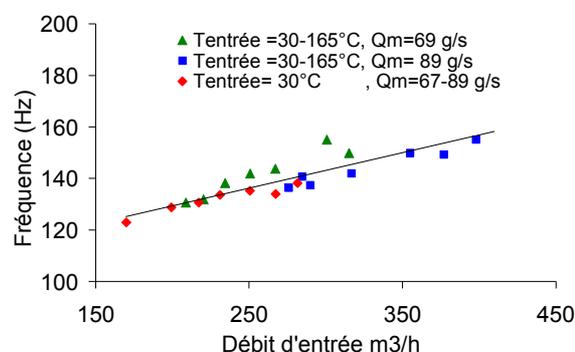


Figure IV. 2-7 : Fréquence de la fluctuation à 130 Hz en fonction du débit volumique

Pour le débit de 89 g s^{-1} , la fluctuation à 530 Hz devient non décelable à partir d'une température d'air de seulement 41 °C . Cette remarque nous a poussé à refaire l'expérience à un débit plus faible afin d'observer l'évolution de la fluctuation sur une plus grande plage de température.

Lorsque l'on compare les résultats des amplitudes des fluctuations à 130 Hz et à 530 Hz (Figure IV. 2-8 et Figure IV. 2-9), nous observons une différence importante entre les résultats à température constante et à température variable. Nous pouvons expliquer cette

différence par une augmentation de la vitesse de combustion qui modifie les conditions d'amplification des instabilités.

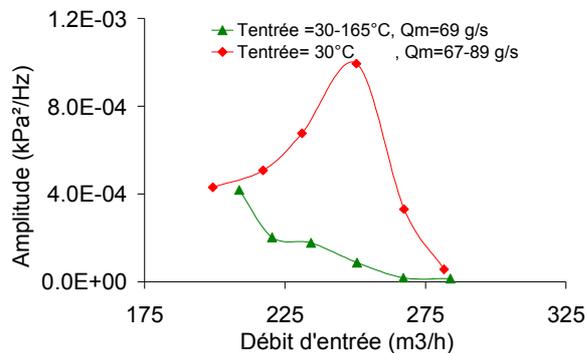


Figure IV. 2-8 : Amplitude de la fluctuation à 530 Hz en fonction du débit volumique

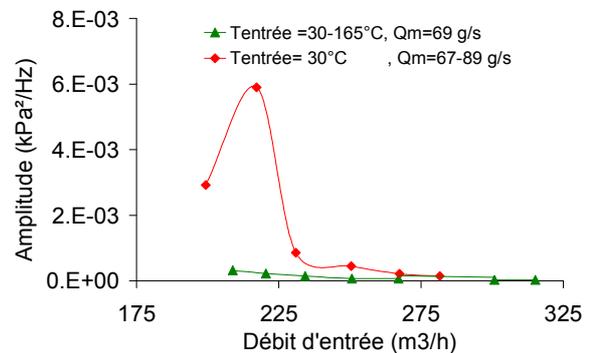


Figure IV. 2-9 : Amplitude de la fluctuation à 130 Hz en fonction du débit volumique

La fluctuation à 400 Hz qui était très faible dans la configuration de base devient dominante lorsque la température d'entrée est de 250 °C avec le débit de 89 g s⁻¹ (Figure IV. 2-4). Cependant, cette fluctuation est très faible lorsque le débit est de 69 g s⁻¹. De plus, les harmoniques ont une amplitude plus importante que la fondamentale sur les fluctuations de pression car elles se trouvent à proximité des fluctuations acoustiques de 800 Hz et 1250 Hz (Figure IV. 2-14). Il en résulte un phénomène de battement visible uniquement sur les fluctuations de pression.

La fréquence augmente linéairement avec la température (Figure IV. 2-10) pour les deux débits (89 g s⁻¹ et 68 g s⁻¹). Nous pouvons voir également que l'augmentation de débit volumique entraîne une augmentation linéaire de la fréquence (Figure IV. 2-11), comme pour les autres fluctuations aérodynamiques.

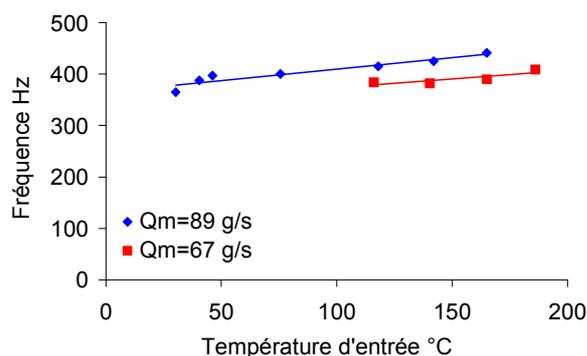


Figure IV. 2-10 : Fréquence de la fluctuation à 400 Hz en fonction de la température pour les débits de 89 g s⁻¹ et de 68 g s⁻¹

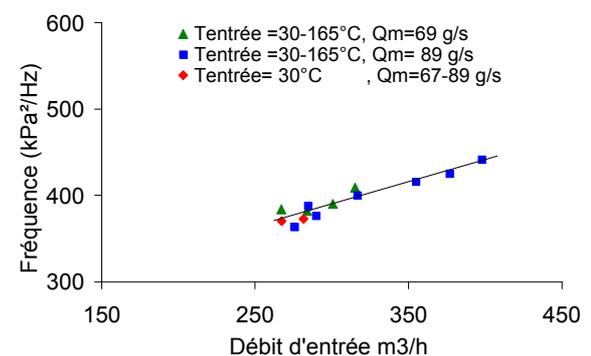


Figure IV. 2-11 : Fréquence de la fluctuation à 400 Hz en fonction du débit volumique

Ces instabilités ont aussi été observées dans la ligne de gaz comme le montre la Figure IV. 2-12. Comme pour les autres fréquences, l'amplitude dans la ligne de gaz est beaucoup plus faible que dans la chambre.

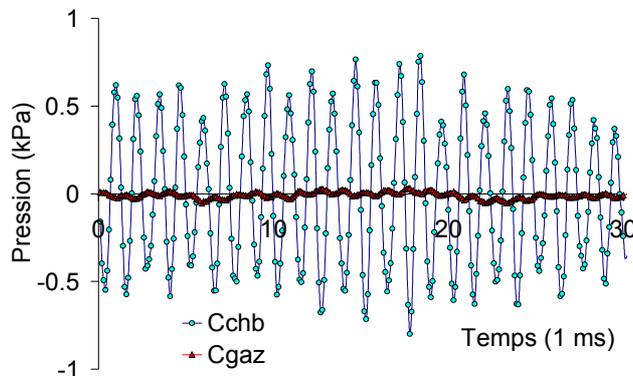


Figure IV. 2-12 : Evolution de la pression dans la chambre (C_{chb}) et dans la ligne de gaz (C_{gaz})

- Fluctuations acoustiques (800 Hz et 1250 Hz)

Malgré la proximité de l'harmonique du 400 Hz, nous avons pu identifier la fréquence de résonance longitudinale de la chambre (800 Hz). Nous constatons une augmentation de la fréquence avec l'augmentation de la température comme prévue par la relation (3) page 73 (Figure IV. 2-13).

Cependant, l'influence des harmoniques ne nous permet pas l'étude de l'évolution des amplitudes des fluctuations acoustiques ni l'évolution de la fréquence de la fluctuation à 1250 Hz.

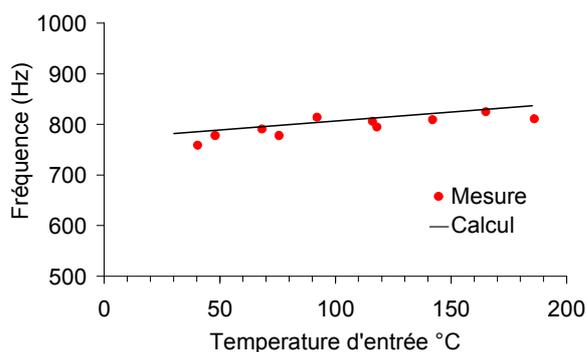


Figure IV. 2-13 : Fréquence de résonance longitudinale en fonction de la température d'entrée

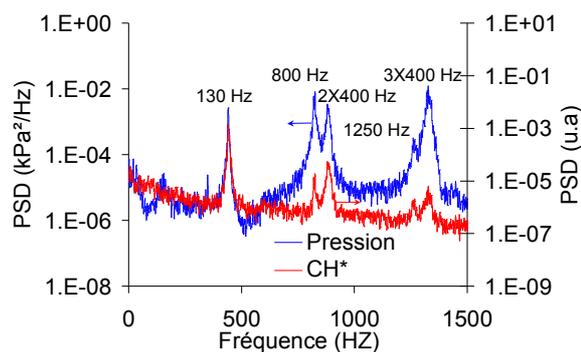


Figure IV. 2-14 : Spectres de l'émission de CH^* et de pression à $T_{entrée}=250\text{ °C}$

IV. 2. 2 - Influence de la température de préchauffage sur les émissions polluantes

Ces mesures sont réalisées en diminuant la richesse jusqu'à l'extinction. Trois températures de consigne du réchauffeur d'air sont utilisées: 50 °C, 150 °C et 250 °C. On peut noter qu'à richesse constante, une augmentation de 100 °C de la température de l'air d'entrée entraîne une augmentation de 66 °C de la température des fumées.

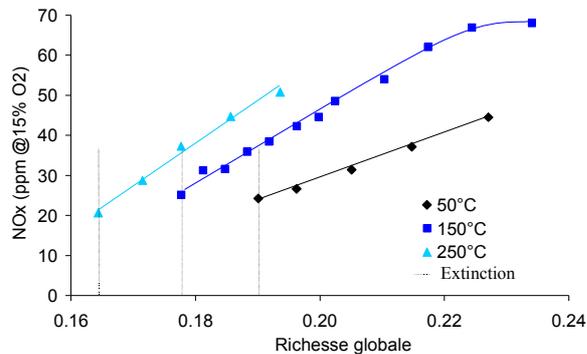


Figure IV. 2-15 : Emissions de NO_x à différentes températures d'air d'entrée en fonction de la richesse

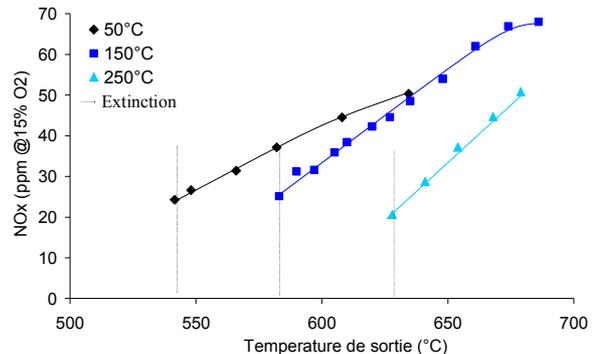


Figure IV. 2-16 : Emissions de NO_x à différentes températures d'air d'entrée en fonction de la température des échappements

Sur la Figure IV. 2-15 sont représentées les émissions de NO_x en fonction de la richesse pour les trois températures d'entrée (aucune émission de CO n'a été détectée dans ces expériences). Pour une richesse donnée, l'émission de NO_x augmente avec la température, car la production de NO-thermique est une fonction exponentielle de la température (Hill [42]). De plus, la richesse d'extinction est réduite de $\phi_g=0.19$ à $\phi_g=0.164$ lorsque la température augmente de 50 °C à 250 °C. Cependant la limite inférieure d'émission de NO_x est constante (20 ppm @ 15% O₂), elle est limitée par l'extinction pauvre. Il semble donc que le gain en terme d'émission de NO_x et de CO soit nul avec le réchauffage d'air. Cependant pour une température de sortie de chambre donnée (Figure IV. 2-16), les émissions de NO_x diminuent quand la température de préchauffage augmente. Ceci est dû à la richesse de combustion beaucoup plus faible pour atteindre une température d'échappement identique. La diminution de la richesse diminue fortement la production de NO_x par la diminution des zones chaudes. Par exemple pour une température de sortie de 635 °C, la richesse est diminuée de 42.1% lorsque la température d'entrée augmente de 50 °C à 250 °C, les NO_x sont alors réduits de 50 ppm à 18 ppm. Pour une pression et un débit d'air donnés, la température de sortie de chambre étant globalement proportionnelle à la puissance récupérable, le préchauffage de l'air est donc bénéfique aux émissions de NO_x exprimées en fonction de la puissance récupérable.

IV. 2. 3 - Conclusion

L'augmentation de la température influence les fluctuations selon les trois catégories définies au paragraphe précédent.

L'amplitude *des basses fréquences* diminue avec la température. La diminution de ces instabilités est attribuée à un plus faible impact de la variation de la richesse sur la fluctuation de température.

- Les instabilités aérodynamiques (130 Hz, 400 Hz, 530 Hz) voient leurs fréquences augmenter par l'effet de la hausse du débit volumique. L'amplitude des instabilités à 130 Hz et à 530 Hz diminue lors de l'augmentation de la température et à l'inverse l'amplitude de la fluctuation à 400 Hz augmente.
- Les instabilités acoustiques (800 Hz et 1250 Hz) sont difficiles à observer du fait de leurs proximités avec les harmoniques du 400 Hz. Néanmoins nous avons pu constater un bon accord entre les calculs et les mesures pour la fréquence de résonance longitudinale.

Nous pouvons dorénavant différencier les trois catégories de fluctuation à partir de l'évolution de leurs fréquences:

- Les *basses fréquences* ne subissant pas de déviation notable
- Les instabilités aérodynamiques (130 Hz, 400 Hz, 530 Hz) dont les fréquences varient uniquement et linéairement avec le débit.
- Les fluctuations caractérisant les instabilités acoustiques (800 Hz et 1250 Hz) dont les fréquences varient uniquement et linéairement avec la température.

La compétition entre ces différentes tendances est à l'avantage de l'instabilité à 400 Hz et de ses harmoniques lorsque l'on augmente les débits. Nous observons au final une augmentation des instabilités avec l'accroissement de la température dans la plage de mesure réalisée.

La voie de production des NO_x étant la voie des NO-thermiques on observe bien, à richesse constante, une augmentation des NO_x quand la température de préchauffage d'air augmente. Mais la diminution de la richesse d'extinction avec l'élévation de température compense cet effet. Ainsi à la limite d'extinction nous observons des émissions constantes de NO_x quelque soit la température. Cependant en terme d'émission de polluants en fonction de l'énergie récupérable, le réchauffage d'air est bénéfique sur les émissions de NO_x .

IV. 3 - Influence des caractéristiques géométriques de l'injecteurs

L'injecteur est un élément très important pour les flammes de prémélange pauvre. La qualité du mélange de l'air avec le gaz dépend en grande partie de la géométrie de l'injecteur. De même, les émissions polluantes, les plages de fonctionnement et de stabilités découlent essentiellement de la conception de l'injecteur. Au début de l'étude, Microturbo nous avait demandé d'étudier les injecteurs en terme d'émissions polluantes, d'instabilité et aussi de perte de charge afin de déterminer rapidement la géométrie optimale pour le prototype de turbine à gaz. Par conséquent, l'ensemble des techniques de mesure n'avait pas pu être mis en œuvre à cette époque.

Deux études différentes ont été réalisées sur l'injecteur. La première concerne l'angle de swirl ou trois injecteurs avec trois angles de swirl sont testés. La deuxième consiste à ajouter une flamme pilote dont le diamètre de sortie sera modifié.

IV. 3. 1 - Influence de l'angle de swirl

Les trois injecteurs étudiés ici sont les injecteurs $S_{0.3}$, $S_{0.5}$ et $S_{0.7}$ (voir p 40). Tous ces injecteurs ont le même diamètre d'orifice d'injection de 0.8 mm. Les autres paramètres fixes sont les suivants: $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$, $P_{ch}=5 \text{ bar}$, $T_{entrée}=30^\circ\text{C}$, $d_{ia}=36 \text{ mm}$.

IV. 3. 1. 1 Influence de l'angle de swirl sur le champ de vitesse

a) Etude aérodynamique sans combustion

Les profils de vitesse sans combustion sont mesurés dans la même configuration qu'en combustion, c'est à dire avec le même débit, la même pression et la même température d'entrée. Les mesures de vitesse par ADL, réalisées à 2 mm des injecteurs sont reportées Figure IV. 3-1 pour la vitesse axiale et Figure IV. 3-2 pour la vitesse tangentielle.

Le profil de vitesse montre que la vitesse axiale maximale est plus importante avec l'injecteur $S_{0.3}$. L'augmentation est due aux pertes de charge moins importantes que pour l'injecteur $S_{0.7}$. Le pourcentage du débit d'air alimentant l'injecteur par rapport au débit total passe alors de 31.8 % pour l'injecteur $S_{0.7}$ à 37.4 % pour l'injecteur $S_{0.3}$.

A l'inverse la vitesse tangentielle est plus faible pour l'injecteur $S_{0.3}$ à cause de la diminution de l'angle des pales. Le nombre de swirl calculé à partir des profils de vitesse axiale et tangentielle vaut 0.33 et correspond à la valeur prédite par la géométrie de l'injecteur (0.34).

La diminution du nombre de swirl entraîne une réduction du diamètre et des vitesses de la ZRI. Par conséquent, le maximum de vitesse axiale, qui était situé sur le bord externe de l'injecteur pour l'injecteur $S_{0.7}$, se situe au bord du bluff body pour l'injecteur $S_{0.3}$.

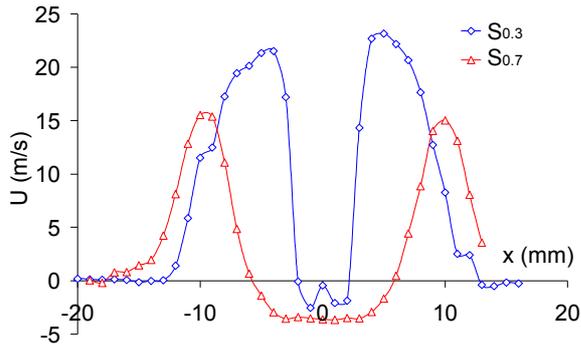


Figure IV. 3-1 : Profil de la vitesse axiale pour les injecteurs $S_{0.3}$ et $S_{0.7}$

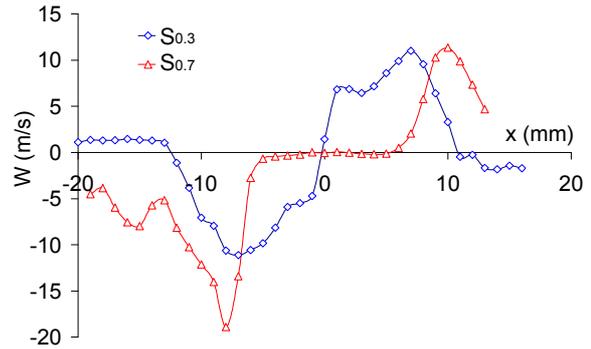


Figure IV. 3-2 : Profil de la vitesse tangentielle pour les injecteurs $S_{0.3}$ et $S_{0.7}$

b) Etude aérodynamique avec combustion

Les mesures d'ADL en combustion réalisées en régime pauvre ($\phi_g=0.21$) sont reportées sur la Figure IV. 3-3. Pour des raisons de mauvaise stabilité et d'accrochage de la flamme avec l'injecteur $S_{0.3}$, il n'a pas été possible de mesurer un champ complet de vitesse. Cependant le peu de mesures obtenues nous renseigne suffisamment sur la taille de la zone de recirculation centrale et permette une comparaison avec l'injecteur $S_{0.7}$.

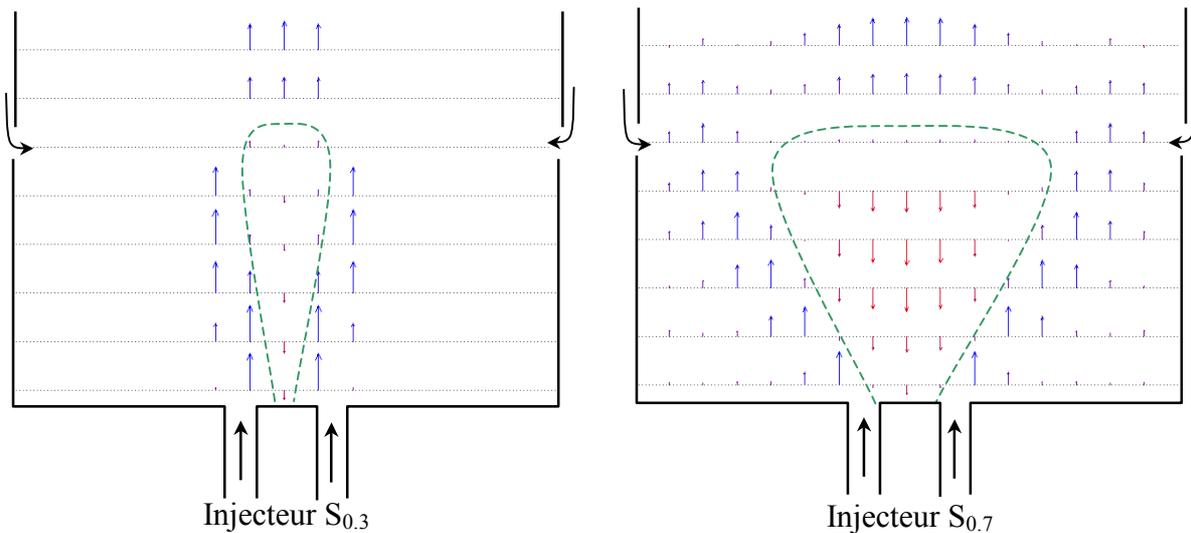


Figure IV. 3-3: Champs de vitesse axiale en combustion pour les injecteurs $S_{0.3}$ et $S_{0.7}$ ($\phi_g=0.21$)

L'écoulement de l'injecteur $S_{0.3}$ présente une zone de recirculation (ZRI) malgré un faible nombre de swirl (0.33). Ce résultat est contraire à ce qu'avait constaté Taupin [86] avec le même injecteur mais dans une chambre de combustion sans injection radiale ni confinement. La ZRI de l'injecteur $S_{0.3}$ est de faible diamètre et de faible intensité, elle se termine à la même hauteur que la ZRI de l'injecteur $S_{0.7}$, c'est à dire au niveau des injections d'air radiales. Cette injection d'air a donc un effet non négligeable sur la structure de l'écoulement

en rotation. En plus de la dilution directe de la zone de combustion, l'injection d'air secondaire a donc aussi un effet actif sur la recirculation interne des gaz brûlés.

IV. 3. 1. 2 Influence de l'angle de swirl sur l'émission spontanée du radical CH^*

a) Images de l'émission spontanée du CH^*

Sur la Figure IV. 3-4, la moyenne (image a), l'écart type (image b) et l'écart type normalisé (image c) sont reportés pour une richesse $\phi_g=0.228$.

La structure de la flamme avec l'injecteur $S_{0.3}$ présente deux différences par rapport à l'injecteur $S_{0.7}$:

- l'angle de sortie Ψ qui vaut 15° contre 35° pour l'injecteur $S_{0.7}$.
- la flamme forme un long cône qui ne s'accroche jamais sur l'extérieur de l'injecteur. Comme la zone de recirculation de coin est plus importante (Taupin [86]), la concentration de radicaux ainsi que la température y sont certainement réduites empêchant ainsi l'allumage de la zone de combustion sur l'extérieur de l'injecteur (flamme α).

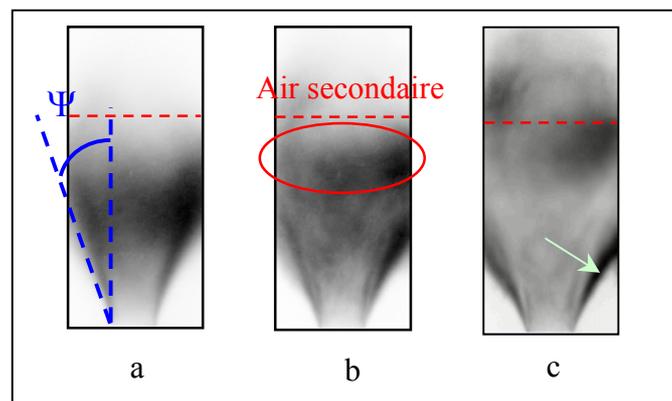


Figure IV. 3-4 : Emission de CH^* de l'injecteur $S_{0.3}$
a) moyenne, b) écart type, c) écart type adimensionnalisé

Les fluctuations de l'émission de CH^* sont surtout situées après la zone de combustion (cercle rouge sur l'image b) et sur la limite du cône de combustion (flèche verte sur l'image c).

b) Profils axiaux de l'émission spontanée du CH^*

Sur la Figure IV. 3-5, nous pouvons remarquer que la diminution du nombre de swirl éloigne notablement la flamme de la base du brûleur, le maximum d'émission de CH^* passe respectivement de 18 mm à 29 mm pour les injecteurs $S_{0.7}$ et $S_{0.3}$. Ce phénomène est dû d'une part, à la diminution du nombre de swirl (Gupta [36]) et dans une moindre mesure à l'augmentation de la vitesse due à la réduction de la perte de charge pour un débit constant.

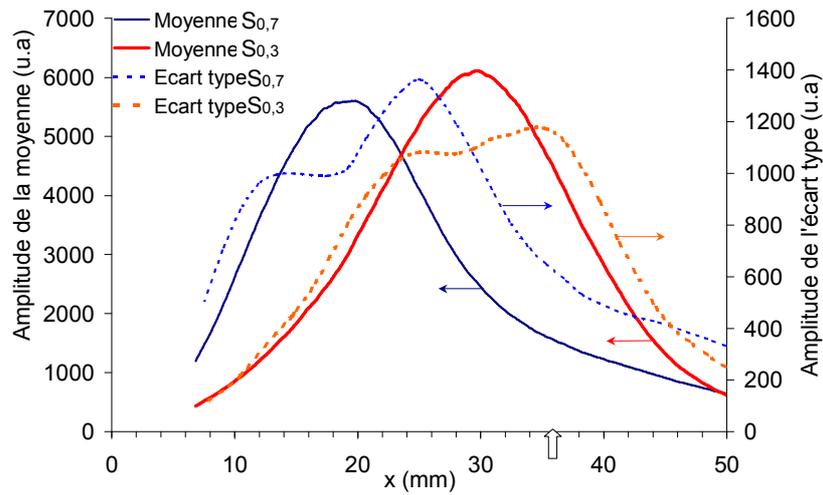


Figure IV. 3-5 : Profils axiaux de l'écart type et de la moyenne de l'émission de CH^* selon l'injecteur ($\phi_g=0.232$)

IV. 3. 1. 3 Influence de l'angle de swirl sur les instabilités

a) Etude globale

Les fluctuations globales entre les deux injecteurs sont identiques et varient de la même façon en fonction de la richesse (Figure IV. 3-6). Ce résultat contraste encore avec les essais de Taupin [86] où l'injecteur $S_{0,3}$ était moins stable. Dans ces conditions, l'injecteur $S_{0,3}$ était beaucoup plus instable que l'injecteur $S_{0,7}$. Dans notre cas à faible nombre de swirl, la présence de la ZRI forcée par la présence de l'air secondaire doit contribuer à la stabilisation de la flamme comme cela a été expliqué précédemment par l'augmentation de la recirculation interne de gaz brûlée.

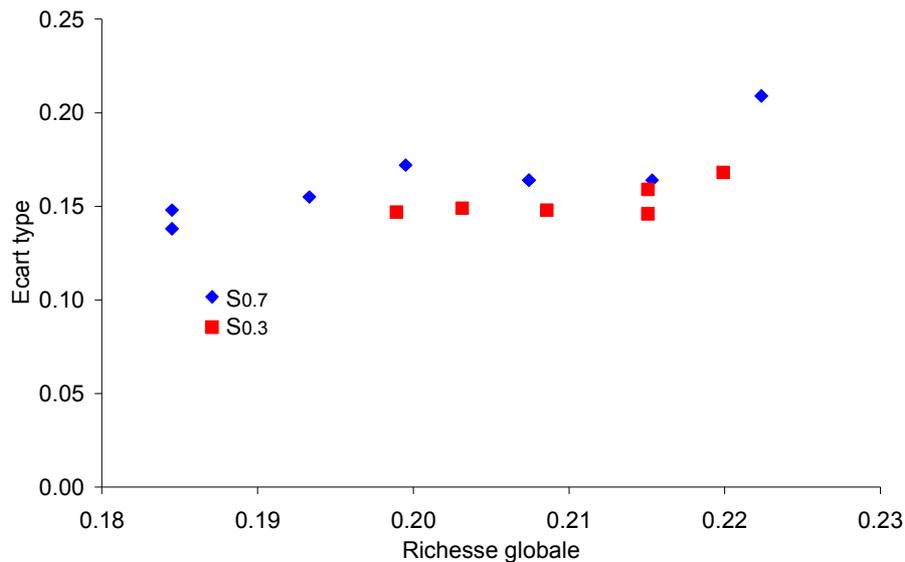


Figure IV. 3-6 : Amplitude des fluctuations du CH^* en fonction de la richesse pour les injecteurs $S_{0,7}$ et $S_{0,3}$

b) Etude fréquentielle

Les densités spectrales de puissance de la pression et du CH^* en fonction du nombre de swirl sont représentées pour les trois injecteurs à la richesse globale de $\phi_g=0.215$ sur les figures IV. 3-7 et IV. 3-8 respectivement.

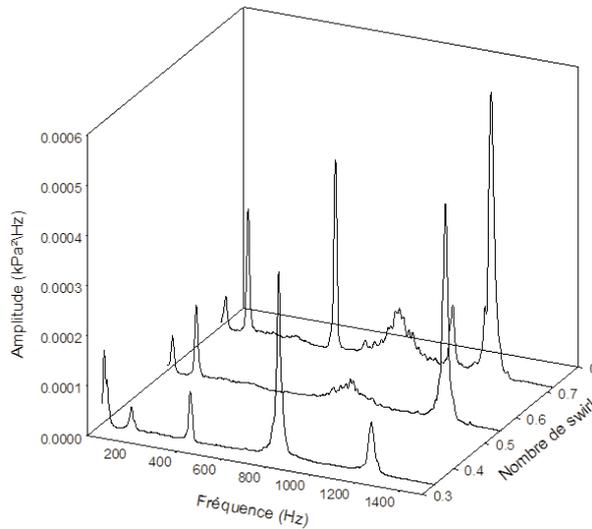


Figure IV. 3-7 : Spectre de pression en fonction du nombre de swirl ($\phi_g=0.215$)

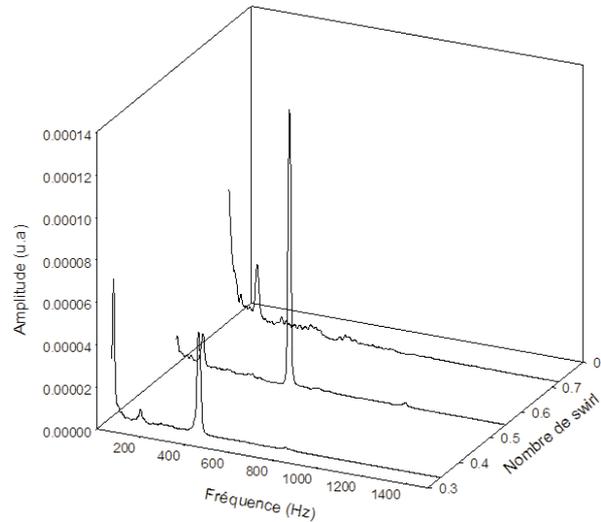


Figure IV. 3-8 : Spectre de CH^* en fonction du nombre de swirl ($\phi_g=0.215$)

- Fluctuations basses fréquences

Sur ces deux graphiques nous pouvons constater que l'amplitude des *basses fréquences* augmente lorsqu'on diminue le nombre de swirl. Cette augmentation peut être attribuée à deux faits. La diminution du nombre de swirl diminue la recirculation des gaz chauds ce qui fragilise la flamme et donc augmente les *basses fréquences*. Ensuite, l'augmentation de la perte de charge de l'injecteur lors de l'augmentation du swirl conduit à la diminution de la richesse primaire ce qui là aussi augmente les *basses fréquences*.

- Fluctuations aérodynamiques (130 Hz, 400 Hz, 530Hz)

L'amplitude de la fluctuation à 130 Hz augmente avec le nombre de swirl. Deux hypothèses permettent d'expliquer l'influence du swirl:

- selon le même principe que les *basses fréquences*, la hausse de la richesse primaire avec l'augmentation du nombre de swirl augmente l'amplitude.
- l'éloignement de la zone de combustion lorsque le nombre de swirl diminue implique une diminution de la combustion dans la ZRC. La flamme proche de l'injecteur (flamme de type I) liée à la fluctuation 130 Hz est donc beaucoup plus difficile à obtenir à faible nombre de swirl.

De plus, nous constatons une légère augmentation de la fréquence de cette instabilité de 130 Hz à 140 Hz lorsque l'on diminue le nombre de swirl. Ce changement correspond à l'augmentation de débit due à la diminution de la perte de charge.

L'évolution de la fréquence de la fluctuation à 400 Hz est tracée sur la Figure IV. 3-9 pour les deux injecteurs en fonction de la richesse. La fréquence augmente légèrement de l'injecteur $S_{0.7}$ à $S_{0.3}$ comme prévu dans le cas des fluctuations aérodynamiques avec l'augmentation du débit.

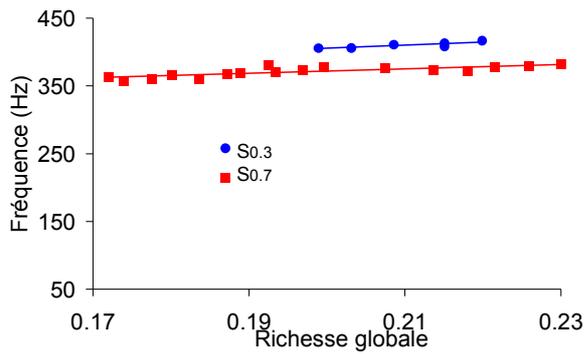


Figure IV. 3-9: Fréquence de la fluctuation à 400 Hz en fonction de l'injecteur

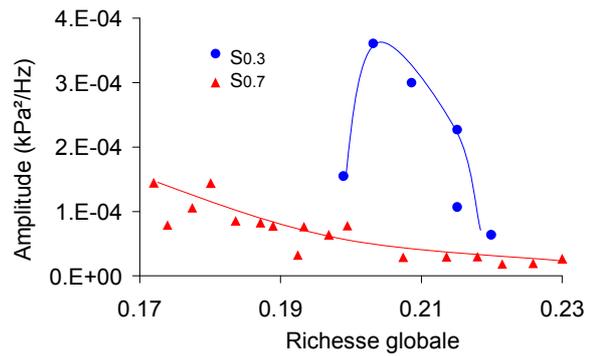


Figure IV. 3-10: Amplitude de la fluctuation à 400 Hz en fonction de l'injecteur

Sur la Figure IV. 3-10, sont représentées les amplitudes de la fluctuation à 400 Hz en fonction de la richesse pour les deux injecteurs. Avec l'injecteur $S_{0.3}$, l'amplitude n'est élevée que dans l'intervalle de richesse $\phi_g=[0.200-0.215]$. Ce résultat rappelle le comportement des fluctuations à 130 Hz et à 530 Hz avec l'injecteur $S_{0.7}$. Un mécanisme similaire contrôle donc l'amplification de cette fluctuation. Avec l'injecteur $S_{0.7}$, l'amplitude reste faible, avec une légère augmentation en pauvre.

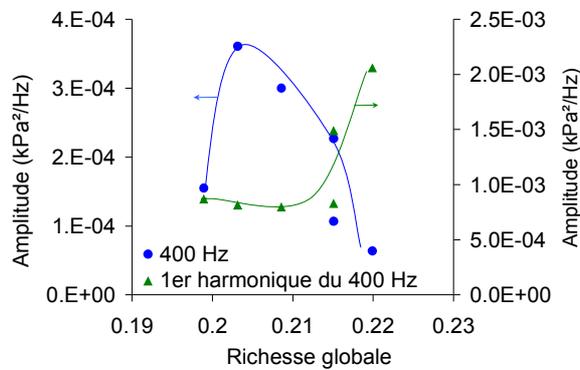


Figure IV. 3-11: Amplitude de la fluctuation à 400 Hz et de son harmonique en fonction de la richesse

Lorsque la richesse augmente, un transfert d'énergie du fondamental vers l'harmonique est visible (Figure IV. 3-11). Rappelons que l'harmonique coïncide avec la fréquence de résonance de la chambre.

L'amplitude de la fluctuation à 530 Hz est beaucoup plus faible pour l'injecteur à $S_{0.3}$. Par conséquent, il nous est impossible de déterminer les tendances de cette fluctuation.

Pour toutes les fréquences aérodynamiques, on a noté une diminution de la fréquence lorsque le nombre de swirl augmentait. Ceci montre que ces fluctuations ne sont pas dues à la précession (PVC) de la zone de recirculation, car dans ce cas elles devraient évoluer en sens inverse (Park [63]).

- **Fluctuations acoustiques (800 Hz, 1250 Hz)**

L'étude de la fluctuation à 800 Hz n'a pas été possible à cause de sa superposition avec l'harmonique de la fluctuation à 400 Hz.

La fluctuation acoustique à 1250 Hz ne change pas car la température de l'écoulement est identique. Cependant, l'intensité augmente avec l'augmentation du nombre de swirl malgré la diminution du débit (Figure IV. 3-7).

c) Localisation des instabilités

Seules les mesures pour les basses fréquences et la fréquence à 130 Hz sont observées pour les deux injecteurs $S_{0.3}$ et $S_{0.7}$. La fréquence à 400 Hz et sa première harmonique sont détectées uniquement pour l'injecteur $S_{0.3}$.

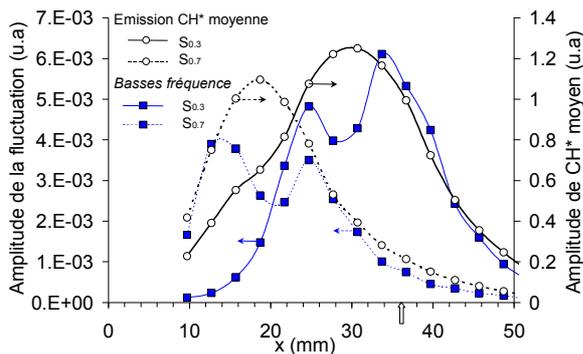


Figure IV. 3-12: Profils axiaux de l'amplitude des fluctuations basses fréquences et de l'émission moyenne de CH^* pour les injecteurs $S_{0.3}$ et $S_{0.7}$ ($\phi_g=0.215$)

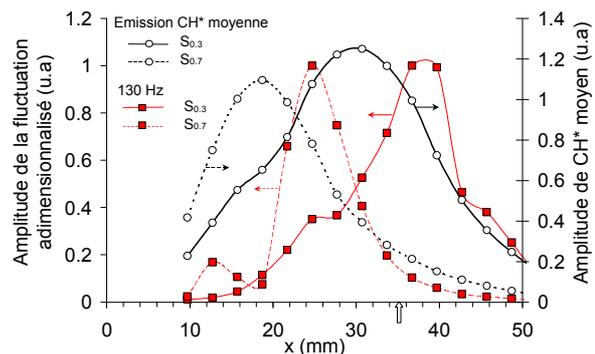


Figure IV. 3-13 : Profils axiaux de l'amplitude de la fluctuation à 130 Hz et de l'émission moyenne de CH^* pour les injecteurs $S_{0.3}$ et $S_{0.7}$ ($\phi_g=0.23$)

- *Fluctuations Basses fréquences*

Sur la Figure IV. 3-13 nous pouvons constater que les zones instables suivent le déplacement de la zone de réaction et se situent toujours de part et d'autre du maximum de réaction. Les fluctuations s'intensifient avec la réduction du nombre de swirl à cause de la diminution de la richesse primaire. On peut également noter que la fluctuation aval devient légèrement prédominante à faible swirl. Ce phénomène s'explique par une interaction plus importante de l'injection radiale d'air avec la flamme avec l'injecteur $S_{0,3}$ qui se trouve plus en aval que la flamme avec l'injecteur $S_{0,7}$, ce qui peut expliquer également l'augmentation de l'intensité du pic aval.

- **Fluctuations aérodynamiques (130 Hz, 400 Hz)**

Sur la Figure IV. 3-13, nous avons tracé, pour la fréquence à 130 Hz, l'amplitude normalisée par le maximum afin de faciliter leurs comparaisons (le signal de la flamme à $S_{0,3}$ étant 70 fois plus faible que celui de la flamme $S_{0,7}$). Les fluctuations ont toujours lieu majoritairement en aval de la flamme. Cependant, la faible fluctuation amont qui existait avec l'injecteur $S_{0,7}$ disparaît complètement avec l'injecteur $S_{0,3}$. Ceci s'explique par la disparition de la combustion dans la ZRC fortement liée à la fluctuation 130 Hz.

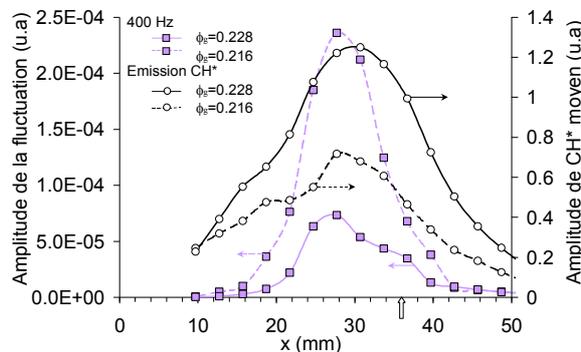


Figure IV. 3-14: Profils axiaux de l'amplitude de la fluctuation 400 Hz et de l'émission moyenne de CH^* pour les richesses $\phi_g=0.228$ et $\phi_g=0.216$

La Figure IV. 3-14 montre que la position de la fluctuation à 400 Hz est très différente des autres fluctuations. Celle-ci n'est pas positionnée de chaque côté du maximum de l'émission de CH^* mais elle est centrée sur la flamme. Ce résultat est encore observé pour une richesse plus faible ($\phi_g=0.216$).

d) Modèle du Time Lag

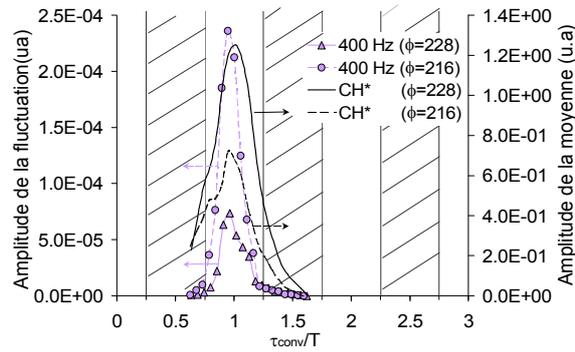


Figure IV. 3-15 : Amplitude de la fluctuation à 400 Hz et de l'émission moyenne de CH* en fonction de τ_{conv}/T pour les richesses $\phi_g=0228$ et $\phi_g=0216$ ($S_{0.3}$)

Les profils de la fluctuation à 400 Hz sont présentés sur la Figure IV. 3-15. L'amplitude maximale se situe à $\tau_{conv}/T=1$ qui ne correspond pas à une zone prédite pour l'amplification. Le modèle du time lag ne peut donc pas être appliqué à cette fluctuation.

Le diagramme permettant de connaître les zones d'amplifications est tracé. Nous pouvons de nouveau constater que la fluctuation à 400 Hz est situé dans une zone où cette fluctuation ne peut être amplifiée. Nous pouvons également constater que les fluctuations à 130 Hz et à 530 Hz sont situés dans des zones d'amplification. Or ces fluctuations ont des amplitudes très faibles. Les résultats ne correspondent donc pas avec le modèle pour les trois fluctuations convectives.

Le modèle que nous utilisons suppose que la fluctuation de la richesse dépend uniquement de la fluctuation du débit de gaz naturel. Or cette hypothèse ne peut plus être utilisée sur cet injecteur car l'angle du swirl est trop faible. Nous avons donc un modèle du time lag non adapté à l'injecteur $S_{0.3}$.

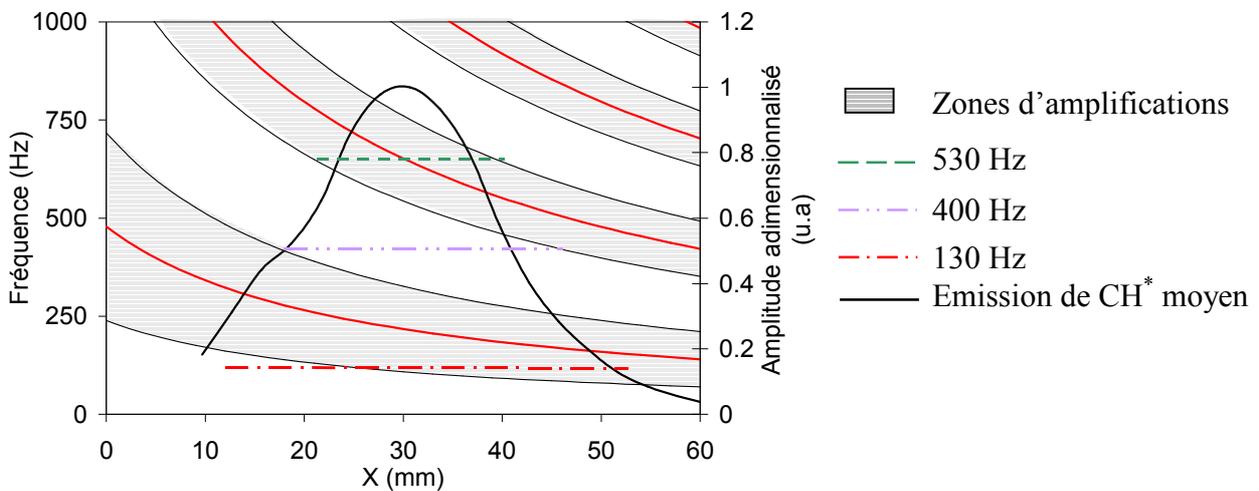


Figure IV. 3-16 : Positions des instabilités d'après le modèle du time lag $\phi_g=0228$ ($S_{0.3}$)

e) Déphasage entre l'émission de CH^* et la pression

Le calcul du déphasage entre le capteur de pression C_{chb} et l'émission de CH^* n'a pu être réalisé que pour deux fluctuations: 130 Hz et 400 Hz.

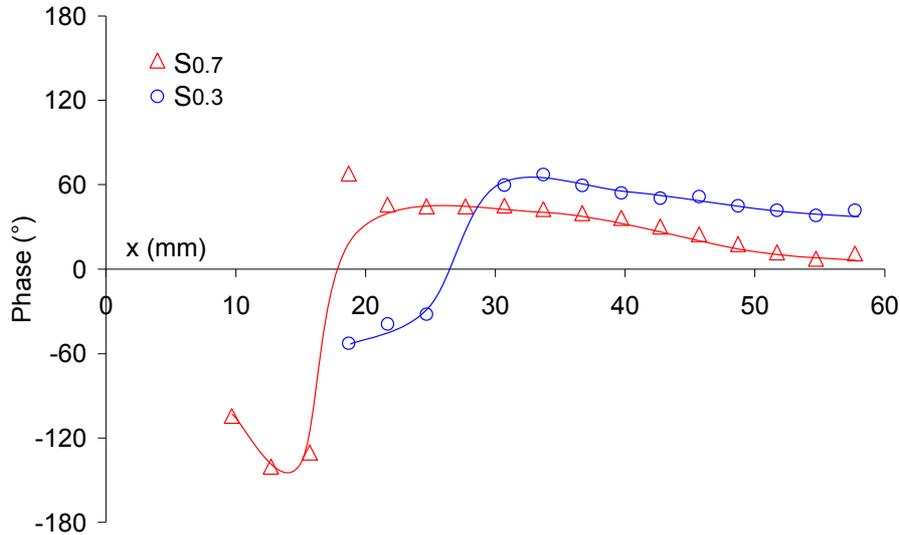


Figure IV. 3-17 : Déphasage de la fluctuation à 130 Hz pour les deux injecteurs ($\phi_g=0.23$)

La phase de la fluctuation à 130 Hz, pour les deux injecteurs, à la richesse globale de 0.23 est tracée sur la Figure IV. 3-17. La seule différence entre les deux injecteurs est une translation de la phase vers l'aval de l'écoulement. Ce décalage correspond au déplacement de la zone de combustion.

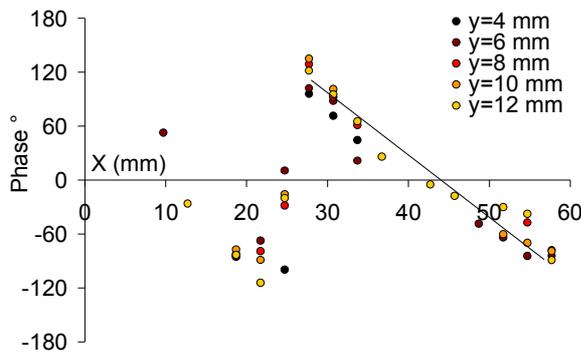


Figure IV. 3-18 : Déphasage de la fluctuation à 400 Hz sur l'axe de l'injecteur pour $S_{0.3}$ et $\phi_g=0.21$

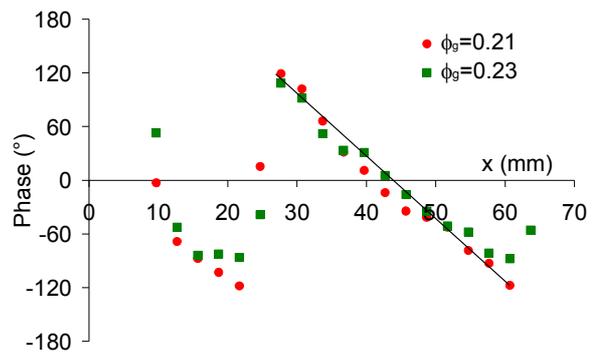


Figure IV. 3-19 : Déphasage de la fluctuation à 400 Hz pour deux richesses ($S_{0.3}$)

Le déphasage selon le rayon et la distance x de la fluctuation à 400 Hz est représenté sur la Figure IV. 3-18. Aucun changement n'est constatée le long du rayon. La phase varie linéairement à l'axe x. La pente de cette droite est de $\Phi=-6.5 x+281^\circ$. Nous en déduisons une

vitesse $v=23.9 \text{ m s}^{-1}$, qui est proche de la vitesse maximale de l'écoulement. Le résultat est similaire à la fluctuation à 530 Hz.

Aucune comparaison entre les deux injecteurs n'a pu être effectuée, mais la comparaison entre deux richesses est possible (Figure IV. 3-19). Aucune différence n'est remarquée pour les deux richesses, ce qui n'est pas surprenant puisque le débit reste identique.

IV. 3. 1. 4 Influence de l'angle de swirl sur les émissions polluantes

Les mesures réalisées par Taupin [86] ont montré que la limite d'extinction pauvre était identique pour les trois injecteurs ($S_{0.3}$, $S_{0.5}$ et $S_{0.7}$) quelque soit ses conditions de mesures. Avec un injecteur similaire, Seo [78] relève aussi une limite d'extinction pauvre identique pour deux nombres de swirl différents. Il est difficile d'affirmer des résultats similaires dans la chambre semi-industrielle. En effet, l'extinction pauvre en richesse globale est plus faible avec le $S_{0.7}$ qu'avec le $S_{0.3}$ (Figure IV. 3-20). Mais le rapport entre la richesse de combustion et la richesse globale change entre les deux injecteurs. La perte de charge augmente avec l'angle des pales, ce qui implique un changement de la répartition des débits entre les différentes arrivées d'air. Ainsi si l'on compare les limites d'extinction avec la richesse de combustion estimée, l'ordre d'extinction entre les deux injecteurs s'inverse: l'injecteur $S_{0.3}$ à une richesse d'extinction pauvre plus faible que l'injecteur $S_{0.7}$ (Figure IV. 3-21). Mais là encore, la comparaison entre les deux injecteurs s'avère périlleuse puisque la richesse primaire estimée ne prend pas en compte l'air secondaire.

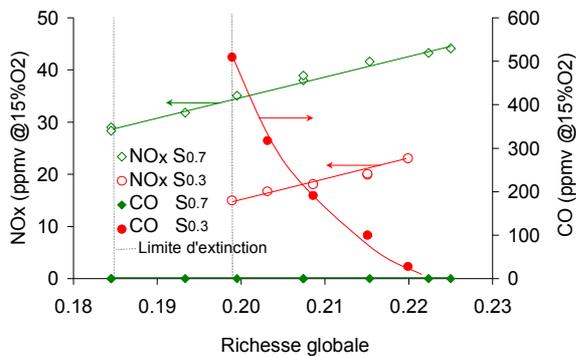


Figure IV. 3-20 : Emissions polluantes en fonction de la richesse globale pour les injecteurs $S_{0.3}$ et $S_{0.7}$

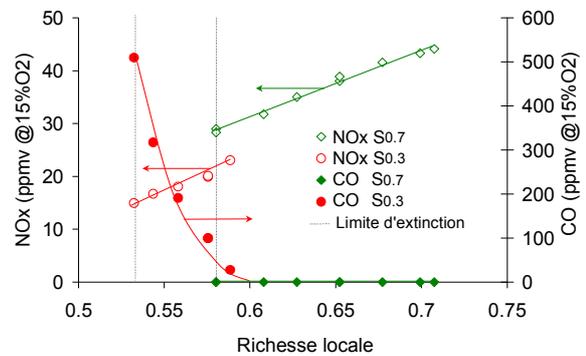


Figure IV. 3-21 : Emissions polluantes en fonction de la richesse primaire estimée pour les injecteurs $S_{0.3}$ et $S_{0.7}$

Malgré le problème lié à la richesse, l'émission de polluant engendrée par les deux injecteurs peuvent être comparés. A l'extinction, la production de NO_x est plus faible pour $S_{0.3}$ que pour $S_{0.7}$ (15 ppm contre 27 ppm). En contre partie quantité de CO une plus importante est émise. Nous pouvons en déduire que la combustion est incomplète avec l'injecteur $S_{0.3}$, ce qui

entraîne une diminution de la température de la flamme et donc une baisse des NO_x . Poireault [67] enregistre aussi une faible augmentation de NO_x avec l'augmentation du swirl.

IV. 3. 1. 5 Conclusion

Les champs de vitesse ont été réalisés sur les injecteurs de nombre de swirl $S=0.7$ et $S=0.3$. Les mesures montrent que la zone de recirculation est beaucoup plus étroite avec l'injecteur $S_{0.3}$ qu'avec l'injecteur $S_{0.7}$. Cependant, la longueur de la recirculation est identique avec les deux nombres de swirl. La longueur de la recirculation est en effet limitée par l'injection radiale de l'air secondaire qui bloque le développement de la zone de recirculation dans un cas et qui la force dans un autre cas.

Le changement de l'écoulement induit une modification équivalente de la structure de la flamme. La zone de combustion produite par l'injecteur $S_{0.3}$, de forme conique, est allongée par la diminution de l'angle du cône. La flamme proche de l'injecteur (flamme de type I) n'a jamais été observée avec cet injecteur.

Le changement de swirl modifie la répartition de l'air dans la chambre avec le changement de perte de charge de l'injecteur et de la structure aérodynamique de l'écoulement. La proportion d'air traversant l'injecteur varie de 37.4 % à 31.8 % pour les injecteurs de $S_{0.3}$ et de $S_{0.7}$. Par conséquent la richesse primaire augmente avec l'injecteur $S_{0.3}$ pour la même richesse globale.

Les fluctuations de pression et de CH^* subissent des changements très différents lorsque l'on diminue le nombre de swirl.

L'amplitude des *basses fréquences* augmente à cause de deux facteurs:

- La diminution de la richesse de combustion
- Le déplacement de la flamme vers l'arrivée d'air de dilution qui déstabilise la combustion

Les fréquences des fluctuations acoustiques (800 Hz, 1250 Hz) ne sont pas modifiées, puisque la température ne varie pas. La variation de l'amplitude n'a pu être observée pour la fluctuation de 800 Hz. Mais l'instabilité à 1250 Hz voit son intensité augmenter.

Les fréquences des fluctuations aérodynamiques (130 Hz, 400Hz et 530 Hz) sont modifiées par le changement de débit induit par le changement de perte de charge. Le déplacement de la zone de combustion entraîne une diminution des fluctuations à 130 Hz (pas de flamme de type I) et à 530 Hz (zone de combustion trop éloignée). Au contraire, la fluctuation à 400 Hz est plus importante avec l'injecteur $S_{0.3}$. Cette propriété nous a permis de constater que cette instabilité était présente seulement à une richesse particulière comme pour les autres fluctuations aérodynamiques. L'emplacement de cette instabilité contraste avec les autres fluctuations puisqu'elle est située au niveau de la flamme. Comme pour la fluctuation 530 Hz, la phase entre le capteur de pression et l'émission de CH^* est reliée directement à la vitesse de l'écoulement. Le modèle du time lag que nous avons utilisé ne peut être appliqué pour cette

injecteur. En effet, la fluctuation de débit d'air ne peut plus être négligé ce qui entraîne une modification des conditions d'amplifications des fluctuations.

Globalement les fluctuations de pression et de CH^* ne sont pas modifiées par le changement d'injecteur. Cependant pour les richesses élevées nous nous attendons à des fluctuations plus faibles grâce à la diminution de l'amplitude de la fluctuation à 130 Hz. Mais des mesures complémentaires sont nécessaires pour le confirmer.

La comparaison entre les injecteurs montre une augmentation des NO_x et une diminution des CO avec l'accroissement du nombre de swirl. La diminution de l'émission de CO implique une meilleure combustion et par conséquent une hausse de la température contrôlant l'émission de NO_x . Malheureusement la difficulté de la mesure de la richesse primaire, ne nous permet pas de trancher sur l'influence du nombre de swirl sur la limite d'extinction pauvre.

Les émissions de CO de l'injecteur $S_{0,7}$ sont très faibles, ce qui traduit un meilleur rendement de la combustion. Si la flamme semble aussi stable pour les trois injecteurs dans la chambre semi-industrielle, ce n'est pas le cas de la chambre transparente de Taupin [86] où l'injecteur $S_{0,3}$ est moins stable. Ce qui nous permet d'affirmer que la structure aérodynamique influencée par les jets d'air secondaire joue un rôle stabilisateur sur la combustion.

IV. 3. 2 - Influence d'une flamme pilote

La modification de puissance d'une turbine à gaz est relativement délicate dans le cas des injecteurs de prémélange. En effet, à vitesse de rotation constante, le débit d'air sur une turbine à gaz est globalement constant, la réduction de puissance se fait donc par réduction du débit de combustible et donc de la richesse. Or les turbines à gaz doivent fonctionner à faible richesse pour réduire les émissions de NO_x , nous sommes donc très rapidement limités par l'extinction pauvre lors des baisses de puissance. Actuellement une solution utilisée sur les grosses installations est l'utilisation de plusieurs injecteurs qui seront éteints successivement suivant la puissance désirée. Pour les petites installations, cette souplesse n'est plus possible puisque l'injecteur est unique. Une solution consiste à enrichir localement la flamme pauvre par une flamme de diffusion, appelée flamme pilote, lors des fonctionnements à faible charge.

Nous avons donc étudié l'influence d'une flamme pilote (Figure II. 2-10 p 43) sur la limite d'extinction et sur les émissions polluantes. La flamme pilote est générée au centre du bluff body dans lequel nous avons percé un orifice de diamètre (d_f) variant de 0.5 à 1.5 mm. Les paramètres fixés pour cette étude sont les suivants: $Q_m=89 \text{ g s}^{-1}$, $P_{ch}=5 \text{ bar}$, $T_{entrée}=30 \text{ °C}$, $d_{ia}=36 \text{ mm}$ et injecteur $S_{0.7}$.

IV. 3. 2. 1 Influence de la flamme pilote sur le champ de vitesse

Les mesures d'ADL sont réalisées avec un banc d'essai sans confinement. L'injecteur débouche alors directement dans l'air. Les résultats sont reportés Figure IV. 3-22 dans le cas de la flamme pilote $d_{ia} = 1.5 \text{ mm}$ et peuvent être comparés aux mesures effectuées sans flamme pilote Figure IV. 3-23.

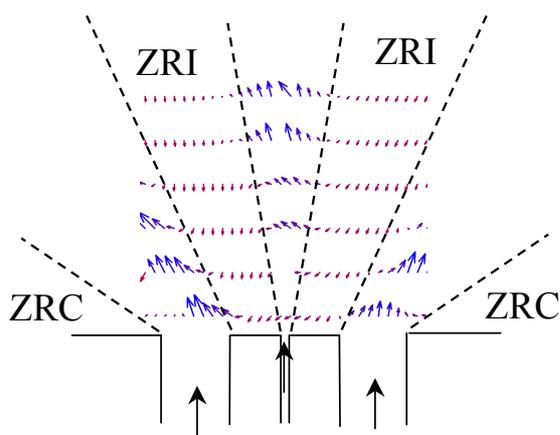


Figure IV. 3-22 : Champ de vitesse avec la flamme pilote sans combustion

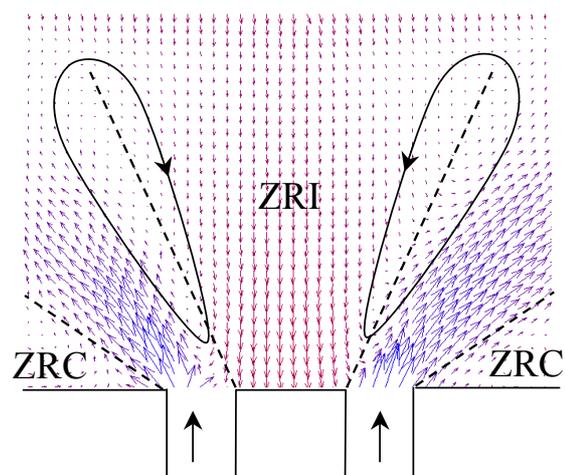


Figure IV. 3-23 : Champ de vitesse sans la flamme pilote sans combustion

Sans confinement nous retrouvons la même structure de l'écoulement qu'avec confinement avec la présence de la ZRC et de la ZRI. Mais la ZRI est plus allongée à cause de l'absence des injections d'air secondaire. Lorsque l'on introduit une flamme pilote, l'écoulement garde une allure similaire notamment concernant l'angle d'ouverture du jet annulaire qui est fixé par le nombre de swirl. La ZRI et la ZRC sont positionner exactement au même emplacement. La différence entre les deux écoulements provient du jet de gaz naturel qui traverse la ZRI en son centre, supprimant ainsi le cœur de la recirculation.

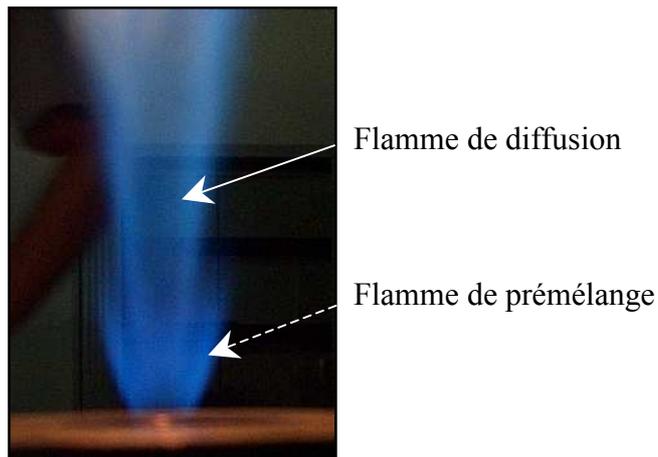


Figure IV. 3-24 : Photo de la flamme pilote

La Figure IV. 3-24 montre une photographie instantanée de la flamme. Celle-ci change de structure, en plus de la flamme conique déjà existante (flèche pointillée) une flamme centrale apparaît (flèche continue). Cette dernière, beaucoup plus grande que la flamme conique, est une flamme de diffusion comme semble l'indiquer la zone jaune traduisant une émission de suie. Dans la configuration semi-industrielle et avec la flamme pilote, nous avons observé à nouveau la flamme de diffusion centrale mais nous n'avons pas observé de flamme plus longue que la flamme de référence sans flamme pilote. La flamme de diffusion doit être alors limitée de nouveau par les injections radiales d'air.

IV. 3. 2. 2 Influence de la flamme pilote sur la limite d'extinction pauvre

Le but d'une flamme pilote est de réduire la limite d'extinction pauvre. Cet objectif est atteint comme le montre la Figure IV. 3-25. Sur ce graphique nous pouvons voir que la richesse d'extinction diminue jusqu'à une asymptote (uniquement flamme de diffusion) lorsque le diamètre de la flamme pilote augmente. L'extinction pauvre passe ainsi de la richesse 0.197 en flamme de prémélange à 0.115 en flamme de diffusion.

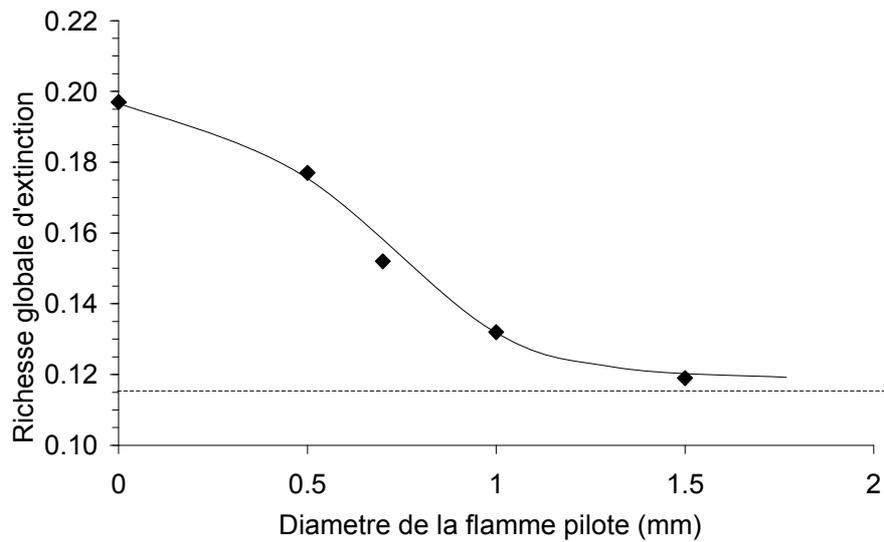


Figure IV. 3-25 : Limite d'extinction pauvre selon le diamètre de la flamme pilote

IV. 3. 2. 3 Influence de la flamme pilote sur les émissions polluantes

Les émissions polluantes sont représentées sur la Figure IV. 3-26 en fonction de la richesse pour différent diamètre d_f . Les effets de la flamme pilote sur les émissions polluantes peuvent être rangés en deux catégories selon le diamètre d_f .

Pour un diamètre de 0.5 mm, la flamme pilote conduit à une diminution de la limite d'extinction avec la même émission de NO_x minimum (17 ppmv). Mais à richesse identique, les NO_x augmentent avec le diamètre de la flamme pilote à cause des NO thermiques créés par la flamme de diffusion.

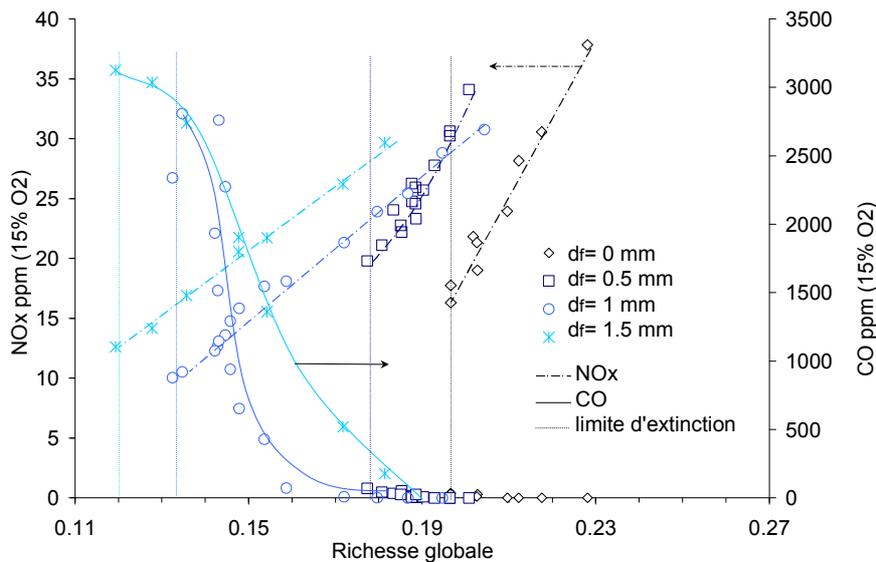


Figure IV. 3-26 : Emissions de polluants selon la flamme pilote

Pour les diamètres supérieurs (1 mm et 1.5 mm), la flamme pilote conduit toujours à une diminution de la limite d'extinction, mais la pente des émissions de NO_x en fonction de la richesse diminue et les émissions de NO_x minimum diminuent (10 ppmv). Parallèlement, de plus de fortes émissions de CO apparaissent (3500 ppmv) à la limite d'extinction.

Nous pouvons supposer que, pour les diamètres $d_f=1$ mm et $d_f=1.5$ mm, la combustion est dominée par la flamme de diffusion. Ce résultat est conforté par les mesures représentées sur la Figure IV. 3-25 qui montre que pour ces deux diamètres, la richesse d'extinction est proche de la richesse d'extinction d'une flamme de diffusion totale.

IV. 3. 2. 4 Conclusion

L'ajout de la flamme pilote avait pour but la diminution de la richesse limite d'extinction pauvre tout en maintenant un niveau d'émission de polluant raisonnable. Ces conditions sont remplies pour des diamètres d_f inférieurs à 1 mm. La richesse d'extinction est alors diminuée pour un niveau de pollution comparable à l'extinction. Pour les diamètres supérieurs à 1 mm la flamme de diffusion devient dominante avec pour conséquence une forte augmentation d'imbrûlés gazeux proches de la limite d'extinction et avec une production de suie dans la zone de réaction.

Une amélioration de ce système consisterait à injecter le gaz naturel proche de la circonférence du bluff body et non plus au centre afin de supprimer la traversée de la zone de recirculation. Nous pensons ainsi diminuer significativement la richesse d'extinction avec la même émission polluante à l'extinction.

IV. 4 - Influence de l'air secondaire

L'absence de publication sur l'effet des orifices d'injection radial d'air secondaire, dans une chambre de combustion aéronautique de turbine à gaz, sur la flamme et les instabilités nous a poussé à étudier ce paramètre, afin de tenter d'obtenir des indications sur ces aspects peu connus.

Cette étude a été conduite en deux parties:

- La première partie a été effectuée dans la chambre de combustion semi-industrielle, dans laquelle les orifices d'air secondaire sont positionnés à différents emplacements. Les différentes distances entre les orifices et l'injecteur (d_{ia}) sont les suivantes : 36 mm (configuration de base), 26 mm et 16 mm et 145 mm (sans air secondaire). La plage de richesse étudiée pour la distance $d_{ia}=145$ mm est évidemment réduite à cause de la température trop élevée dans la zone de combustion.

Les mesures ont été réalisées pour les conditions suivantes: $P_{ch}=5$ bar, $Q_m=89$ g s⁻¹, $T_{entré}=30$ °C et injecteur $S_{0.7}$.

- La deuxième partie a été réalisée avec la chambre transparente.

Les conditions expérimentales sont les suivantes: $P_{ch}=1$ bar, $T_{entré}=30$ °C, $Q_m=22.4$ g s⁻¹ et injecteur $S_{0.7}$.

IV. 4. 1 - Limite d'extinction pauvre

La limite d'extinction pauvre est reportée en fonction de la distance d_{ia} sur la Figure IV. 4-1. Nous pouvons noter lorsque la distance d'injection d'air secondaire d_{ia} augmente la limite d'extinction diminue et tend vers une valeur limite ($\phi_g=0.15$).

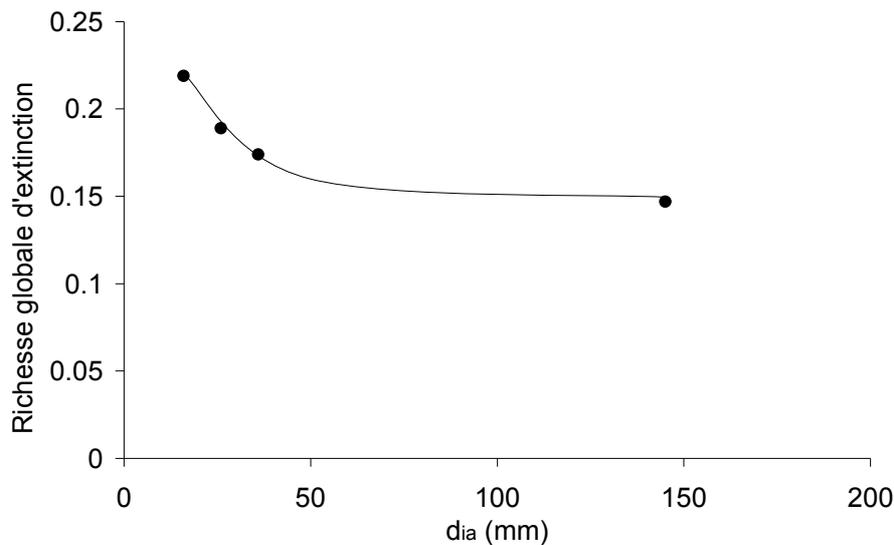


Figure IV. 4-1 : Limite d'extinction pauvre en fonction de la distance d_{ia}

Ce comportement peut être attribué à l'entraînement d'air secondaire vers la zone de réaction qui provoque d'une part une combustion riche pour des valeurs de d_{ia} importantes et d'autre part une combustion pauvre quand d_{ia} est faible ce qui provoque une extinction pauvre pour des richesses globales relativement élevées.

IV. 4. 2 - Influence de l'injection d'air secondaire sur le champ de vitesse

Les champs de vitesses sont réalisés à la richesse de $\phi_g=0.23$ pour toutes les distances sauf pour $d_{ia}=145$ mm où la richesse vaut $\phi_g=0.21$ (Figure IV. 4-2). A partir de ces mesures l'angle d'éjection, calculé à la sortie de l'injecteur, est trouvé constant ($38^\circ \pm 7^\circ$) quelque soit la distance d_{ia} .

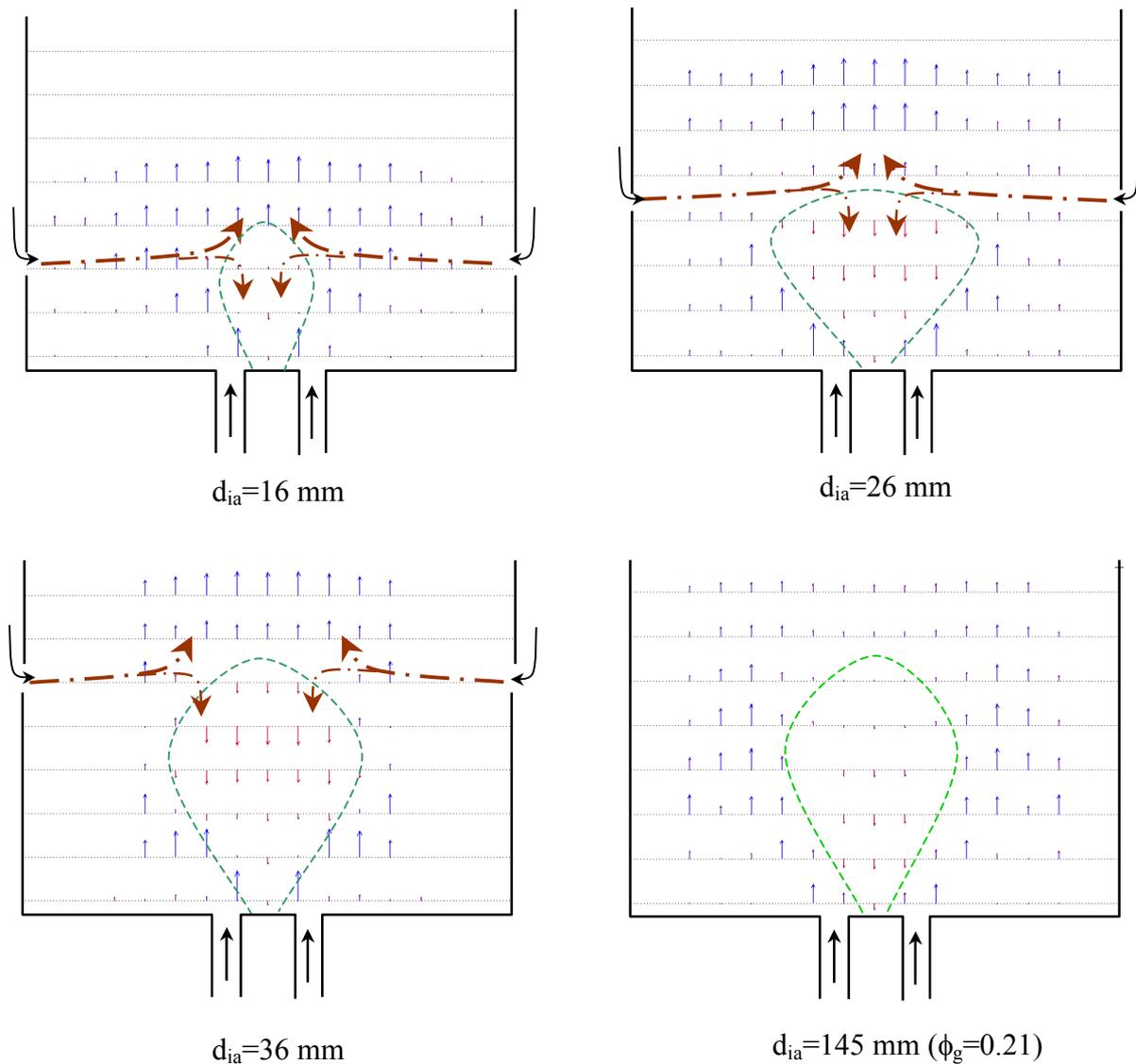


Figure IV. 4-2 : Champ de la vitesse axiale en combustion pour différentes distances d_{ia} ($\phi_g=0.23$)

Pour les trois distances les plus faibles $d_{ia}= 16, 26$ et 36 mm (Figure IV. 4-2 et Figure IV. 4-3) on peut constater que la hauteur de la ZRI coïncide à chaque fois avec la hauteur d'injection

d'air secondaire d_{ia} . Nous pouvons en déduire que les jets radiaux d'injection d'air agissent fortement sur le développement de la ZRI et limitent son développement axial.

Néanmoins, pour la distance $d_{ia}=145$ mm, on peut noter que la hauteur de la ZRI vaut à nouveau 36 mm. L'injection radiale d'air se faisant loin de la fin de la ZRI, il est probable que cette dimension corresponde à la taille naturelle de la ZRI dans un écoulement sans injection radiale d'air.

Les profils de vitesses axiales Figure IV. 4-3 montrent, sans injection d'air ($d_{ia} = 145$ mm) que la vitesse axiale évolue très progressivement. Dans la ZRI, la vitesse négative diminue très lentement jusqu'à $x=16$ mm, puis elle augmente jusqu'à la fin de la zone de mesure. La transition entre les deux sens de l'écoulement, marquant la fin de la ZRI, est continue. Par contre, dans les trois autres cas on peut noter une forte amplitude de la vitesse axiale située légèrement en amont de l'injection d'air, induisant ainsi un fort gradient de vitesse axiale en sortie de la ZRI.

Il est intéressant de noter que les dimensions des ZRI (hauteur, largeur, angle) sont quasiment identiques entre l'injection d'air à 36 mm (chambre de combustion de référence, Figure IV. 4-2) et l'injection d'air à 145 mm (chambre sans air secondaire). Cependant les vitesses dans la ZRI (Figure IV. 4-3) sont beaucoup plus grandes dans le cas $d_{ia} = 36$ mm que pour $d_{ia} = 145$ mm. Ceci tend à montrer qu'une partie de l'air injecté radialement vient participer directement à l'intensification de la ZRI et participe alors à la combustion en réduisant la richesse locale.

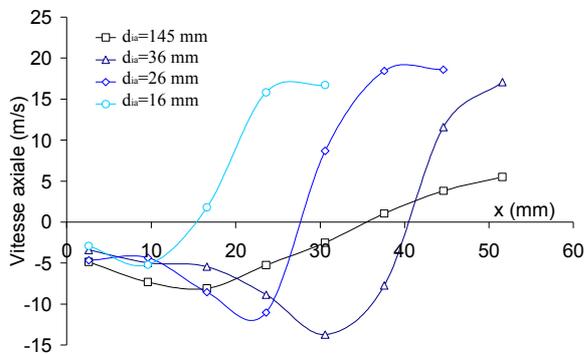


Figure IV. 4-3 : Profil de la vitesse axiale pour les quatre distances d_{ia}

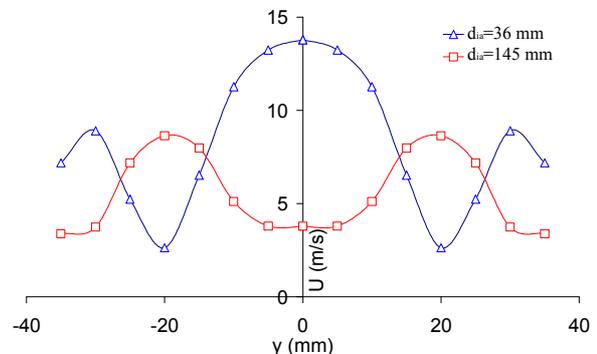


Figure IV. 4-4 : Profil de la vitesse radiale pour $d_{ia} = 36$ mm et $d_{ia} = 145$ mm ($\phi_g=0.21$)

La comparaison des profils radiaux tracés pour $d_{ia} = 36$ mm et $d_{ia} = 145$ mm juste en aval de la ZRI permettent de comprendre l'interaction des jets radiaux dans la ZRI (Figure IV. 4-4). Dans le cas où d_{ia} vaut 145 mm, ce qui correspond à un écoulement sans injection d'air secondaire dans la zone de recirculation, on trouve un profil correspondant à un écoulement annulaire généré par un swirl. Dans le cas où d_{ia} vaut 36 mm, on retrouve l'écoulement annulaire mais avec un maximum de vitesse au centre de l'écoulement qui traduit la pénétration radiale des injections d'air jusqu'aux cœur de la chambre de combustion.

IV. 4. 3 - Influence de la dilution primaire sur l'émission de CH*

A partir des images d'émissions de CH* réalisées en fonction de la distance d'injection d'air (annexe 3) nous avons extrait les contours de la zone de combustion moyenne au niveau de l'injecteur (Figure IV. 4-5).

On constate que l'angle du contour de la flamme en sortie d'injecteur par rapport à l'axe est identique quelque soit la distance d_{ia} . Cet angle correspond à l'angle de sortie de l'écoulement observé sur les champs de vitesses. Dans le cas de l'injection d'air à 145 mm, l'angle se conserve sur toute la longueur d'observation. Par contre, pour les trois autres distances d_{ia} , l'angle augmente subitement à partir d'une certaine distance z de la flamme (voir Figure IV. 4-5). Cette hauteur z diminue quand la distance d'injection d'air d_{ia} diminue (Figure IV. 4-6). L'injection d'air repousse donc la zone de combustion vers l'injecteur.

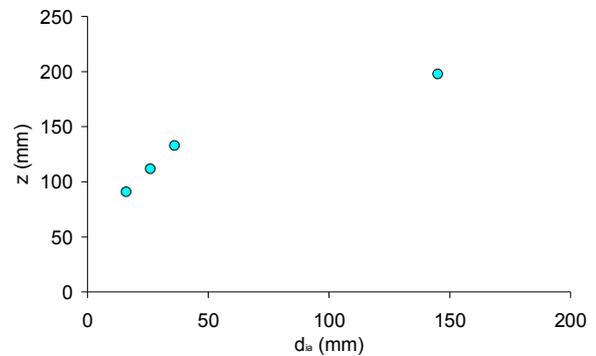
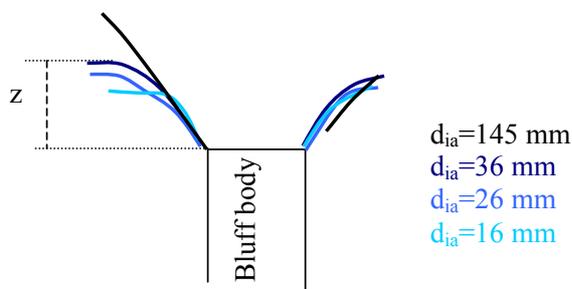


Figure IV. 4-5 : Contour de la zone de combustion accrochée sur l'injecteur pour les quatre distances d_{ia} (16 mm, 26 mm, 36 mm, 145 mm)

Figure IV. 4-6 : Hauteur z en fonction en d_{ia}

a) Profils axiaux de l'émission spontanée du CH*

L'émission moyenne de CH* le long de l'axe de la chambre de combustion, issue des images fournies dans l'annexe 3, est tracée pour les 3 distances $d_{ia}=36$ mm, 26 mm et 16 mm à la même richesse globale sur la Figure IV. 4-7. Les flèches sur la figure représentent les positions d'arrivée de l'air secondaire.

Comme pour l'évasement de la flamme, la zone de réaction est globalement repoussée vers l'amont lors de la diminution de la distance d'injection d'air. Cet effet est plus important dans le cas du passage de $d_{ia}=36$ mm à $d_{ia}=26$ mm que dans le cas de $d_{ia}=26$ mm à $d_{ia}=16$ mm.

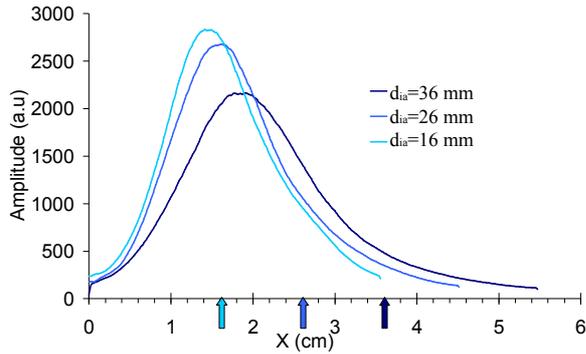


Figure IV. 4-7 : Profil de la moyenne de l'émission de CH^* pour les distances de 16 mm, 26 mm, 36 mm ($\phi_g=0.235$)

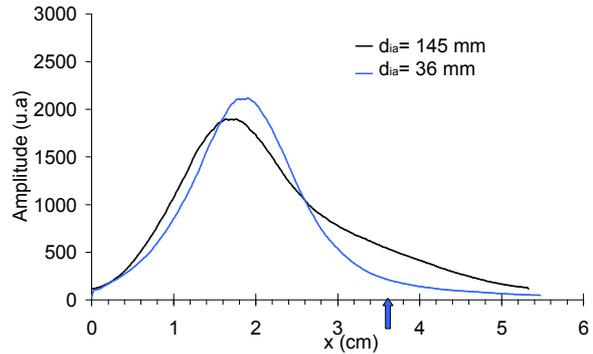


Figure IV. 4-8 : Profil de la moyenne de l'émission de CH^* pour les distances de 36 mm et 145 mm ($\phi_g=0.2$)

On peut donc voir deux effets contradictoires de ces injections d'air. Dans le cas de la flamme $d_{ia} = 145$ mm (Figure IV. 4-8), la flamme moyenne s'étend légèrement en aval de la ZRI (située à 36 mm). Par contre pour le cas $d_{ia} = 36$ mm, la flamme ne dépasse pas la ZRI moyenne qui vaut également 36 mm. L'injection radiale d'air semble alors confiner la flamme à l'intérieur de la ZRI. Enfin pour $d_{ia} = 26$ mm, et plus encore pour $d_{ia}=16$ mm, une partie de la combustion a lieu en dehors de la ZRI et au delà de la distance d'injection. Dans ce cas ci, l'injection radiale d'air limite l'expansion de la ZRI mais ne confine pas complètement la zone de réaction.

b) Effet de la variation de la richesse

La Figure IV. 4-9, représentant l'intensité totale de l'émission de CH^* en fonction de la richesse, montre que malgré la modification de la taille de la flamme l'émission totale de la flamme quantifiée à travers le hublot est proportionnelle à la richesse quelle que soit d_{ia} . Ceci montre donc que l'émission totale de CH^* est encore un bon indicateur de l'intensité de combustion.

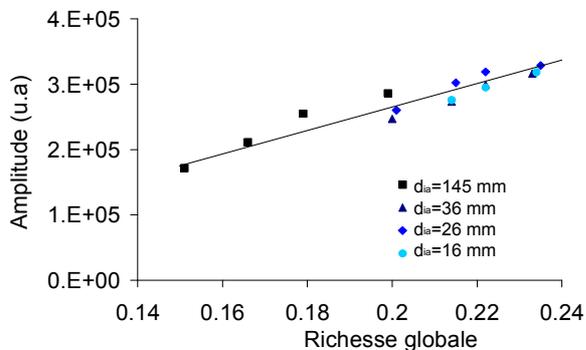


Figure IV. 4-9 : Emission de CH^* totale en fonction de la richesse pour les différentes distance d_{ia}

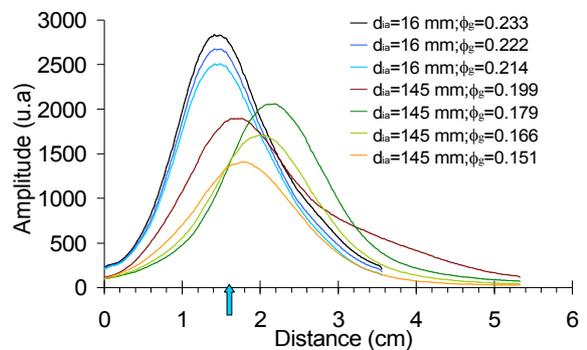


Figure IV. 4-10 : Profil de la moyenne de l'émission de CH^* pour les distances de 16 mm et 145 mm en fonction de la richesse

Sur la Figure IV. 4-10, nous avons reporté le profil de l'émission spontanée du radical CH^* selon la richesse pour les deux distances extrêmes ($d_{ia}=16$ mm et $d_{ia}=145$ mm), nous pouvons remarquer que dans le cas de $d_{ia}=16$ mm, la flamme ne s'allonge pas lorsqu'on modifie la richesse, elle semble complètement "bloquée" par l'injection radiale. Pour $d_{ia}=145$ mm, où l'injecteur est éloigné, la longueur et la position de la flamme augmentent fortement avec la richesse. La flamme s'allonge lorsque la richesse passe de $\phi_g=0.151$ à $\phi_g=0.179$ puis se rétracte à $\phi_g=0.199$. Ainsi pour $d_{ia}=145$ mm le passage de la flamme au type I a lieu dans la plage $\phi_g=[0.179-0.199]$ au lieu de l'intervalle $\phi_g=[0.233-0.222]$ pour $d_{ia}=36$ mm et $d_{ia}=26$ mm. On en déduit que la flamme de type I apparaît à des richesses globales de plus en plus faibles lorsque l'on éloigne l'air secondaire de l'injecteur. En effet, une partie plus importante de l'air secondaire participe à la combustion lorsque d_{ia} diminue, la richesse primaire diminue en proportion.

Notons que pour $d_{ia}=16$ mm la transition d'un type de flamme à l'autre n'est pas visible car la zone de combustion est trop proche de l'injecteur (Figure IV. 4-10).

c) Profils des fluctuations de l'émission spontanée du CH^*

Les figures IV. 4-11 et IV. 4-12 représentent les fluctuations de l'émission spontanée du radical CH^* . Pour les distances supérieures à $d_{ia}=26$ mm les fluctuations, qui sont toujours situées de part et d'autre de la zone de combustion, ont la même amplitude.

Un changement significatif surgit quand l'air secondaire est injecté dans la flamme ($d_{ia}=16$ mm). Le jet d'air perturbe fortement la combustion en augmentant les fluctuations en amont et en aval de l'injection d'air.

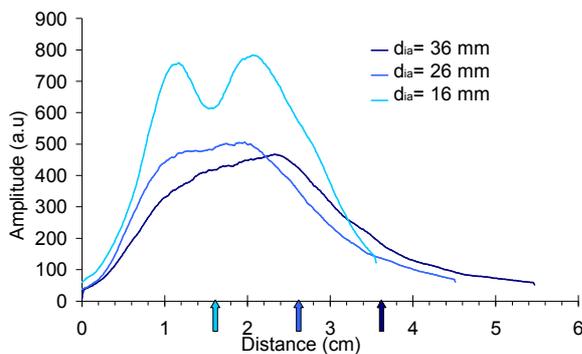


Figure IV. 4-11 : Profil de l'écart type de l'émission de CH^* pour les distances de 16 mm, 26 mm, 36 mm ($\phi_g=0.235$)

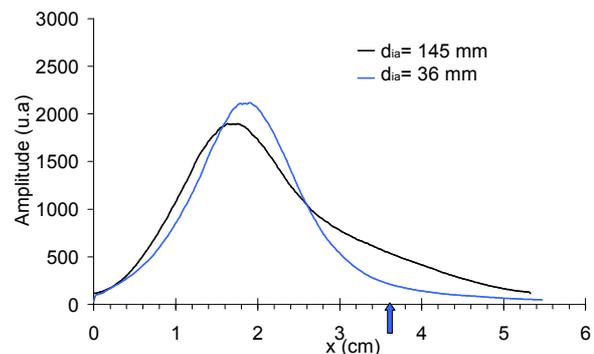


Figure IV. 4-12 : Profil de l'écart type de l'émission de CH^* pour les distances de 36 mm et 145 mm ($\phi_g=0.2$)

d) Conclusion partielle

Nous avons observé que l'injection radiale d'air a une influence sur la structure de la flamme d'autant plus importante que l'injection d'air se rapproche de l'injecteur.

Nous pouvons distinguer trois cas de figure:

- Sans injection d'air ($d_{ia}=145$ mm). La flamme est étendue.

L'injection d'air n'a aucune influence sur la flamme dans ce cas.

- Injection juste après la zone de réaction ($d_{ia}=36$ mm et $d_{ia}=26$ mm). La flamme est plus compacte et migre vers l'injecteur à mesure que l'injection se rapproche de l'injecteur et la flamme de type I apparaît à des richesses plus faibles.

L'injection d'air a ici une influence importante puisqu'elle limite la taille de la flamme et diminue la richesse primaire par dilution.

- Injection dans la zone de réaction ($d_{ia}=16$ mm). La distance de la flamme à l'injecteur a atteint sa valeur minimum. Les fluctuations de CH^* augmentent fortement. Enfin la flamme de type I ne peut plus être distinguée de la flamme de type II.

L'injection d'air contrôle complètement la structure de la flamme. Le changement de richesse n'a alors plus d'influence sur cette structure.

IV. 4. 4 - Influence de l'injection radiale d'air secondaire sur les instabilités

a) Etude globale

Nous avons vu précédemment que les images de CH^* pouvaient toujours être utilisé quantitativement malgré la diminution de la zone de mesure (Figure IV. 4-9). Nous avons donc représenté (Figure IV. 4-13) la fluctuation globale de CH^* en fonction de la richesse pour les quatre distances. Les fluctuations de CH^* apparaissent un peu plus élevées lorsque la distance d_{ia} diminue, excepté pour $d_{ia}=145$ mm.

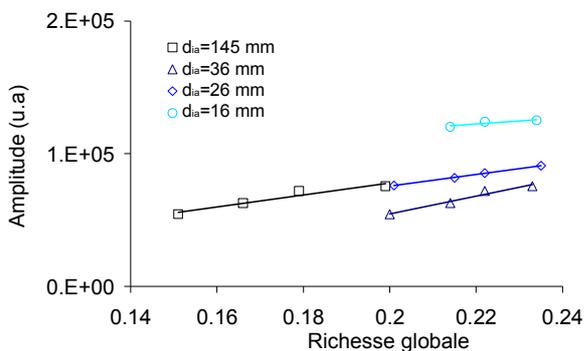


Figure IV. 4-13 : Fluctuations de CH^* en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

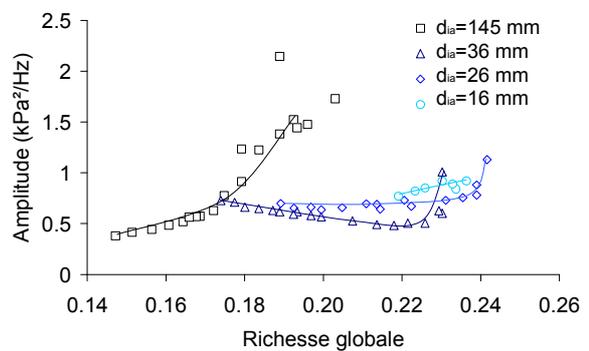


Figure IV. 4-14 : Fluctuations de pression en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

La même représentation graphique est effectuée pour les fluctuations globales de pression (Figure IV. 4-13).

Les résultats sont différents de ceux obtenus avec le CH^* . Les fluctuations de pression pour $d_{ia}=16\text{ mm}$, 26 mm , 36 mm ont le même comportement que les fluctuations de CH^* . Mais les mesures sans air de dilution primaire ($d_{ia}=145\text{ mm}$) se distinguent fortement des autres distances. Les fluctuations de pression augmentent fortement à des richesses relativement faibles, tandis que les fluctuations de CH^* n'augmentaient pas. L'étude fréquentielle va nous permettre de comprendre cette différence.

b) Etude fréquentielle

Sur la Figure IV. 4-15 nous avons représenté pour une richesse globale identique la densité spectrale de puissance de la pression en fonction de la distance d_{ia} . La même représentation est aussi effectuée avec les émissions de CH^* sur la Figure IV. 4-16.

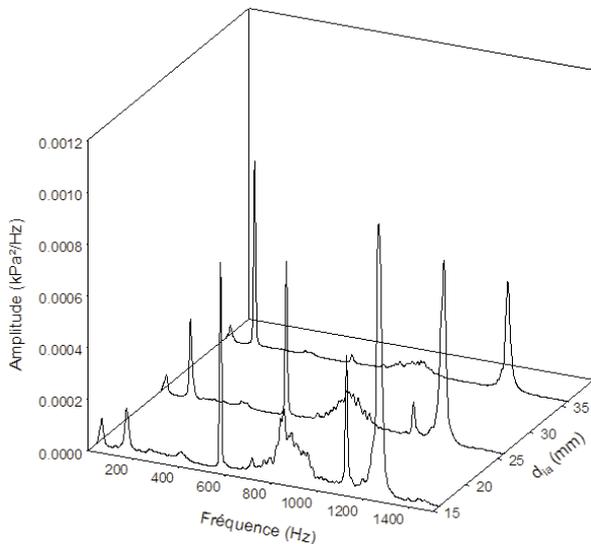


Figure IV. 4-15 : Spectre de pression en fonction de la distance d_{ia} ($\phi_g=0.23$)

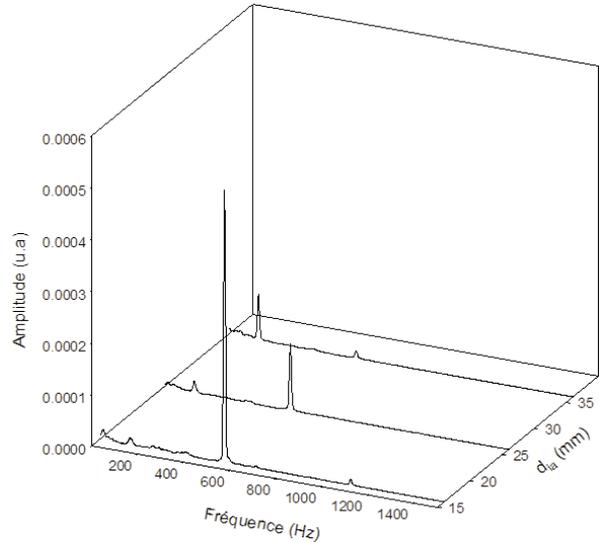


Figure IV. 4-16 : Spectre du CH^* en fonction de la distance d_{ia} ($\phi_g=0.23$)

- Fluctuations basses fréquences

L'amplitude de ces fluctuations en fonction de la distance d_{ia} est représentée sur la Figure IV. 4-17. Le décalage vers les plus fortes richesses à cause de la dilution est fortement visible. L'injection d'air secondaire apparaît comme la principale source de ces fluctuations puisque sans injection d'air ($d_{ia}=145\text{ mm}$) ces instabilités restent faibles.

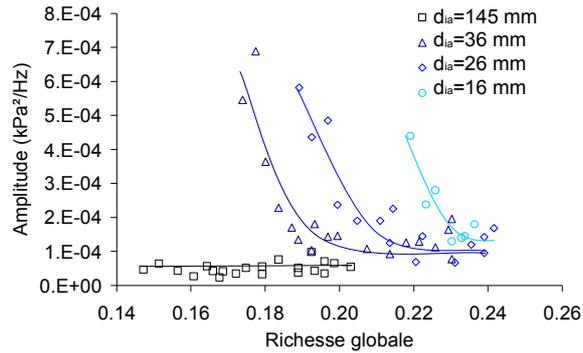


Figure IV. 4-17 : Amplitude des fluctuations basses fréquences en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

- **Fluctuations aérodynamiques (130 Hz, 400 Hz, 530 Hz)**

La fréquence de la fluctuation à 130 Hz ne change pas avec la distance d_{ia} (Figure IV. 4-18). La modification de la distance d_{ia} change la richesse d'apparition de la flamme de type I et donc de la fluctuation 130 Hz, comme le montre la Figure IV. 4-19. On peut également noter que la flamme de type I n'apparaît pas dans le cas $d_{ia}= 16$ mm. L'amplitude de cette fluctuation augmente légèrement avec la diminution de d_{ia} .

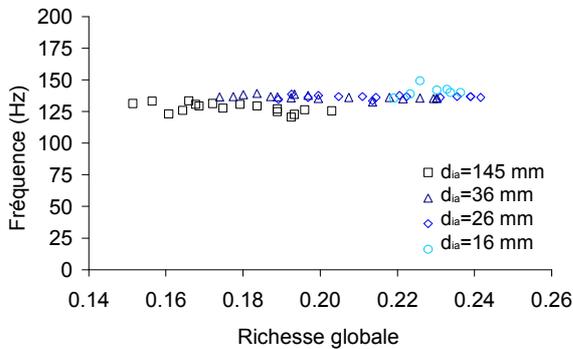


Figure IV. 4-18 : Fréquence de la fluctuation à 130 Hz en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

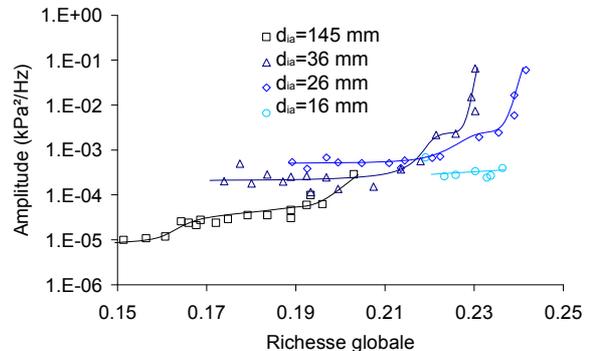


Figure IV. 4-19 : Amplitude de la fluctuation à 130 Hz en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

Les fréquences de la fluctuation à 400 Hz sont là encore identiques quelque soit la distance d_{ia} (Figure IV. 4-20). Comme pour la fluctuation précédente, l'intensité de cette fluctuation est aussi décalée vers de plus hautes richesses à cause de la dilution (Figure IV. 4-21).

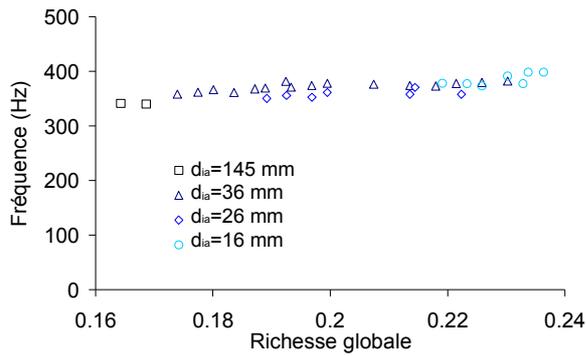


Figure IV. 4-20 : Fréquence de la fluctuations à 400 Hz en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

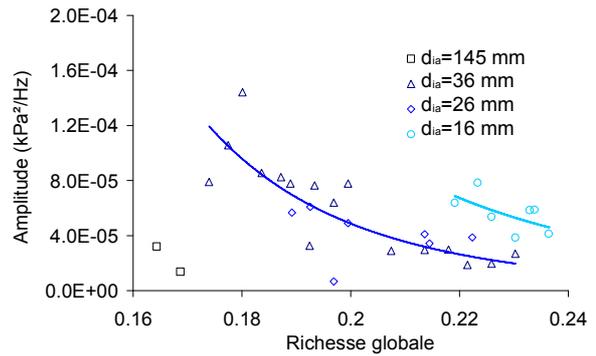


Figure IV. 4-21 : Amplitude des fluctuations à 400 Hz en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

Les fréquences de la fluctuation à 530 Hz sont identiques quelque soit les distances (Figure IV. 4-22). L'amplitude est décalée vers les hautes richesses comme les autres fluctuations aérodynamiques. Mais, l'amplitude augmente plus fortement que les autres fluctuations lorsque la distance diminue (Figure IV. 4-23).

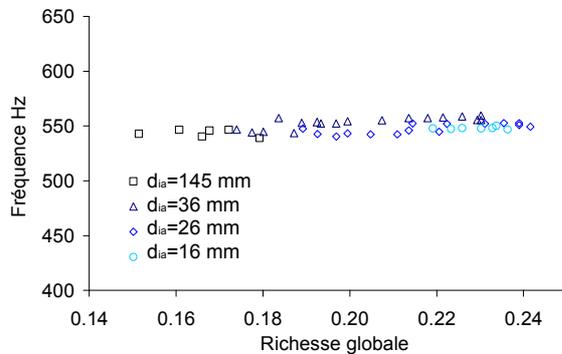


Figure IV. 4-22 : Fréquence des fluctuations à 530 Hz en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

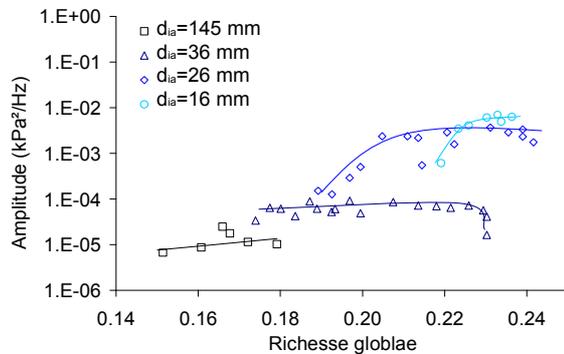


Figure IV. 4-23 : Amplitude des fluctuations à 530 Hz en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

Les fluctuations aérodynamiques présentent donc des comportements similaires. Ainsi leurs amplitudes augmentent lorsque d_{ia} diminue. Ceci est dû à la hausse de la turbulence engendrée par le jet d'air radial. On observe également un décalage de l'amplitude des fluctuations vers les hautes richesses à cause de la dilution apportée par l'air secondaire. Enfin les fréquences de ces fluctuations ne sont pas modifiées car le débit de sortie d'injecteur n'est pas modifié par la distance d_{ia} .

- Fluctuations acoustiques (800 Hz, 1250 Hz)

La fréquence de résonance longitudinale (800 Hz) évolue peu avec la modification de la répartition de température dans la chambre (voir équation 3 p 73) lorsque l'on modifie la distance d_{ia} (Figure IV. 4-24).

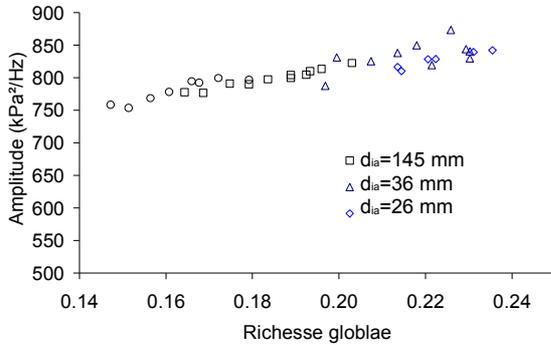


Figure IV. 4-24 : Fréquence de la fluctuation à 800 Hz en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

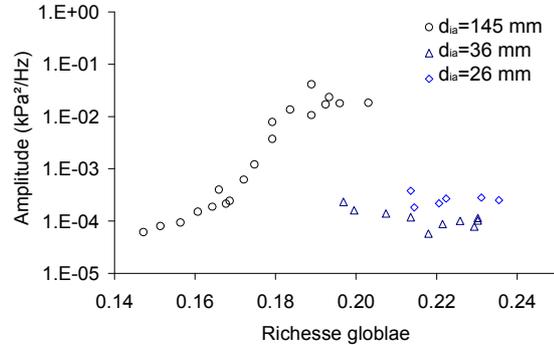


Figure IV. 4-25 : Amplitude de la fluctuation à 800 Hz en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

Par ailleurs, l'amplitude de cette fluctuation, représentée sur la Figure IV. 4-25, présente peu de différence lorsque l'on déplace l'air secondaire de 16 mm à 36 mm. Mais lorsque l'on supprime les orifices d'injection d'air ($d_{ia}=145$ mm), l'amplitude augmente fortement avec la richesse jusqu'à $\phi_g=0.18$. Ensuite pour des richesses plus élevées l'amplitude reste constante. Nous pouvons supposer que cette fluctuation peut se développer car les autres fréquences sont faibles. L'énergie disponible pour cette instabilité est alors plus importante. La faible amplitude des autres fluctuations dans cette configuration renforce cette idée.

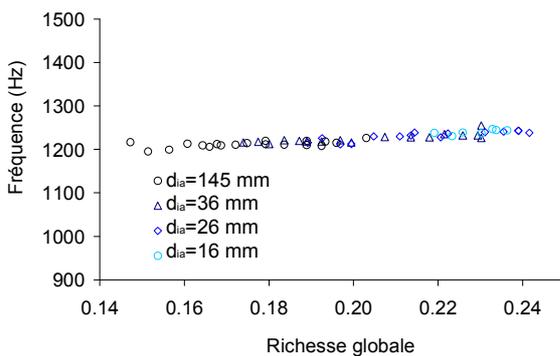


Figure IV. 4-26 : Amplitude de la fluctuation à 1250 Hz en fonction de la richesse pour les différentes distance d_{ia}

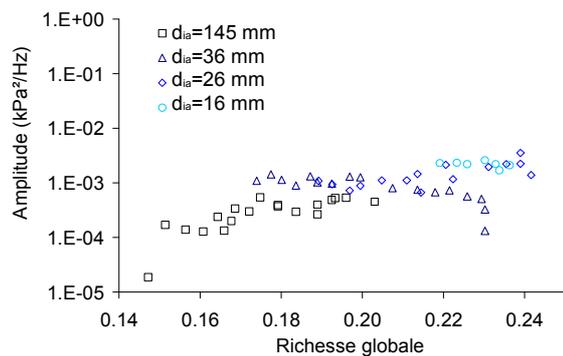


Figure IV. 4-27 : Amplitude de la fluctuation à 1250 Hz en fonction de la richesse pour les différentes distance d_{ia}

Comme toutes les autres fluctuations, aucun changement n'est observé sur la fréquence de la fluctuation à 1250 Hz entre les différentes distances (Figure IV. 4-26).

De même, peu de changement sont constatés sur l'intensité (Figure IV. 4-27). Nous pouvons ainsi voir la diminution de la fluctuation à 1250 Hz lorsque la fluctuation à 130 Hz augmente (ϕ_{gL}) quelque soit la distance d_{ia} .

Contrairement aux fluctuations aérodynamiques qui présentaient des comportements similaires, les deux fluctuations acoustiques ont des comportements différents. Ceci peut être dû à la localisation différente de l'origine de ces fluctuations. En effet la fluctuation à 800 Hz prend naissance dans la chambre de combustion tandis que la fluctuation à 1250 Hz est créé dans un autre emplacement que nous n'avons pas déterminé.

c) Localisation des instabilités

Seul trois fluctuations peuvent être visualisées pour $d_{ia}=16$ mm et $d_{ia}=36$ mm. Les fluctuations *basses fréquences* et 130 Hz ont pu être mesurées dans tous les cas. La fluctuation à 530 Hz est détectée seulement pour la richesse $\phi_g=0.23$ avec $d_{ia}=16$ mm.

- *Fluctuations basses fréquences*

La Figure IV. 4-28 montre les profils pour les deux distances $d_{ia}=16$ mm et $d_{ia}=36$ mm. Ces profils montrent que l'augmentation de l'amplitude des *basses fréquences* avec $d_{ia}=16$ mm n'est pas uniforme. La deuxième zone située en aval augmente plus fortement. En outre, cette zone n'est plus située à la fin de la zone de combustion comme dans les autres cas, mais au milieu de la flamme au niveau de l'injection d'air. Le déplacement de cette perturbation est une preuve supplémentaire que l'injection d'air est responsable des *basses fréquences*. En effet si l'air secondaire n'était pas responsable de cette fluctuation, elle devrait toujours se situer là où la flamme est la plus fragile c'est à dire de chaque coté de la zone de réaction.

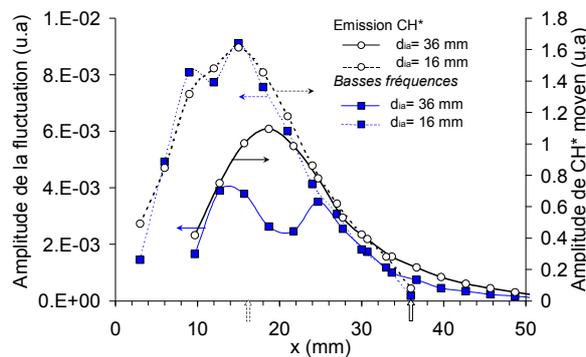


Figure IV. 4-28 : Profils de l'amplitude de la fluctuation *basse fréquence* pour les distances $d_{ia}=36$ mm et $d_{ia}=16$ mm ($\phi_g=0.23$)

- **Fluctuations aérodynamiques (130 Hz, 530 Hz)**

Le déplacement de l'injection d'air ne nous apporte pas d'information supplémentaire sur les fluctuations à 130 Hz et à 530 Hz (figures IV. 4-29 et IV. 4-30). Celles-ci, comme jusqu'à présent, suivent la flamme et se retrouvent donc repoussées vers l'injecteur lorsque d_{ia} diminue.

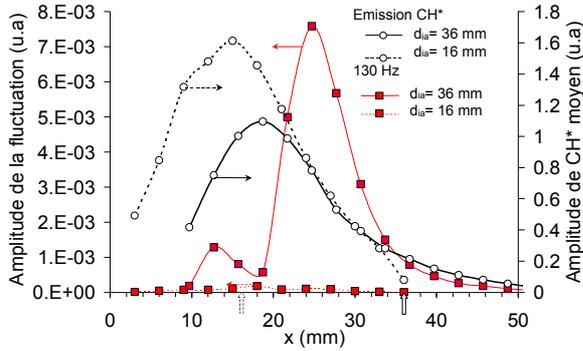


Figure IV. 4-29 : Profils de l'amplitude de la fluctuation à 130 Hz pour la distance $d_{ia}=36$ mm et $d_{ia}=16$ mm ($\phi_g=0.23$)

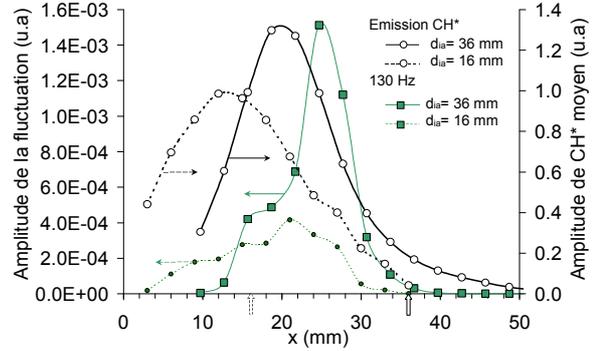


Figure IV. 4-30 : Profils de l'amplitude de la fluctuation à 530 Hz pour la distance $d_{ia}=36$ mm et $d_{ia}=16$ mm ($\phi_g=0.21$)

d) Déphasage entre l'émission de CH^* et la pression

Sur les figures IV. 4-31 et IV. 4-32 nous avons représenté la phase entre l'émission de CH^* et la pression pour les fluctuations à 130 Hz et 530 Hz respectivement. Les flèches représentent les arrivées d'air, les traits en pointillés sont situés au niveau du maximum d'émission de CH^* . Nous constatons que la phase change en amont du maximum d'émission de CH^* pour les deux fluctuations. Après cette distance aucun changement n'est constaté.

La vitesse déduite de la pente ne change pas, car le débit est identique dans les trois cas.

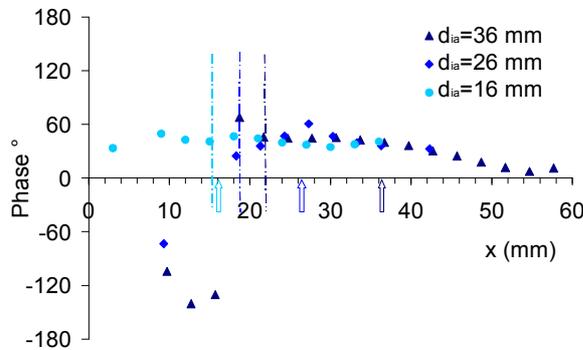


Figure IV. 4-31 : Déphasage de la fluctuation à 130 Hz en fonction de d_{ia}

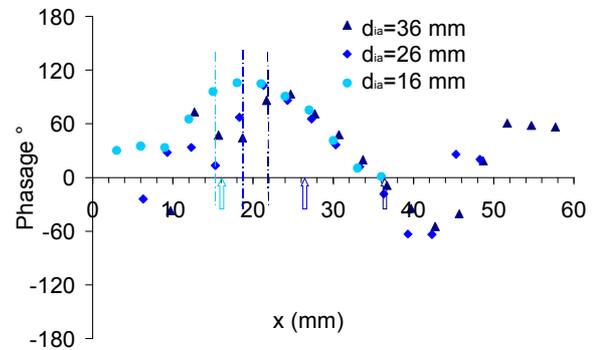


Figure IV. 4-32 : Déphasage de la fluctuation à 530 Hz en fonction de d_{ia}

e) Modèle du Time Lag

Les amplitudes des fluctuations à 130 et à 530 Hz sont reportées sur la Figure IV. 4-33 pour la distance $d_{ia}=16$ mm. Si la fluctuation à 130 Hz est située dans la zone prédite par le modèle ce n'est pas le cas de la fluctuation à 530 Hz. La différence avec le modèle est clairement due à l'injection de l'air secondaire qui modifie la vitesse de l'écoulement.

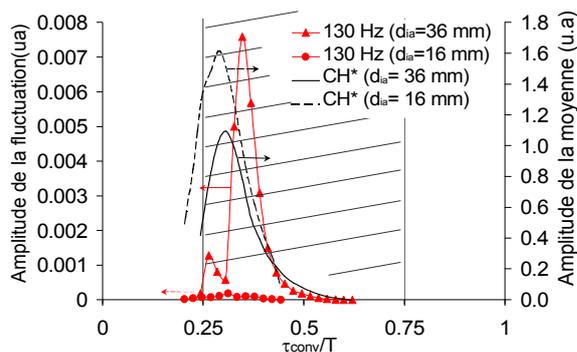


Figure IV. 4-33 : Amplitude de la fluctuation à 130 Hz en fonction de τ_{conv}/T pour $d_{ia}=16$ mm et $d_{ia}=36$ mm à $\phi_g=0.23$

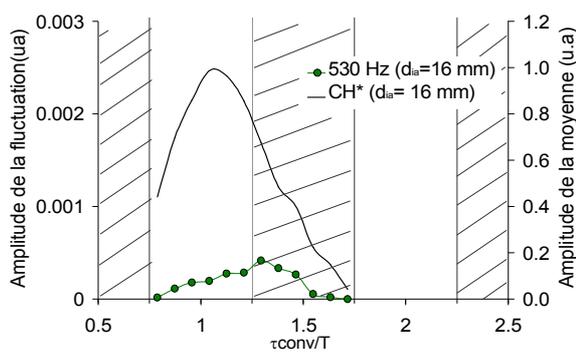


Figure IV. 4-34 : Amplitude de la fluctuation à 530 Hz en fonction de τ_{conv}/T pour $d_{ia}=16$ mm et $\phi_g=0.21$

IV. 4. 5 - Influence de l'air secondaire sur les émissions polluantes

Les émissions polluantes, présentées sur la Figure IV. 4-35, montrent un décalage de valeur vers les hautes richesses à mesure que la distance d_{ia} diminue par la dilution.

A l'extinction, les émissions de NO_x et de CO sont identiques (25 ppmv et 10 ppmv respectivement) quelque soit la distance d_{ia} (16 mm, 26 mm et 36 mm). Ce résultat remarquable démontre que les émissions polluantes ne sont pas perturbées par le changement de structure de la flamme due à l'injection d'air.

Sans air secondaire ($d_{ia}=145$ mm), les émissions de NO_x n'augmentent presque pas, à richesse fixée, par rapport à $d_{ia}=36$ mm. Ce constat implique que peu d'air provenant de l'injection secondaire participe à la combustion avec la distance $d_{ia}=36$ mm. Ce résultat se retrouve sur l'extinction de la flamme, puisqu'elle se déroule en régime à peine plus pauvre à $d_{ia}=145$ mm qu'à $d_{ia}=36$ mm. Cependant, à l'extinction la concentration du NO_x diminue à 15 ppmv contre 25 ppmv auparavant et la concentration de CO est de 200 ppmv contre 40 ppmv. Nous pouvons supposer que l'injection d'air permet de finir la combustion. Ainsi, sans air de dilution, la combustion est incomplète puisque l'on a une production de CO élevée et une diminution des NO_x (température plus faible).

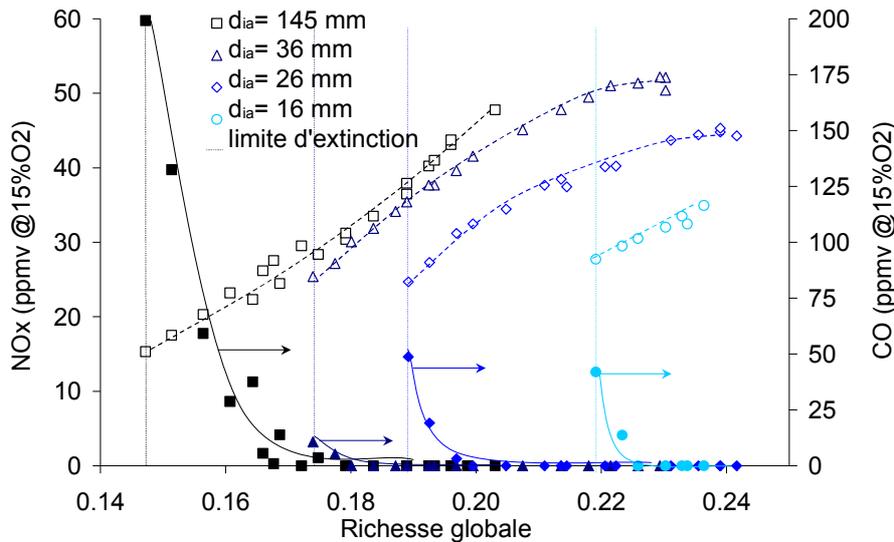


Figure IV. 4-35 : Emission des NO_x et CO en fonction de la richesse pour les différentes distances d_{ia}

Nous remarquons également que dans tous les cas le compromis entre l'émission de CO et de NO_x n'est pas modifiée. L'emplacement des arrivées d'air ne permet donc pas de diminuer les émissions polluantes.

Jusqu'ici les émissions de CO étaient liées aux fluctuations *basses fréquences*. Mais les mesures à $d_{ia}=145$ mm montrent des émissions de CO sans *basses fréquences*. Les émissions de CO ne sont donc pas créées par les fluctuations *basse fréquences*, mais ont une origine commune qui est la fragilité de la flamme en faible richesse.

IV. 4. 6 - Etude de l'air secondaire sur la chambre de combustion transparente

L'étude de l'effet de la disposition des orifices d'injection d'air secondaire est complétée par des expériences sur la chambre transparente en pression atmosphérique. Deux séries de mesures sont réalisées. D'une part, nous avons modifié la richesse de combustion à débits d'air constants et d'autre part nous avons modifié le débit d'air secondaire à richesse constante (débit de gaz naturel et d'air de combustions constant). Ces mesures sont réalisées avec et sans orifice secondaire.

Les mesures de pression temporelles sont effectuées dans la chambre près de l'injecteur. Ces résultats sont complétés par des imageries de l'émission spontanée du CH^* .

IV. 4. 6. 1 Influence de l'air secondaire sur l'émission de CH^*

a) Images de l'émission spontanée du CH^*

Les images d'émission moyenne de CH^* sont montrées sur la Figure IV. 4-36 pour deux richesses ($\phi_p=0.76$ et $\phi_p=0.63$) avec et sans injection d'air secondaire. Ces deux richesses sont sélectionnées afin d'observer les deux structures de flammes présentes dans cette

configuration. Les mesures avec orifices d'air secondaire utilisent un débit représentant 25% du débit total.

Très peu de changements sont constatés avec et sans orifices de dilution sur les images moyennes. Nous pouvons remarquer, une diminution générale de l'intensité avec la dilution due à la diminution de richesse par la participation de l'air secondaire à la combustion. Nous pouvons également constater pour $\phi_p=0.63$ que le flux d'air secondaire semble décoller la flamme de la paroi (flèche jaune Figure IV. 4-36). Cette remarque tend à montrer que le flux d'air secondaire pénétrerait moins profondément dans cette configuration que dans le cas de chambre semi-industrielle.

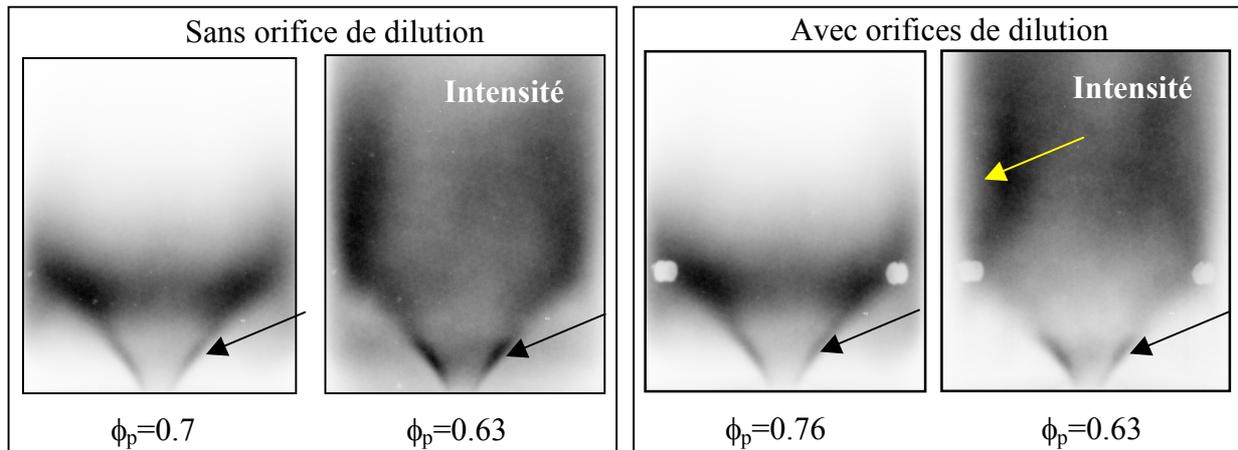


Figure IV. 4-36 : Emission de CH^* dans la chambre transparente avec et sans orifice d'air secondaire aux richesses de $\phi_p=0.76$ et $\phi_p=0.63$

Si l'on compare les images obtenues dans la chambre transparente avec celles que nous avons vues avec la chambre semi-industrielle (voir annexe 3), on voit que la zone de combustion accrochée sur le bord du bluff body est plus intense pour la chambre transparente (flèche noire). A l'inverse, la flamme ne s'accroche jamais sur l'extérieur de l'injecteur. De plus, à faible richesse ($\phi_p=0.63$) la flamme présente une structure que nous n'avons pas observée dans l'autre chambre. Cette flamme est proche des parois et présente une taille importante*. Deux explications peuvent être avancées pour interpréter ces différences. D'une part, la pression de la chambre de combustion semi-industrielle plus élevée (5 bar contre 1 bar) diminue la taille de la flamme. D'autre part, la chambre de combustion transparente est munie d'un système refroidissant la basse de la chambre. Il est probable que ce système refroidit également la ZRC par contact des parois plus froides. La combustion accrochée sur l'extérieur de l'injecteur devient alors plus difficile à obtenir. Or, dans une configuration équivalente Bradley [12] trouve en combustion pauvre, une flamme avec la même structure le long des parois. Il explique l'apparition de cette structure par la disparition totale de combustion au niveau de la ZRC induit par la baisse de la température. La présence de cette structure sur la

* voir la thèse de Taupin pour l'étude détaillée de cette configuration [86]

chambre transparente, et son absence sur la chambre semi-industrielle, serait donc due au système de refroidissement important sur la chambre transparente.

b) Profils axiaux de l'émission spontanée du CH^*

L'émission moyenne le long de l'axe du brûleur est représentée sur la Figure IV. 4-37 pour différentes richesses dans la chambre de combustion sans les orifices secondaires. La moyenne est effectuée avec une fenêtre de taille identique à la zone de visualisation de la chambre semi-industrielle pour faciliter les comparaisons même si la restriction de la zone de mesure ne change pas le profil générale d'émission de CH^* . La seule différence entre les deux fenêtres se situe au niveau de la zone d'accrochage de la flamme où l'émission de CH^* est intense (flèche noire sur le graphique). Cette émission, non observée sur la chambre semi-industrielle, se trouve plus importante proportionnellement lorsque l'on restreint la zone de mesure sur le centre de l'écoulement.

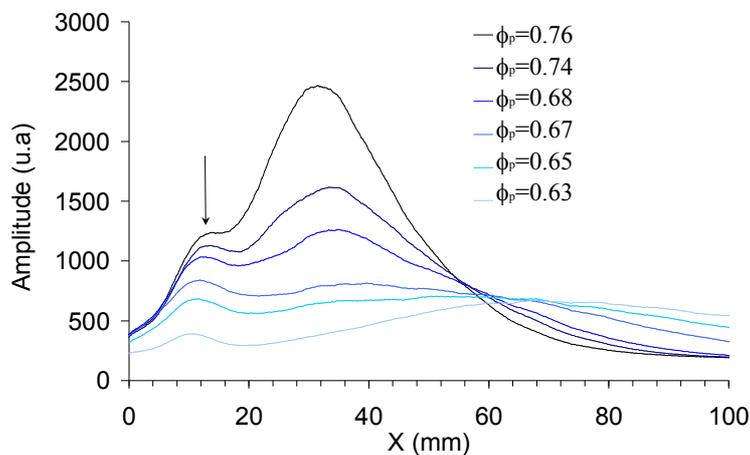


Figure IV. 4-37 : Profil de la moyenne de l'émission de CH^* en fonction de la richesse (sans orifice d'air secondaire)

La modification du profil de l'émission de CH^* en fonction de la richesse diffère fortement des résultats obtenus sur la chambre semi-industrielle sans orifice d'air secondaire, puisque la diminution de l'amplitude avec la diminution de la richesse ne s'accompagne pas d'un déplacement de la zone de combustion. L'amplitude diminue avec la richesse avant $x = 60$ mm, tandis qu'après cette distance l'amplitude augmente légèrement avec la baisse de la richesse. La zone de combustion est alors positionnée le long des parois.

Les profils axiaux sont réalisés avec les orifices d'injection d'air radial pour différents débits d'air secondaire à richesse fixe ($\phi_p=0.75$). Les résultats obtenus sont tracés sur la Figure IV. 4-38. Lorsque l'air de dilution augmente, on observe une diminution importante de l'émission de CH^* semblable à celle provoquée par la diminution de la richesse. En calculant la richesse de combustion équivalente à l'émission de CH^* , on s'aperçoit que 25 % de l'air secondaire participe à la combustion.

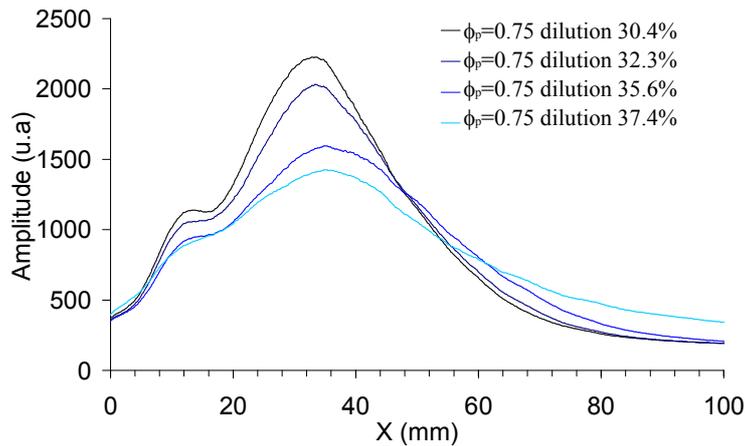


Figure IV. 4-38 : Profil de la moyenne de l'émission de CH^* en fonction du débit d'air secondaire

b) Images instantanées de l'émission spontanée du CH^*

La Figure IV. 4-39 montre deux images instantanées pour différents régimes de fonctionnement. L'image instantanée A montre que la flamme en régime riche ($\phi_p = 0.77$, $Q_{\text{air dilu}} = 25.6\%$) a la même structure que la flamme moyenne.

Les images instantanées de l'émission de CH^* nous montrent que le mécanisme d'extinction est différent selon que l'extinction est produite par un excès d'air secondaire ou d'air de combustion.

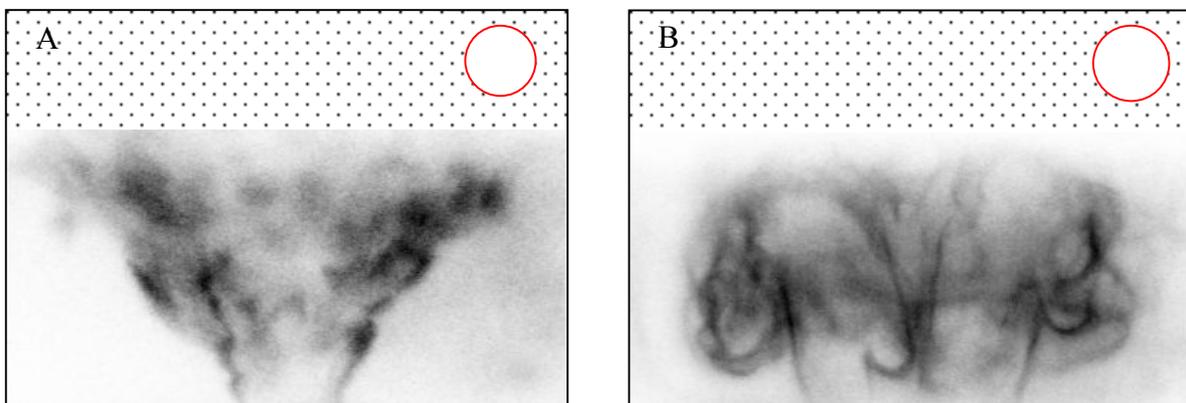


Figure IV. 4-39 : Exemples d'images instantanées

L'image B ($\phi_p = 0.94$, $Q_{\text{air dilu}} = 47\%$) montre une flamme proche de l'extinction, lorsqu'une importante quantité d'air secondaire est utilisée, bien que la richesse primaire est proche de la stoechiométrie. Nous pouvons observer d'importants tourbillons sur certaines images. Nous savons que pour les faibles richesses la flamme fluctue entre deux états stables: près des parois et au centre de l'écoulement (Taupin [86]). L'air secondaire perturbe cette zone de combustion et suit les fluctuations enregistrées dans cette zone. Ce mécanisme conduit à la création importante de tourbillons.

Lorsque l'extinction est provoquée par l'excès d'air de combustion avec peu de dilution aucune structure tourbillonnaire n'est visible. La flamme subit alors des extinctions temporelles qui aboutissent à l'extinction totale.

c) Profils axiaux de la fluctuation de l'émission spontanée du CH^*

La Figure IV. 4-40 montre les profils de l'écart type de l'émission de CH^* pour différentes richesses avec un débit d'air secondaire représentant 25% du débit total. Les fluctuations de l'émission de CH^* sont principalement situées au niveau de la flamme. Ces fluctuations augmentent avec la richesse avant $x=60$ mm et diminuent après $x=60$ mm.

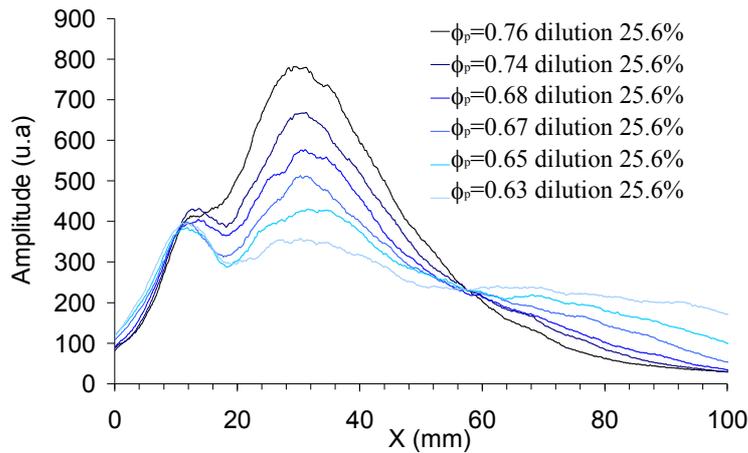


Figure IV. 4-40 : Profil de l'écart type de l'émission de CH^* en fonction de la richesse

Sur la Figure IV. 4-41 sont représentés les profils pour différentes quantités d'air secondaire. Lorsque la proportion d'air secondaire augmente de 30 % à 35 % aucun changement significatif n'est visible. Mais lorsque l'on augmente encore la quantité d'air secondaire jusqu'à 37.4 %, l'amplitude de la fluctuation augmente très fortement.

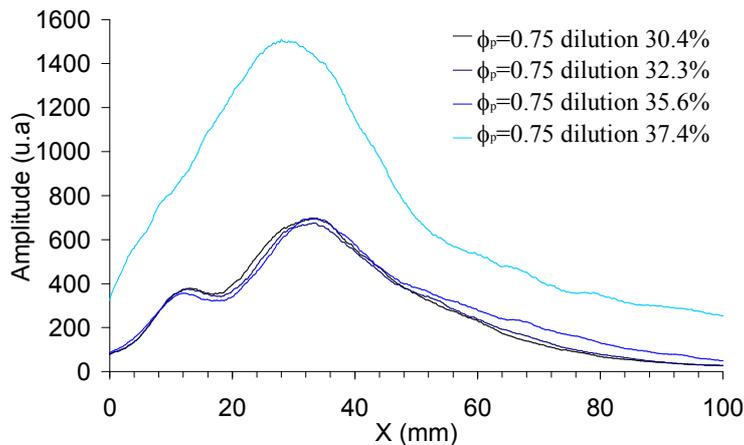


Figure IV. 4-41 : Profil de l'écart type de l'émission de CH^* en fonction du débit d'air secondaire

Or la Figure IV. 4-40 ne nous a pas montré une telle augmentation en faible richesse. Cette augmentation n'est donc pas due à l'effet de dilution de l'air secondaire mais à son effet aérodynamique. Ce régime correspond à l'apparition des tourbillons observés sur les images instantanées.

IV. 4. 6. 2 Etude des instabilités

Le spectre de pression ne fait ressortir que deux fréquences intéressantes pour la chambre transparente : les *basses fréquences* et la fluctuation à 530 Hz.

- Fluctuations *basses fréquences*

La bande spectrale des *basses fréquences* dans la chambre transparente est plus large que pour la chambre semi-industrielle (100 Hz contre 40 Hz).

L'amplitude des *basses fréquences* (Figure IV. 4-42) augmente avec la diminution de la richesse dans les cas avec et sans orifice d'air secondaire comme avec la chambre semi-industrielle. On peut donc envisager une origine identique pour ces fréquences, qui sont dues à l'excitation de la chambre par le bruit de combustion, mais comme la chambre transparente n'a pas tout à fait la même géométrie, les fréquences de ces instabilités ne sont pas identiques. Nous pouvons noter qu'avec l'injection d'air secondaire les *basses fréquences* présentent un maximum à $\phi_p=0.67$. Nous pouvons supposer que l'augmentation de ces fluctuations est due aux structures tourbillonnaires qui apparaissent lorsque beaucoup d'air secondaire est injecté. Or les tourbillons apparaissent lors du battement entre les deux structure de flamme (conique en riche et proche des parois en pauvre). Nous pouvons supposer que les tourbillons disparaissent une fois la flamme proche stabilisée.

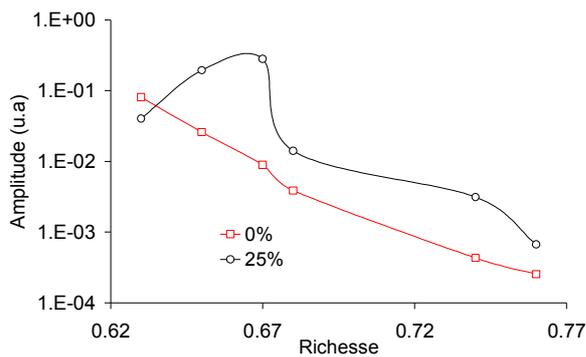


Figure IV. 4-42 : Amplitude des fluctuations *basses fréquence* en fonction de la richesse dans les cas avec et sans injection d'air

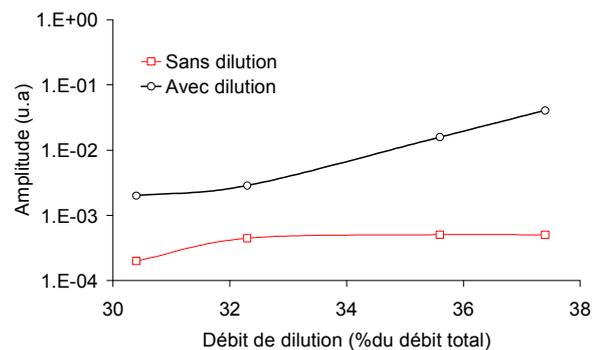


Figure IV. 4-43 : Amplitude des fluctuations *basses fréquence* en fonction du débit de dilution ($\phi_p=0.7$)

Sur Figure IV. 4-43 nous avons reporté l'amplitude des fluctuations *basses fréquences* en fonction du débit pour la richesse de $\phi_p=0.7$. Nous voyons que l'amplitude augmente avec l'augmentation de l'air secondaire. Le couplage entre l'instabilité de combustion et le jet de

dilution augmente donc fortement l'amplitude de cette fluctuation avant d'éteindre complètement la flamme.

- Fluctuations aérodynamiques (530 Hz)

La fluctuation à 530 Hz observée dans les deux chambres montre de forte coïncidence. La vitesse et les dimensions dans les deux chambres de combustions permettent de suggérer une origine identique aux deux fluctuations.

L'amplitude de cette fluctuation a le même comportement dans les deux chambres avec la richesse. C'est à dire que l'on a une augmentation puis une stagnation avec l'accroissement de la richesse (Figure IV. 4-44).

La fréquence ne change pas avec la richesse, ni avec le débit d'air de dilution (Figure IV. 4-45). L'amplitude ne change pas non plus avec le débit de dilution dans la chambre transparente, ce qui est contraire à ce qui se passe dans la chambre semi-industrielle, où l'amplitude augmente avec le rapprochement des injections de dilution. Or les jets d'air secondaire pénètrent moins profondément dans la chambre de combustion transparente qu'avec la chambre semi-industrielle comme le suggèrent les images de CH^* dans cette configuration (Figure IV. 4-36), ce qui réduit son effet sur cette instabilité.

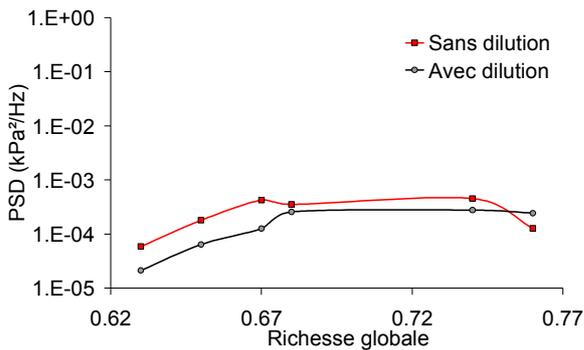


Figure IV. 4-44 : Amplitude de la fluctuation à 530 Hz en fonction de la richesse (air de dilution de 25.6 %)

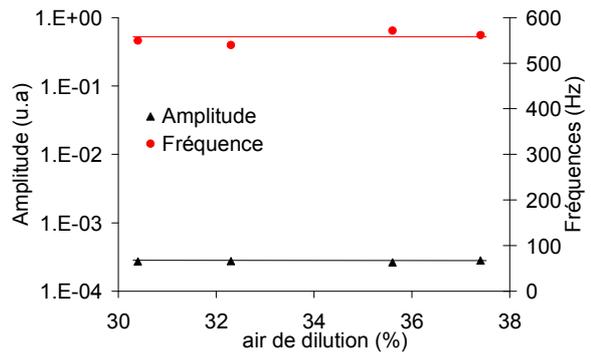


Figure IV. 4-45 : Amplitude de la fluctuation à 530 Hz en fonction de l'air de dilution ($\phi_p=0.7$)

IV. 4. 7 - Conclusion

L'étude des jets d'air secondaire nous a montré que ces jets ont deux effets sur la flamme:

- Un effet chimique qui se traduit par la diminution de la richesse lorsque les jets d'air sont proches de la flamme. Il permet aussi de finir la réaction, diminuant ainsi les émissions de CO et augmentant les émissions de NO_x .
- Un effet aérodynamique qui affecte la zone de recirculation, celle-ci se trouve bloquée par ces jets. L'injection radiale a également pour effet de comprimer la flamme. Ce phénomène se

traduit par le rapprochement de la zone de combustion vers l'injecteur lorsque d_{ia} diminue. Ainsi pour $d_{ia}=26$ mm, l'extension de la flamme avec l'augmentation de la richesse n'est plus constatée, seules les flammes proches (type I) et éloignées (type II) de l'injecteur peuvent encore être distinguées. Pour $d_{ia}=16$ mm, la zone de combustion est fixe quelque soit la richesse. Bien que l'injection d'air soit responsable de la compression de la flamme, celle-ci continue après l'injection d'air.

L'étude réalisée dans la chambre transparente nous a appris que l'injection d'air pouvait provoquer de grosses structures tourbillonnaires. Ces structures apparaissent sous l'action combinée d'une instabilité déjà établie (ici, intermittence entre deux états stables) avec une importante injection d'air secondaire.

L'étude fréquentielle montre également que la fluctuation à 530 Hz est aussi présente dans la chambre transparente. Cette fréquence a donc pour origine un élément commun aux deux chambres: l'injecteur ou le diamètre de la chambre.

L'étude sur la chambre semi-industrielle a aussi permis de montrer que les fluctuations *basses fréquences* sont provoquées principalement par l'injection d'air secondaire.

La fréquence de résonance a aussi un comportement différent en l'absence d'air secondaire puisque son amplitude augmente fortement à cause de l'absence des autres instabilités pour certaines richesses.

Ces résultats montrent que l'étude des instabilités ne peut pas être effectuée en omettant les orifices de dilution.

D'un point de vue industriel, l'emplacement le plus favorable pour l'air secondaire se situe proche de l'injecteur. De cette manière l'air secondaire permet de diminuer les instabilités, de finir la réaction (diminution des émissions de CO) et de raccourcir la zone de réaction (possibilité de diminuer l'encombrement de la chambre de combustion).

IV. 5 - Influence d'un divergent

La mesure de champ de vitesse à la sortie de l'injecteur nous a imposé l'utilisation d'un fond de chambre plat. Mais les configurations réelles ont souvent recours à l'utilisation d'un divergent à l'entrée de chambre. Comme pour les autres paramètres étudiés dans cette thèse, nous allons décrire les changements sur la structure de la flamme, les instabilités et les émissions polluantes induits par le divergent. Les mesures par ADL et par le photomultiplicateur n'ont pas été utilisées ici.

Toutes les mesures présentées dans ce paragraphe sont réalisées avec $P_{ch}=5$ bar, $T_{entré}=30^{\circ}C$, $Q_m=89$ gs^{-1} , $d_{ia}=36$ mm et injecteur $S_{0,7}$.

IV. 5. 1 - Influence du divergent sur l'émission de CH^*

a) **Images de l'émission spontanée du CH^***

La moyenne, l'écart type et l'écart type normalisé de l'émission de CH^* sont reporté pour cinq richesses sur la Figure IV. 5-1. A partir de ces images nous avons extrait l'angle du cône de combustion. L'angle mesuré est équivalent à ceux trouvés avec l'élargissement brusque (37°). Cette angle est donc dû uniquement au nombre de swirl.

Pour les richesses supérieures à $\phi_g=0.188$, la structure de la flamme est équivalente à celle observée sans divergent. Ainsi, nous pouvons de nouveau constater que l'intensité de combustion diminue dans la zone externe (flèche orange) jusqu'à disparaître lorsque la richesse diminue.

Pour une richesse très faible ($\phi_g=0.188$) la flamme atteint un nouveau régime. Sa structure change radicalement par rapport à ce qui est observé sans divergent. La zone de combustion est 'collé' au parois du fond de la chambre. Cette nouvelle structure de flamme, que nous nommerons δ par la suite, est dû à l'effet Coanda. Ce phénomène est dû à l'aspiration du jet vers la paroi. En effet, lorsqu'un jet est proche d'une paroi, la vitesse du fluide entre la paroi et le jet augmente, ce qui diminue la pression et provoque l'aspiration.

L'apparition de la flammes δ est brutal. Un petit changement de débit ou de vitesse permet de basculer d'un régime à l'autre comme cela a été constaté et expliqué par Allery [2]. La sensibilité à l'apparition de l'effet Coanda est à l'origine d'un phénomène d'hystérésis important.

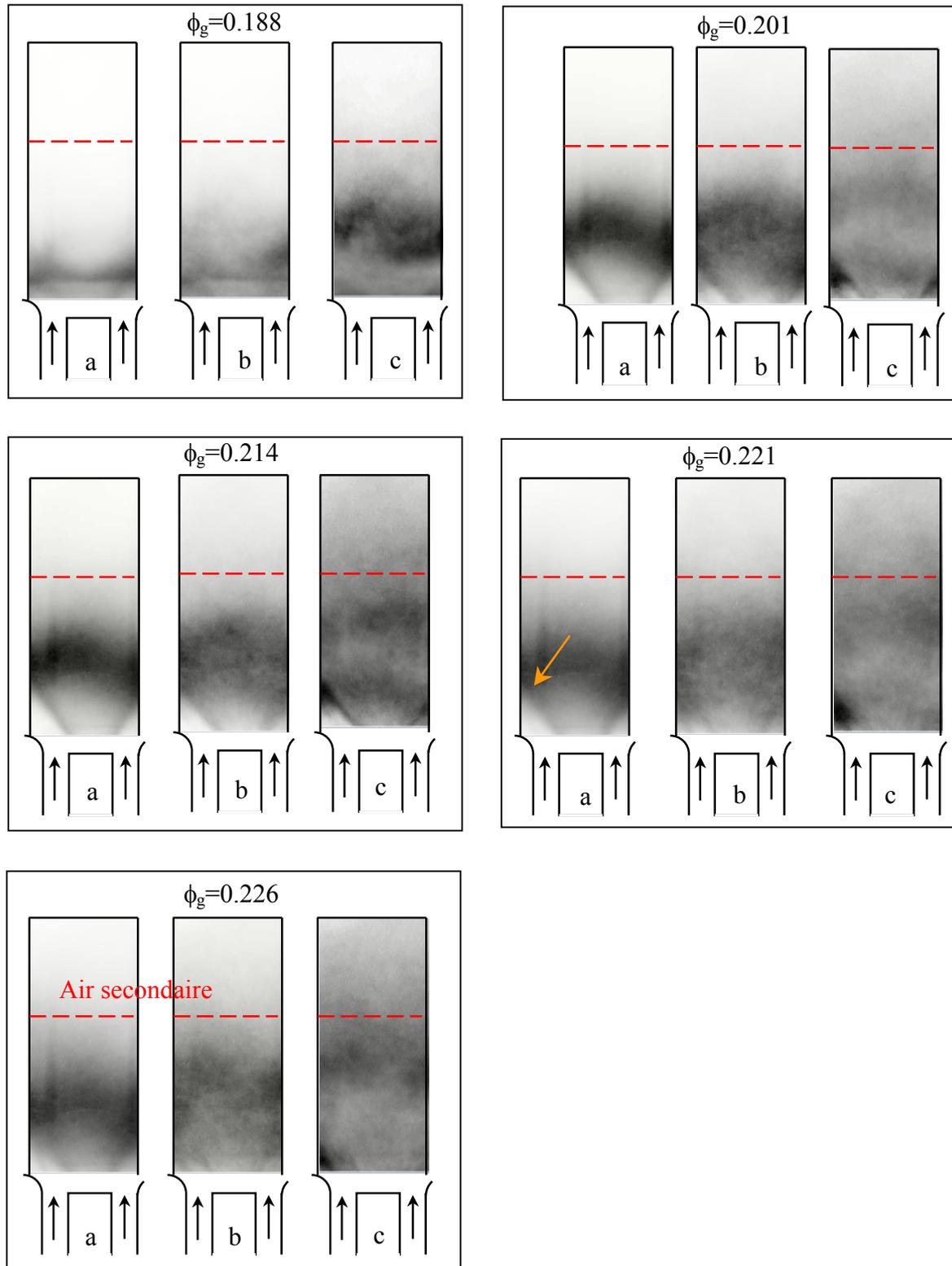


Figure IV. 5-1 : Emission de CH^* avec le divergent
 a) moyenne; b) écart type; c) écart type normalisé

Bien que l'observation de l'accrochage est impossible ici (car hors du champ de mesure), la flamme semble s'accrocher sur l'extérieur de l'injecteur.

Le schéma de la Figure IV. 5-2 illustre les différentes structures de flammes observée. La flamme α avec ces deux points d'accrochages est représentée en vert. La flamme β avec un seul point d'accrochage est représenté en rouge. Enfin la flamme δ collée aux parois est représentée en bleu. Rappelons que les flammes α et β sont observées sur les images instantanée lorsque la flamme est proche (type I) ou éloigné (type II) de l'injecteur.

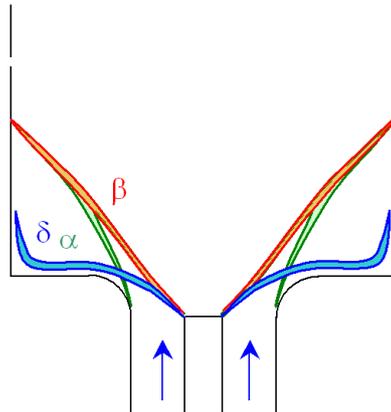


Figure IV. 5-2 : Structures de flammes rencontrées avec le divergent

Les écarts type sont représentés sur les images b de la Figure IV. 5-1. Les fluctuations de la flamme, pour les richesses supérieures à $\phi_g=0.188$, semblent identiques à ceux d'un élargissement brusque.

Les images (c) de la Figure IV. 5-1 correspondent aux fluctuations relatives. Nous retrouvons les deux zones de fluctuations en amont et en aval de la flamme déjà observées dans le cas d'un élargissement brusque.

Les écarts types relatifs de la flamme δ ($\phi_g=0.188$) sont plus importants en aval de la flamme. Les images instantanées montrent que ceci est dû à une fluctuation entre la flamme conique et la flamme δ .

b) Profils axiaux du signal d'émission du CH^*

Les profils de l'émission moyenne de CH^* selon l'axe du brûleur sont représentés sur la Figure IV. 5-3. Les deux types de flammes (type I et II) sont présents avec le divergent comme avec l'élargissement brusque. La courbe bleue correspond à une flamme de type II avec un élargissement brusque. Si nous comparons cette courbe avec le cas sans divergent, nous observons un décalage de la flamme de 4 mm. Ce décalage est dû au retrait de l'injecteur. C'est la seule différence constatée lorsque l'on change la géométrie du fond de chambre, puisque les deux flammes de types II sont identiques tant en intensité qu'en longueur.

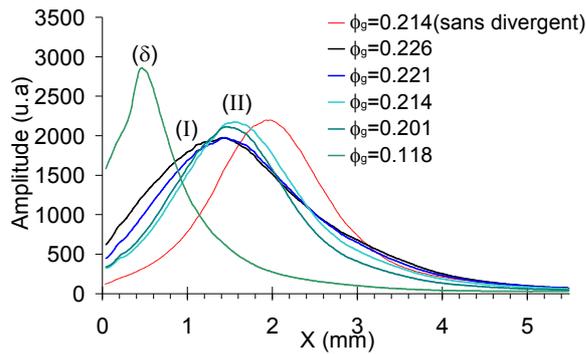


Figure IV. 5-3 : Profil de la moyenne de l'émission de CH^* en fonction de la richesse avec un divergent

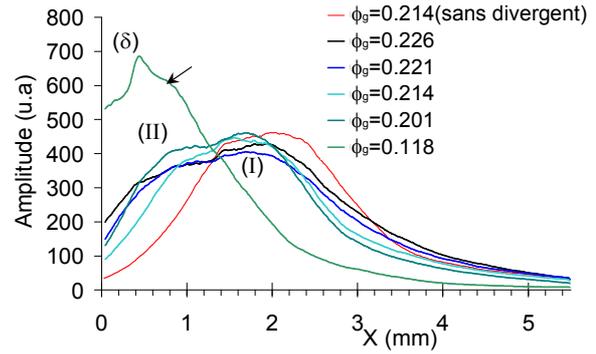


Figure IV. 5-4 : Profil de l'écart type de l'émission de CH^* en fonction de la richesse avec un divergent

La flamme δ qui existe seulement avec le divergent est située à seulement 4.5 mm du fond de chambre. Son amplitude est plus élevée que les flammes de type I et II car la mesure s'effectue sur une épaisseur de flamme plus importante.

Les profils des fluctuations de CH^* sont très proches pour les flammes de type I et II (Figure IV. 5-4) et sont semblables à ceux obtenus sans divergent.

La principale zone d'instabilité de la flamme δ est située au maximum d'émissions de CH^* et en aval de la zone de réaction (flèche noire). Comme nous l'avons déjà souligné ceci est dû à une fluctuation entre la flamme de type II et la flamme δ . L'apparition de flamme de type II diminue au profit de la flamme δ lorsque la richesse diminue.

IV. 5. 2 - Influence du divergent sur les instabilités

a) Etude globale

A cause de l'effet d'hystérésis, la richesse d'apparition de la flamme δ est différente entre l'étude sur les instabilités et l'étude de l'émission de CH^* ($\phi_g \approx 0.23$ contre $\phi_g \approx 0.19$).

Le divergent a un effet contraire sur les instabilités (Figure IV. 5-5) en haute ou basse richesse. En combustion pauvre, l'instabilité est plus importante tandis qu'en combustion riche les fluctuations sont très fortement réduites. L'augmentation des fluctuations en faible richesse coïncide avec l'apparition de la flamme δ . L'étude fréquentielle est essentielle pour comprendre cette différence.

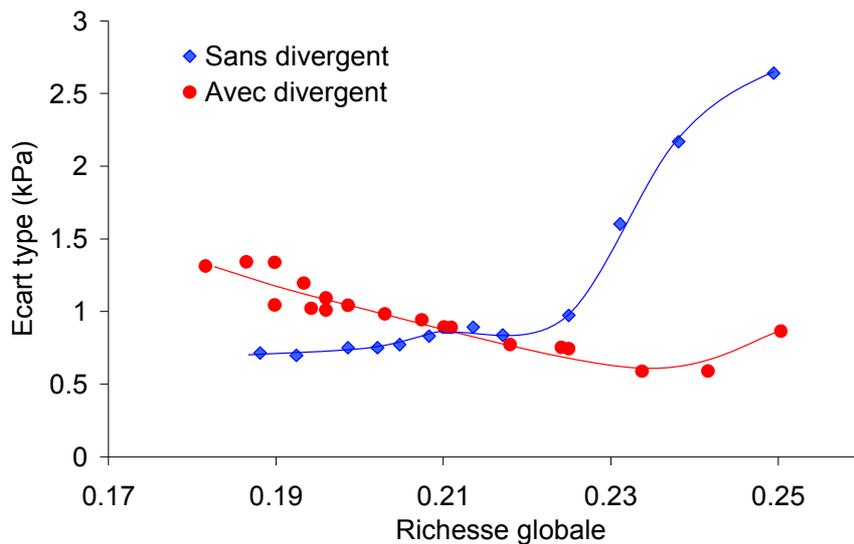


Figure IV. 5-5 : Ecart type de la fluctuation de pression en fonction de la richesse avec et sans divergent

b) Etude fréquentielle

- Fluctuations basses fréquences

Le divergent n'a pas d'incidence sur les fluctuations basses fréquences. Or, nous savons que l'air secondaire contrôle cette fluctuation. Nous pouvons donc en déduire que l'air de dilution a un impact identique sur la flamme avec ou sans divergent.

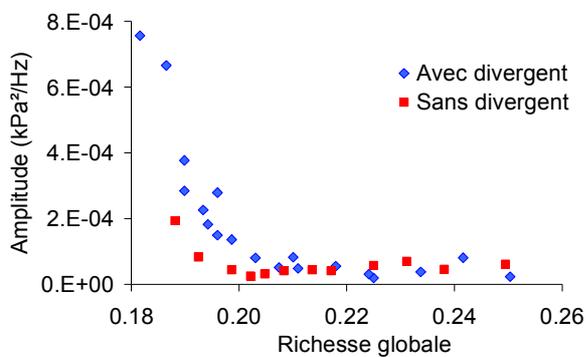


Figure IV. 5-6 : Amplitude de la fluctuation basses fréquences en fonction de la richesse avec et sans divergent

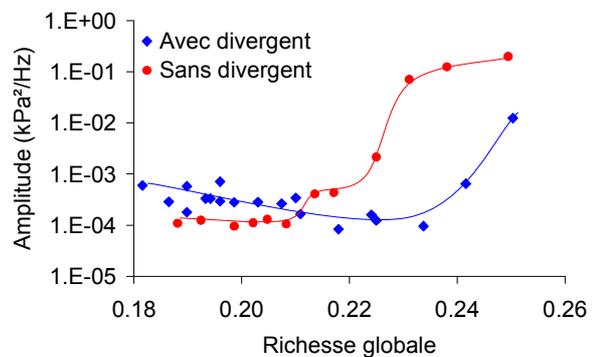


Figure IV. 5-7 : Amplitude de la fluctuation à 130 Hz en fonction de la richesse avec et sans divergent

- Fluctuations aérodynamiques (130 Hz, 400 Hz, 530 Hz)

La fréquence de la fluctuation à 130 Hz reste inchangée avec le divergent. Mais l'amplitude diffère entre les deux cas (Figure IV. 5-7). En régime pauvre, l'amplitude est toujours faible, mais en combustion riche l'augmentation de l'amplitude est décalée vers les fortes richesses.

La flamme de type I apparaît donc dans ce cas pour $\phi_g=0.24$ contre entre $\phi_g=0.214-0.221$ lors des mesures du CH^* toujours à cause de l'effet d'hystérésis.

L'amplitude de la fluctuation à 400 Hz est plus importante avec le divergent qu'avec l'élargissement brusque (Figure IV. 5-8). La flamme δ semble favoriser cette fluctuation puisque cette fréquence apparaît avec cette structure de flamme.

Comme les autres fluctuations aérodynamiques, la fréquence de la fluctuation à 530 Hz ne change pas entre les deux configurations. Mais à l'inverse de la fluctuation à 400 Hz, la fluctuation à 530 Hz est plus faible avec le divergent (Figure IV. 5-9).

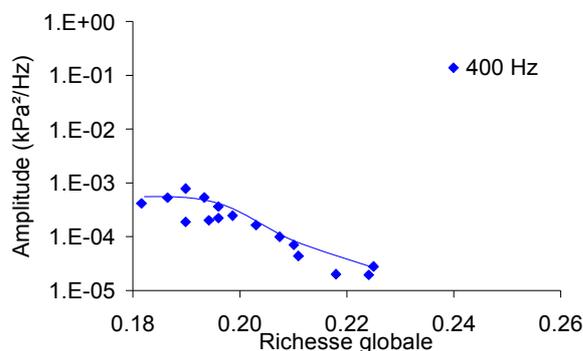


Figure IV. 5-8 : Amplitude de la fluctuation à 400 Hz en fonction de la richesse avec divergent

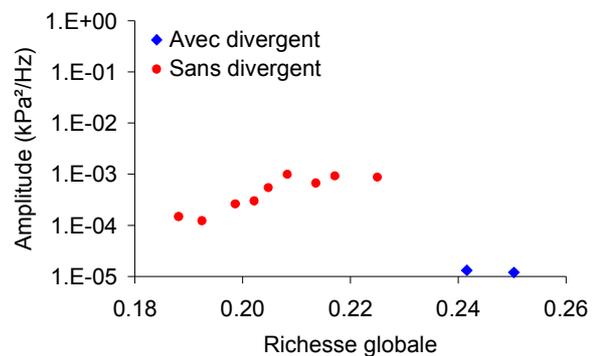


Figure IV. 5-9 : Amplitude de la fluctuation à 530 Hz en fonction de la richesse avec et sans divergent

- Fluctuations acoustiques (800 Hz, 1250 Hz)

La fréquence à 800 Hz n'a pu être étudiée à cause de l'harmonique du 400 Hz. Aucune incidence du divergent sur la fréquence et l'intensité de la fluctuation à 1250 Hz n'a été observée.

c) Déphasage entre l'émission de CH^* et la pression

Le déphasage est réalisé entre les capteurs de pression positionnés au niveau de la chambre de combustion (C_{chb}) et de l'alimentation de gaz (C_{gaz}). Seule la fluctuation à la fréquence de 130 Hz peut être comparée avec et sans divergent. Aucune différence n'est constatée entre les deux cas. L'amplitude est toujours amplifiée à partir d'une phase de -110° (Figure IV. 5-11). De même l'évolution de la phase avec la richesse ne change pas (Figure IV. 5-10).

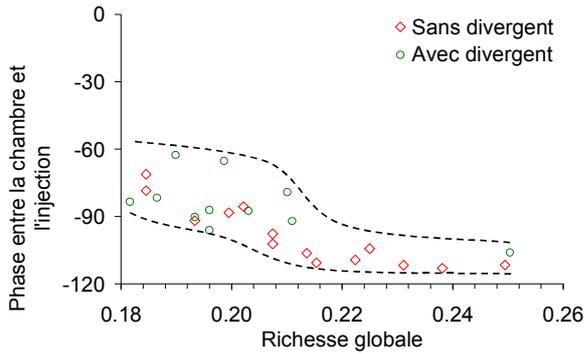


Figure IV. 5-10 : Phase entre les capteurs de pression C_{chb} et en C_{gaz} en fonction de la richesse (130 Hz)

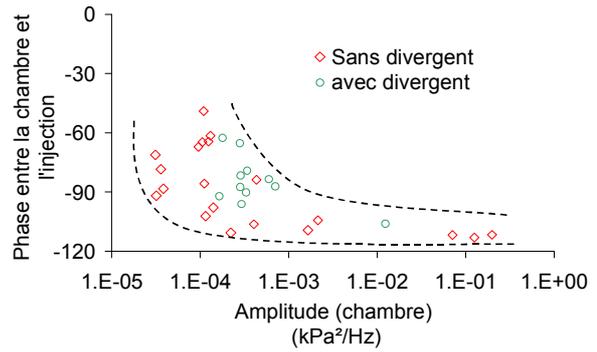


Figure IV. 5-11 : Phase entre les capteurs de pression C_{chb} et en C_{gaz} de l'instabilité à 130 Hz en fonction de l'amplitude

IV. 5. 3 - Influence du divergent sur les polluants

Les mesures de pollution ont été réalisées simultanément aux mesures sur les instabilités. Le passage de la flamme de type II à la flamme δ , se déroule donc à la richesse $\phi_g=0.23$.

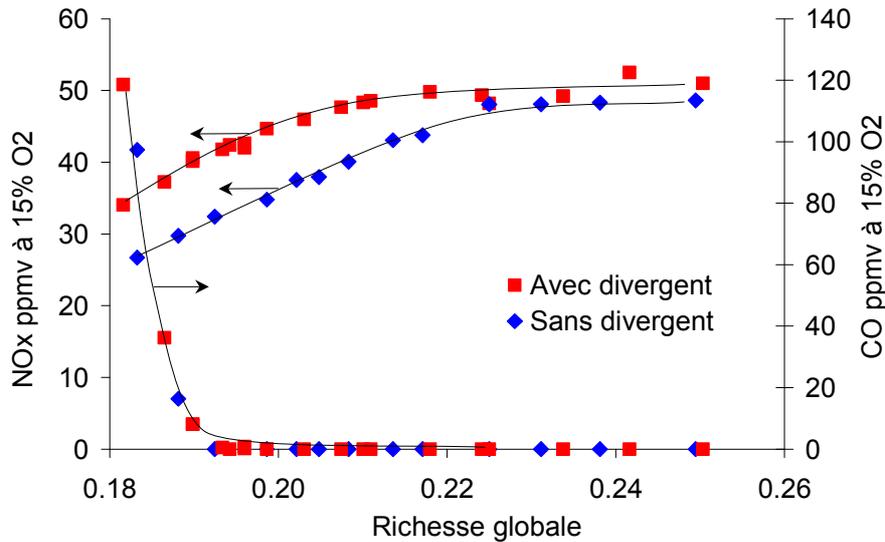


Figure IV. 5-12 : Emissions polluantes en fonction de la richesse avec et sans divergent

Les émissions de NO_x et de CO sont reportées sur la Figure IV. 5-12. La première constatation importante est que le divergent ne change pas la richesse d'extinction. Or à l'extinction, la zone de recirculation externe est absente (flammes δ). Ce résultat démontre que la ZRC a un effet très faible sur la stabilité de la flamme.

L'émission de CO ne change pas entre le divergent et l'élargissement brusque. L'émission de CO étant liée à l'extinction de la flamme, il n'est pas surprenant de constater un comportement identique.

Nous pouvons remarquer, en combustion riche, que le niveau de NO_x maximum atteint est identique dans les deux cas à 50 ppmv. La séparation entre les émissions de NO_x entre les deux configurations coïncide avec l'apparition de la flamme δ . Vanoverberghe [89] trouve également une augmentation de NO_x avec la flamme par rapport à la flamme de forme conique. Il explique l'augmentation de NO_x par l'élévation de la température liée au confinement de la flamme δ avec la paroi.

IV. 5. 4 - Conclusion

En remplaçant le fond de chambre avec un divergent nous nous attendions à modifier fortement la structure de l'écoulement. Le changement obtenu sur la structure de l'écoulement est dû à l'effet Coanda. Ce phénomène se caractérise par l'aspiration du jet vers les parois. Dans ce cas la recirculation externe disparaît complètement et la zone de recirculation centrale est fortement augmentée. L'effet Coanda apparaît pour les faibles richesses lorsque le nombre de swirl est plus fort. Ce changement modifie la structure de la flamme et par conséquent ses émissions polluantes et sa stabilité.

La flamme correspondant à l'apparition de l'effet Coanda (flamme δ) est "collée" à la paroi. Cette structure de flamme a un effet négatif sur les émissions de NO_x à cause de la présence de zones à plus fortes températures. Mais aucun changement sur les émissions de CO n'est observé. De même la limite d'extinction pauvre reste identique. La ZRC, absente avec la flamme δ , a donc un rôle négligeable sur la limite d'extinction. L'égalité entre les richesses d'extinction, nous permet également de supposer que l'apport d'air de dilution par la ZRI vers la combustion est identique. Cette hypothèse est renforcée par le comportement des *basses fréquences* qui sont fortement dépendantes de l'air secondaire. En effet, l'amplitude *des basses fréquences* reste similaire entre le divergent et l'élargissement brusque.

De plus l'effet Coanda provoque une hystérésis qui décale la richesse d'apparition de la flamme de type I

Il est important de remarquer qu'en dehors de l'effet Coanda, le divergent étudié ici n'a pas beaucoup d'effet sur la combustion. Le seul changement observé concerne la diminution de la fluctuation à 530 Hz et la hausse de la fluctuation à 400 Hz.

IV. 6 - Conclusion

Après avoir étudié le cas de référence à différentes richesses, ce chapitre a été consacré à l'étude paramétrique. Six paramètres ont été étudiés successivement. Ces paramètres sont les suivants:

- débit total
- température d'entrée
- angle de swirl
- diamètre d'une flamme pilote
- air secondaire
- géométrie du fond de chambre avec un divergent

Les effets de ces paramètres sont observés sur les fluctuations de pression et d'émission de CH^* , les émissions polluantes et la structure de la flamme.

Dans ce chapitre nous avons pu classer les fluctuations de pression (ou de CH^*) en trois catégories. Les deux premières concernent les fluctuations acoustiques et la troisième les fluctuations aérodynamiques.

Les fluctuations *basses fréquences* du signal CH^* se traduisent par la présence d'une fréquence à 32 Hz sur le signal de pression. Cette fréquence correspond à une fréquence naturelle de l'installation expérimentale. Elle se caractérise par son invariance aux conditions d'utilisation de l'installation (température, débit, présence de la chambre de combustion ou non). Les fluctuations *basses fréquences* sont dues à l'instabilité de la combustion. L'air secondaire et la combustion pauvre sont donc des facteurs favorisant ces fluctuations. Inversement, l'élévation de la température diminue l'amplitude de ces fluctuations grâce à la réduction relative de l'effet de l'oscillation de la richesse sur la température.

Deux autres fluctuations ont été identifiées comme des fluctuations acoustiques, les fluctuations à 800 Hz et à 1250 Hz. La première correspond à la fréquence de résonance longitudinale de la chambre de combustion. La fréquence de cette fluctuation peut être calculée quelque soit les conditions de fonctionnement. La deuxième fluctuation n'a pu être identifiée. Toutefois comme pour la première fluctuation sa fréquence dépend uniquement de la température.

L'amplitude de ces deux fluctuations dépend en grande partie des fluctuations aérodynamiques. En effet, les fréquences acoustiques sont importantes lorsque les fluctuations aérodynamiques sont faibles.

Enfin, l'amplitude de toutes les fluctuations acoustiques (*basses fréquences* 800 Hz et 1250 Hz) augmentent avec le débit total par l'augmentation de la puissance.

L'autre catégorie de fluctuations a été attribuées à des fréquences aérodynamiques. Au contraire des fluctuations acoustiques, ces fluctuations se caractérisent par des fréquences indépendantes de la température mais dépendantes uniquement du débit. L'emplacement de ces fluctuations par rapport à la zone de combustion et leurs amplitudes dépendent du critère de Rayleigh. Ce critère est utilisé par le modèle du time lag, qui permet de prédire les conditions nécessaires (mais non suffisantes) à l'amplification de ces fluctuations. Les fluctuations sont, dans ce cas, créées par des variations de richesse dues aux fluctuations de débit de carburant. Pour qu'une fluctuation soit amplifiée, il faut que le temps de convection de la perturbation de l'injection de gaz jusqu'à la flamme (τ_{conv}) sur la période de la fluctuation (T) soit égale à $\tau_{conv}/T=n-1/2\pm 1/4$ (n est un entier).

Les études paramétriques sur le débit et la richesse pour les fluctuations aérodynamiques (130 Hz, 400 Hz et 530 Hz) montrent une très bonne corrélation entre les zones favorables aux instabilités prédites par le modèle et les mesures. Toutefois, ce modèle ne nous a pas permis de prédire les conditions d'apparitions des fluctuations pour l'injecteur $S_{0.3}$. Afin de faire fonctionner ce modèle sur cet injecteur il faudrait prendre en compte les fluctuations de débit d'air.

Lorsque qu'on réduit la distance des injections d'air secondaire nous constatons une dégradation entre les zones prédites et le modèle à cause de la modification de la vitesse de l'écoulement par les injections radiales d'air.

Deux types de flammes sont distinguées à partir des images moyennes de l'émission spontanée du CH^* . Le type I, qui apparaît en richesse élevée, est caractérisé par une combustion proche de l'injecteur et est associé à de fortes fluctuations à 130 Hz. La mesure de ces dernières nous permettent de distinguer ce type de flamme sans avoir à mesurer l'émission de CH^* . Par opposition, la flamme de type II est plus éloignée de l'injecteur. Elle se caractérise par l'éloignement de la zone de combustion lorsque l'on augmente la richesse. Outre l'augmentation de la richesse, la diminution du débit, l'augmentation de la température et la diminution du nombre de swirl, favorisent l'apparition de la flamme de type I.

Parallèlement à ces structures observées sur les images moyennes l'étude des images instantanées de la configuration de base nous a également montrée l'existence de deux structures de flamme: la flamme α où la flamme s'accroche sur l'extrémité extérieure de l'injecteur et sur le bluff body et la flamme β où la flamme s'accroche uniquement sur le bluff body. Ces structures sont rencontrées pour les deux types de flammes (I et II), mais la présence de la structure α augmente avec l'élévation de la richesse.

La mise en place d'un divergent à l'entrée de la chambre à la place de l'élargissement brusque fait apparaître une troisième structure de flamme (δ) en faible richesse. Cette flamme δ est collée aux parois de la chambre par l'effet Coanda.

Le passage du type I au type II n'implique aucun changement sur les émissions polluantes. Les NO_x augmentent et le CO diminue régulièrement avec la richesse. La flamme δ se

distingue par une plus importante émission de NO_x , car le confinement de la flamme le long de la paroi maintient les gaz dans une zone de température favorable au NO thermique.

Une augmentation des NO_x est logiquement constatée avec la hausse de la température d'entrée et du débit. La hausse du nombre de swirl entraîne également l'augmentation des NO_x . Dans tous ces cas l'augmentation des NO_x s'accompagne d'une diminution des CO .

Afin de réduire les émissions polluantes nous avons installé une flamme pilote en perçant l'extrémité de l'injecteur. Lorsque l'orifice de la flamme pilote a un diamètre inférieur à 1 mm, la flamme pilote est bénéfique car la limite d'extinction pauvre diminue à des richesses plus faibles pour des émissions de polluants identiques. Mais pour un diamètre supérieur, le jet de la flamme pilote traverse la zone de recirculation engendrant ainsi une importante quantité d'imbrûlés.

Le dernier paramètre étudié est l'air secondaire. Cette injection d'air a pour effet de diminuer la richesse de combustion. L'évolution des émissions polluantes se trouvent donc décalées vers les plus hautes richesses globales lorsque l'injection radiale d'air secondaire est positionnée près de l'injecteur. Outre la diminution de la richesse de combustion, le jet radial d'air a aussi un effet aérodynamique important. Le jet d'air bloque la zone de recirculation. Lorsque l'injection d'air est proche de l'injecteur ($d_{ia}=16$ mm), la zone de combustion est fixée près de l'injecteur.

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse était inscrite dans un programme Européen dont l'objectif était la conception d'une turbine à gaz fonctionnant en cogénération avec une faible émission de polluants et un faible niveau de bruit. La thèse avait pour but l'installation d'un banc d'essai de chambre de combustion de turbine à gaz à l'échelle 1/7^{ème} puis l'étude paramétrique de la pollution et des instabilités.

L'installation réalisée accepte des pressions de 5 bar, des températures de préchauffage de 250 °C, un débit d'air de 180 g s⁻¹ et de gaz naturel de 3.6 g s⁻¹ (170 kW). Le banc d'essai a permis l'utilisation de nombreuses techniques de mesures: mesures de vitesses par ADL, analyses de gaz d'échappement, fluctuations de pression par différents capteurs, mesures des émissions de CH* par caméra ou photomultiplicateur. Le banc d'essai réalisé est également adaptable à l'étude d'autres carburants ou d'injecteur.

La configuration du banc d'essai et le choix de l'injecteur ont été effectués en collaboration avec Microturbo. L'injecteur à swirl avec bluff body que nous avons utilisé est conçu pour obtenir une flamme de prémélange.

Les injections radiales d'air secondaire sont situées empiriquement dans les chambres de combustion et leurs effets sur les instabilités sont peu connus. Notre étude montre que la présence de l'air secondaire change l'intensité des fluctuations de pression et de CH*. La fluctuation globale diminue avec la présence d'air secondaire, mais en revanche l'emplacement des orifices ne modifie pas le niveau des fluctuations. Par contre, plus l'air secondaire est proche de l'injecteur plus la longueur de la flamme diminue. Cette caractéristique permettrait de diminuer la taille des chambres de combustion. Il est intéressant de noter que cette diminution ne s'effectue pas au détriment des émissions polluantes puisque celles-ci sont identiques, à richesse primaire de combustion identique, quelque soit l'emplacement des injections secondaires. Il est donc bénéfique de les rapprocher de l'injecteur. Toutefois notre étude n'a été effectuée que pour un nombre restreint de distance, des mesures complémentaires seraient souhaitables pour connaître la distance minimale possible où installer les injections secondaire.

La géométrie de l'entrée d'air est également importante. Nous avons comparé l'effet d'un divergent (utilisé dans l'industrie pour ces gains de perte de charge) avec un élargissement brusque (utilisé en laboratoire pour des raisons pratiques). Le changement constaté entre ces deux géométries provient de l'effet Coanda. Ce phénomène, qui intervient en combustion pauvre, conduit à l'aspiration de la flamme vers les parois. Ces effets sont indésirables sur les fluctuations et émissions de NO_x. Or, les divergents utilisés pour les chambres de combustion sont conçus pour ne pas avoir d'effet Coanda qui produit des

contraintes thermiques importantes aux parois. Nous pouvons donc dire que l'ajout d'un divergent de diamètre extérieur représentant 1/3 du diamètre de la chambre ne modifie pas les caractéristiques de l'écoulement.

Le dernier paramètre géométrique étudié concerne la conception de l'injecteur. La modification du nombre de swirl a montré que l'injecteur avec le nombre de swirl le plus important était le plus efficace en terme de rendement (moins d'imbrûlés) et de stabilité (allumage plus aisé et plus grande plage de fonctionnement dans certaines conditions expérimentales).

La deuxième modification apportée à l'injecteur est l'ajout d'une flamme pilote. Elle doit permettre une diminution de la richesse d'extinction. Cette flamme de diffusion s'est révélée efficace avec un gain appréciable au niveau de la diminution de la limite d'extinction pauvre sans compromettre les émissions polluantes. Mais le diamètre de la flamme pilote est limité à 1 mm. Au delà de ce diamètre les émissions de CO augmentent très fortement sans gain important au niveau de la richesse d'extinction.

Deux autres paramètres non géométriques ont été également étudiés: le débit total et la température de l'air d'entrée. La température d'entrée a été étudiée pour connaître l'effet d'un récupérateur de chaleur sur cette turbine à gaz. Notre étude a confirmé l'intérêt de ces systèmes pour la diminution des NO_x.

Le changement de débit a un effet négligeable sur les fluctuations globales dans la gamme de débit étudié. L'augmentation de débit a un effet bénéfique sur les émissions de NO_x qui diminuent, sans nuire aux émissions de CO.

Cette thèse a donc permis de mieux comprendre l'influence de plusieurs paramètres souvent choisis empiriquement. Ces résultats permettent l'optimisation du design des chambres de combustion. Ces travaux devront être poursuivis en priorité sur l'étude de nouveaux injecteurs (comme par exemple les injecteurs à double swirl) qui est le paramètre clef des émissions polluantes.

La turbine à gaz du programme Interreg II est conçue pour fonctionner avec du gaz naturel et avec du fuel. Il serait donc également intéressant d'étudier l'influence du fuel dans notre chambre de combustion.

Enfin nous avons utilisé le modèle du time lag localement. Ce modèle nous a permis de prédire les conditions favorables aux fluctuations aérodynamiques, ainsi que leurs localisations dans les zones de combustion. Mais ce modèle doit être amélioré afin de prédire les fréquences de ces fluctuations aérodynamiques.

Bibliographies

- [1] **Abd-Alla.G.H.** Using exhaust gas recirculation in internal combustion engines: a review. *Energy Conversion and management* 43 (2000) pp1027-1042
- [2] **Allery.C, Guerin.S, Hamdoui.A and Sakout.A.** Experimental and numerical POD study of the Coanda effect used to reduce self-sustained tones. *Mechanics Research Communications* 31 pp105-120(2004)
- [3] **Anacleto.P.M, Fernandes.E.C, Heitor.M.V and Shtork.S.I.** Characterization of strong swirling flow with precessing vortex core based on measurements of velocity and local pressure fluctuations. *11th international symposium 2002*
- [4] **Ballester.J.M, Dopazo.C, Fueyo.N.** Investigation of low NO_x strategies for naturel gas combustion. *Fuel Vol 76 no5 pp 435-446 (1997)*
- [5] **Barnes.J.C and Mellor.A.M.** Effects of unmixedness in piloted-lean premixed gas-turbins combustors. *Journal of propulsion and power. Vol 14 n°6 pp 967-973 (1998)*
- [6] **Barrère.M and Williams.F.A.** Comparison of combustion instabilities found in various types of combustion chambers. *12th Symposium (International) on Combustion, (pp 169-181) 1968. The Combustion Institute.*
- [7] **Beltagui.S.A and Maccallum.N.R.L.** Van swirled flames in furnaces. *Deuxieme syposium europeen sur la combustion pp 672-677 (1975)*
- [8] **Bernier.D.** Controle actif des instabilités de combustion dans les turbines à az bas-NO_x. *Thèse de l'ecole centralde de Paris (2001)*
- [9] **Bicen.A.F, Tse.D.G and Whitelaw.J.H.** Combustion characteristics of a model can-type combustor. *Combustion and flame 80 pp111-125 (1990)*
- [10] **Blondel.D.** Conception et realisation d'une sonde de métrologie optique pour l'étude de milieux industriels complexes. *Thèse de l'université de Rouen (1999)*
- [11] **Bowman, C. T.** Control of combustion-generated nitrogen oxide emissions technology driven by regulation. *Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion, (pp 859-878) 1992. The Combustion Institute.*
- [12] **Bradley.D, Gaskell, Gu.X.J, Lawes.M and Scott.M.J.** Premixed turbulent flame instability and NO formation in a lean-burn swirl burner. *Combustion and flame 115:515-538 (1998).*
- [13] **Broda.J.C, seo.S, Santoro.R.J, Shirhattikar.G and Yang.V.** An experimental study of combustion dynamics of a premixed swirl injector. *Twenty-seven Symposium (International) on Combustion, pp 1849-1856 (1998). The Combustion Institute.*
- [14] **Brossard.C, Lee.S-Y, Mordaunt.C, Broda.J-C and Santoro.r.J.** Effects of swirl injector design and other important parameters on gas turbine combustion instabilities.

- [15] **Caillat.S.** Combustion en atmosphère humide: Etude d'une flamme méthane/air confinée non prémélangé à swirl. *Thèse de l'université de Rouen (1999)*
- [16] **Charles.R.E, Emdee.J.L, Muzuio.L.J, Samuelsen.G.S.** The effect of inlet conditions on the performance and flow field structure of a non-premixed swirl stabilized distributed reaction. *Twenty-first symposium international on combustion 1986 pp 1455-1461. The Combustion Institute.*
- [17] **Chen.R.H and Driscoll.J.F.** The role of the recirculation vortex in improving fuel-air mixing within swirling flames. *Twenty-second symposium international on combustion. pp531-540 (1988)*
- [18] **Chen.R.H.** Some characteristics of NOX emission of turbulent nonpremixed hydrogen-air flames stabilized by swirl-generated flow recirculation. *Combust. Sci and Tech Vol 110-111 pp 443-460 (1995)*
- [19] **Chen.R.K, Yegian.D.T, Miyasato.M.M, Samuelsen.G.S, Benson.C.E, Pellizzari.R and Loftus.P.** Scalling and development of low swirl burners for low emission furnaces and boilers. *Twenty-eighth Symposium (International) on Combustion, (pp 1305-1313) 2000. The Combustion Institute.*
- [20] **Choi.G.M, Katsuki.M.** Advanced low NOX combustion using highly preheated air. *Energy Conversion and Management 42 (2001) pp 639-652*
- [21] **Chollet.G.** Les problèmes de prises d'échantillon de gaz de combustion en vue de détermination de l'excès stœchiométrique d'oxygène. *Deuxieme symposium europeen sur la combustion pp 672-677 (1975)*
- [22] **Colket.M.B.III, Chiappetta.L, Guile.R.N, Zabielski.M.F, Seery.D.J** Measurements ; diagnostics. *Combustion and flame 44 :3-14. (1982)*
- [23] **Contini.D, Ruggiero.M and Manfrida.G.**Turbulent flow field measurements in a model gas turbine combustion chamber. *Rev Gén Therm vol 37 pp843-852 (1998)*
- [24] **Danjo.K, Sawada.T and Nishi.A.** Pollutant emission levels during transient operation of a small gas turbine. *Combustion science and technology vol 24 pp 43-52 (1980)*
- [25] **Debray.B et Massot.** Rapport de stage INSA (2002)
- [26] **Delabroy.O.** Oxydes d'azote et leur contrôle : solutions passive et active. Thèse de l'école centrale de Paris (1996)
- [27] **De Soete.G.G.** Mécanisme de formation et de destruction des oxydes d'azote dans la combustion, *Revue Général de thermique n°330-331 juin-juillet 1989*
- [28] **Di Mare.F, Jones.W.P and Menzies.K.R.** Large eddy simulation of a model gas turbine combustor. *Combustion and flame n°137 pp278-294 (2004)*

-
- [29] **Docquier.N,Candel.S.** Combustion control and sensors:a review. *Progress in energy and combustion science* 28 (2002) pp107-150.
- [30] **EPA** technical bulletin-nitrogen oxides (NO_x), why and how they are controlled (November 1999). *EPA 456/F-99-006R*.
- [31] **Fanick E.R.** Test procedures for measuring exhaust emission from natural gaz transmission engines. *Transactions of the ASME pp 408-412, vol 112 , july 1990*.
- [32] **Fichera.A, Losenno.C and Pagano.A.** Experimental analysis of thermo-acoustic combustion instability. *Applied Energiy* 70 (2001) pp179-191.
- [33] **Fric.T.F.** Effects of fuel-air unmixedness on NOX emissions. *AIAA 92-3345*
- [34] **Froud.D, Beale.A, O'Doherty.T and Syred.N.** Studies of Helmholtz resonance in a swirl burner/furnace system. *26th Symposium on combustion pp3355-3362 (1996)*
- [35] **Froud.D, O'Doherty.T and Syred.N.** Phase averaging of the precessing vortex core in a swirl burner under piloted and premixed combustion conditions. *Combustion and flame Vol 100 pp407-412 (1995)*
- [36] **Gupta.A.K, Lilley.D.G, Syred.N** Swirl flows *Abacus press (1984)*.
- [37] **Gouldin.F.C, Halthore.R.N and Vu.B.T.** Periodic oscillations observed in swirling flows with and without combustion. *20th Symposium on combustion pp269-276 (1984)*
- [38] **Hayashi.S, Yamada.H, Shimodaira.K and Machida.T.** NO_x emissions from non-premixed, direct fuel injection methane burner at high-temperature and elevated pressure conditions. *27th Symposium on combustion pp1833-1839 (1998)*
- [39] **Hayashi.S, Yamada.H, Shimodaira.K and Machida.T.** Short-flame/quick-quench: a unique ultralow emissions combustion concept for gas turbine combustors. *28th Symposium on combustion pp1273-1280 (2000)*
- [40] **Heitor.M.V and Whitelaw.J.H.** Velocity, Temperature, and Species characteristics of the flow In a gas turbine combustor. *Combustion and flame 64 pp1-32 (1986)*
- [41] **Higgins.B, McQuay.M.Q, Lacas.F, Candel.S.** An experimental study on the effect of pressure and strain rate on CH chemiluminescence of premixed fuel-lean methane/air flames. *Fuel 80 (2001) 1583-1591*.
- [42] **Hill.S.C, Douglas Smoot.L.** Modeling of nitrogen oxides formation and destruction in combustion systems. *Progress in energy and combustion science 25 pp417-458 (2000)*.
- [43] **Hillemanns.R, Lenze.B, Leuckel.W** Flame stabilisation and turbulent exchange in stongly swirling naturel gas flames. *Twenty first Symposium (international) on combustion 1986 pp 1445-1453*.

-
- [44] **Jones.W.P and Toral.H.** Temperature and composition measurements in a research gas turbine combustion chamber. *Combustion Science and Technology* vol 31 pp249-275 (1983)
- [45] **Katsuki.M and Whitelaw.** The influence of duct geometry on unsteady premixed flames. *Combustion and flame* 63:pp87-94 (1986)
- [46] **Khanna.V.K.** A study of the dynamics of laminar and turbulent fully and partially premixed flames. *Thesis of the Virginia Polytechnic and State university* (2001)
- [47] **Lawn.C.J.** Thermo-acoustic frequency selection by swirled premixed flames. 28th *Symposium on combustion* pp823-830 (2000)
- [48] **Lee.S.Y, Seo.S, Broda.J.C, Pla.S and Santoro.R.J.** An experimental estimation of mean reaction rate and flame structure during combustion instability in a lean premixed gas turbine combustor. *Proceeding of the combustion institute, Vol 28* (2000) pp775-782.
- [49] **Lefebvre.A.H** Pollution control in continuous combustion engines. 15th *Symposium (international) on combustion* 1975 pp 1169-1180.
- [50] **Lefebvre.A.H.** The role of fuel preparation in Low-Emission combustion. *Journal of engineering for gas turbines and power, vol 117* pp617-651(October 1995).
- [51] **Lefebvre.A.H.** Gas Turbine combustion (second edition). *Taylor&Francis* (1998)
- [52] **Lieuwen.T.** Investigation of combustion instability mechanisms in premixed gas turbine. *Thesis of Georgia Institute of Technology* (1999)
- [53] **Lieuwen.T, and Zinn.B.T.** The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low NO_x gas turbines. (1998)27th *Symposium (international) on combustion* pp 1809-1816.
- [54] **Lieuwen.T, Neumeier.Y and Zinn.B.T.** The role of unmixedness and chemical kinetics in driving combustion instabilities in lean premixed combustors. *Comb. Sci and Tech. Vol 135* pp193-211 (1998)
- [55] **Lilley.D.G.** Swirl flows in combustion:a review. *AIAA Journal* vol 15 n°8 pp 1063-1078 (1977)
- [56] **Logan .P, Lee.J.W, Lee.L.M and Karagozian.A.R** Acoustics of a low-speed dump combustor. *Combustion and flame* 84 (1991) pp 93-109
- [57] **Milosavijevic.V.D, Taylor.A.M.K.P and Whitelaw.** The influence of burner geometry and flow rates on the stability and symmetry of swirl-stabilized nonpremixed flames. *Combustion and flame* vol 80: pp196-208 (1990)
- [58] **Monnot. G** La combustion dans les fours et les chaudières. *Technip* 1978

-
- [59] **Nair.S, Muruganandam.T.M, Huges.R, Wu.L, Seitzman.J and Lieuwen.T.** Acoustic characterization of a piloted, premixed flame under near blowout conditions. *38th AIAA Joint propulsion conference and exhibit (2002)*
- [60] **Najm HN. Paul PH, Mueller CJ, Wyckoff PS.** On the adequacy of certain experimental observables as measurements of flame burning rate. *Combust flame 1998;113:312-32*
- [61] **Nguyen.Q.V.** Measurements of equivalence ratio fluctuations in a lean premixed prevaporized (LPP) combustor and its correlation to combustion instability. *Submit J. of Engr. For gas turbines and Power (2001)*
- [62] **Noyce.J.R and Sheppard.C.G.W.** The influence of equivalence ratio variation on pollutant formation in a gas turbine type combustor. *Combustion Science and Technology. Vol 29 pp37-52 (1982)*
- [63] **Park.S.H and Shin.H.D.** Measurement of entrainment characteristics of swirling jets. *Int.J.Heat Mass Transfer. Vol 36 n 16 pp 4009-4018 (1993).*
- [64] **Paschereit.C.O and Gutmark.E** Structure and control of thermoacoustic instabilities in a gas turbine combustor. *Combust.Sci and Tech (1998) vol 138 pp213-232*
- [65] **Paschereit.C.O, Gutmark.E and Weisenstein.W.** Excitation of thermoacoustic instabilities by interaction of acoustics and unstable swirling flow. *Twenty-seventh Symposium on Combustion pp1817-1824 (1998)*
- [66] **Poinsot. Thierry** Analyse des instabilités de combustion de foyers turbulents prémélangé. *These 1987*
- [67] **Poireault.B.** Mécanisme de combustion dans un brûleur méthane-air de type swirl (40 kW): influence de l'intensité de la rotation. *Thèse de l'université de Poitiers (1997).*
- [68] **Rayleigh.J.S.W.** The theory of sound-vol. 2, *New York, (1945)*
- [69] **Richards.C.D and Samuelsen.G.S.** The role of primary jet injection on mixing in gas turbine combustion. *Twenty-Third Symposium on Combustion pp1071-1077 (1990)*
- [70] **Rizk.N.K and Mongia.H.C.** Lean low NOX combustion concept evaluation. *Twenty-Third Symposium on Combustion pp1063-1070 (1990)*
- [71] **Rutar.T and Malte.P.** Experimental measurements of NOX and CO in a Jet-Stirred reactor at pressures of 3.0, 4.7 and 6.5 amt and variable residence times. *Fall meeting western states section of the combustion institute (1998)*
- [72] **Sadakata.M and Hirose.M.** Scaling law for pollutant emission from a combustion furnace. *Fuel 73 pp1338-1342 (1994)*
- [73] **Samaniego.J.M, Yip.B, Poinsot.T and Candel.S.** Low frequency combustion instability mechanisms in a side dump combustor. *Combustion and flame 94 pp363-380 (1993)*

-
- [74] **Samaniego. J-M, Egolfopoulos.F.N and Bowman.C.T.** CO₂* Chemiluminescence in premixed flames. *Combust. Sci and tech.* 1995 vol 109 pp 183-203
- [75] **Sarofin.A.C.** NOX control for stationary combustion sources. *Prog energy combust. Sci* vol 2 pp 1-25 1976
- [76] **Saul.A und Altemark.D.** Lean-burn premixed combustion in gas turbine combustion. *Gaswärme international.*40 (1991) Heft 7/8. juli/August.
- [77] **Schadow.K.G and Gutmark.E.** Combustion instability related to vortex shedding in dump combustors and their passive control. *Prog Energy Combust Sci* 1992 Vol 18 pp 117-132.
- [78] **Seo.S.** Parametrique study of lean premixed combustion instability in a pressurized model gas turbine combustor. *Thesis of Pennsylvania* 1999
- [79] **Shih.W.P, Lee.J.G and Santavicca.D.A.** Stability and emissions characteristics of a lean premixed gas turbine combustor. *Twenty six Symposium (international) on combustion* pp2771-2778 (1996)
- [80] **Singh.P.P, Young.W.E, Ambrose.M.J.** Formation and control of oxides of nitrogen emissions from gas turbine combustion systems. ASME paper No. 72-GT-22. *Journal of Engineering For Power.* pp271-278 octobre (1972)
- [81] **Sivasegaram.S and Whitelaw.J.H.** Oscillations in axisymmetric dump combustors. *Combust. Sci and Tech* vol 52 pp413-426 (1987)
- [82] **Sivasegaram.S and Whitelaw.J.H.** The influence of swirl on oscillations in ducted premixed flames. *Combustion and flame* 85 pp 195-205 (1991)
- [83] **Solero. Giulio, Coghe. Aldo.** Effect of injection typology on turbulent homogeneous mixing in a naturel gas swirl burner. *Experimental Thermal and Fluid Science* 21 (2000) pp 162-170.
- [84] **Sood.V.M, Shekleton.** Ongoing development of a low emission industrial gas turbine combustion chamber. *Journal of Engineering for power* vol 102 pp549-554 July 1980
- [85] **Tangirala.V , Chen.R.H and Driscoll.J.F.** Effect of heat release on the recirculation withn swirl-stabilized flames. *Combust.Sci and Tech* 1987 Vol 51 pp 75-95
- [86] **Taupin. B.** Etude de la combustion turbulente à faible richesse haute temperature et haute pression. *Thèse de l'INSA de Rouen* (2003).
- [87] **Terasaki.T and Hayashi.S.** The effect of fuel-air mixing on NOX formation in non premixed swirl burners. *Twenty six Symposium (international) on combustion* pp2733-2739 (1996)
- [88] **Trouvé.A.** Instabilités hydrodynamiques et instabilités de combustion de flames turbulentes prémélangées. *These de l'ecole centrale de Paris* (1989)

- [89] **Vanoverberghe.K** Flow, turbulence and combustion of premixed swirling jet flames *Thèse de l'université de Leuven . Belgique (2004)*
- [90] **Vauchelles. D.** Mise au point d'une chambre de combustion de turbine à gaz d'un système de cogénération de petite puissance fonctionnant au gaz naturel. *Rapport de stage de DEA. Rouen (2000).*
- [91] **Venkataraman.K.K, Preston.L.H, Simons.D.W,Le.B.J, Lee.J.G and Santavicca.D.A.** Mechanism of combustion instability in a lean premixed dump combustor. *Journal of Propulsion and Power vol 15 No6 (1999) pp909-918.*
- [92] **Weber. R and Dugué. J** Combustion accelerated swirling flows in high confinements. *Prog. Energy Combust.Sci. 1992 vol 18 pp 349-367*
- [93] **Yu.K.H, Trouvé.A and Daily.J.W.** Low-frequency pressure oscillation in a model ramjet combustor. *J.Fluid Mech (1991) vol 232 pp 47-42.*

ANNEXE 1 : Caractéristiques du gaz naturel

Composition du gaz naturel du 16 juillet 2002 (Source : Gaz De France)

Composants	% molaire	% massique	Vao Pouvoir comburivore	Vfo Volume de fumée seche	Vco2 Dioxyde de carbone total
CH4	87.35	76.05	9.56	8.56	1.00
C2H6	8.02	13.36	16.73	15.23	2.00
C3H8	1.66	3.97	23.90	21.90	3.00
I-C4H10	0.24	0.76	31.07	28.57	4.00
N-C4H10	0.19	0.60	31.07	28.57	4.00
I-C5H12	0.04	0.16	38.24	35.24	5.00
N-C5H12	0.03	0.12	38.24	35.24	5.00
C6+	0.08	0.37	45.41	41.91	6.00
CO2	1.11	2.65	0.00	1.00	1.00
N2	1.29	1.96	0.00	1.00	0.00
Gaz naturel	100.01	100.00	10.29	9.27	1.12

Composants	Masse molaire g/mol	Masse volumique g/m3	PCS KWh/m3(n)	PCI KWh/m3(n)	Cp (KJ/Kg.K)
CH4	16.04	715.80	11.08	9.97	2.14
C2H6	30.70	1369.76	19.58	17.88	1.64
C3H8	44.10	1967.50	28.22	25.94	1.54
I-C4H10	58.12	2593.17	37.41	34.49	1.54
N-C4H10	58.12	2593.17	37.41	34.49	1.59
I-C5H12	72.15	3219.15	47.11	43.52	1.59
N-C5H12	72.15	3219.15	47.11	43.52	1.59
C6+	86.18	3845.05	/	/	0.86
CO2	44.01	1963.57	0.00	0.00	0.82
N2	28.01	1249.92	0.00	0.00	1.04
Gaz naturel	18.43	822.16	11.91	10.75	1.98

PCI: Pouvoir calorifique inférieur

PCS: Pouvoir calorifique supérieur

ANNEXE 2 : Pertes de charge de l'injecteur

Microturbo nous a demandé d'étudier les pertes de charge de ces différents injecteurs. La connaissance de ces données sont importantes pour un industriel puisqu'elles définissent la pression aval à appliquer à la chambre de combustion. Une partie du coût d'utilisation et du rendement de la turbine à gaz est liée à ce paramètre. La mesure des pertes de charge de l'injecteur est effectuée pour le gaz et pour l'air.

Pertes de charge sur le gaz naturel

La pression est mesurée dans la ligne de gaz juste avant et après l'injecteur dans la chambre de combustion. Toutes les mesures de pertes de charge sont effectuées en combustion.

Le coefficient de décharge C_d est défini par la relation $\dot{m} = C_d A \sqrt{2\rho\Delta P}$

Où A la surface de passage
 ρ la masse volumique de l'air en entrée de chambre
 ΔP la perte de charge

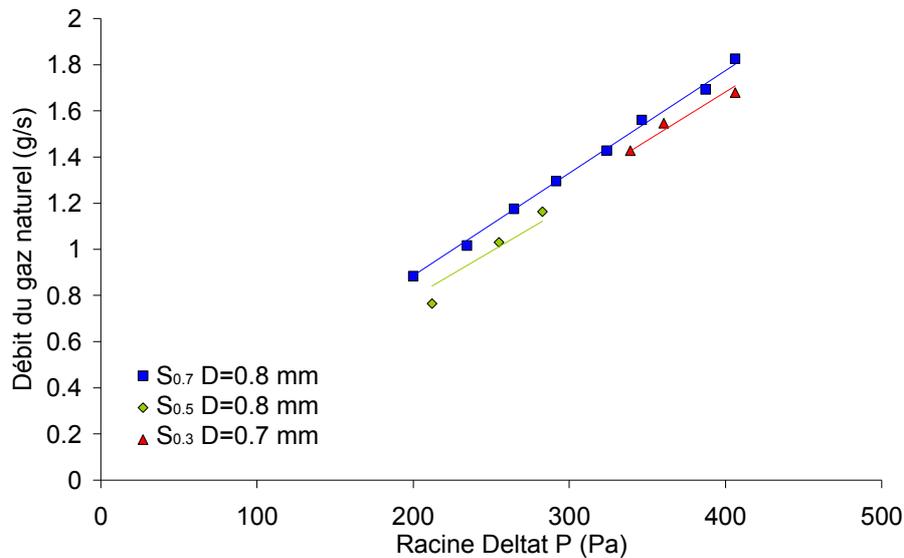


Figure annexe 2.1 : Pertes de charge sur le gaz

Sur la figure annexe 2.1, nous avons représenté le débit de gaz naturel en fonction de la racine de la différence de pression. Comme l'injection du carburant s'effectue après le swirler, aucune incidence du nombre de swirl sur les pertes de charge n'est remarqué. Entre les deux diamètres des orifices d'injection aucune différence n'est observée non plus. Les plus grandes pertes de charge subies par le gaz naturel dans l'injecteurs sont dues à la chicane au bout du bluff body et au tube d'alimentation de l'injecteur. Le faible changement de diamètre a donc une influence très limitée sur les pertes de charge. La différence sur l'écoulement du gaz

naturel entre ces deux diamètres porte donc uniquement sur la vitesse d'injection. A débit constant le jet de gaz naturel augmente de 30 %.

$$(v_1 = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 v_2)$$

Pertes de charge sur l'air

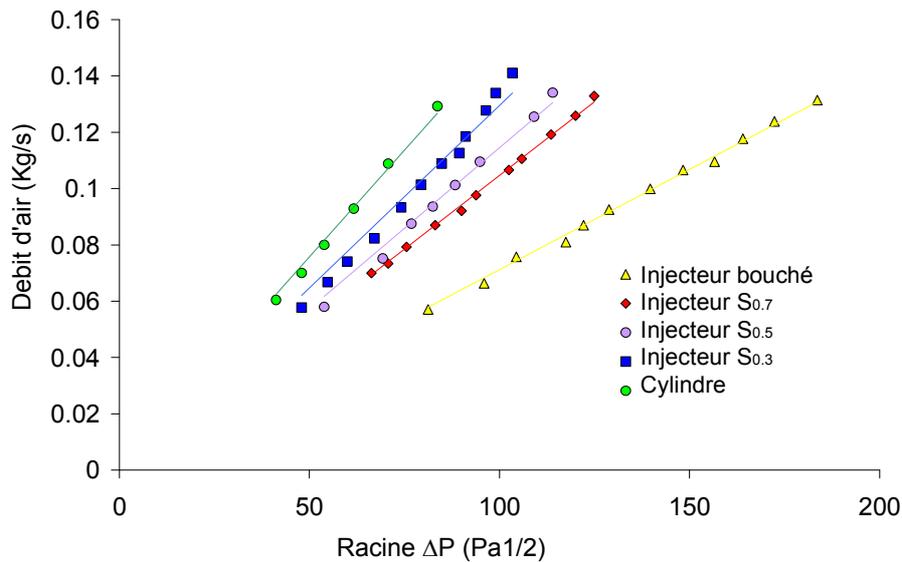


Figure annexe 2.2 : Pertes de charge sur l'air

La même étude sur les pertes de charge est réalisée sur le débit d'air (figure annexe 2.2). La pression est mesurée à l'entrée de la chambre et à l'intérieur de la chambre. Les 3 injecteurs $S_{0,3}$, $S_{0,5}$ et $S_{0,7}$ ont été testés. Les mesures ont été réalisées sur le banc d'essai où il n'est possible de mesurer que le débit total d'air. Pour obtenir uniquement la perte de charge de l'injecteur, nous avons donc réalisé deux mesures:

- La première, où l'on mesure la perte de charge globale due à l'injecteur, à l'air secondaire et à l'air de dilution, l'injecteur étant monté sur la chambre de combustion.

Ces mesures permettent d'obtenir le coefficient de décharge global de la chambre avec son injecteur (Cd_g).

$$\dot{m}_g = Cd_g A_g \sqrt{2\rho\Delta P}$$

- La deuxième, où l'on mesure la perte de charge uniquement due à l'air secondaire et à l'air de dilution, l'injecteur étant obturé.

Cette mesure permet d'obtenir le coefficient de décharge de la chambre injecteur obturé Cd_0 :

$$\dot{m}_0 = Cd_0 A_0 \sqrt{2\rho\Delta P}$$

Or le débit global est composé du débit injecteur et du débit chambre obturé :

$$\dot{m}_g = \dot{m}_0 + \dot{m}_{inj} = Cd_0 A_0 \sqrt{2\rho\Delta P} + Cd_{inj} A_{inj} \sqrt{2\rho\Delta P}$$

On déduit donc le coefficient de décharge de l'injecteur Cd_{inj} :

$$Cd_{inj} = \frac{Cd_g A_g - Cd_0 A_0}{A_{inj}}$$

Afin d'obtenir des résultats pour un angle de pale de 0° , nous avons réalisé des mesures en remplaçant l'injecteur à swirl par un tube cylindrique creux. La perte de charge maximum pour l'injecteur 14 est de 0.25 bars. On observe un bon accord (figure annexe 2.3) entre les mesures du Cd en fonction de l'angle de pale du swirler et les calculs obtenus à partir de la relation empirique de Lefebvre [51].

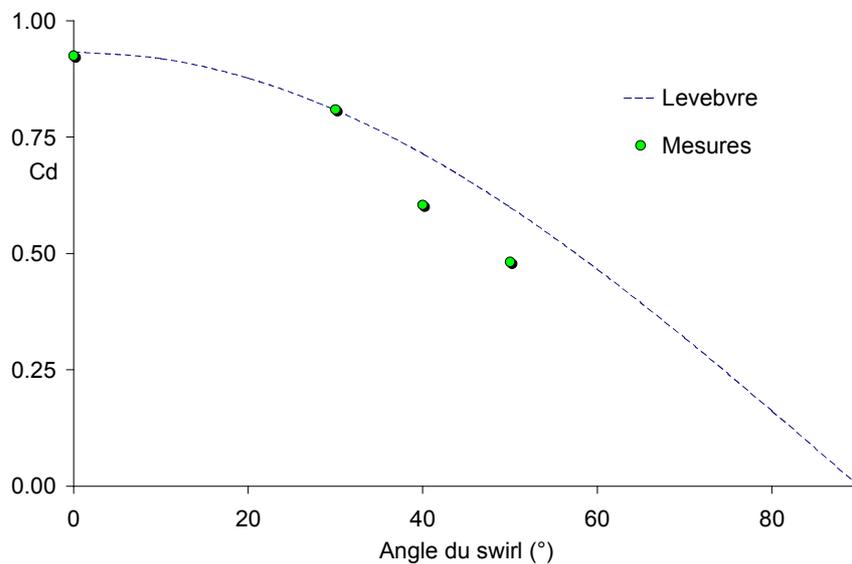


Figure annexe 2.3 : Comparaison des Cd mesurés et estimés en fonction de l'angle des pales sur un injecteur axial

$$\text{Relation de Lefebvre : } \dot{m}_{sw} = \left(\frac{2\rho\Delta P_{sw}}{K_{sw} \left[\left(\frac{\sec \theta}{A_{sw}} \right)^2 - \frac{1}{A_L^2} \right]} \right)^{0.5}$$

avec ΔP_{sw} la différence de pression avant/après l'injecteur

A_{sw} surface de l'injecteur (en retirant l'épaisseur des pales)

K_{sw} constante : 1.3 pour des pales plates et 1.15 pour des pales courbées

A_L : surface du cylindre de l'injecteur

D'où dans notre cas $C_D = 0.93 \cos \theta$

ANNEXE 3 : Emission de CH^* pour les différentes distances d_{ia}

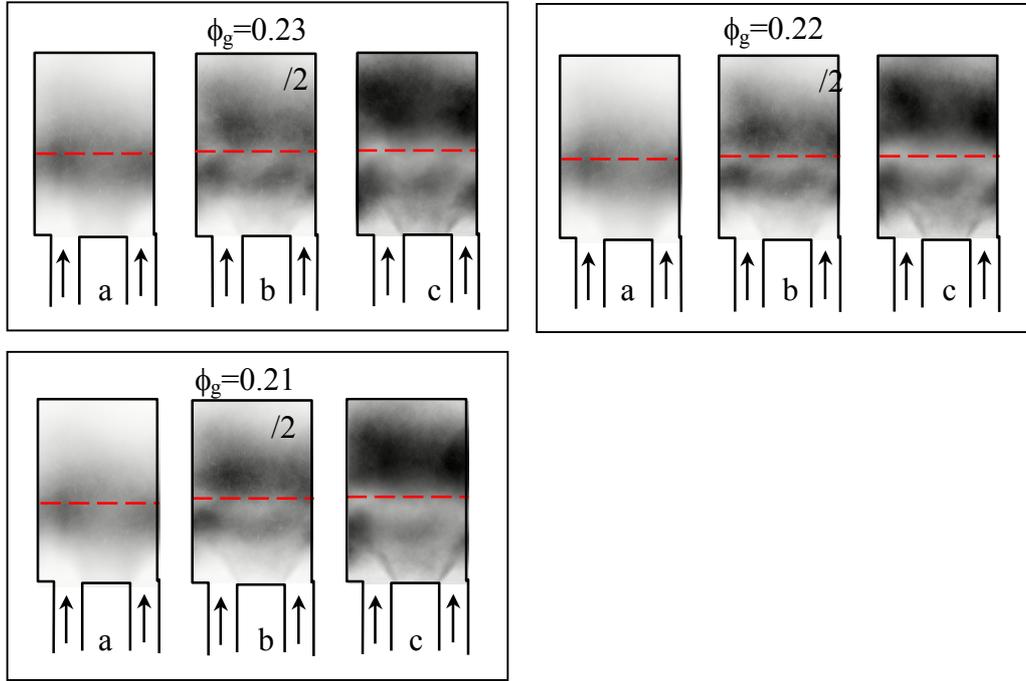


Figure annexe 3.1 : Emission de CH^* $d_{ia}=16$ mm a) moyenne, b) rms, c) rms adimensionnée

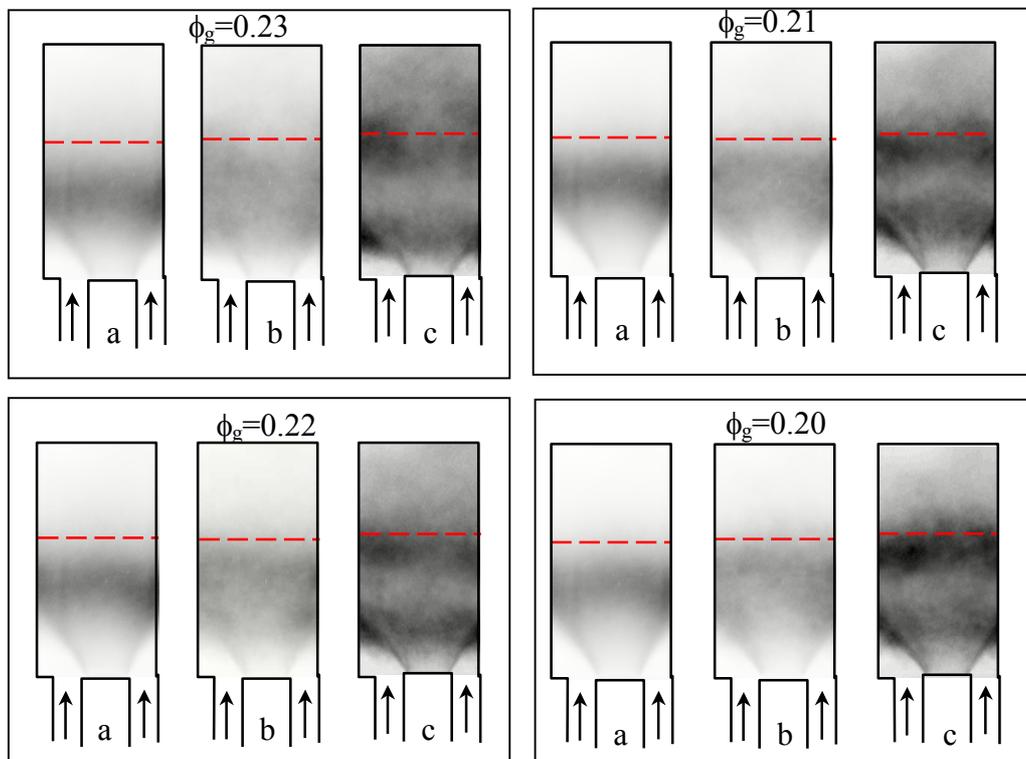


Figure annexe 3.2 : Emission de CH^* $d_{ia}=26$ mm moyenne, b) rms, c) rms adimensionnée

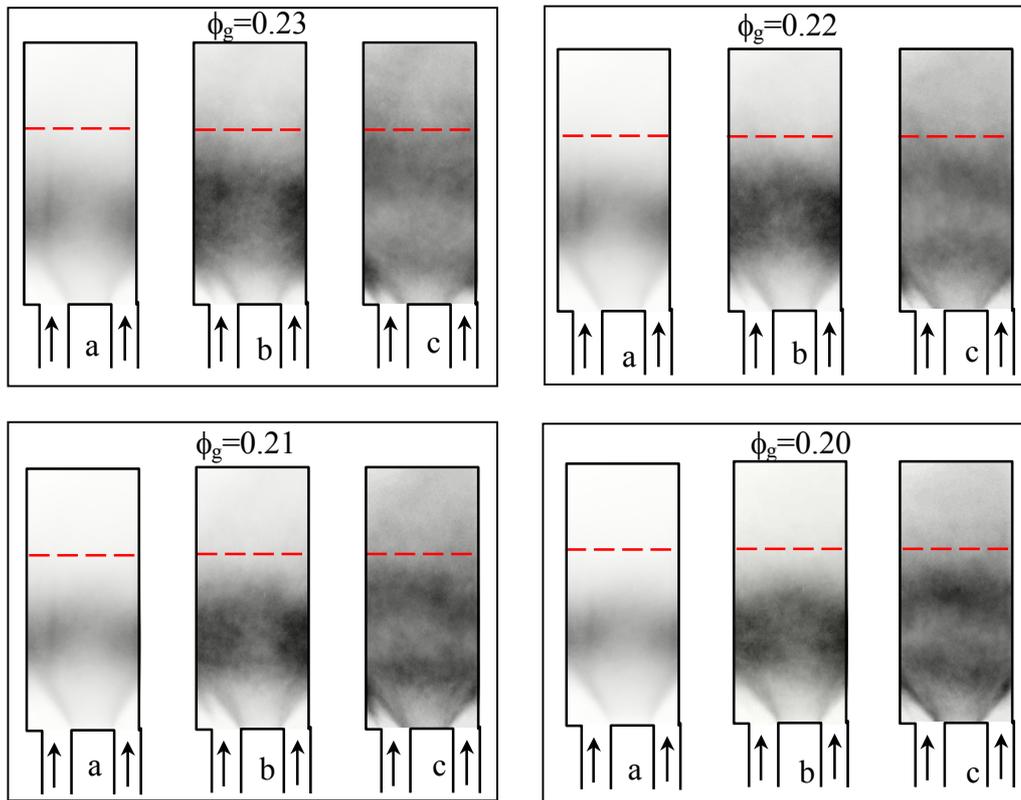


Figure annexe 3.3 : Emission de CH^* $d_{ia}=36$ mm a) moyenne, b) rms, c) rms adimensionnée

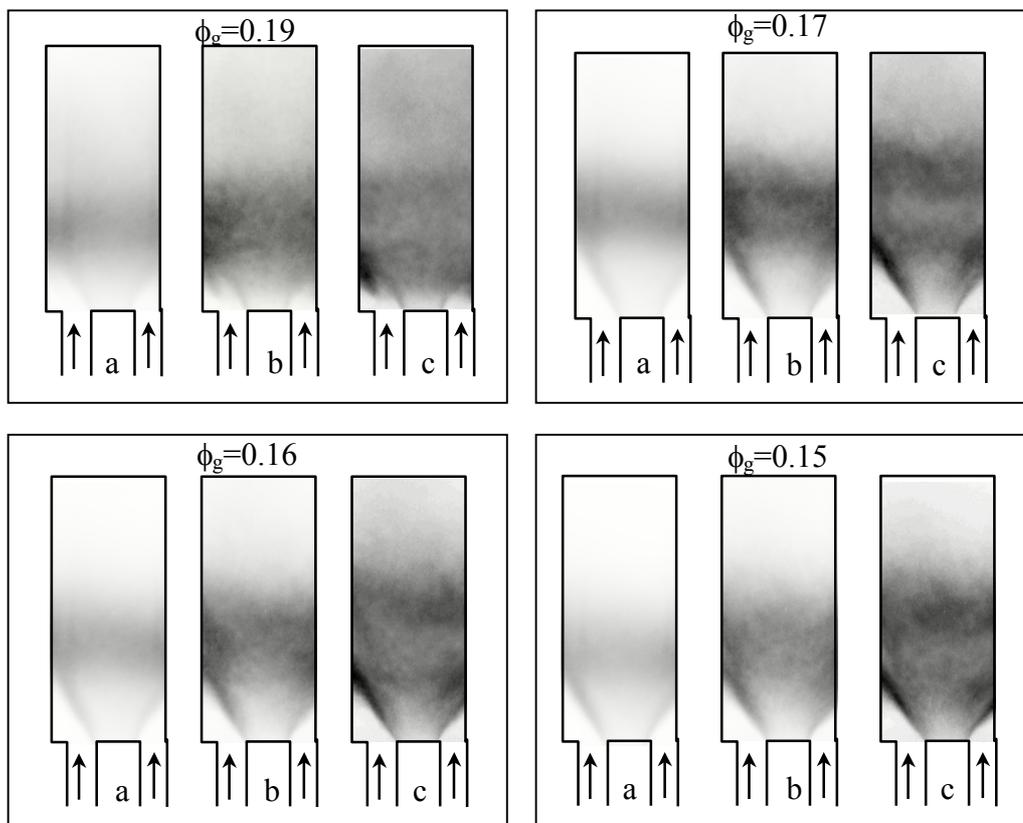


Figure annexe 3.4 : Emission de CH^* $d_{ia}=145$ mm a) moyenne, b) rms, c) rms adimensionnée