



HAL
open science

Analyse des mécanismes de stabilisation d'oxy-flammes prémélangées swirlées

Paul Jourdain

► **To cite this version:**

Paul Jourdain. Analyse des mécanismes de stabilisation d'oxy-flammes prémélangées swirlées. Autre. Université Paris Saclay (COmUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLC046 . tel-01661445

HAL Id: tel-01661445

<https://theses.hal.science/tel-01661445>

Submitted on 12 Dec 2017

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.

NNT : 2017SACL046

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ
PARIS-SACLAY,**

préparée à CentraleSupélec.

ÉCOLE DOCTORALE N°579

Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences (SMEMAG).

Spécialité Combustion.

Présentée par

JOURDAINE PAUL

Analyse des mécanismes de stabilisation d'oxy-flammes prémélangées
swirlées

Thèse soutenue à Gif-sur-Yvette, le 07/09/2017.

Composition du jury :

Mme. Escudié, Dany	Directrice de recherche, CETHIL/CNRS	Rapporteur
M. Renou, Bruno	Professeur à l'INSA Rouen, CORIA/CNRS	Rapporteur
M. Gökalp, Iskender	Directeur de recherche, ICARE/CNRS	Président
M. Gajan, Pierre	Ingénieur/chercheur ONERA	Examinateur
M. Schuller Thierry	Professeur à l'université Paul Sabatier IMFT	Directeur de thèse
M. Caudal, Jean	Ingénieur/chercheur Air Liquide	Examinateur
M. Mirat, Clément	Ingénieur de recherche EM2C	Invité

Remerciements

Cette thèse est le fruit d'une collaboration entre le laboratoire EM2C de l'école CentraleSupélec et la société Air Liquide dans le cadre de la chaire industrielle et de recherche OXYTEC soutenue par l'Agence Nationale de la Recherche.

Je tiens tout d'abord à remercier les membres de mon jury et plus particulièrement à mes rapporteurs, Dany Escudié et Bruno Renou qui ont pris le temps de lire mon manuscrit et m'ont fait des remarques constructives sur mon travail. Je remercie aussi Iskender Gökalp qui a accepté de présider mon jury et Pierre Gajan pour avoir accepté d'être rapporteur.

Je tiens vivement à remercier mes différents encadrants que j'ai eu au cours de ma thèse. Tout d'abord, je remercie Thierry Schuller mon directeur de thèse qui m'a permis de découvrir le monde de la combustion en me prenant en stage et en me faisant confiance pour cette thèse. Je le remercie aussi pour sa grande disponibilité et son soutien qui m'ont aidé à prendre confiance en moi même lorsque les manip ne marchaient pas et à orienter mes analyses. Mes remerciements vont aussi à mes encadrants Air Liquide, Youssef Joumani, Xavier Paubel et Jean Caudal qui m'ont beaucoup aidé pour monter ma manip et m'ont permis de facilement m'intégrer au sein du groupe combustion d'Air Liquide. Je remercie aussi Clément Mirat qui tout suite après la fin de sa thèse a accepté d'encadrer mes travaux. Ce fut un réel plaisir de travailler avec quelqu'un de toujours positif et motivé. Et les nombreuses heures passées ensemble ont toujours été productives que ce soit sur le montage de la manip HP ou l'analyse des résultats.

Je remercie aussi tout le personnel technique du laboratoire EM2C, sans eux ma thèse n'aurait pas du tout été la même. Alors merci à Jérôme, Yannick, Sid pour leur aide sur la conception et le montage de mon expérience et bien sur à Noï, Nathalie et Brigitte pour leur aide pour les nombreuses commandes que j'ai du passer. Un grand merci à Daniel et Philippe aussi qui étaient toujours disponibles pour répondre à mes questions et m'aider dans la conception de mon banc expérimental et pour l'installation des diagnostics.

Je voudrais aussi remercier tous les chercheurs et doctorants du laboratoire

qui entretiennent la bonne ambiance du laboratoire et ont fait de mes quatre années et demi passées au laboratoire des années très agréables à passer. Alors merci à mes co-bureaux, Renaud, Marco, Benoit, Jean-François avec qui nous avons eu de nombreuses discussions portées ou non sur le travail. Merci à tous le sportifs avec qui nous nous sommes bien amusés le vendredi midi, Marien, Adrien, Florence, Manuel, Laurent, Benoit, Chaï, et merci à tous les autres aussi.

Et enfin un grand merci à mes parents et mes frères qui m'ont soutenu tout au long de ma thèse et m'ont permis de réaliser cette thèse dans les meilleurs conditions.

Abstract

The work presented in this thesis falls within the framework of the chair for oxy-combustion and heat transfer for new combustion technologies, a partnership between Air Liquide, CentraleSupélec and the CNRS. This work also benefits from the support of the ANR Industrial Chair program. The aim of the chair is to improve and disseminate the knowledge on oxy-combustion in conditions close to applications. This manuscript reports the first developments and results on the experimental level. A test rig has been developed to study oxy-combustion of swirl-stabilized flames up to pressures of 30 bar. Equipped with an axial injection channel and tangential inlets, the new injector allows tuning the rotation imparted to the flow continuously and to work with various mixtures of combustible gases that may eventually be diluted by steam or carbon dioxide. A combustion chamber equipped with large windows is used to examine the structure of the flows and of the flames. The results presented deal with premixed conditions where the fuel is methane and the setup is operated at atmospheric pressure. Laser induced fluorescence on the hydroxyl radical, particle imaging velocimetry, Doppler laser velocimetry completed by chemiluminescence imaging and temperature measurements are used to (1) gather data on the structure of three reference flames CH_4/air , $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ and $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ which are used to validate simulations of the reacting flow and heat transfer and (2) elucidate the stabilization mechanisms of premixed swirling oxy-flames from parametric studies by varying the swirl number S_0 , the bulk injection velocity U_b , the laminar burning velocity S_L and the injector cup angle α and (3) compare the structure of CO_2 diluted oxy-flames with CH_4/air flames by examining the position of the flame leading edge, the general topology of the flame and the temperatures of flow and the combustor solid walls. These studies have shown that it is possible to aerodynamically stabilize a V-shaped flame above the injector. In this case, the axial velocity profile at the injector outlet and the flame foot take on average the form of W. For a fixed injector geometry, the analysis of the topology of the velocity field and of the flame shows that the leading edge position of the flame depends mainly on the swirl number S_0 , the adiabatic flame temperature T_{ad} and the ratio of the injection velocity U_b over the laminar burning velocity S_L . Addition of a cup at the nozzle injector outlet with an angle $\alpha \geq 5^\circ$ is necessary to stabilize the swirled flame in the combustor. A study of the influence of this angle between

$\alpha = 0$ and $\alpha = 60^\circ$ is conducted. The larger the α angle, the closer the central recirculation zone approaches the injector outlet and the more stable the flame becomes until a undesired wall jet regime is reached. If the cup angle α is too large, the operability range of the injector for which the flame is located above the injector rapidly narrows. The best compromise has been found for $\alpha = 10^\circ$. The conditions for stabilizing $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ and CH_4/air flames with the same topology are determined. For the same desired thermal power, the two flames must share the same swirl number S_0 and the same adiabatic flame temperature T_{ad} . In this case, the shape of the flames is similar but the heat load on the combustor walls and the instantaneous structure of the flames slightly differ. All these studies highlight the great flexibility of the designed injector for the stabilization of premixed oxy-flames.

Résumé

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le cadre de la chaire pour l'oxy-combustion et les transferts de chaleur pour les nouvelles technologies de combustion qui regroupe l'entreprise Air Liquide, CentraleSupélec et le CNRS. Ce travail bénéficie également de l'appui du programme chaire industrielle de l'ANR. La chaire a pour vocation d'améliorer et diffuser les connaissances sur l'oxy-combustion dans des conditions proches des applications. Ce manuscrit fait état des premiers développements et résultats sur le plan expérimental. Un dispositif complet a été développé au laboratoire EM2C pour étudier l'oxy-combustion de flammes stabilisées sur un injecteur tourbillonneur jusqu'à des pressions de 30 bar. Muni d'un canal d'injection axial et d'entrées tangentielles, le nouvel injecteur permet de modifier la rotation imprimée à l'écoulement de façon continue et de travailler avec divers mélanges de gaz combustibles qui sont éventuellement dilués par de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone. Une chambre de combustion équipée de grands accès optiques permet d'examiner la structure des écoulements et des flammes dans le foyer. Les résultats présentés dans cette thèse ont traités à des prémélanges dont le combustible est du méthane lorsque le foyer opère à pression atmosphérique. Les techniques de fluorescence induite par Laser sur le radical hydroxyle, la vélocimétrie par imagerie de particules, la vélocimétrie laser Doppler complétées par des mesures de chimiluminescence et de température sont utilisées (1) pour accumuler des données sur la structure de trois flammes de référence CH_4/air , $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ et $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ qui sont utilisées pour valider des outils de simulation de la combustion et des transferts thermiques, (2) élucider les mécanismes de stabilisation des oxy-flammes swirlés prémélangées à partir d'études paramétriques en faisant varier le nombre de swirl S_0 , la vitesse débitante U_b , la vitesse laminaire de flamme S_L et l'angle α de l'ouvreau de l'injecteur, et (3) comparer la structure des oxy-flammes diluées au CO_2 avec des flammes CH_4/air en examinant notamment la position de pied de flamme, la topologie générale de la flamme et les températures des parois solides du foyer. Ces études ont montré qu'il était possible de stabiliser aérodynamiquement une flamme en forme de V au-dessus de l'injecteur. Dans ce cas, le profil des vitesses axiales à la sortie de l'injecteur et le pied de flamme prennent en moyenne une forme de W. Pour une géométrie d'injecteur fixée, l'analyse de la topologie des champs de vitesse et de la flamme montre que la position de

la flamme dépend principalement du nombre de swirl S_0 , de la température adiabatique de fin de combustion T_{ad} et du rapport de la vitesse débitante U_b sur la vitesse laminaire de flamme S_L . L'ajout d'un ouvreau d'angle $\alpha \geq 5^\circ$ à la sortie de l'injecteur est nécessaire pour stabiliser la flamme swirlée dans le foyer. Une étude de l'influence de cet angle entre $\alpha = 0$ et $\alpha = 60^\circ$ est menée. Plus l'angle α est grand, plus la zone de recirculation centrale se rapproche de la sortie de l'injecteur et plus la flamme est stable jusqu'à ce qu'un régime de type jet de paroi soit atteint. Si l'angle α du divergent est trop important, la plage d'opération de l'injecteur pour laquelle la flamme est située au-dessus de l'injecteur chute rapidement. Le meilleur compromis a été trouvé pour $\alpha = 10^\circ$. Les conditions qui permettent de stabiliser des flammes $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ et des flammes CH_4/air avec la même topologie sont déterminées. Pour la même puissance thermique désirée, il faut que les deux flammes aient le même nombre de swirl S_0 et les mêmes températures adiabatiques de flamme T_{ad} . Dans ce cas, bien que les températures de l'écoulement restent assez proches, la charge thermique sur le foyer et la structure instantanée des flammes diffèrent. Lorsque la richesse est fixée, il faut que les deux écoulements aient le même nombre de swirl S_0 et les mêmes températures T_{ad} de fin de combustion. Dans ce cas, la forme des flammes est identique mais la charge thermique sur le foyer et la structure instantanée de ces deux flammes diffèrent. L'ensemble de ces analyses met en exergue la grande flexibilité de l'injecteur développé pour stabiliser des oxy-flammes prémélangées.

Table des matières

Abstract	v
Résumé	vii
I Introduction	1
1 Contexte	3
1.1 Contexte international	3
1.2 Capture du CO ₂	5
1.3 L'oxy-combustion dans l'industrie	10
1.4 Objectifs et contenu de la thèse	14
2 Etude bibliographique	19
2.1 L'oxy-combustion diluée au CO ₂	19
2.2 Flammes stabilisées par un écoulement swirlé	23
2.3 Conclusion de l'analyse bibliographique	31
II Dispositif expérimental et diagnostics	33
3 Dispositif expérimental	35
3.1 Plage de fonctionnement du foyer Oxytec à pression atmosphérique	36
3.2 Chambre de combustion à pression atmosphérique	37
3.3 Injecteur Oxytec haute pression	40
3.4 Estimations du nombre de swirl de l'injecteur Oxytec	44
3.5 Alimentations en gaz de foyer Oxytec	47
4 Diagnostics	49
4.1 Chimiluminescence	49
4.2 Velocimétrie par imagerie de particules	54
4.3 Tomographie rapide par diffusion de Mie	61
4.4 Fluorescence induite par laser du radical OH	62
4.5 Mesure de températures	68

III	Stabilisation des flammes swirlées sur l’injecteur Oxytec	75
5	Caractérisation de l’injecteur	77
5.1	Analyse de la qualité du mélange	77
5.2	Analyse de la structure de l’écoulement	83
5.3	Conditions de référence	90
6	Effet du swirl	95
6.1	Flame position	95
6.2	Flow and flame topology	101
6.3	Conclusion	113
7	Effet de l’ouvreau	115
7.1	Flame stabilization	117
7.2	Flow and flame topology	120
7.3	Analysis in non reacting conditions	127
7.4	Conclusion	136
8	Mécanismes de stabilisation	139
8.1	Auto-ignition	139
8.2	Propagation	145
IV	Les oxy-flammes	151
9	Comparaison de la stabilisation d’oxy-flammes CH₄/O₂ diluées au CO₂ et de flammes méthane/air swirlées prémélangées	153
9.1	Effects of laminar burning velocity and adiabatic flame temperature	154
9.2	Effects of swirl	159
9.3	Effects of heat loss	159
9.4	Flow structure analysis	161
9.5	Flame structure analysis	163
9.6	Analysis of turbulent properties	165
9.7	Conclusion	173
	Conclusion	175
	A Chambre Oxytec haute pression	181
	References	199

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Contexte

1.1 Contexte international

Le réchauffement climatique et plus largement les problèmes écologiques posent des défis majeurs à l'humanité. L'intérêt porté à la COP21 (Conférence des Parties à la Convention-Cadre des Nations Unies sur les Changements Climatiques) et les accords de Paris qui en ont découlé montrent que la grande majorité des pays souhaite développer une action concertée pour réduire les émissions de polluants.

Des quotas d'émissions de gaz à effet de serre ont été mis en place depuis le protocole de Kyoto de 1997. L'objectif visé par les 38 pays signataires était de réduire de 5,2 % leurs émissions de gaz à effet de serre d'ici la période 2008-2012. Mais tous les pays n'étaient pas concernés et la mise en application des restrictions peu suivie. A Paris en 2015 tous les pays se sont mis d'accord pour diminuer les émissions de polluants et réduire la consommation de carburants fossiles afin de contenir le réchauffement climatique à moins de 2°C par rapport aux températures pré-industrielles.

L'union européenne s'est aussi fixée des objectifs concrets pour les 28 membres à atteindre d'ici 2030 dans son "cadre pour le climat et l'énergie à l'horizon 2030" (oct 2014) : (1) Réduire les émissions de gaz à effet de serre de 40% par rapport aux taux émis en 1990, (2) Augmenter la part des énergies renouvelables dans le mix énergétique à 27%, et (3) Augmenter l'efficacité énergétique de 27%.

Pour atteindre ces objectifs, il est essentiel de développer les énergies renouvelables. Mais il ne faut pas oublier que plus de 90% des ressources d'énergie primaire utilisées dans le monde sont obtenues par la voie de la combustion, figure 1.1, dont 80% à partir de la combustion de ressources fossiles et 10% par la combustion de la biomasse et des déchets. Il est donc impossible de se priver de la combustion de ressources carbonées à court ou moyen terme.

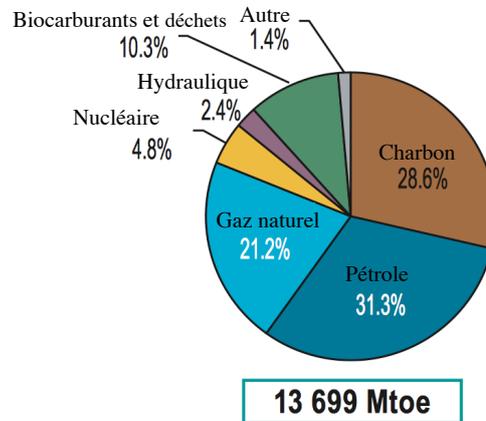


FIGURE 1.1 – Répartition des ressources d'énergie primaire mondiale. Données extraites de IEA (2016).

Il est dans ces conditions essentiel de développer des technologies pour réduire les émissions de polluants issues de la combustion d'énergies fossiles. Il est possible d'agir à deux niveaux :

- Continuer d'améliorer et d'optimiser les procédés de combustion pour diminuer la consommation, réduire les émissions d'oxydes d'azote (NO_x), de monoxyde de carbone (CO), d'oxydes de soufre (SO_x) et de poussières ;
- Capturer les émissions polluantes où elles sont produites pour ensuite les traiter, les transformer ou les séquestrer.

L'amélioration et l'optimisation des procédés de combustion fait l'objet d'un travail continu de recherche et de développement dans les laboratoires et les entreprises. A titre d'exemple, des centrales de production d'énergie reposant sur la combustion du charbon dans des régimes thermodynamiques supercritiques ont été développées (Mecheri and Moullec (2016)). Ces nouvelles centrales thermiques permettent d'améliorer le rendement de la combustion et de réduire drastiquement les émissions de polluants. De nombreuses améliorations des brûleurs ont également permis d'optimiser les températures de combustion avec des réductions significatives des émissions d'oxydes d'azote en exploitant des régimes de combustion pauvres en combustible et en améliorant le mélange du combustible avec l'air (Esfahanian et al. (2017)).

Pour améliorer le rendement de combustion et diminuer la taille des installations, il est également intéressant d'augmenter la pression de fonctionnement

dans le foyer de combustion (Gopan et al. (2015)). Ces technologies permettent de réduire les quantités de CO , NO_x , SO_x , de poussières produites et de diminuer les quantités de combustible imbrûlé.

Cependant, les émissions de CO_2 ne peuvent être réduites à zéro par ces techniques. Le CO_2 est un produit final de toutes les réactions de combustion d'un combustible carboné avec de l'oxygène. Optimiser le procédé de combustion permet de diminuer efficacement la quantité de CO_2 produit par kilogramme de combustible consommé pour se rapprocher de la limite fixée par la thermodynamique, mais les émissions ne peuvent être totalement éliminées. Il est donc utile d'examiner également des solutions spécifiques pour éviter de rejeter le CO_2 dans l'atmosphère (Le Cloirec (2016)).

1.2 Capture du CO_2

La figure 1.2 représente les émissions de gaz à effet de serre en France depuis 1990. Toutes les émissions sont exprimées en tonnes équivalent CO_2 , unité obtenue en multipliant les émissions réelles par leur potentiel de réchauffement global (PRG) (Contribution of Working Groups et al. (2014)). Le PRG correspond à l'impact de chaque gaz en masse sur l'effet de serre comparé à celui du CO_2 . Ainsi le CO_2 a un PRG de 1 et le CH_4 un PRG de 28 pendant 100 ans.

En France, les émissions de dioxyde de carbone sont responsables de plus de 70% de l'effet de serre additionnel d'origine anthropique. Le second gaz responsable de l'augmentation de l'effet de serre, le méthane, n'engendre lui qu'environ 10% de l'effet de serre anthropique.

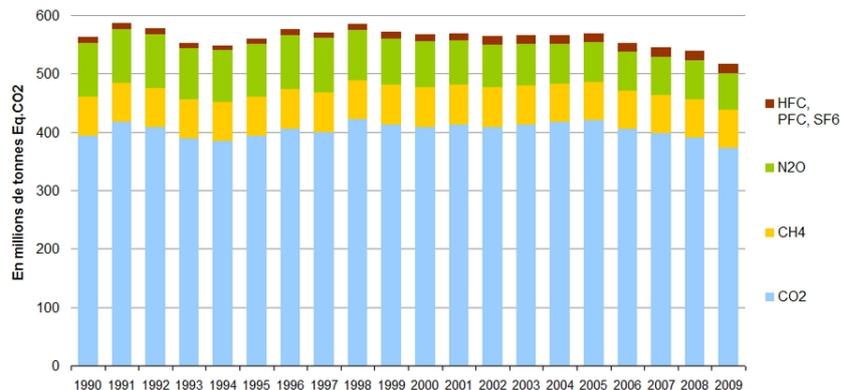


FIGURE 1.2 – Emissions de gaz à effet de serre en France. Les émissions sont exprimées en millions de tonnes équivalent CO_2 . Données extraites de IEA (2015).

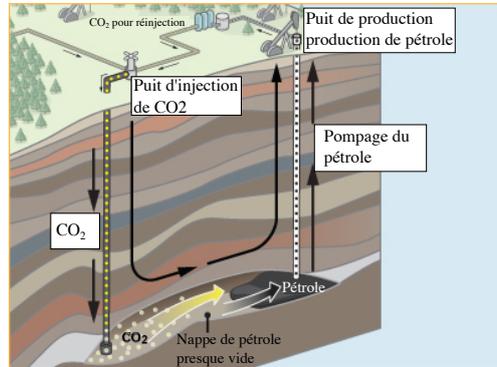


FIGURE 1.3 – Schéma illustrant la récupération assistée du pétrole par du CO_2 . Tiré de *Clean air task force (2017)*.

Une solution pour réduire les émissions de CO_2 rejetées dans l'atmosphère est d'en capter tout ou une partie. Une fois capté plusieurs solutions sont envisagées pour ne pas le renvoyer dans l'atmosphère.

Une petite partie du CO_2 produit est déjà directement réutilisée dans l'industrie pour les besoins dans la métallurgie, les boissons gazeuses, les extincteurs, certains réfrigérants dans l'industrie alimentaire,... [Aresta \(2013\)](#). Mais cela ne représente qu'environ 2% des émissions totales de CO_2 dans le monde ([Leung et al. \(2014\)](#)). De nombreux travaux visent aussi à développer des technologies permettant de recycler le CO_2 en le transformant en molécules réutilisables comme de l'éthanol ([Song et al. \(2016\)](#)). Mais les processus de recyclage du CO_2 ne sont pas encore matures et les quantités de CO_2 rejetées dans l'atmosphère d'origine anthropique qui sont actuellement estimées à 32.4 Gigatonnes par an ([IEA \(2016\)](#)) sont trop importantes pour être complètement recyclées dans un futur proche.

La technologie la plus mature à court terme pour traiter une partie importante du CO_2 émis est de l'enfouir sous terre. Ces technologies existent déjà et sont par exemple exploitées pour améliorer le rendement de récupération du pétrole sous le nom de "récupération assistée du pétrole". La figure 1.3 montre le principe de cette méthode. Pour récupérer le plus de pétrole possible dans un réservoir géologique, de la vapeur d'eau est d'abord injectée. Cela permet de pousser le pétrole restant et de récupérer une plus grande fraction du pétrole contenu initialement dans la nappe. Ensuite du CO_2 est injecté dans la nappe. A la place du CO_2 , du CH_4 est parfois utilisé. L'injection de gaz permet de réduire la viscosité du pétrole et de récupérer jusqu'à 40% de pétrole en plus ([Blunt et al. \(1993\)](#)). Une fois le pétrole récupéré le puits est refermé et le CO_2 piégé dans le sous-sol. Les premiers tests de cette méthode sur des installations industrielles ont été réalisés en 1972 à Scurry County au Texas ([Smyth](#)

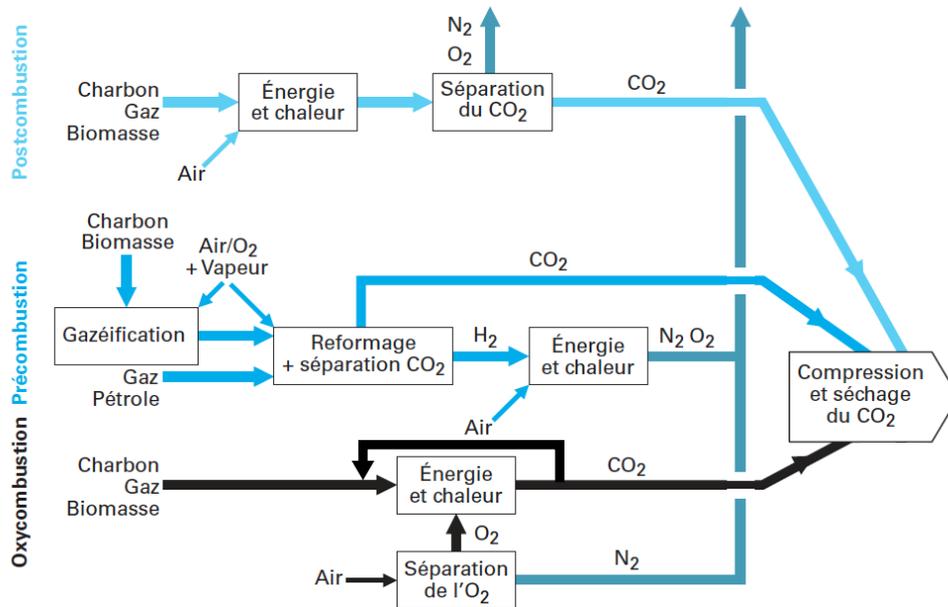


FIGURE 1.4 – Les trois filières de séparation et d'enrichissement du CO_2 . Schéma reproduit de *Le Cloirec (2016)*.

et al. (2009)). Aujourd'hui, cette technique est largement répandue à travers le monde (Blunt et al. (1993)).

Malheureusement les quantités de CO_2 produites par l'activité humaine sont bien trop importantes et distribuées de façon très inhomogène sur la planète. Les zones d'extraction du pétrole coïncident rarement avec les zones de production du CO_2 . Transporter le CO_2 sur de très longues distances n'est pas intéressant du point de vue énergétique et économique. Il faut donc trouver d'autres sites géologiques pour piéger le CO_2 dans la roche. Des études ont montré que le CO_2 pouvait aussi être piégé dans des mines abandonnées ou des aquifères salins vides (Leung et al. (2014)). Pour cela le CO_2 est capté au niveau du point de production puis compressé pour être acheminé par pipeline jusqu'à la zone de stockage. Le CO_2 est ensuite injecté dans le sous-sol où il reste piégé dans la roche. La zone de stockage doit avoir une bonne porosité, une bonne perméabilité et se trouver dans un environnement géologique stable pour assurer un stockage pérenne (Solomon et al. (2008)).

Il existe plusieurs difficultés à surmonter pour capturer efficacement le CO_2 et le séparer des fumées issues de la combustion. Trois méthodes illustrées sur le schéma de la figure 1.4 sont actuellement utilisées (Le Cloirec (2016), Abanades et al. (2015)) :

- la pré-combustion ;
- la post-combustion ;
- l'oxy-combustion.

1.2.1 Post-combustion

La récupération du CO_2 après la combustion ou post-combustion consiste à traiter les gaz brûlés issus de la combustion qui contiennent majoritairement du N_2 , souvent plus de 70% en volume lorsque le comburant est de l'air, du CO_2 , de la vapeur d'eau, un peu d'oxygène O_2 , des traces d'oxydes d'azote NO_x et d'autres produits minoritaires. Le procédé le plus commun est l'utilisation d'un solvant présentant une affinité avec le CO_2 . Les solvants avec des fonctions amines comme la monoéthanolamine (MEA) sont les plus utilisés (Leung et al. (2014)). Les fumées sont d'abord mélangées avec le solvant. Le CO_2 est ensuite capturé par le solvant grâce à un processus d'absorption puis récupéré par strippage à la vapeur d'eau (Le Cloirec (2016)).

Cette technologie peut être utilisée dans quasiment toutes les usines produisant du CO_2 sans avoir à effectuer de grosses modifications sur les chambres de combustion. Il faut simplement adapter la chambre de combustion pour transporter les gaz brûlés vers l'unité de séparation des gaz. C'est en revanche une technologie très énergivore et l'impact sur l'environnement des solvants utilisés n'est pas encore bien connu.

1.2.2 Pré-combustion

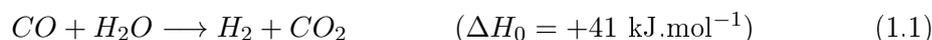
Il est aussi possible de capturer le CO_2 avant la combustion ou pré-combustion. Pour cela il est nécessaire de modifier l'ensemble du procédé de combustion. Au lieu d'utiliser directement le combustible fossile, celui-ci est d'abord transformé. Le procédé utilisé dépend du type de combustible à transformer. Un procédé de gazéification est utilisé pour traiter les combustibles liquides et solides et un procédé de conversion est utilisé pour traiter les combustibles gazeux. Il existe également plusieurs procédés de gazéification et de conversion. Par exemple les principaux procédés pour transformer du méthane sont les suivants :

- Reformage à la vapeur (SMR)
- Oxydation partielle non catalytique (POX)
- Reformage autothermique (ATR)

- Reformage combiné

Dans tous les cas, un gaz de synthèse composé majoritairement de CO, H₂ et CO₂ est obtenu. Seul le procédé ATR particulièrement intéressant pour la société Air Liquide sera décrit dans ce manuscrit. Une description des autres procédés de gazéification et de conversion est donnée par Peña et al. (1996) et Caudal (2013). Dans le procédé ATR le méthane est transformé en gaz de synthèse par un procédé d'oxy-combustion partielle, c'est-à-dire avec un défaut d'oxygène, dilué par de la vapeur d'eau.

Une fois le gaz de synthèse obtenu, une transformation chimique appelée "Water Gas shift" est réalisée pour transformer le CO en CO₂ et H₂ :



Cette réaction permet d'obtenir un gaz composé principalement de CO₂ et de H₂. Le CO₂ est alors séparé du H₂ grâce à un solvant. L'hydrogène est ensuite utilisé comme combustible décarboné. Sa combustion ne produit que de la vapeur d'eau (et des traces d'oxydes d'azote). Cette technologie ne peut s'appliquer qu'aux unités neuves car la combustion du dihydrogène nécessite de grosses adaptations du brûleur et de la chambre de combustion. Des installations appelées "Integrated Gasification Combined Cycle" (IGCC) utilisent ce procédé (Rubin et al. (2015)).

1.2.3 Oxy-combustion

Enfin, il est possible d'utiliser l'oxy-combustion pour faciliter la capture du CO₂. Ce procédé consiste à séparer les composants de l'air avant la combustion pour utiliser du dioxygène O₂ pur comme comburant. Dans ces conditions, les gaz brûlés issus de la combustion sont principalement composés de CO₂ et de vapeur d'eau. Il suffit alors de condenser la vapeur d'eau pour obtenir un mélange comprenant plus de 90% de CO₂.

Pour limiter les températures des produits de combustion à des valeurs comparables à celles obtenues pour la combustion à l'air, le dioxygène est la plupart du temps dilué avec les fumées de combustion composées de CO₂ et de H₂O. Il existe plusieurs démonstrateurs à l'échelle industrielle utilisant l'oxy-combustion avec capture et séquestration du CO₂. Ces foyers opérant dans ces nouveaux régimes ont pour la plupart été adaptés à partir de changements mineurs de l'injecteur et de la chambre de combustion de foyers existants (Singh et al. (2003), Andersson and Johnsson (2006)).

La figure 1.4 montre les trois procédés de séparation et d'enrichissement en CO₂. De ces trois procédés de transformation, les captures par post-combustion et

par pre-combustion sont déjà exploitées dans l'industrie [Rubin et al. \(2015\)](#). La technologie de capture du CO_2 grâce à l'oxy-combustion est encore au stade de développement. Des usines pilotes sont en cours de test comme à Lacq ([Cieutat et al. \(2009\)](#)) mais aucune installation industrielle n'est actuellement équipée d'oxy-brûleur et de moyens de capture du CO_2 . Les avantages de chaque technologies sont décrits par [Le Cloirec \(2016\)](#).

Des études montrent que l'oxy-combustion permet de capter jusqu'à 98% des émissions de CO_2 sans utiliser de procédés d'absorption qui peuvent avoir un fort impact environnemental. L'oxy-combustion permet également de limiter les modifications à réaliser sur les installations industrielles opérant avec de l'air. De plus des comparaisons entre les techniques de séparation des gaz à partir d'une Unité de Séparation d'Air (ASU) et d'absorption du CO_2 grâce à des MEA ont montré qu'il était plus intéressant économiquement de séparer les gaz avant la combustion grâce à une ASU et donc plus intéressant d'utiliser l'oxy-combustion ([Singh et al. \(2003\)](#), [Buhre et al. \(2005\)](#)).

1.3 L'oxy-combustion dans l'industrie

L'oxy-combustion est présente dans deux des trois procédés de capture du CO_2 décrits précédemment. C'est une technologie qui est encore relativement peu connue et qui offre certains avantages. Le CO_2 peut être facilement capté en début ou en fin de procédé. L'oxy-combustion permet également de réduire de façon significative les émissions de NO_x avec un rendement de combustion amélioré ([Liu et al. \(2005\)](#)) puisque l'azote de l'air n'intervient pas dans le procédé.

Une flamme CH_4/O_2 atteint cependant des températures bien plus élevées qu'une flamme CH_4/air . Pour un mélange stœchiométrique la différence est de l'ordre de 800 K. Cette propriété est utilisée dans certaines applications où des températures extrêmes sont recherchées comme pour l'oxy-coupage. Les chambres de combustion ou les fours industriels ne supportent pas des températures aussi hautes. La combustion doit donc être diluée afin de réduire la température dans le foyer et la charge thermique sur les éléments solides. Pour la production de gaz de synthèse, de la vapeur d'eau est utilisée pour diluer la combustion et réagir avec le combustible au cours d'une réaction endothermique selon l'équation (1.3). La vapeur favorise alors les réactions de production de CO et de H_2 qui sont recherchées. Dans tous les autres procédés, une partie des fumées issues de l'oxy-combustion, principalement composées de CO_2 et de vapeur d'eau, est utilisée pour la dilution des gaz injectés dans le brûleur.

La dilution avec les gaz brûlés a deux intérêts. Elle permet de diminuer la température des fumées, mais aussi d'enrichir les fumées en CO_2 facilitant sa capture. Le remplacement de l'azote du comburant par les gaz brûlés va cepen-

dant largement modifier les volumes de gaz injectés, les gammes de stabilité des flammes, les profils de température dans les gaz chauds et les échanges thermiques dans le foyer avec des phénomènes radiatifs importants (Andersson and Johnsson (2007), de la Torre et al. (2016)).

Les installations industrielles sont le plus souvent optimisées pour un fonctionnement à l'air pour des conditions opératoires bien connues dans le foyer. Il est donc indispensable d'étudier l'oxy-combustion diluée par les gaz brûlés afin de concevoir des oxy-brûleurs qui permettent de reproduire ou de s'approcher des conditions obtenues dans la chambre de combustion opérant avec de l'air sans modifications importantes de l'installation.

Dans le cadre de la Chaire sur l'oxy-combustion et les transferts de chaleur pour l'énergie et l'environnement et du projet Oxytec (OXY-combustion et Transferts de Chaleur pour les nouvelles TEChnologies de l'énergie) supporté par l'ANR (ANR-CHIN-01-2012), deux modes de d'oxy-combustion sont étudiés :

- l'oxy-combustion dans des chaudières industrielles ;
- l'oxy-combustion partielle dans les réacteurs ATR.

1.3.1 Chaudière industrielle

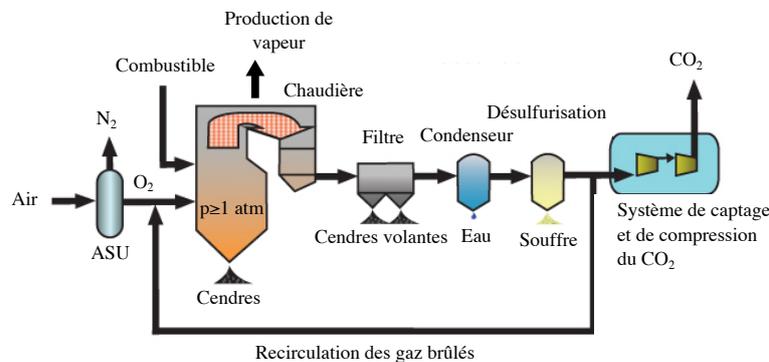


FIGURE 1.5 – Schéma de fonctionnement d'une chaudière à l'oxygène pour la production de vapeur. Tiré de *Government of Canada (2016)*.

Un schéma d'une chaudière fonctionnant à l'oxy-combustion est représenté à la figure 1.5. Dans ces installations, les composants de l'air sont d'abord séparés grâce à une unité de séparation de l'air (ASU). L'oxygène pur est ensuite dilué avec un mélange de CO₂/H₂O ou du CO₂ seul avant d'être introduit dans la chaudière. Les chaudières industrielles sont opérées avec un léger excès d'oxygène par rapport à la stœchiométrie. La séparation de l'oxygène de

l'air représente la part la plus importante de la consommation électrique d'une oxy-chaudière (Perrin et al. (2014)). Les oxy-chaudières sont donc exploitées proches de la stœchiométrie pour ne pas gâcher l'oxygène produit.

Une richesse globale $\phi = 0.95$ qui correspond au rapport entre la masse de combustible injecté par rapport à la masse d'oxygène injecté divisé par le même rapport pour une combustion dans des proportions stœchiométriques est le plus souvent choisie pour brûler un maximum d'oxygène tout en s'assurant une marge de sécurité par rapport à la stœchiométrie et ainsi éviter de produire trop de polluants.

Dans les chaudières industrielles, la réaction de combustion est utilisée pour obtenir de la vapeur surchauffée. Cette vapeur peut être utilisée pour d'autres procédés industriels ou pour produire de l'électricité dans des turbines à vapeur. Les chaudières peuvent aussi être opérées à haute pression pour réduire la taille des installations. Les gaz brûlés sont ensuite traités pour en retirer les cendres volantes, l'eau et le soufre. Il reste alors un mélange très concentré en CO_2 qui peut être compressé et transporté pour être utilisé ou séquestré dans le sol.

1.3.2 Réacteur ATR

La figure 1.6 montre un schéma d'un réacteur ATR qui sert à produire un gaz de synthèse selon les réactions suivantes :



Pour ce procédé, il est nécessaire de disposer d'une grande quantité d'eau dans le réacteur. Dans ces conditions, seule la vapeur d'eau est utilisée pour diluer la réaction de combustion. La composition du gaz de synthèse obtenu en fin de procédé est contrôlée en modifiant le rapport $\text{H}_2\text{O}/\text{CH}_4$. Ajouter beaucoup d'eau permet d'obtenir un gaz de synthèse fortement concentré en H_2 (Caudal (2013)).

Le méthane va d'abord réagir majoritairement avec le dioxygène O_2 par le biais de réactions exothermiques d'oxydation partielle selon l'expression Eq. (1.2). Lorsque tout le dioxygène a été consommé les réactions de reformage du méthane en présence d'eau décrites par l'expression Eq. (1.3) deviennent majoritaires. La réaction Eq. (1.1) de Water Gas Shift a également lieu. Un lit catalytique au nickel permet d'obtenir des conditions proches de l'équilibre

thermodynamique à la sortie du réacteur et favorise également les réactions de production de H_2 et de CO , Eqs. (1.1) et (1.3). Ce procédé nécessite donc une grande quantité de CH_4 par rapport à l'oxygène. Un réacteur ATR fonctionne à des richesses proches de $\phi = 3.5$. Les réacteurs ATR sont opérés à haute pression afin de réduire la taille des installations et augmenter leur rendement.

Les deux configurations d'intérêt, ATR et oxy-chaudière, opèrent dans des régimes de combustion très différents. Les conditions typiques de fonctionnement des réacteurs ATR et des oxy-chaudières sont résumées dans le tableau 1.1. En plus des différences citées précédemment, les chaudières industrielles peuvent être alimentées par quasiment tous les types de combustibles fossiles ou de la biomasse. Le combustible choisi est souvent celui qui est le moins cher selon l'offre du marché et l'usine doit être réaménagée si un autre combustible est envisagé. Les réacteurs ATR sont utilisés pour réaliser le reformage auto-thermique de méthane et fonctionnent exclusivement avec du gaz naturel.

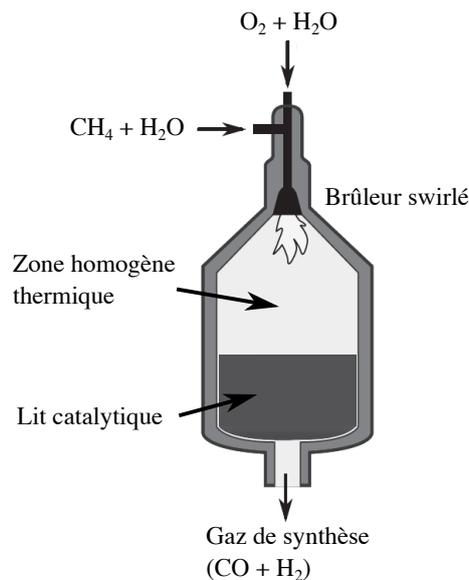


FIGURE 1.6 – Schéma de fonctionnement d'un réacteur ATR. Tiré de Caudal (2013)

L'ajout du dioxyde de carbone ou de vapeur d'eau modifie fortement les propriétés des flammes et ses mécanismes de stabilisation dans le foyer par rapport à une combustion à l'air. La pression de fonctionnement du foyer a aussi des effets sur la forme et la stabilité des oxy-flammes. Pour favoriser l'émergence de ces technologies, il est important d'étudier l'influence de la dilution et de la pression sur les propriétés et la stabilité des oxy-flammes swirlées pour des conditions d'injection proches de la stœchiométrie ou avec un excès important de combustible.

TABLE 1.1 – *Conditions typiques de fonctionnement des réacteurs ATR et des oxy-chaudières industrielles (Zheng (2011), Caudal (2013), Dahl et al. (2014), Ulber (2015))*

	Conditions d'injection	p [bar]	Richesse ϕ	Combustible	Dilution
Réacteur ATR	Gaz non-prémélangés swirlés et préchauffés jusqu'à $\sim 600^\circ\text{C}$	40-100	$\phi \geq 3$	Gaz naturel	Vapeur d'eau avec un rapport vapeur/carbone $0.6 \leq S/C \leq 2.0$
Oxy-chaudière	Gaz non-prémélangés swirlés et préchauffés jusqu'à $\sim 600^\circ\text{C}$	1-150	$\phi \simeq 0.95$	Solide, liquide, gaz, biomasse	Recirculation des fumées sèches (CO_2) ou humides ($\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$)

1.4 Objectifs et contenu de la thèse

Dans le cadre des travaux de la Chaire entre la société Air Liquide, le CNRS et CentraleSupelec pour l'étude de l'oxy-combustion et des transferts de chaleur pour les nouvelles technologies de combustion, un dispositif expérimental a été développé pour étudier la combustion dans les foyers de chaudières sous pression et dans les foyers ATR.

Les travaux présentés dans ce manuscrit portent sur les premiers résultats obtenus sur l'analyse de l'oxy-combustion diluée au CO_2 et la stabilisation des flammes dans ce foyer.

Le travail réalisé au cours de cette thèse porte sur :

- Le développement d'un banc expérimental fonctionnant à pression atmosphérique d'abord puis sous pression pour l'étude de la combustion prémélangée et diluée avec de la vapeur d'eau ou du dioxyde de carbone ;
- La caractérisation des écoulements produits par l'injecteur développé pour une grande variété de configurations géométriques de cet injecteur ;
- L'analyse de l'oxy-combustion pour des mélanges dilués proches de la stœchiométrie dans un foyer opérant à pression atmosphérique ;

- La production de base de données expérimentales en utilisant de nombreux diagnostics pour sonder les écoulements de quelques flammes de référence pour valider les outils de simulation développés au laboratoire.

Un banc expérimental a été dessiné et conçu pour fonctionner en régime stationnaire jusqu'à des pressions de 30 bar. Un nouvel injecteur a été développé pour injecter plusieurs gaz simultanément (CH_4 , CO_2 , N_2 , air, H_2O) et fonctionner avec des gaz prémélangés. La conception de l'injecteur a été réalisée de sorte qu'il puisse également être adapté à des conditions d'injection de gaz non-prémélangés et qu'il soit possible d'injecter dans un futur proche des combustibles liquides.

L'injecteur est muni d'une vrille qui permet de mettre en rotation l'écoulement et obtenir des flammes swirlées. Le banc expérimental a aussi été conçu pour être facilement instrumenté afin de recueillir le maximum de données sur les flammes d'intérêt. La figure 1.7 représente une vue 3D et un plan 2D de la chambre de combustion montée avec l'injecteur. L'évacuation des gaz brûlés n'est pas représentée sur ce plan. L'injecteur et la chambre de combustion sont décrits dans le chapitre 3.5.

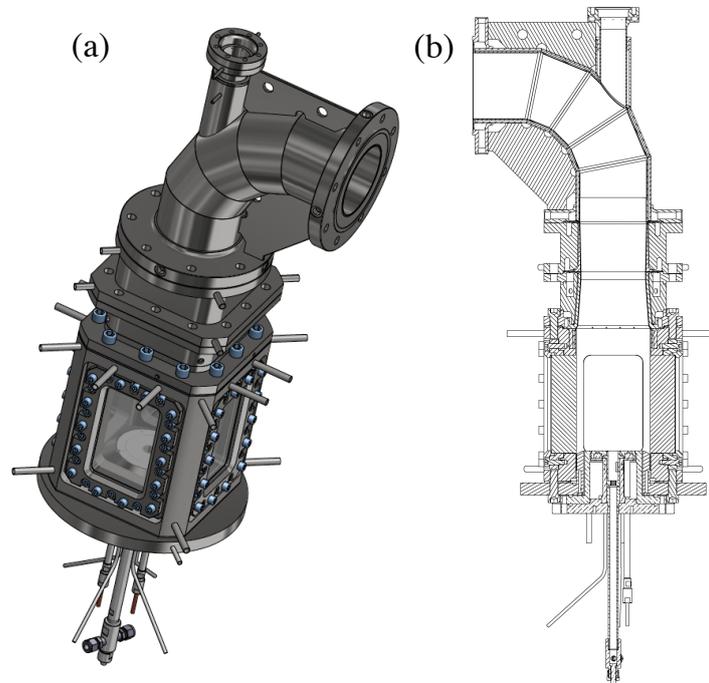


FIGURE 1.7 – Vue 3D (a) et plan 2D (b) de la chambre Oxytec montée avec son injecteur.

Malheureusement des retards sur la fabrication et le montage ainsi que des problèmes liés à la certification du banc expérimental sont apparus. Il n'a pas été possible de faire des expériences sous pression et des expériences avec de la vapeur d'eau au cours de cette thèse. Seules des expériences d'oxy-combustion du méthane à pression atmosphérique diluées avec du N_2 ou du CO_2 sont présentées dans ce manuscrit.

La structure du manuscrit est brièvement décrite ci-dessous.

- Chapitre 2 : *Etude bibliographique*

Une analyse de l'état des connaissances sur l'oxy-combustion diluée au CO_2 et sur les flammes stabilisées par swirl est réalisée. Ces éléments ont permis de guider la conception du foyer Oxytec, ainsi que celle de l'injecteur associé.

- Partie II : *Dispositif expérimental et diagnostics*

Cette partie est consacrée à la description du banc expérimental qui a été développé et des diagnostics qui ont été mis en œuvre. Les conditions de fonctionnement de la chambre Oxytec sont décrites dans le chapitre 3. Des descriptions de la chambre de combustion, de l'injecteur réalisé et du calcul du nombre de swirl associé à cet injecteur sont également menées dans ce chapitre. Les diagnostics mis en œuvre pour caractériser les écoulements dans ces travaux sont présentés dans le chapitre 4. Une description des techniques de mesures de chimiluminescence, de vélocimétrie par image de particules, de fluorescence induite par laser du radical hydroxyle et des mesures par thermocouple y est réalisée pour les conditions de fonctionnement explorées.

- Partie III : *Caractérisation de l'injecteur*

Les principales caractéristiques de l'injecteur Oxytec et les conditions de fonctionnement de cet injecteur sont décrites dans le chapitre 5. Une analyse de la qualité du mélange et de la forme de l'écoulement à la sortie de l'injecteur est menée. Les conditions de référence choisies pour lesquelles des diagnostics optiques sont mis en œuvre sont aussi présentées. Une étude des effets des conditions d'injection sur l'écoulement dans la chambre de combustion et sur la topologie de la flamme est ensuite réalisée dans le chapitre 6. Une analyse de l'influence de l'angle de l'ouvrage divergent installé à la sortie de l'injecteur sur l'écoulement et sur la topologie de la flamme est menée dans le chapitre 7. Enfin,

une étude des mécanismes de stabilisation des flammes dans la chambre Oxytec est réalisée au chapitre 8.

- Partie IV : *Les oxy-flammes*

L'analyse de la stabilisation des oxy-flammes prémélangées swirlées et diluées par du CO_2 est présentée dans cette partie. Les effets des conditions d'injection sur la flamme sont analysés. Les structures des oxy-flammes produites sont ensuite comparées à celles de flammes CH_4 /air afin de caractériser les différences et de parvenir à les stabiliser dans des conditions semblables.

La conclusion du manuscrit fait une synthèse des principaux apports de ces travaux.

Chapitre 2

Etude bibliographique

2.1 L'oxy-combustion diluée au CO₂

Les problèmes de capture et de séquestration du CO₂ ont suscité un intérêt croissant pour l'oxy-combustion à partir des années 2000. Il existe plusieurs travaux portant sur les effets de la dilution au CO₂ sur les oxy-flammes. Ils sont souvent basés sur des comparaisons entre le comportement du foyer avec des flammes diluées au CO₂ ou au diazote N₂.

Beaucoup de travaux sont menés sur l'oxy-combustion du charbon avec des écoulements dilués au CO₂ et sur l'adaptation à l'oxy-combustion des installations industrielles alimentées au charbon et à l'air. Les principaux résultats de ces études sont synthétisés dans les articles de revue de [Buhre et al. \(2005\)](#), [Toftegaard et al. \(2010\)](#) et [Scheffknecht et al. \(2011\)](#). Ces travaux n'entrent pas dans le cadre de la thèse qui se limite à l'étude de la combustion du méthane.

Il est utile de commencer par examiner les propriétés fondamentales de flammes laminaires CH₄/O₂/CO₂. Les propriétés thermophysiques du CO₂ et du N₂ sont indiquées dans le tableau 2.1. Elles sont très différentes pour les deux molécules. On peut immédiatement conclure qu'il n'est pas possible de remplacer le volume de N₂ par le même volume de CO₂ sans changer les températures à l'intérieur de la chambre de combustion car les chaleurs massiques à pression constantes C_p des deux molécules sont très différentes. [Andersson and Johnsson \(2007\)](#) montrent que pour un même volume de CO₂ et de N₂ et une même puissance, les températures dans la chambre de combustion sont plus faibles dans le cas de la dilution au CO₂. Ces auteurs ont aussi montré que les propriétés radiatives des fumées changent, ce qui modifie les gradients de température dans la chambre de combustion.

Outre les différences de propriétés thermophysiques, le CO₂ est chimiquement actif contrairement au N₂ qui peut être considéré comme inerte dans les ré-

TABLE 2.1 – *Propriétés thermophysiques du CO₂ et du N₂ à p=1 bar et T=300 K Linstrom and Mallard (2016).*

		CO ₂	N ₂
Masse molaire	M [g.mol ⁻¹]	44.01	28.03
Masse volumique	ρ [kg.m ⁻³]	1.77	1.12
Chaleur massique à pression constante ramenée à l'unité de masse	c_p [J.g ⁻¹ .K ⁻¹]	0.85	1.04
Chaleur massique à pression constante ramenée à l'unité de volume	C_p [kJ.m ⁻³ .K ⁻¹]	1.51	1.17
Chaleur massique à volume constant ramenée à l'unité de masse	c_v [J.g ⁻¹ .K ⁻¹]	0.66	0.74
Viscosité dynamique	$\mu \times 10^5$ [Pa.s]	1.50	1.79
Conductivité thermique	$\lambda \times 10^2$ [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]	1.68	2.59
Coefficient de Joule-Thomson	μ_{JT} [K.MPa ⁻¹]	10.76	2.12

actions de combustion, sauf à considérer les traces d'oxydes d'azote. Le CO₂ modifie certaines réactions chimiques au niveau de la zone de combustion ([Glarborg and Bentzen \(2008\)](#), [de Persis et al. \(2013\)](#)). Il entre en compétition avec le dioxygène O₂ pour réagir avec l'hydrogène atomique H et créer du monoxide de carbone CO selon la réaction :



Les travaux de [Xie et al. \(2013\)](#) corroborent ces résultats. Ces auteurs montrent que le schéma cinétique GRI 3.0 n'est pas adapté aux calculs de vitesse laminaire de flamme dans leurs conditions d'étude avec des flammes CH₄/O₂/CO₂ diluées à 40% (en volume) en CO₂ sous pression élevée. Ce problème s'explique par la forte participation du CO₂ aux réactions chimiques entrant en jeu dans la réaction de combustion. Les hautes pressions et hautes températures favorisent la dissociation du CO₂ et donc sa réactivité chimique.

Halter et al. (2009) et Mazas et al. (2010) ont examiné la vitesse laminaire des oxy-flammes diluées au CO_2 dans une configuration de flamme conique stabilisée sur un brûleur pour la seconde étude et grâce à des flammes sphériques en expansion dans une bombe dans la première étude. Ces travaux montrent que la dilution par du dioxyde de carbone CO_2 diminue plus rapidement la vitesse de flamme laminaire S_L que la dilution par du diazote N_2 .

La figure 2.1 représente la vitesse de flamme laminaire S_L et la température adiabatique de fin de combustion T_{ad} pour des mélanges $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ et $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ pour différents taux de dilution à une richesse constante $\phi = 0.95$. La température adiabatique de flamme T_{ad} ainsi que la vitesse de flamme S_L diminuent effectivement plus rapidement avec la dilution au CO_2 . Pour obtenir une oxy-flamme diluée au CO_2 avec la même température adiabatique qu'une flamme CH_4/air ($X_{\text{N}_2} = 0.79$), le volume nécessaire de CO_2 est moins important $X_{\text{CO}_2} = 0.68$ avec $X_d = n_d/(n_d + n_{\text{O}_2})$ où n_d représente le nombre de moles de l'espèce d . Pour stabiliser une oxy-flamme diluée au CO_2 dont la vitesse de consommation est identique à celle d'une flamme alimentée par de l'air, il faut $X_{\text{CO}_2} = 0.62$. Pour une richesse fixée, il n'est donc pas possible de reproduire simultanément des conditions où la vitesse de flamme et la température de fin de combustion de mélanges CH_4/air et $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ sont les mêmes. Ces différences de propriétés fondamentales ont des conséquences importantes sur la stabilisation des oxy-flammes diluées au CO_2 en régime laminaire et turbulente.

Le problème de la stabilisation de flammes CH_4/O_2 diluées au CO_2 et au N_2 a déjà été abordé dans plusieurs études pour des conditions d'injection des réactifs lorsqu'ils sont non-prémélangés en conditions laminaires (de Persis et al. (2013)) et turbulentes, non swirlées (Paubel et al. (2007), Juma (2014)) et swirlées (Seepana and Jayanti (2012), Merlo et al. (2014)) et prémélangés en conditions laminaires (Mazas (2010)) et turbulentes, non swirlées (Kobayashi et al. (2007)) et swirlées (Shroll et al. (2012), Watanabe et al. (2016)).

Amato et al. (2011) ont montré que le domaine d'opérabilité d'une chambre de combustion fonctionnant en oxy-combustion avec des flammes stabilisées par swirl et diluées au CO_2 était plus réduit que celui d'une chambre de combustion fonctionnant à l'air. La principale raison évoquée est la cinétique plus lente des réactions de combustion pour les mélanges dilués au CO_2 . Kutne et al. (2011) ont aussi montré qu'à puissance thermique et température adiabatique de flamme équivalentes, les flammes diluées au diazote N_2 restent stables à des richesses plus faibles que celles diluées au CO_2 . Ces auteurs concluent qu'utiliser des mélanges $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ dans des conditions pertinentes pour un brûleur de turbine à gaz optimisé pour une combustion CH_4/air est très difficile sans modification de la chambre de combustion. Dans cette étude, les auteurs parviennent uniquement à stabiliser des oxy-flammes swirlées et diluées au CO_2 pour des mélanges proches de la stœchiométrie avec dans ces conditions des

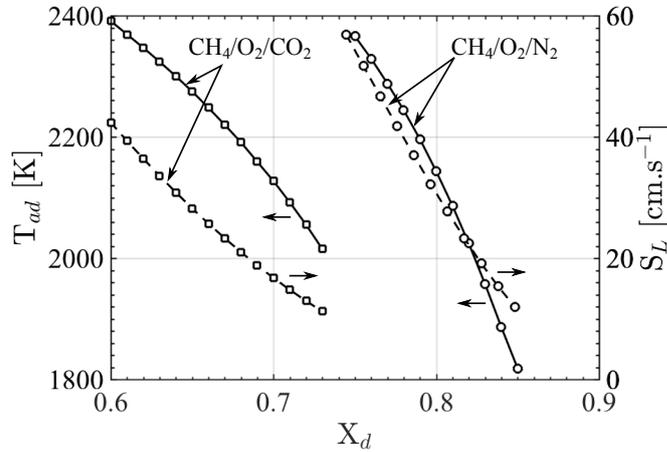


FIGURE 2.1 – Température adiabatique de fin de combustion T_{ad} (–) et vitesse de flamme laminaire S_L (– –) des mélanges $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ (symboles carrés) et $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ (symboles ronds) en fonction de la fraction molaire du diluant dans le comburant X_{N_2} ou X_{CO_2} pour un mélange à richesse constante $\phi = 0.95$. Les simulations ont été réalisées à pression atmosphérique avec des gaz injectés à 298 K et le schéma cinétique GRI3.0.

températures inacceptables pour la chambre de combustion. Ce phénomène peut être en partie expliqué par le fait que la limite d’extinction à l’étirement des flammes diluées au CO_2 diminue très rapidement lorsque la température adiabatique de la flamme diminue (Guo et al. (1998), Li et al. (2014)). Pour une température adiabatique de flamme $T_{ad} = 1800$ K, Shroll et al. (2012) trouvent une limite d’extinction à l’étirement d’une flamme $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ prémélangée de l’ordre de 200 s^{-1} . Cette valeur d’étirement est très rapidement atteinte par l’écoulement swirlé dans une chambre de combustion.

Plusieurs analyses des fumées issues de flammes $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ ont été réalisées. Mendiara and Glarborg (2009), Amato et al. (2011) et de Persis et al. (2013) ont montré qu’à température adiabatique de flamme équivalente, l’oxy-combustion diluée au CO_2 produit plus de CO que la combustion à l’air. Dans des conditions idéales avec injection de méthane pur et d’oxygène pur, il n’y a pas d’azote présent dans la chambre de combustion, il n’est donc pas possible de produire des NO_x . Dans la pratique, le diazote N_2 est souvent présent en quantité non négligeable dans le combustible injecté lorsqu’il s’agit de gaz naturel ou de charbon. L’oxy-combustion est également souvent réalisée avec des mélanges d’air enrichi en oxygène. Dans ces conditions, la formation des oxydes d’azote et des oxydes de carbone est également modifiée (Merlo et al. (2014), Boushaki et al. (2017)). Il est donc aussi intéressant d’examiner l’influence de la dilution sur la production de NO_x . Mendiara and Glarborg (2009) ont com-

paré les émissions de NO_x de flammes $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ avec une faible quantité de N_2 ajouté au mélange et les émissions associées à des flammes CH_4/air . Les émissions des oxy-flammes au charbon diluées au CO_2 avec un comburant composé de 30% d' O_2 et 70% de CO_2 ont aussi été comparées par [Liu et al. \(2005\)](#) avec celles produites lorsque le foyer est alimenté par de l'air. Les deux études montrent que l'oxy-combustion diluée au CO_2 diminue la production de NO_x par rapport à la combustion à l'air. [Park et al. \(2007\)](#) ont montré que la réduction des émissions de NO_x pour les oxy-flammes diluées au CO_2 est due à l'ajout du CO_2 qui modifie les équilibres chimiques au sein de la chambre de combustion.

Il existe également plusieurs travaux portant sur les modifications des transferts de chaleur dans les foyers fonctionnant à l'oxy-combustion diluée au CO_2 . Ces travaux mettent en exergue le rôle des transferts radiatifs associés aux fortes concentrations en vapeur d'eau et en dioxyde de carbone dans ces régimes de fonctionnement ([Ditaranto and Oppelt \(2011\)](#), [Koren \(2016\)](#)).

D'autres travaux, notamment sur des flammes jets avec des injections séparées de combustible et de comburant, portent sur les mécanismes de stabilisation de flammes diluées au CO_2 ([Guo et al. \(2010\)](#)). [Min and Baillot \(2012\)](#) et [Lamige et al. \(2013\)](#) montrent que pour une flamme jet CH_4/air diluée par du CO_2 , de l'Argon ou du N_2 , le CO_2 a le plus grand pouvoir déstabilisant pour la flamme. C'est le diluant qui réduit le plus les marges de stabilité de l'injecteur.

Il existe relativement peu d'études sur les mécanismes de stabilisation des flammes swirlées alimentées par des mélanges enrichis en oxygène loin des conditions critiques (flash-back, blow-off, instabilités thermo-acoustiques).

2.2 Flammes stabilisées par un écoulement swirlé

Les écoulements swirlés sont largement utilisés dans les applications industrielles pour aider la stabilisation des flammes. L'écoulement est mis en rotation dans l'injecteur grâce à une vrille, souvent appelée tourbillonneur ou "swirler". Ce mode d'injection permet d'augmenter la densité de puissance avec des flammes très compactes. La taille du foyer peut alors être réduite drastiquement.

Imprimer un mouvement de rotation à l'écoulement est une technique qui permet de stabiliser des flammes dans un écoulement à haut nombre de Reynolds. Les travaux, notamment de [Syred and Beér \(1974\)](#) et [Gupta A. K. \(1984\)](#), ont permis de décrire les effets de la mise en rotation de l'écoulement sur la forme et la stabilité de l'écoulement dans une chambre de combustion, ainsi que la forme et la stabilité des flammes dans ces écoulements. On sait que l'écoulement est en partie contrôlé par un nombre adimensionné, le nombre de swirl S_1 . Ce

nombre de swirl correspond au rapport du flux axial du moment cinétique de l'écoulement noté G_θ rapporté au produit du rayon de l'injecteur r_1 et du flux axial de quantité de mouvement G_z :

$$S_1 = \frac{G_\theta}{r_1 G_z} \quad (2.2)$$

Pour un injecteur cylindrique lorsque les effets de pression sont négligés, le nombre de swirl peut s'écrire (Gupta A. K. (1984)) :

$$S_1 = \frac{\int \bar{u}_\theta \bar{u}_z r^2 dr}{r_1 \int \bar{u}_z^2 r dr} \quad (2.3)$$

où r_1 est le rayon de l'injecteur, u_z et u_θ sont les composantes axiale et azimutale du vecteur vitesse \mathbf{u} de l'écoulement. Pour un fluide parfait, le nombre de swirl S_1 reste constant dans un tube de section constante (Palies (2010)).

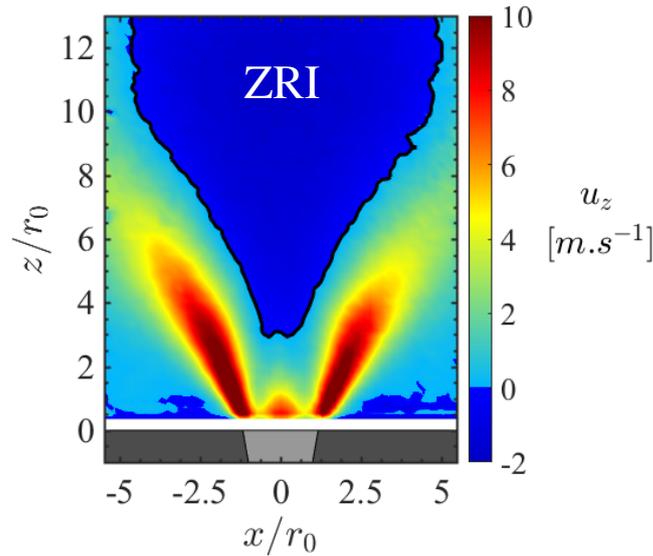


FIGURE 2.2 – Champs 2D de la vitesse axiale u_z obtenu à la sortie d'un des injecteurs swirlé utilisés dans ces travaux. La ligne noire délimite la Zone de Recirculation Interne (ZRI).

Imprimer un taux de rotation suffisant à l'écoulement injecté dans la chambre de combustion, *i.e.* pour un nombre de swirl S_1 suffisamment élevé, permet de produire un écoulement retour dans le sens inverse de celui injecté proche du plan de sortie de l'injecteur. Cette région appelée Zone de Recirculation Interne (ZRI) est illustrée à la figure 2.2. Les zones en bleu foncé représentent les zones où la vitesse axiale est négative. La ZRI est délimitée par la ligne noire sur cette figure. La valeur du nombre de swirl critique S_c à partir duquel apparaît

ce phénomène d'écoulement retour associé à la ZRI dépend du type de swirler utilisé, de la géométrie de l'injecteur, de celle de la chambre de combustion et des conditions d'injection (Toh et al. (2010)). On cite souvent les travaux de Gupta A. K. (1984) avec un nombre de swirl critique $S_c \simeq 0.6$. Durox et al. (2013) ont montré qu'un nombre de swirl $S_c=0.48$ est suffisant pour qu'une ZRI stable se forme avec un swirler radial.

La ZRI apparaît suite à une instabilité hydrodynamique de l'écoulement appelée éclatement tourbillonnaire ou "vortex breakdown" en anglais (Escudier and Keller (1985)). En effet, à la sortie de l'injecteur, la composante azimutale imprimée à l'écoulement par le tourbillonneur se traduit par l'apparition d'un gradient de pression radial (Gupta A. K. (1984)) :

$$\frac{u_\theta^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.4)$$

où u_θ est la vitesse azimutale de l'écoulement, ρ la masse volumique du fluide et p la pression locale du fluide.

Dans la plupart des injecteurs swirlés, la vitesse azimutale est faible au centre et croît avec la distance r à l'axe de l'injecteur (voir par exemple Chigier and Beér (1964) ou Gupta A. K. (1984)). Elle s'exprime généralement sous la forme $u_\theta = \Omega r$ avec Ω la vitesse angulaire qui ne dépend que de la position sur l'axe par rapport à la sortie de l'injecteur. Si Ω est constant, la pression proche de la sortie de l'injecteur devient :

$$p(r, z) = \frac{\rho u_\theta^2(r, z)}{2} + C \quad (2.5)$$

où C est une constante.

La pression atteint donc un minimum sur l'axe de l'injecteur. De plus, la vitesse azimutale $u_\theta(r, z)$ décroît globalement avec la distance z à l'injecteur à cause des transferts turbulents et visqueux. La pression $p(r, z)$ le long de l'axe du brûleur augmente avec la distance z au plan de sortie de l'injecteur. La figure 2.3 tirée de Gupta A. K. (1984) représente deux composantes de la vitesse et la pression mesurées à la sortie d'un injecteur swirlé en présence d'une ZRI. Lorsque le gradient de pression axial est trop important, une bifurcation de l'écoulement entraîne l'apparition de la ZRI. Un jet swirlé possède également plusieurs couches de cisaillement en interaction et donne souvent naissance à d'autres instabilités hydrodynamiques comme par exemple un mouvement de précession ou "precessing vortex core" (PVC). Cette instabilité est très étudiée (Syred (2006)). Le PVC est soupçonné de participer à la stabilisation des flammes swirlées en créant des zones de faibles taux d'étirement (Stöhr et al. (2011)).

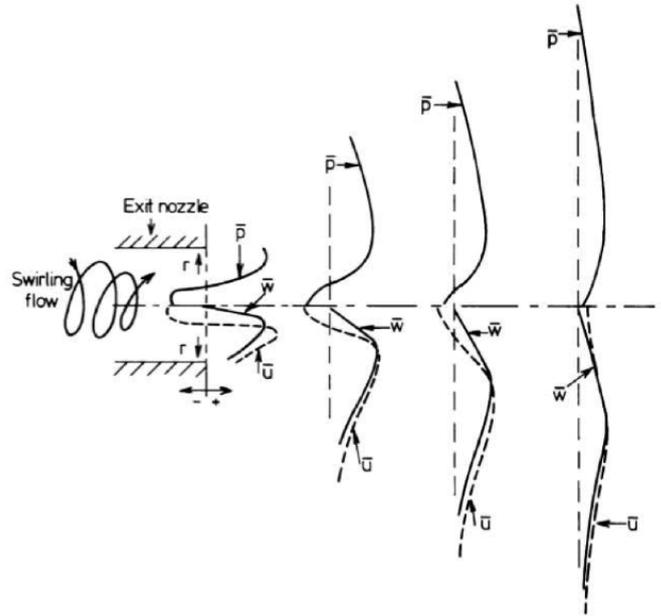


FIGURE 2.3 – Schéma du mécanisme de formation de la ZRI. Les quantités \bar{u} , \bar{w} et \bar{p} représentent les composantes moyennes axiale et azimutale de la vitesse, ainsi que la pression. Schéma tiré de *Gupta A. K. (1984)*.

La formation d'une ZRI en combustion est importante car elle permet notamment de ramener des gaz brûlés chauds proches de la sortie de l'injecteur et de créer une zone de faible vitesse où la flamme peut facilement se stabiliser. La flamme est alors stabilisée aérodynamiquement loin des parties solides de l'injecteur. La formation de la ZRI provoque l'apparition d'un point de stagnation de l'écoulement, point le plus bas de la ZRI qui est le plus souvent situé sur l'axe du brûleur. Le fait de mettre en rotation l'écoulement de façon à assurer l'apparition d'une ZRI, permet aussi d'augmenter le niveau de turbulence et ainsi d'améliorer le mélange des réactifs et des produits qui recirculent. *Feikema et al. (1990)* ont montré que la mise en rotation de l'écoulement permet d'étendre les limites d'extinction pauvres de flammes CH_4/air non-prémélangées et de multiplier par cinq la puissance maximale injectée dans leur chambre de combustion.

Le nombre de swirl n'est pas le seul paramètre qui contrôle la topologie et la stabilité des flammes swirlées. *Fu et al. (2005)* ont montré que la taille du confinement influence la taille et la recirculation de l'écoulement dans la ZRI. Ils montrent que la topologie de l'écoulement qui peut prendre une forme de jet libre ou de jet proche paroi peut aussi être modifiée par le confinement. L'utilisation d'un ouvreau divergent à la sortie de l'injecteur modifie aussi la stabilité et la forme de l'écoulement, ainsi que celle de la flamme (*Chigier and Beér (1964)* *Milosavljevic et al. (1990)*). Plus récemment, des travaux ont mon-

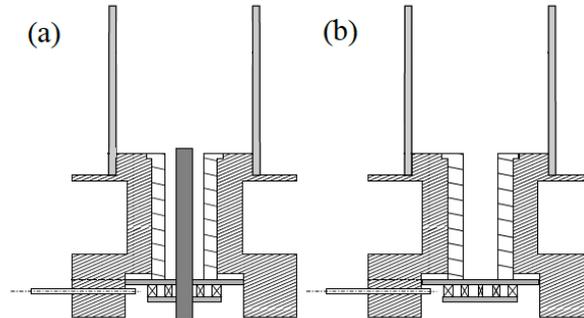


FIGURE 2.4 – Schéma d'un injecteur avec (a) et sans (b) accroche-flamme. Schéma reproduit de *Guiberti (2015)*

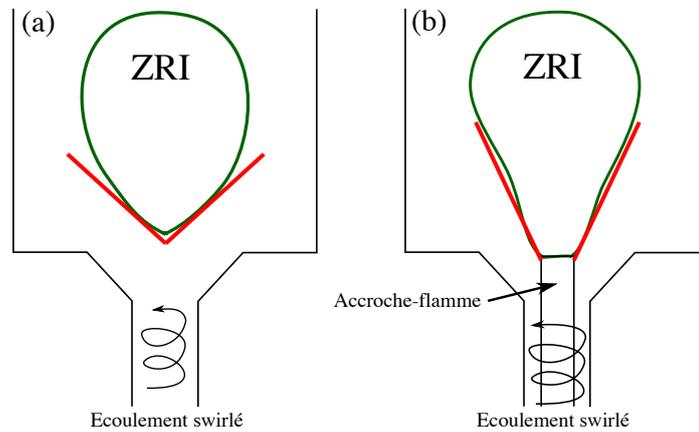


FIGURE 2.5 – Schéma de la stabilisation de flammes swirlées sans (a) et avec (b) un accroche-flamme. La ZRI est délimitée par le trait vert. Les traits rouge représente la position préférentielle de la flamme.

tré que les pertes thermiques au niveau des parois de la chambre de combustion influencent aussi la position et la forme de la flamme (*Foucher et al. (2003)*, *Chong et al. (2009)*, *Guiberti et al. (2015)*, *Mercier et al. (2016)*).

Dans la plupart des expériences réalisées en laboratoire, un insert est ajouté au centre de l'injecteur pour créer un sillage et aider à stabiliser des flammes swirlées. Ce barreau est appelé accroche-flamme dans ce manuscrit. La figure 2.4 montre deux injecteurs swirlés, le premier sans accroche-flamme et le second avec un insert central. La géométrie des accroche-flammes a fait l'objet de plusieurs études pour déterminer la plus propice à la stabilisation des flammes (*Esquivá-Dano et al. (2001)*). L'accroche-flamme favorise la formation de la ZRI dans son sillage. Elle permet de stabiliser des flammes à des nombres de swirl plus faibles en créant une petite zone de recirculation. Le schéma de la figure 2.5 montre deux situations où la ZRI est délimitée par les traits verts

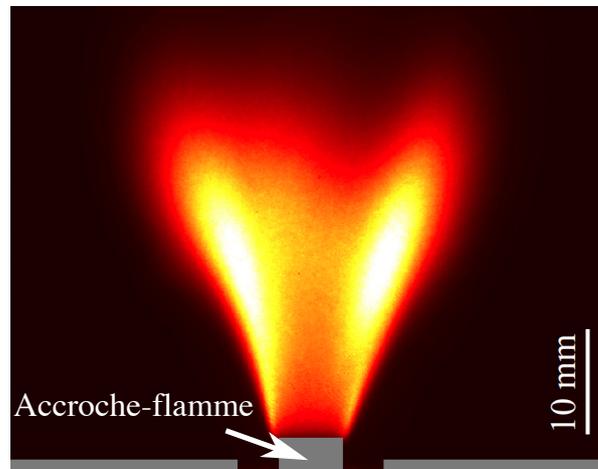


FIGURE 2.6 – Chimiluminescence OH^* d'une flamme swirlée stabilisée sur un accroche-flamme. Image tirée de [Guiberti \(2015\)](#).

et la flamme est en rouge pour des injecteurs avec et sans accroche-flamme lorsque le nombre de swirl est suffisamment élevé. La ZRI est en contact avec l'accroche-flamme lorsque celui-ci est présent et la flamme vient préférentiellement se fixer sur l'accroche-flamme, là où les vitesses sont faibles. La figure 2.6 tirée de [Guiberti \(2015\)](#) montre une image de chimiluminescence OH^* d'une flamme issue d'un brûleur swirlé muni d'un accroche-flamme lorsque le nombre de Swirl vaut $S_1 \simeq 0.4$. Cette image montre bien que la flamme est accrochée sur l'accroche-flamme.

Sans accroche-flamme, la position de la ZRI est plus difficile à déterminer. Elle dépend essentiellement du nombre de swirl, de la géométrie de la chambre de combustion et de l'injecteur, ainsi que des conditions thermiques qui règnent à l'intérieur de la chambre de combustion ([Chigier and Beér \(1964\)](#), [Fu et al. \(2005\)](#), [Jourdain et al. \(2016\)](#)). La flamme se stabilise préférentiellement proche du point de stagnation dans les zones de l'écoulement à faible vitesse. Lorsque le nombre de swirl S_1 augmente, la ZRI se rapproche de la sortie de l'injecteur. S'il est trop important la ZRI rentre dans l'injecteur ([Jourdain et al. \(2016\)](#)) et peu provoquer un flashback. Dans ce cas le pied de flamme se stabilise lui aussi à l'intérieur de l'injecteur. La figure 2.7 montre une image de flamme stabilisée aérodynamiquement au-dessus d'un injecteur swirlé sans accroche-flamme avec un pied de flamme situé à l'extérieur de l'injecteur.

Les accroche-flammes sont très peu utilisés dans les applications où les puissances thermiques sont élevées. La proximité de la flamme avec les parois de la chambre de combustion ou avec l'accroche-flamme mène le plus souvent à leur endommagement ou leur vieillissement prématuré. Il est préférable dans ces conditions de stabiliser la flamme aérodynamiquement à une certaine dis-

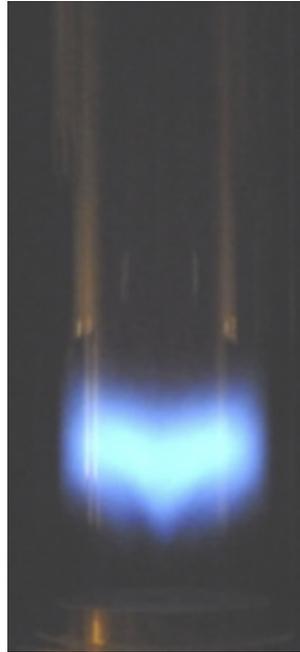


FIGURE 2.7 – Image d’une flamme swirlée stabilisée aérodynamiquement au-dessus de l’injecteur sans accroche flamme. Tirée de *Durox et al. (2013)*.

tance des parois solides. Il faut dans ce cas bien choisir les conditions d’injection pour stabiliser la flamme à la bonne hauteur, ni trop proche de l’injecteur pour éviter son endommagement, ni trop loin non plus pour éviter de déstabiliser la combustion.

Le choix du type de swirler est donc déterminant sur la formation de la ZRI et sur la stabilisation de la flamme. Plusieurs types de swirlers peuvent être utilisés (*Syred and Beér (1974)*). Les swirlers radiaux sont des systèmes compacts où tout l’écoulement passe par une pièce munie de trous d’injection ou de pales orientées selon la direction radiale. Les swirlers axiaux sont équipés de vrilles dont les aubes sont montées selon la direction axiale. La figure 2.8 montre les swirlers axial (a) et radial (b) utilisés par *Palies (2010)*. Les aubes des swirlers radiaux sont parfois remplacées par des injections tangentielles. Au minimum deux injections tangentielles sont nécessaires pour imprimer une rotation relativement uniforme à l’écoulement. *Gupta A. K. (1984)* ont montré que selon le nombre de swirl visé, il faut bien choisir le type de swirler afin d’avoir le moins de pertes de charge possible. Pour les systèmes non-prémélangés, des swirlers différents pour chaque ligne d’injection peuvent être utilisés (*Merkle et al. (2003)*, *Mongia (2011)*).

Dans la plupart des systèmes, le nombre de swirl reste fixé. Il faut changer de vrille pour faire varier le nombre de swirl S_1 . Plusieurs technologies ont été dé-

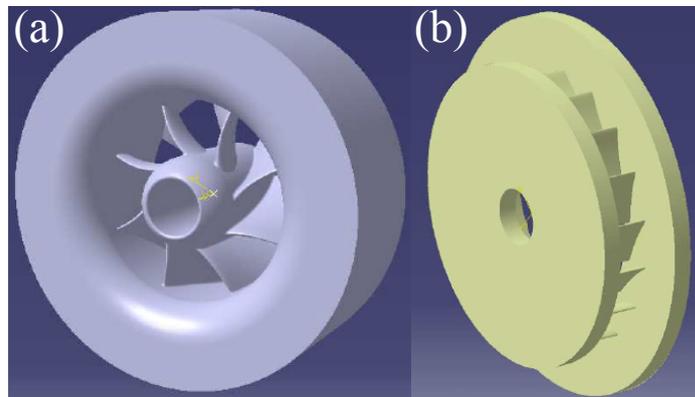


FIGURE 2.8 – Exemple de swirler axial (a) et radial (b). Images reproduite de *Palies (2010)*

veloppées afin de palier à cette difficulté. Des swirlers radiaux avec des blocs ou des pales mobiles peuvent être utilisés ([Heap et al. \(1973\)](#), [Weber and Dugué \(1992\)](#)). Un moteur pas à pas peut être installé sur l’injecteur pour modifier le nombre de swirl de façon continue en faisant varier l’angle des pales comme le montre la figure 2.9.



FIGURE 2.9 – Swirler radial à angle de pales variable. Trois positions sont représentées. Image reproduite de *Durox et al. (2013)*

Il est aussi possible d’agir sur le nombre de swirl grâce à des systèmes fluidiques en utilisant des swirlers axial-plus-tangentiels. Le nombre de swirl est ajusté en fonctionnement sans avoir recours à des pièces mobiles. La figure 2.10 représente un schéma d’un swirler axial-plus-tangentiels. Dans ce swirler, une partie de l’écoulement est injecté selon la direction axiale et le reste par des fentes d’injection tangentielles. Il suffit alors de jouer sur le rapport des débits injectés axialement et tangentiellment pour faire varier le taux de rotation imprimé à l’écoulement et donc le nombre de swirl S_1 à la sortie de l’injecteur.

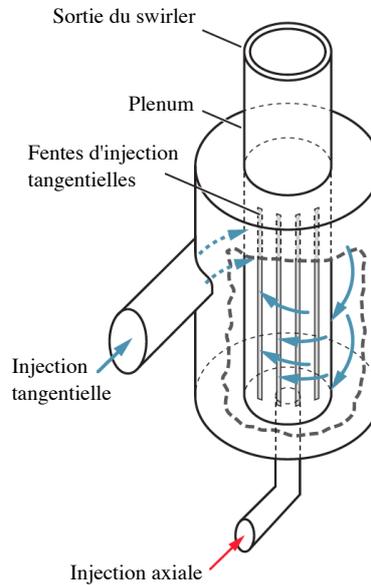


FIGURE 2.10 – *Swirler axial-plus-tangential utilisé par Claypole and Syred (1981) et Syred (2006). Image tirée de Candel et al. (2014).*

2.3 Conclusion de l’analyse bibliographique

La grande majorité des travaux de laboratoire ont été menés avec des swirlers radiaux ou axiaux à géométrie fixe (Al-Abdeli and Masri (2015)) et souvent avec un accroche flamme situé au centre (Palies et al. (2010), Amato et al. (2011), Guiberti (2015)). Très peu d’études ont été réalisées sur la stabilisation des flammes swirlées obtenues avec des swirlers axial-plus-tangential sans accroche-flamme. C’est ce type de technologie qui a été retenu pour ces travaux car il offre une grande souplesse de fonctionnement et permet de faire varier le taux de rotation imprimé à l’écoulement sur de larges plages. L’absence d’accroche flamme permet également de se rapprocher des conditions de fonctionnement des foyers de puissance élevée.

L’analyse de la stabilisation des oxy-flammes révèle que les flammes diluées au dioxyde de carbone sont plus sensibles à l’extinction (Li et al. (2014), Watanabe et al. (2016)) que les flammes opérant avec de l’air pour le même combustible injecté. Il existe en revanche peu d’études qui permettent de déterminer la position de la flamme dans l’écoulement swirlé. On sait que le nombre de swirl de l’écoulement à la sortie de l’injecteur doit être suffisamment élevé pour provoquer l’apparition d’une zone de recirculation interne. On connaît en revanche mal le niveau minimal nécessaire de swirl pour déclencher l’apparition de cette zone. On a également peu d’information sur la position de la flamme par rapport

à cette zone de recirculation interne et d'une manière générale sur la forme prise par une flamme dans ces écoulements swirlés (Syred and Beér (1974), Gupta A. K. (1984), Stöhr et al. (2009)). Il est possible de stabiliser des flammes à l'extérieur de l'injecteur et à l'intérieur de celui-ci (Biagioli (2006)). Dans ce dernier cas, on parle de flash-back. Ce mode de stabilisation est à éviter pour des systèmes prémélangés opérant avec de l'oxygène. Les transferts de chaleur doivent en effet être limités pour éviter tout endommagement de l'injecteur ou risque d'incident.

Pour comprendre ces phénomènes, un injecteur et un foyer ont été conçus. Ces éléments sont décrits dans la partie suivante du manuscrit. L'injecteur offre notamment une grande flexibilité pour examiner l'impact de plusieurs paramètres sur la stabilisation des flammes étudiées dont notamment le nombre de swirl et l'angle d'un ouvré à la sortie de l'injecteur.

Deuxième partie

Dispositif expérimental et
diagnostics

Chapitre 3

Dispositif expérimental

L'analyse des conditions de fonctionnement des applications décrites dans l'introduction a permis de déterminer un ensemble de spécifications pour le foyer Oxytec. Le dimensionnement de l'injecteur et du dispositif expérimental haute pression s'est déroulé en plusieurs étapes au cours d'un processus long et itératif entre le bureau d'étude du laboratoire EM2C, un bureau d'étude extérieur, les départements de R&D et d'ingénierie d'Air Liquide et un organisme de certification pour les aspects sécurité.

La réalisation de pièces mécaniques, des alimentations en fluides et des systèmes de sécurité, de contrôle et de commande du foyer ont nécessité l'intervention d'un nombre important de fournisseurs de matériel et d'entreprises liées aux contraintes spécifiques de l'oxy-combustion sous pression. Ces processus ne sont pas décrits dans ce manuscrit, mais ont fait l'objet d'une part importante du travail de thèse. Seul le résultat final pour le banc expérimental à pression atmosphérique qui a été développé est décrit dans ce chapitre. Une vue 3D du foyer réalisé pour les fonctionnements à pression atmosphérique et montée avec l'injecteur haute pression Oxytec est présenté à la figure 3.1. Le foyer complet Oxytec haute pression est décrit dans l'annexe A.

La plage de fonctionnement du dispositif expérimental développé pour les études à pression atmosphérique est décrite à la section . Les principales caractéristiques de la chambre de combustion sont décrites à la section 3.2. Puis l'injecteur Oxytec est détaillé à la section 3.3. La section 3.4 traite du calcul du nombre de swirl géométrique dans l'injecteur Oxytec. Pour finir, la section 3.5 décrit les lignes d'alimentation en gaz du banc Oxytec à pression atmosphérique.

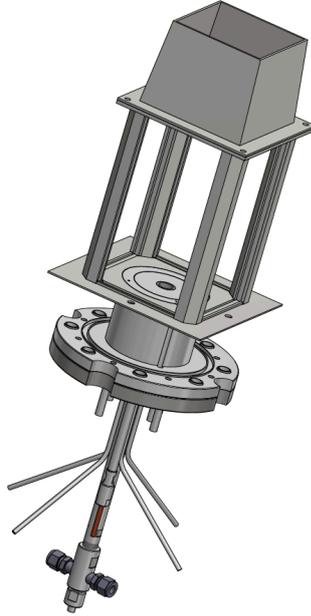


FIGURE 3.1 – *Vue isométrique du foyer utilisé pour le fonctionnement à pression atmosphérique et monté avec l'injecteur haute-pression Oxytec.*

3.1 Plage de fonctionnement du foyer Oxytec à pression atmosphérique

L'injecteur Oxytec a été développé pour reproduire les conditions présentées au tableau 1.1 lorsque la pression est limitée à 30 bar. Les installations réelles fonctionnent à des puissances de plusieurs mégawatts à plusieurs dizaines de mégawatts. Il n'est bien sûr pas possible d'atteindre ces puissances à l'échelle du laboratoire. Le foyer Oxytec haute pression a été conçu pour une puissance maximum de 200 kW (Annexe A).

Dans les expériences réalisées à pression atmosphérique qui sont présentées dans ce manuscrit, la puissance est limitée à 20 kW pour des gaz injectés sans préchauffage dans la chambre de combustion opérant à pression atmosphérique où le combustible est exclusivement du méthane et les autres gaz injectés sont du dioxygène (O_2), de l'air, du dioxyde de carbone (CO_2) et du diazote (N_2). La possibilité d'injecter du N_2 est également examinée pour comparer les effets de la dilution au CO_2 et au N_2 sur les flammes.

Le combustible et le comburant dilué sont injectés, par des lignes d'alimentation séparées, au plus proche du plan de sortie de l'injecteur. Le mélange réalisé par cet injecteur est jugé suffisamment efficace et rapide pour supposer

TABLE 3.1 – *Plages de fonctionnement étudiées sur le foyer Oxytec à pression atmosphérique.*

P [kW]	ϕ	X_{N_2}	X_{CO_2}	T_{ad} [K]	S_L [cm.s ⁻¹]
3-20	0.7-1.0	0.72-0.85	0.62-0.72	1900 - 2350	13-47

que les gaz sont bien prémélangés avant combustion. On parle alors d'injecteur "techniquement prémélangé" (Stöhr et al. (2015)). L'état du mélange à la sortie de l'injecteur est étudié dans le chapitre 5. L'injecteur Oxytec a également été conçu pour être facilement modifiable et pour pouvoir être utilisé avec d'autres modes d'injection. Ces éléments sont décrits dans la section 3.3. Le tableau 3.1 résume les conditions expérimentales explorées sur le foyer développé à pression atmosphérique. De larges gammes de débit ont été balayées pour étudier l'impact de la puissance thermique P , de la richesse ϕ du mélange et de la dilution X_d avec $X_d = n_d/(n_d + n_{O_2})$ où n_d représente le nombre de moles de l'espèce d .

Dans le foyer Oxytec fonctionnant sous pression (Annexe A), ces paramètres de fonctionnement sont étendus avec la possibilité de préchauffer l'ensemble des gaz injectés, d'ajouter de la vapeur d'eau et d'utiliser le foyer entre 1 et 30 bar.

3.2 Chambre de combustion à pression atmosphérique

La chambre de combustion est une chambre de section carrée de 150 mm de côté et 250 mm de haut. La figure 3.2 montre une coupe longitudinale passant par le centre de l'injecteur de la chambre de combustion. Cette chambre est alimentée par un injecteur swirlé. Un écoulement swirlé présente d'une manière générale de grandes zones de recirculation (Gupta A. K. (1984), Stöhr et al. (2012)). Des simulations de l'écoulement réalisées avec ANSYS Fluent[®] ont montré que les zones de recirculation créées par le mouvement de rotation imprimé à l'écoulement dans l'injecteur sont plus grandes que la hauteur de la chambre de combustion. Dans ces conditions, de l'air extérieur serait entraîné et rentrerait dans la chambre de combustion par son échappement. Pour palier à ce problème, un convergent à la sortie de la chambre de combustion pour fixer la taille des zones de recirculation est ajouté. Des simulations numériques ont montré qu'un convergent qui réduit de 15% la surface de sortie était suffisant. Un convergent de 120 mm de haut et de 120×120 mm² de surface de sortie en acier réfractaire a donc été installé à la sortie du foyer. Des tests ont ensuite été réalisés avec de la fumée pour vérifier que quel que soit le nombre de swirl et quel que soit le mode de fonctionnement, il n'y avait pas d'entrée d'air extérieur par le haut de la chambre Oxytec.

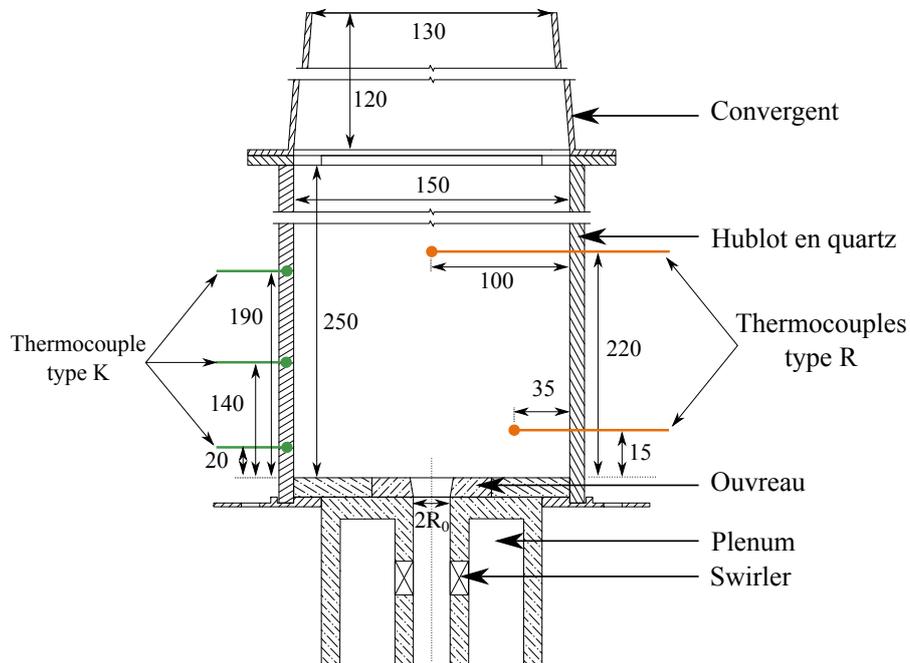


FIGURE 3.2 – Schéma d'une coupe axiale de la chambre Oxytec. Les dimensions indiquées sur ce schéma sont toutes en mm.

COURBE DE TRANSMISSION SILICE FONDUE VI 942
(épaisseur 10 mm)

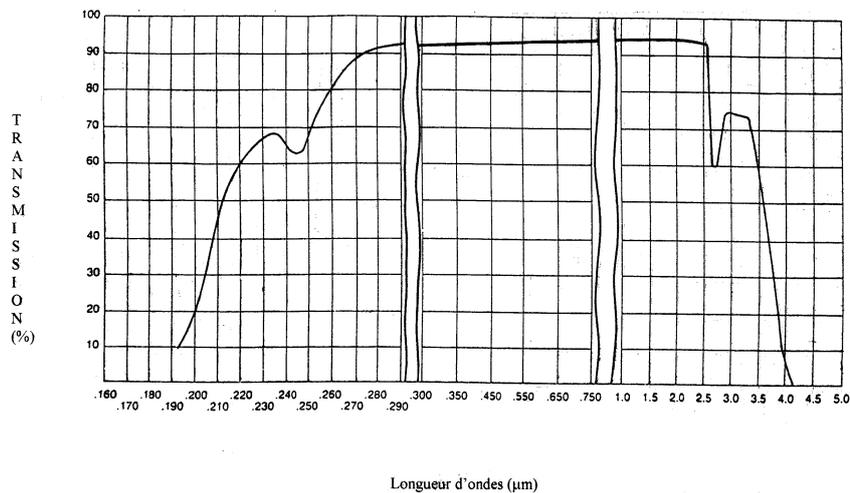


FIGURE 3.3 – Transmittivité d'un hublot en silice fondue VI 942 d'une épaisseur de 10 mm entre $\lambda = 0.16 \mu\text{m}$ et $\lambda = 5.0 \mu\text{m}$. Données fournies par Verre Industrie.

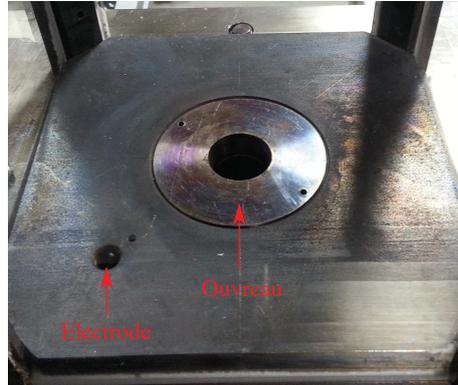


FIGURE 3.4 – Vue du haut de la chambre de combustion avec l'injecteur et l'électrode d'allumage.

La chambre de combustion est composée de 4 barreaux métalliques en acier inoxydable 316L dans chaque coin et de 4 hublots en silice fondue de $130 \times 250 \text{ mm}^2$ et de 8 mm d'épaisseur qui garantissent un bon accès optique à la flamme. La courbe de transmittivité des hublots utilisés est présentée à la figure 3.3.

De la fibre céramique a été installée entre les hublots et la chambre de combustion pour assurer l'étanchéité du montage. Les barreaux métalliques ont été percés pour réaliser des mesures de température par thermocouples. Des mesures de la température à trois hauteurs différentes dans les barreaux métalliques et dans les zones de recirculation externe et interne de l'écoulement ont pu ainsi être réalisées. La position de ces thermocouples est représentée sur la figure 3.2.

L'allumage des mélanges réactifs se fait grâce à une électrode installée dans le fond de la chambre de combustion à 60 mm du centre de l'injecteur. La figure 3.4 montre une photo de la partie haute de l'injecteur installée dans la chambre de combustion avec la position de l'électrode.

Un injecteur avec un rayon $r_0 = 10 \text{ mm}$ est utilisé dans toutes les études présentées dans ce manuscrit. Un ouvreau divergent, c'est-à-dire un diffuseur tronconique, peut éventuellement être installé à la sortie de l'injecteur. Sans ouvreau, le rapport d'expansion entre la surface de la chambre de combustion et la section de sortie de l'injecteur est $A_c/A_i = 72$. Ce nombre relativement grand a été choisi pour réduire les interactions entre la flamme et les parois latérales du foyer. Les chambres de combustion des fours ATR et des oxy-chaudières sont généralement utilisées avec plusieurs injecteurs éjectant les gaz dans une très grande enceinte et donc avec relativement peu d'interaction avec les flammes voisines ou les parois latérales du foyer.

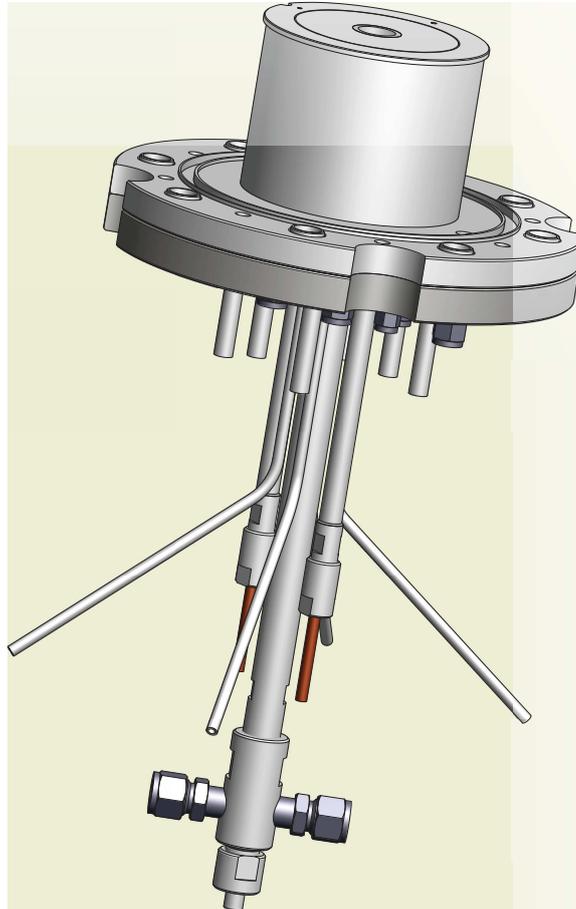


FIGURE 3.5 – Vue isométrique de l’injecteur haute pression *Oxytec*.

Cette chambre de combustion opérant à pression atmosphérique a les mêmes dimensions intérieures que la chambre *Oxytec* à haute pression. Une vue isométrique de la chambre de combustion à haute pression est présentée dans l’annexe [A](#).

3.3 Injecteur *Oxytec* haute pression

La figure [3.5](#) montre une vue 3D de l’injecteur *Oxytec* utilisé sur la chambre haute pression ainsi que sur la chambre opérant à pression ambiante décrite dans la section précédente. La figure [3.6](#) montre une vue éclatée de cet injecteur. Cet injecteur a été conçu pour être facile d’accès et facilement modifiable. Il est composé de plusieurs pièces indépendantes. La géométrie de plusieurs éléments peut être modifiée sans avoir à fabriquer un nouvel injecteur complet. Une injection supplémentaire au centre peut par exemple facilement être ajoutée.

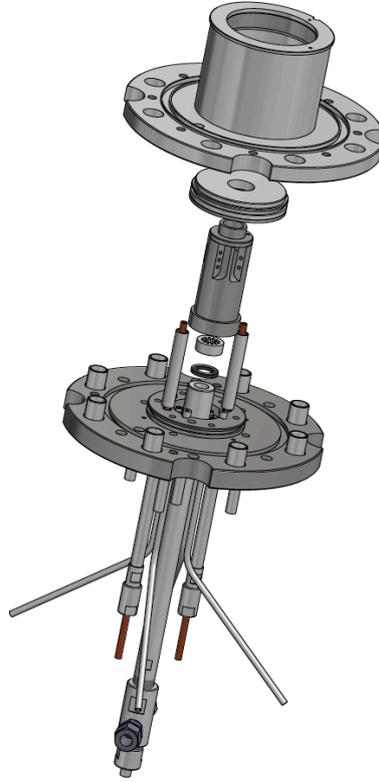


FIGURE 3.6 – *Vue éclatée de l'injecteur Oxytec.*

L'injecteur a également été conçu pour explorer une large gamme de conditions de fonctionnement décrites dans la section 3.1. Il est entièrement conçu en acier inoxydable 316L pour opérer à des pressions comprises entre 1 et 30 bar. La figure 3.7 présente une vue du dessous de l'injecteur et une vue selon la coupe notée A-A. Sur cette vue en coupe, les différentes pièces sont numérotées. La bride haute (pièce 2), le tube extérieur (pièce 6) et la bride basse (pièce 7) sont assemblés avec des joints toriques en Viton[®] représentés en vert sur la figure 3.7 pour assurer l'étanchéité de l'injecteur à haute pression.

La pièce d'adaptation avec l'ouvrage divergent (1) est la partie en contact avec les gaz brûlés. Elle est refroidie avec la bride haute par une circulation d'eau indiquée en bleu sur le schéma de la figure 3.7. L'arrivée d'eau (pièce 8) est protégée par des tubes en quartz (pièce 4) afin que l'eau ne soit pas chauffée par les gaz dans le plénum lorsque ceux-ci sont préchauffés. La partie basse de la bride est aussi protégée par une rondelle céramique (non représentée sur la coupe) dont le but est de minimiser les transferts de chaleur entre les gaz dans le plénum et la bride refroidie.

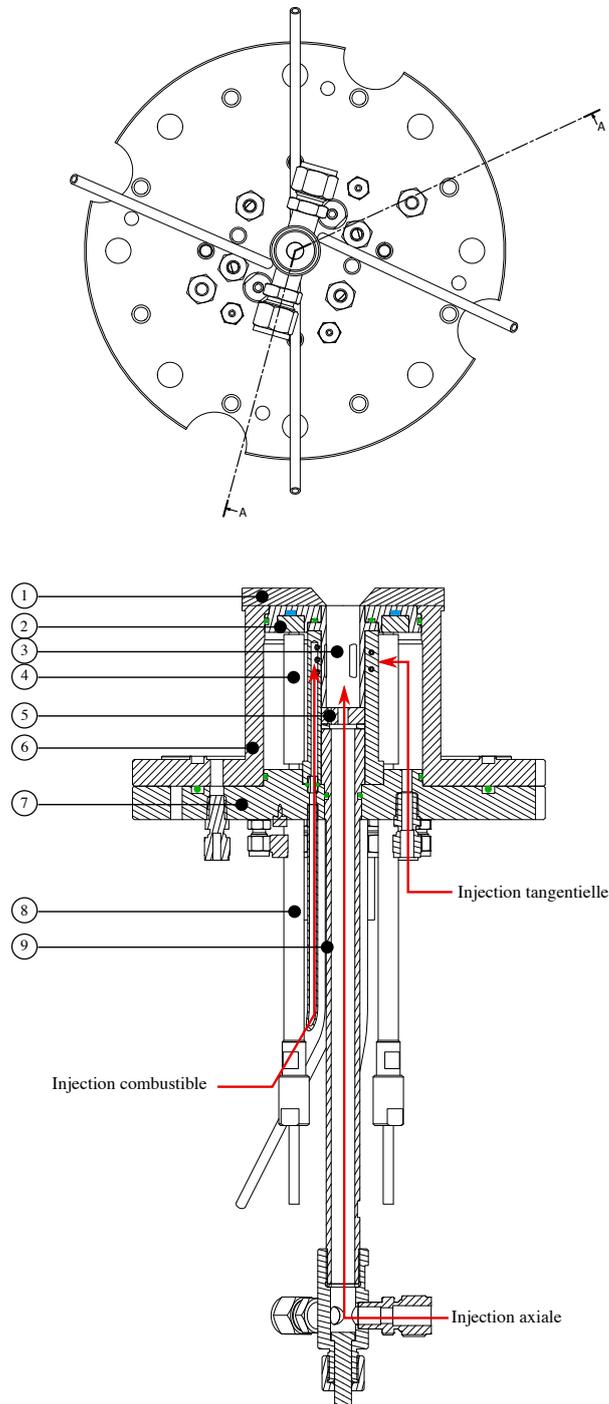


FIGURE 3.7 – Vue du dessous de l'injecteur Oxytec (a) et coupe A-A associée (b). Les zones où l'eau circule sont représentées en bleue. Les joints d'étanchéité sont indiqués en vert.

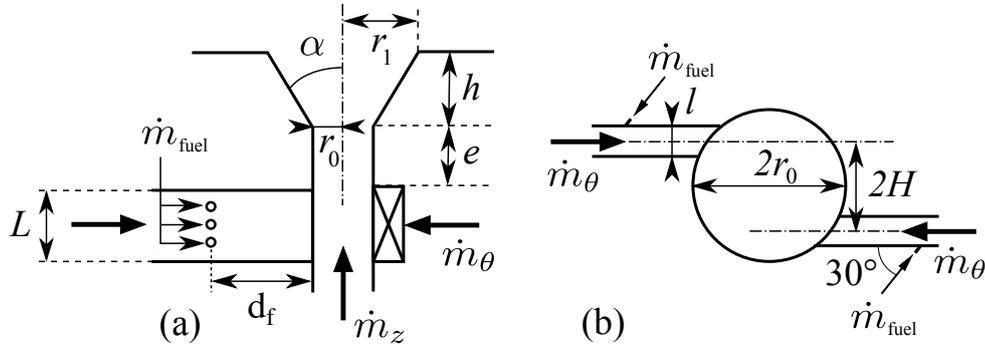


FIGURE 3.8 – Schéma de principe de l’injecteur Oxytec avec les principales notations pour les dimensions. (a) Coupe axiale. (b) Coupe transverse au niveau du swirler.

L’écoulement est mis en rotation grâce à la pièce 3 appelée swirler ou encore tourbillonneur. Des schémas avec des coupes axiale et transverse du tourbillonneur sont donnés à la figure 3.8. Ce système d’injection est appelé swirler axial-plus-tangential car une partie de l’écoulement est injecté selon l’axe principal de l’injecteur et une autre est injecté par des fentes d’injection tangentielle. En jouant sur les débits massiques injectés axialement \dot{m}_z et tangentiellement \dot{m}_θ , il est facile de contrôler le taux de rotation imprimée à l’écoulement.

L’écoulement axial injecté dans le système passe d’abord par un long tube de 350 mm (pièce 9) de longueur, puis une plaque à trous (pièce 5) qui permettent d’obtenir un écoulement avec un profil de vitesse relativement uniforme mais turbulent. L’écoulement tangential traverse une chambre de tranquillisation, aussi appelée plenum, avant d’être injecté dans le swirler par les fentes tangentielles représentées à la figure 3.8(b).

L’injection du combustible est réalisée dans le circuit tangential. Le combustible est injecté dans le mélange oxydant au niveau des fentes d’injection tangentielles par l’intermédiaire de trois trous circulaires répartis sur la hauteur L de la fente (figure 3.8(a)). Chaque trou a un diamètre de sortie de 2 mm et est incliné de 30° dans le sens inverse de l’écoulement selon le schéma de la figure 3.8(b). Les trous sont situés à $d_f = 12$ mm de la sortie des fentes tangentielles. Ce système d’injection du combustible produit une série de jets très turbulents à contre courant de l’écoulement principal. Cette situation permet de favoriser le mélange de l’oxydant et du combustible. Le méthane est mélangé assez tard avec l’oxydant afin d’éviter les remontés de flamme dans le plenum et de se prémunir ainsi du risque d’explosion (Mazas (2010)). Le mélange ainsi formé est injecté dans l’écoulement axial à la sortie des fentes à $e = 23$ mm avant de sortir de l’injecteur de rayon $r_0 = 10$ mm.

TABLE 3.2 – Demi-angle α et rayon de sortie r_1 des ouvreaux testés dans la chambre Oxytec.

α [°]	0	5	10	30	45	60
r_1 [mm]	10.00	10.87	11.76	15.77	20.00	27.32

Deux swirlers ont été conçus, le premier avec $N = 2$ fentes et le second avec $N = 4$ fentes. Dans la suite du manuscrit, sauf indication contraire, seuls les résultats avec le swirler à $N = 2$ fentes sont présentés. Ses principales dimensions sont $H = 8.9$ mm, $L = 20$ mm et $l = 2$ mm. La signification de ces dimensions est indiquée à la figure 3.8. La gamme de nombre de swirl obtenue pour cette géométrie est décrite dans la section suivante.

Des joints toriques sont installés entre les différentes pièces pour éviter tout mélange des écoulements de comburant et de combustible dans les systèmes d'injection axiale et tangentielle avant leur introduction dans le swirler et d'assurer l'étanchéité de l'injecteur.

Un petit ouvreau tronc conique de hauteur $h = 10$ mm, peut être installé à la sortie de l'injecteur pour favoriser la stabilisation des flammes swirlées. Il est représenté à la figure 3.8 par son demi-angle α ou son rayon de sortie r_1 . Plusieurs ouvreaux ont été testés. Le tableau 3.2 indique le demi-angle α des ouvreaux utilisés ainsi que le rayon r_1 à la sortie de l'ouvreau.

L'injecteur est également instrumenté et peut être thermalisé afin de limiter la condensation de la vapeur d'eau lorsqu'elle sera utilisée comme diluant. Pour cela quatre cartouches chauffantes sont installées pour chauffer la bride extérieure (pièce 6 de la figure 3.7). La température des gaz est contrôlée par des thermocouples au niveau de l'injection axiale et tangentielle du swirler, ainsi que dans le métal au niveau de la partie haute de la bride et du tube extérieur. La qualité du mélange obtenu avec cet injecteur est étudiée au chapitre 5.

3.4 Estimations du nombre de swirl de l'injecteur Oxytec

L'analyse bibliographique réalisée au chapitre 2 montre que le nombre de swirl S_1 est un paramètre important des écoulements tourbillonnaires. Son expression est rappelée ici :

$$S_1 = \frac{G_\theta}{r_1 G_z} \quad (3.1)$$

où G_θ et G_z représentent le flux axial du moment angulaire et le flux axial de la quantité de mouvement et r_1 le rayon de sortie de l'injecteur.

Pour déterminer la valeur de ce nombre sans dimension, il est possible de réaliser des mesures de vitesse de l'écoulement à la sortie de l'injecteur. Une alternative est d'utiliser des expressions basées sur la géométrie de l'injecteur et des hypothèses sur la structure de l'écoulement. Dans ce cas l'expression trouvée est notée S_0 dans ce manuscrit. Cette estimation est utile pour dimensionner les injecteurs.

Les flux G_θ et G_z s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_z = \int_S (\rho u_z^2 + p - p_\infty) dS \\ G_\theta = \int_S \rho r u_\theta u_z dS \end{array} \right. \quad (3.2)$$

où u_z et u_θ sont les composantes axiales et azimutales de la vitesse, ρ la masse volumique du mélange gazeux, et p désigne la pression locale au sein de l'écoulement et p_∞ la pression de référence qui est le plus souvent mesurée à l'extérieur de la chambre de combustion. Enfin l'intégrale est réalisée sur la surface S de l'injecteur.

Les effets de la pression sont le plus souvent négligés (Gupta A. K. (1984)). En admettant également, que l'écoulement respecte la symétrie de révolution de l'injecteur, G_z et G_θ peuvent alors s'écrire dans ces conditions :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_\theta = 2\pi \int_0^{r_1} \rho u_z u_\theta r^2 dr \\ G_z = 2\pi \int_0^{r_1} \rho u_z^2 r dr \end{array} \right. \quad (3.3)$$

où on admet que l'écoulement respecte la symétrie de révolution de l'injecteur. Le nombre de swirl S_0 s'écrit alors :

$$S_0 = \frac{\int_0^{r_1} u_z u_\theta r^2 dr}{r_1 \int_0^{r_1} u_z^2 r dr} \quad (3.4)$$

Pour simplifier encore cette expression, il est nécessaire de réaliser des hypothèses fortes sur le profil des vitesses axiale et tangentielle. On suppose en général que dans l'injecteur et à la sortie de celui-ci la vitesse axiale est uniforme $u_z(r) = U_z$ et que l'écoulement dans l'injecteur se comporte comme un corps solide en rotation $u_\theta(r) = U_\theta(r/R)$ où R est le rayon de l'injecteur. Il est alors possible de simplifier les expressions de G_θ et G_z :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_\theta = \frac{\pi}{2} \rho U_z U_\theta R^3 \\ G_z = \pi \rho U_z^2 R^2 \end{array} \right. \quad (3.5)$$

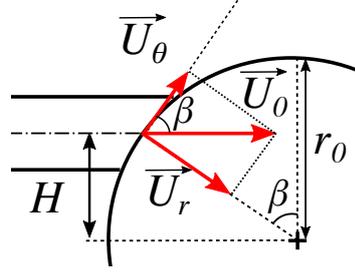


FIGURE 3.9 – Coupe transverse du schéma de l'injecteur au niveau du swirler.

où on admet également que les différences de densité entre l'écoulement axial et l'écoulement tangential n'interviennent pas. Dans ces conditions, le nombre de swirl S_0 prend une forme très simple :

$$S_0 = \frac{U_\theta}{2U_z} \quad (3.6)$$

Dans le cas d'un swirler axial-plus-tangential les vitesses U_z et U_θ peuvent être exprimées en fonction des débits massiques injectés axialement \dot{m}_z et tangentiallement \dot{m}_θ , avec $\dot{m}_t = \dot{m}_z + \dot{m}_\theta$. Dans le swirler étudié, les débits massiques peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \dot{m}_t = \rho_t \pi r_0^2 U_z \\ \dot{m}_\theta = \rho_\theta U_0 A_t \end{cases} \quad (3.7)$$

où U_0 désigne la vitesse des gaz à la sortie des fentes tangentielles, ρ_t la masse volumique des gaz dans la section de sortie de l'injecteur, ρ_θ la masse volumique des gaz au niveau de la sortie des fentes tangentielles et A_t la surface des fentes tangentielles. La section de passage de ces fentes est donnée par $A_t = NlL$ où N est le nombre de fentes, l et L sont la largeur et le hauteur des fentes. Ces dimensions sont indiquées sur le schéma de la figure 3.8.

Les considérations géométriques indiquées à la figure 3.9 permettent d'écrire $U_0 = U_\theta / \sin(\beta) = U_\theta H / r_0$. Il vient finalement :

$$S_0 = \frac{\pi H R \rho_t \dot{m}_\theta}{2 N l L \rho_\theta \dot{m}_t} = \frac{\pi H r_0 \rho_t}{2 N l L \rho_\theta} \frac{1}{1 + \dot{m}_z / \dot{m}_\theta} \quad (3.8)$$

Cette formule montre que le nombre de swirl S_0 peut être ajusté en modifiant le rapport des débits injectés $\dot{m}_z / \dot{m}_\theta$. Les swirlers utilisés dans cette étude permettent d'atteindre des nombres de swirl compris entre $0 \leq S_0 \leq 1.75$ lorsque $N = 2$ fentes et $0 \leq S_0 \leq 1.1$ lorsque $N = 4$ fentes.

Les résultats de ces expressions théoriques pour S_0 sont confrontées à des mesures du nombre de Swirl S_1 à la sortie de l'injecteur Oxytec dans la partie III du manuscrit pour plusieurs géométries de l'injecteur et diverses conditions d'injection. Le nombre de swirl S_0 sert dans la suite de ces travaux à caractériser le taux de rotation imprimé à l'écoulement. La structure des écoulements et des flammes étudiées est systématiquement analysée en fonction des valeurs prises par S_0 .

3.5 Alimentations en gaz de foyer Oxytec

La figure 3.10 donne un schéma des alimentations de gaz de la chambre Oxytec opérant à pression atmosphérique. Dans cette version de la chambre de combustion, le méthane et l'azote sont stockés dans des cadres de bouteilles situées à l'extérieur du laboratoire. Des cadres G20 sont utilisés pour le méthane et des cadres de type U sont utilisés pour le diazote. Un double détendeur permet d'ajuster la pression d'alimentation en amont des débitmètres massiques.

Un compresseur d'air permet également de remplir des cuves d'air asséché à 6 bar. L'air est ensuite acheminé à 6 bar dans la salle d'expérience. Des bouteilles pressurisées type Alphagaz sont utilisées pour alimenter le foyer en dioxyde de carbone et en dioxygène. Ces bouteilles équipées d'un double détendeur sont situées à l'intérieur de la salle d'expérimentation.

Le dioxyde de carbone possède un coefficient élevé de détente Joule-Thomson, $\mu_{JT} = 10.76 \text{ K.MPa}^{-1}$ (Chapitre 2). Il est stocké à une pression d'environ 50 bar à une température de 293 K. Cette pression dépend fortement de la température de stockage. Le gaz se refroidit donc beaucoup lors de sa première détente à la sortie de la bouteille jusqu'à la pression de régulation de 6 bar dans la ligne d'alimentation du foyer Oxytec. Du gel apparaît sur le détendeur et sur le tube qui amène le CO_2 de la bouteille à l'injecteur au bout d'un temps relativement court de fonctionnement. Pour éviter d'endommager les débitmètres et maintenir une température uniforme d'injection du CO_2 , le gaz traverse au préalable un échangeur de chaleur. Les quantités de CO_2 utilisées étant relativement faibles, un simple échangeur de chaleur composé d'un long tube de 2 m de longueur passant dans un réservoir d'eau à température ambiante est suffisant pour réchauffer le CO_2 . Pour s'assurer d'une température de CO_2 bien homogène à l'entrée de l'injecteur, l'écoulement traverse un deuxième tube de 10 m de longueur au contact de l'air ambiant à la suite de l'échangeur de chaleur à eau. Il a été vérifié que ce système permet d'injecter le CO_2 à une température proche de la température ambiante dans toutes les conditions explorées et d'éviter ainsi la propagation du gel jusqu'aux débitmètres.

Des débitmètres massiques thermiques Bronkhorst montés avec une vanne de régulation sont utilisés pour réguler l'ensemble des débits, figure 3.10. Pour chaque gaz, sauf pour le méthane, deux débitmètres sont utilisés, le premier pour l'injection tangentielle et le second pour l'injection axiale dans l'injecteur Oxytec.

Un diagramme des alimentations et des capteurs installés sur le banc expérimental haute pression est donné à l'annexe A.

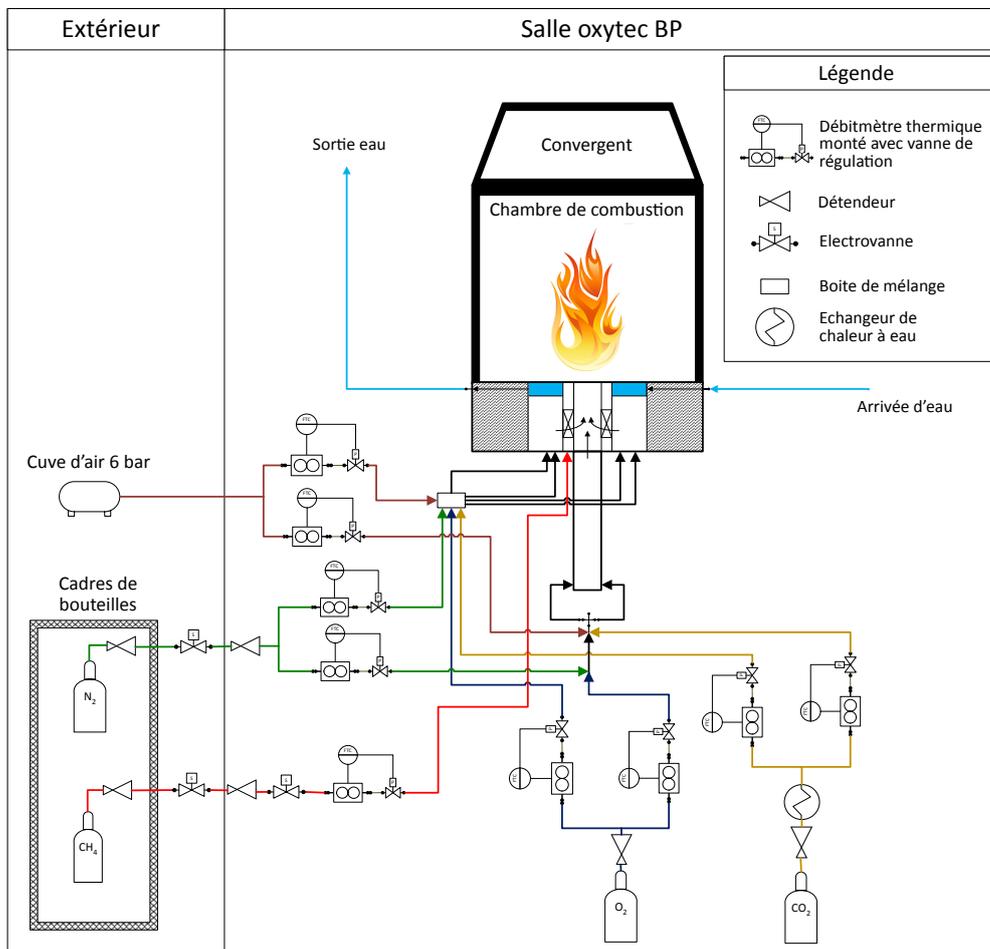


FIGURE 3.10 – Schéma des systèmes fluides de l'installation expérimentale Oxytec.

Chapitre 4

Diagnostics

Plusieurs diagnostics notamment optiques ont été utilisés pour caractériser l'écoulement et la structure des flammes d'intérêt et comprendre les mécanismes de stabilisation de ces flammes. Les techniques mises en œuvre sont décrites dans ce chapitre.

4.1 Chimiluminescence

La réaction de combustion d'hydrocarbures produit de nombreuses espèces radicalaires intermédiaires, dont les espèces excitées OH^* et CH^* qui ont la propriété intéressante d'émettre naturellement de la lumière lors de leur désexcitation (Gaydon (1974)). Leur émission est de fait largement utilisée comme traceur du front de flamme ou comme indicateur du taux de dégagement de chaleur pour les flammes alimentées par de l'air (Docquier and Candel (2002), Li et al. (2015), Guiberti et al. (2017)). Il est pratique d'utiliser l'émission naturelle de ces espèces pour analyser également la structure des oxy-flammes diluées au CO_2 .

Lorsque les radicaux OH et CH sont créés au niveau du front de flamme, une partie de ces radicaux est dans un état excité (Gaydon (1974)), généralement noté $*$ pour le distinguer de l'état fondamental. Cet état n'est possible que dans un milieu à très haute température et ces espèces ont une durée de vie très brève. Broida and Carrington (1955) ont montré que le temps de vie du radical OH^* dans une flamme est de l'ordre de $6 \cdot 10^{-10}$ s. Les radicaux excités sont donc créés au niveau du front flamme et disparaissent très rapidement. Une émission spontanée de lumière, appelée chimiluminescence se produit lors de la transition de l'état excité des radicaux vers leur état fondamental (Eckbreth (1996), Kojima et al. (2005)). En observant cette émission spontanée il est donc possible de déterminer assez précisément la position du front de flamme (Docquier and Candel (2002)). Chaque radical excité revient à son état fondamental en émettant un photon à une longueur d'onde bien spécifique qui dépend

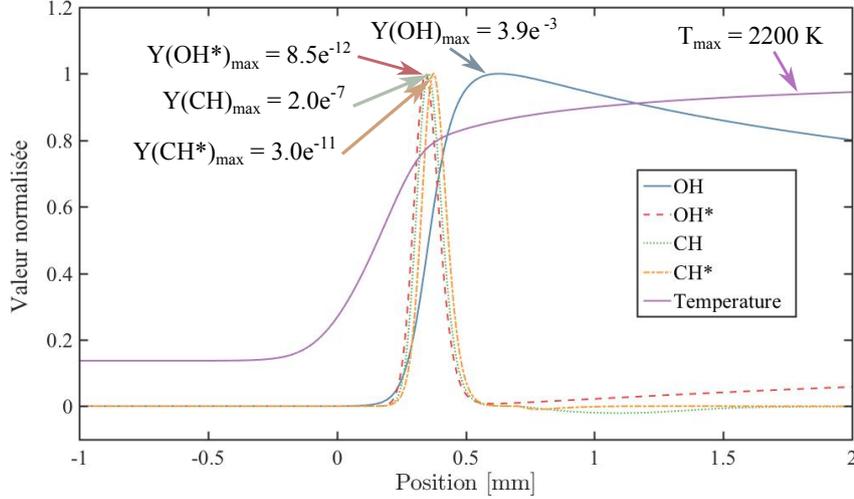


FIGURE 4.1 – Evolution de la température et des fractions massiques normalisées des radicaux OH et CH et des radicaux excités OH^* et CH^* en fonction de la coordonnée normale au front d’une flamme plane laminaire pour un mélange $CH_4/O_2/CO_2$ à richesse $\phi = 0.95$ et $X_{CO_2} = n_{CO_2}/(n_{O_2} + n_{CO_2}) = 0.68$. Simulations réalisées avec le mécanisme Lindstedt augmenté des principales réactions de production et de consommation pour les espèces excitées.

de la structure moléculaire du radical. Les longueurs d’onde principales d’émission spontanée pour les radicaux OH^* et CH^* sont indiquées dans le tableau 4.1.

Mazas et al. (2010) et de Persis et al. (2013) ont montré que le mécanisme du GRI 3.0 (Smith et al. (1998)) permettait de reproduire correctement la vitesse de flamme de mélanges CH_4/O_2 fortement dilués au CO_2 . Les mêmes résultats ont été obtenus en utilisant le schéma de Lindstedt pour la combustion du méthane (Mazas (2010)). Guiberti et al. (2017) ont utilisé le schéma cinétique de Lindstedt augmenté des principales réactions de production et de consommation pour les espèces excitées OH^* , CH^* et CO_2^* et ont comparé les simulations réalisées avec des mesures pour des flammes méthane/air diluées au CO_2 . L’accord entre les mesures et les simulations est correct avec des différences relatives limitées à quelques pourcents pour OH^* et inférieures à 10% pour CH^* . Les concentrations en CO_2 qui ont été explorées sont toutefois bien inférieures à celles des expériences présentées dans ce manuscrit.

Kojima et al. (2005) et Panoutsos et al. (2009) ont réalisé des comparaisons entre des mesures de concentrations des radicaux OH^* , CH^* et des résultats numériques pour des flammes laminares prémélangées et non-prémélangées CH_4 /air. Panoutsos et al. (2009) ont étudiés huit mécanismes différents compre-

TABLE 4.1 – *Maximum d'émission des radicaux OH* et CH* pour une flamme d'hydrocarbure (Gaydon (1974)).*

Espèce	Longueur d'onde (nm)
OH*	306.7
CH*	431.5

nant plusieurs sous-mécanismes pour les espèces excitées et plusieurs schémas d'oxydation du méthane. [Kojima et al. \(2005\)](#) ont utilisé le modèle cinétique GRI-Mech 3.0 en ajoutant plusieurs modèles pour la chimie des espèces excitées. Ces auteurs ont obtenu un bon accord entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux pour tous les mécanismes testés.

La simulation directe 1D de flammes laminaires prémélangées à l'aide du code REGATH ([Darabiha \(1992\)](#)) développé au laboratoire EM2C est ici utilisée ici avec différents mécanismes détaillés de la cinétique des réactions pour illustrer la structure des profils des espèces CH* et OH* dans une oxy-flamme diluée au CO₂. La figure 4.1 montre l'évolution des fractions massiques normalisées des radicaux hydroxyle (OH) et méthylidyne (CH) dans leur état fondamental et dans leur état excité OH* et CH* en fonction de la coordonnée normale au front de réaction d'une flamme plane laminaire prémélangée CH₄/O₂/CO₂ pour une richesse $\phi = 0.95$ et une fraction molaire $X_{CO_2} = 0.68$ de CO₂ dans le mélange O₂/CO₂. L'évolution de la température T en fonction de la distance à la flamme est aussi présentée sur cette figure. Les calculs ont été réalisés grâce au mécanisme Lindstedt augmenté des principales réactions de production et de consommation pour les espèces excitées ([Guiberti et al. \(2017\)](#)).

La position et l'épaisseur du front de flamme peuvent être caractérisées grâce au gradient de température. La position du front de flamme peut être considérée comme l'endroit où le gradient thermique est maximal et l'épaisseur thermique de flamme est souvent définie comme ([Poinsot and Veynante \(2005\)](#)) :

$$\delta = \frac{T_f - T_i}{|\nabla T_m|} \quad (4.1)$$

où T_i et T_f sont les températures des gaz frais et température à l'équilibre thermique après combustion et ∇T_m représente le gradient maximum de la courbe de température.

La flamme calculée à la figure 4.1 a une épaisseur thermique $\delta \simeq 0.6$ mm et le gradient thermique est maximum en $x = 0.8$ mm. On constate que les radicaux OH et CH ne sont produits que lorsque la température des gaz est proche de 1800 K. La concentration maximale de CH se situe en $x = 0.96$ mm et en

$x = 1.2$ mm pour le radical OH. Les radicaux CH ne sont présents que dans le front de flamme. L'espèce OH persiste plus longtemps dans les gaz brûlés chauds. Ce phénomène est exploité pour réaliser des images par fluorescence induite par laser du radical OH dont la technique est décrite à la section 4.4.

Les calculs réalisés avec le mécanisme Lindstedt augmenté des principales réactions de production et de consommation pour les espèces excitées montrent bien que l'espèce excitée CH^* n'est présente qu'au niveau du front de flamme. Les fractions massiques indiquées sur la figure 4.1 montrent que seules une petite proportion des molécules CH sont excitées en CH^* . Plus loin en aval, les simulations présentent des valeurs légèrement négatives pour la fraction massique $Y(CH^*)$. Il s'agit ici d'un artefact lié au schéma cinétique utilisé. L'observation des photons émis lors de la désexcitation de CH^* en CH permet bien de définir la position du front de flamme.

La figure 4.1 montre également que le radical OH^* ne persiste que très proche du front de flamme contrairement au radical OH. Les simulations montrent également qu'après une chute importante de la fraction massique de OH^* dans les gaz brûlés, celle-ci remonte un peu dans les calculs. Il s'agit probablement encore d'un artefact des simulations. Les quantités restent faibles et le pic d'émission peut clairement être associé au front de flamme.

D'un point de vue expérimental, la chimiluminescence de la flamme est collectée grâce à une caméra intensifiée PI-MAX4 montée avec un objectif UV Nikkor 105 mm pour réaliser des observations dans le proche UV. Il est important que l'objectif soit fabriqué en silice fondue et non en verre car le verre est opaque dans les longueurs d'onde de l'UV. Pour sélectionner l'émission du radical désiré, un filtre passe bande est installé devant l'objectif. Pour le signal OH^* , un filtre Asahi Spectra qui a une bande passante de 10 nm centrée autour de 310 nm est utilisé. Dans ce travail, les images de chimiluminescence ont toutes été réalisées avec ce filtre.

Enregistrer l'émission OH^* naturelle de la flamme permet de réaliser une mesure simple mais qui est intégrée selon la ligne de vue entre la zone d'émission et la capteur. Les flammes étudiées ont une structure instantanée tridimensionnelle très complexe comme indiquée sur la figure 4.15 montrant la distribution de la fluorescence de OH à un instant dans l'écoulement turbulent. Si l'on réalise des moyennes sur des temps d'exposition longs, ces flammes présentent alors une symétrie de révolution autour de l'axe du brûleur. Il est donc possible d'appliquer une transformée d'Abel inverse sur les images moyennes pour déterminer la trace de cette image moyenne dans le plan de symétrie du brûleur (Poularikas (2010)). Cette reconstruction permet d'obtenir une représentation 2D de la distribution de la chimiluminescence de la flamme selon un plan axial au brûleur.

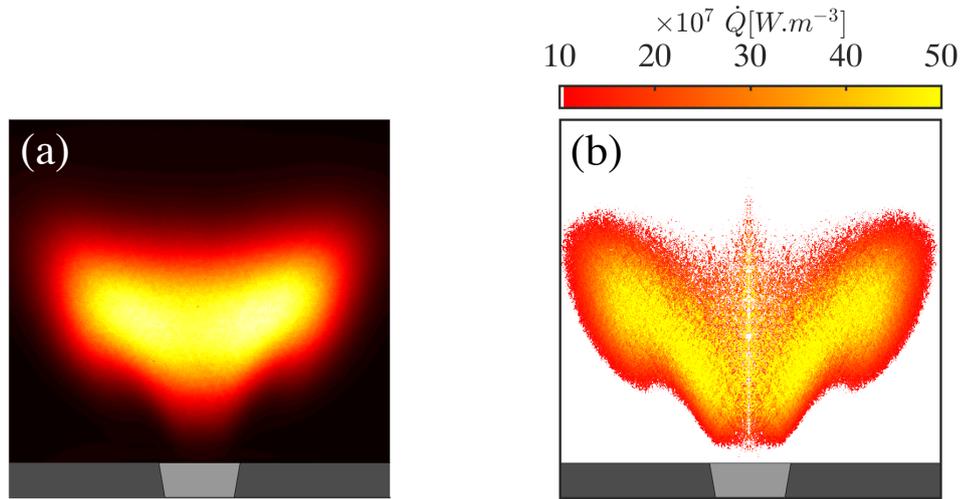


FIGURE 4.2 – Exemple d’image de chimiluminescence OH^* (a) et de la transformée d’Abel inverse de cette image (b). La puissance volumique de la flamme est indiquée sur la figure (b). $CH_4/O_2/CO_2$, $P = 13 \text{ kW}$, $\phi = 0.95$, $X_{CO_2} = 0.68$

Ce processus est illustré à la figure 4.2. L’image de gauche correspond à l’émission OH^* enregistrée par la caméra sur un temps d’exposition long de sorte que l’image moyenne ne dépende plus du nombre d’échantillons. L’image de droite est le résultat après transformation inverse d’Abel. Elle permet d’examiner plus facilement la topologie de la flamme dans un plan axial au brûleur. Cette image donne également la distribution de la puissance volumique en Watt par mètre cube dégagée par la flamme lorsqu’on suppose que la totalité du combustible est brûlé et en admettant que l’intensité de la chimiluminescence OH^* est proportionnelle à la puissance volumique dégagée (Docquier and Candel (2002)). Ce type de mise à l’échelle a déjà été utilisé pour analyser la dynamique des flammes swirlées (Palies et al. (2010)).

On observe qu’au niveau de l’axe de symétrie, la transformée d’Abel inverse n’est pas très efficace. Le signal très bruité sur l’axe résulte de la symétrie de révolution du problème (Moeck et al. (2013)). Il est dans ces conditions difficile d’utiliser ces images pour déterminer la position du pied de flamme. Dans ce cas des mesures par fluorescence induite par laser du radical OH donnent des informations plus précises.

4.2 Velocimétrie par imagerie de particules

La vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) est une technique qui permet d'obtenir des champs de vitesse instantanés dans un plan. Cette technique de mesure est largement utilisée en combustion et plus généralement en mécanique des fluides. On trouve des descriptions détaillées de cette technique dans plusieurs ouvrages de références comme par exemple [Boutier \(2012\)](#) ou [Raffel et al. \(2013\)](#).

Seul le principe et les éléments spécifiques au montage utilisé sont décrits dans cette section. Pour réaliser des mesures avec cette technique, il faut d'abordensemencer l'écoulement avec des particules solides ou liquides. Il est préférable d'utiliser des particules ayant un nombre de Stokes petit $S_t \ll 1$, afin qu'elles puissent suivre l'écoulement. Le principe de la technique repose sur l'illumination de l'écoulementensemencé en particules à l'aide d'une tranche de lumière obtenue avec un laser. La même tranche est illuminée deux fois à deux instants séparés d'une durée Δt de sorte que les particules se déplacent peu pendant cet intervalle de temps, mais suffisamment pour remonter à leur déplacement dans ce plan.

Des images de la diffusion de Mie de la lumière par les particules sont prises à chaque illumination. Les images sont traitées avec un logiciel qui permet grâce à des méthodes statistiques de corrélations croisées entre les deux images de mesurer le déplacement moyen d'un groupe de particules correspondant à une certaine région de l'image pendant la durée Δt . Un étalonnage est nécessaire avant de réaliser les expériences pour connaître le grandissement optique du système. Il est ainsi possible d'obtenir un champ de vitesses pour les groupes de particules analysées. La résolution et la précision de la technique dépendent de nombreux facteurs, dont la taille des particules, la qualité et l'homogénéité de l'ensemencement, l'épaisseur de la tranche de lumière et son homogénéité, la taille de la maille élémentaire d'interrogation et l'intervalle de temps entre les deux illuminations ([Thomas et al. \(2010\)](#), [Raffel et al. \(2013\)](#)).

La configuration du système PIV présenté à la figure 4.3 permet de réaliser une mesure de vitesse dans des plans longitudinaux. La source lumineuse est un laser Nd :YAG à double cavité 2×400 mJ doublé à 532 nm (Continuum, Powerlite SL3-PIV). Ce laser produit deux courtes impulsions laser d'une durée de 10 ns séparées par une durée Δt qui est ajustée par l'utilisateur. Le système de collection est composé d'une caméra CCD "dual-shot" avec une résolution de 1600×1200 pixels (Dantec Dynamics, Flow Sense) munie d'un filtre passe bande centré autour de 532 nm pour limiter les émissions parasites. Un générateur d'impulsion (Timer Box, Dantec Dynamics) et le logiciel DynamicStudio[®] sont utilisés pour synchroniser le tir du laser et l'ouverture de la caméra et gérer la durée Δt entre deux pulses laser. Le système complet est opéré à 10 Hz. Le

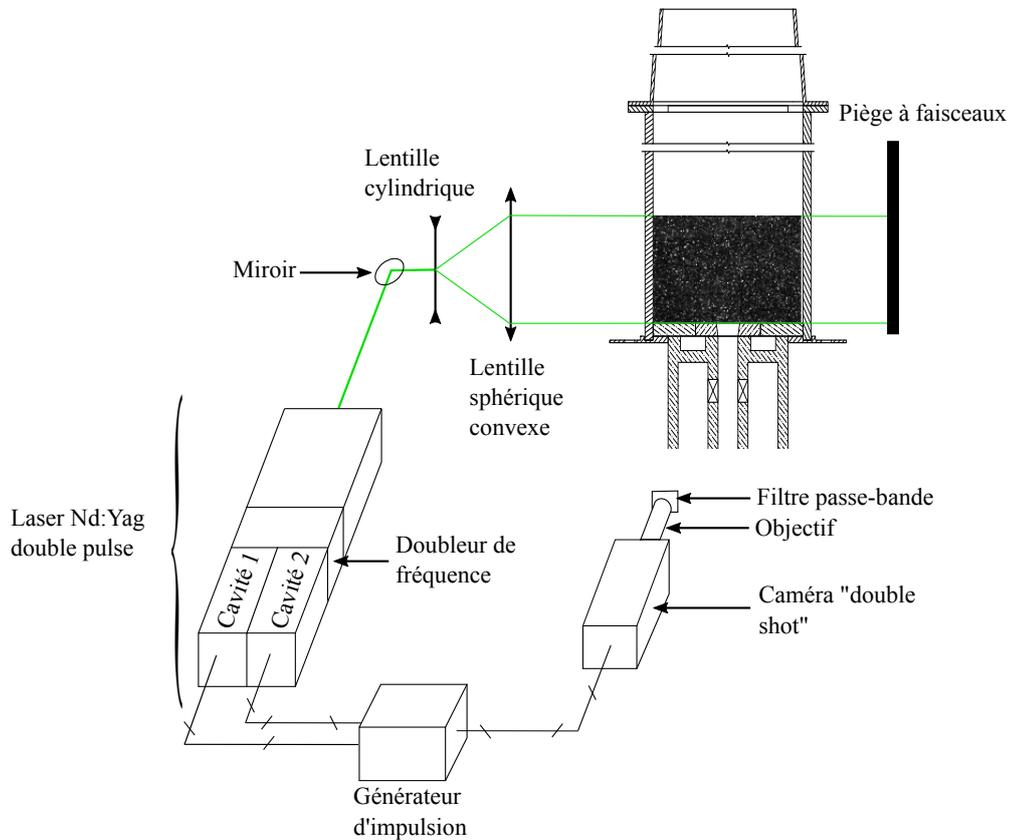


FIGURE 4.3 – Schéma du banc PIV utilisé pour réaliser des mesures dans un plan longitudinal.

logiciel DynamicStudio[®] est aussi utilisé pour enregistrer et traiter les images obtenues.

Le durée Δt dépend de la vitesse maximale à mesurer et du grandissement optique. Elle doit être choisie de sorte que la particule la plus rapide ne se déplace pas de plus du quart de la fenêtre d'interrogation choisie. C'est sur cette fenêtre élémentaire que le logiciel DynamicStudio[®] détermine la vitesse moyenne des particules.

Un système optique comprenant un miroir, une lentille cylindrique et une lentille sphérique est utilisé pour transformer les faisceaux laser cylindriques en une tranche laser d'une hauteur de 130 mm et d'une épaisseur de 2 mm au niveau du plan focal. L'écoulement étant tridimensionnel et turbulent, l'épaisseur de la nappe laser est choisie relativement épaisse pour minimiser les phénomènes liés à l'entrée et la sortie de particules dans la direction transverse à la nappe entre les deux impulsions laser.

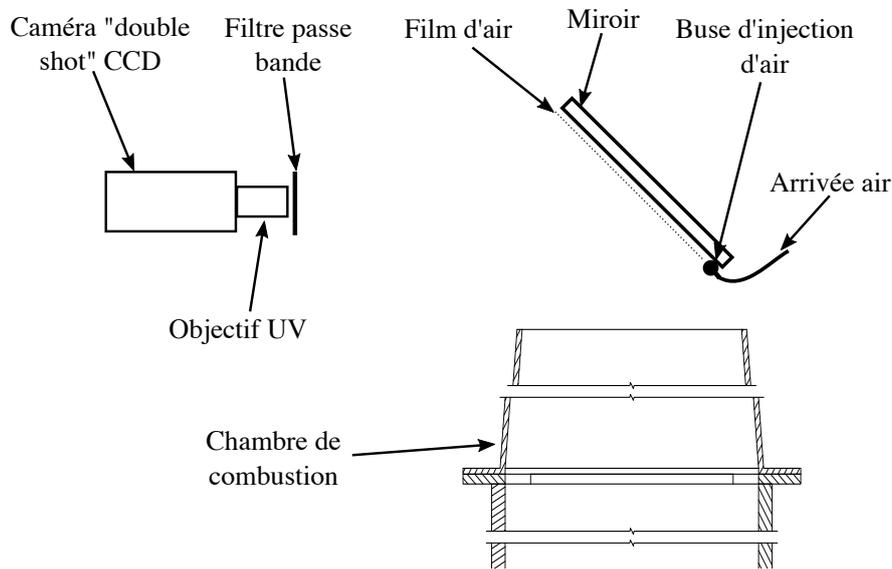


FIGURE 4.4 – Schéma du montage PIV pour les mesures dans des plans transverses à l'axe du brûleur.

Des mesures dans des plans transverses ont aussi été réalisées sur le foyer Oxytec. Il est dans ce cas nécessaire de modifier le montage optique de la figure 4.3. Il n'est pas possible de positionner la caméra perpendiculairement à la nappe laser dans ce cas. Les techniques mises en œuvre pour contourner cette difficulté diffèrent selon la configuration réactive ou non-réactive de l'écoulement.

En l'absence de combustion, un miroir incliné à 45° est ajouté au-dessus de l'échappement du foyer pour observer la nappe laser placée horizontalement. Pour éviter que les gouttes d'huiles de l'ensemencement ne salissent le miroir, des buses éjectant de l'air parallèlement au miroir ont été ajoutées pour créer un film d'air protecteur. Ce dispositif est illustré à la figure 4.4. Les résultats sont directement traités avec le logiciel DynamicStudio[®].

Pour produire une nappe laser dans un plan transverse à l'axe du brûleur, la lentille cylindrique est tournée de 90° et le reste du montage reste inchangé par rapport à celui présenté à la Fig. 4.3. Un système de déplacement micrométrique est également ajouté pour modifier la position de la nappe laser et réaliser des mesures à plusieurs hauteurs dans le foyer.

En conditions réactives, il n'est pas possible d'utiliser le miroir incliné à 45° au dessus du foyer. Les différences de température entre les gaz chauds et le film d'air servant à protéger le miroir provoquent des changements d'indice optique trop importants et rendent l'observation de la nappe laser difficile. Sans film d'air, le miroir chauffe très rapidement et est rapidement détruit.

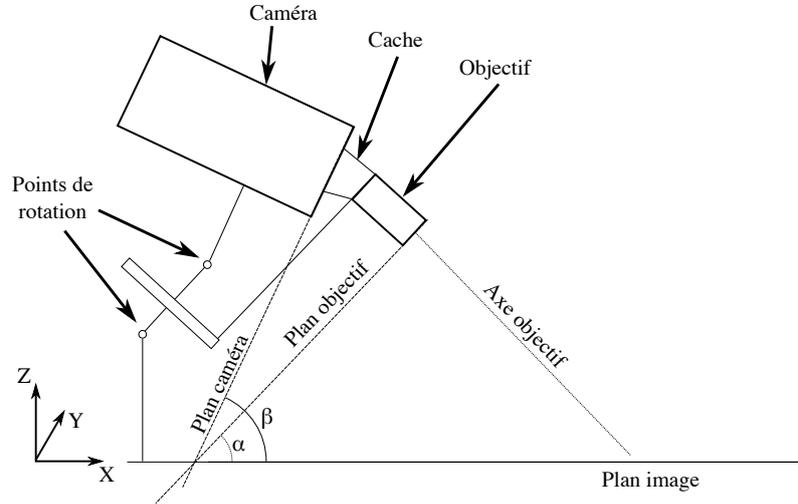


FIGURE 4.5 – Schéma du montage PIV avec Scheimpflug pour les mesures dans des plans transverses à l'axe du brûleur.

Dans ces conditions, un adaptateur Scheimpflug est utilisé pour réaliser des mesures dans des plans transverses du foyer. L'adaptateur Scheimpflug permet de réaliser des images nettes en tout point d'un plan non perpendiculaire au capteur de la caméra. Un schéma de la caméra montée avec l'adaptateur Scheimpflug est présenté à la figure 4.5. Le principe de cet adaptateur repose sur la loi de Scheimpflug ([Merklinger \(1996\)](#)). Elle stipule que si les plans de la caméra et de l'image à enregistrer sont inclinés, la netteté est assurée sur toute la surface de l'image si et seulement si le plan du capteur CCD de la caméra, de l'objectif et de l'image se coupent en une même ligne.

L'adaptateur Scheimpflug est composé de deux points de rotation qui permettent de changer l'angle de la caméra β et de l'objectif α par rapport au plan image sur la figure 4.5 pour pouvoir s'adapter à toutes les conditions. Un cache est ajouté entre l'objectif et la caméra pour assurer qu'aucune lumière parasite n'entre dans la caméra. Sur la figure 4.5, le système est réglé pour que les trois plans se croisent en un même point. Le plan image apparaît dans ces conditions net sur la caméra.

L'utilisation du Scheimpflug déforme l'image enregistré par la caméra. La figure 4.6(a) montre une image de mire obtenue avec la caméra montée sur l'adaptateur Scheimpflug. La mire est composée de carrés qui apparaissent rectangulaire sur l'image. On observe aussi que la parallélisme entre les lignes n'est pas conservé. Les images ont été corrigées grâce à un script Matlab[®] développé au laboratoire EM2C. Des translations, rotations et homothéties sont utilisées pour obtenir l'image de la mire non déformée. On observe sur l'image de la

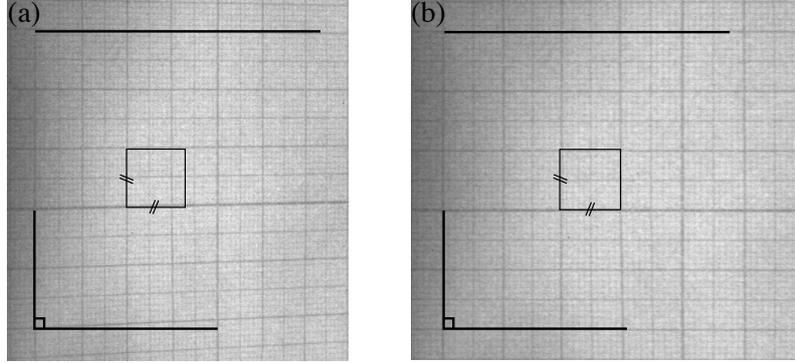


FIGURE 4.6 – Image de la mire avant (a) et après correction (b).

figure 4.6(b) qu’après correction le parallélisme et les carrés sont bien retrouvés. La transformation appliquée à la mire est ensuite utilisée pour corriger les images de PIV obtenues avec ce système.

Il persiste cependant une difficulté. Même si les images sont parfaitement corrigées, l’utilisation d’un adaptateur Scheimpflug induit une erreur sur la mesure de déplacement de la particule et donc sur la mesure de vitesse. La tranche de lumière n’est pas infiniment fine. Si une particule se déplace selon l’axe Z de la figure 4.5, elle peut être observée sur les deux impulsions laser puisque la nappe n’est pas infiniment fine. La caméra observe le plan laser situé dans le plan (XY) avec un angle β . Un déplacement Δz selon l’axe Z correspond également à un déplacement $\Delta x = \Delta z \tan(\beta)$ selon l’axe X . Les vitesses mesurées selon l’axe X ne sont donc pas valables avec cette technique.

Une des solutions pour éliminer ce biais est d’observer la nappe laser avec deux caméras PIV positionnées à deux endroits différents. Il est alors possible d’obtenir les trois composantes de la vitesses dans la nappe laser. Cette technique appelée la stéréo-PIV est désormais largement répandue (Wieneke (2005), Filatyev et al. (2007)), mais n’a pas été utilisée dans ces travaux. Pour des écoulements avec combustion, les mesures de vitesse dans des plans transverses sont donc limitées à la composante de vitesse selon l’axe Y , les mesures selon l’axe X n’étant pas exploitables à cause du biais mentionné.

Pour obtenir de bonnes mesures, il est important de soigner la qualité de l’ensemencement. Les particules doivent suivre l’écoulement gazeux et si possible les petites structures turbulentes. Il faut que le nombre de Stokes des particules reste petit devant l’unité $S_t \ll 1$ pour remonter à la vitesse de l’écoulement gazeux et non à celle des particules. Il ne faut cependant pas que les particules soient trop petites car le signal de diffusion de Mie est proportionnel à la surface de la particule. L’ensemencement doit aussi être le plus régulier et le plus homogène possible. Enfin, une concentration suffisante est nécessaire pour réaliser

des calculs statistiques fiables du déplacement moyen d'un groupe de particules.

Pour ensemençer l'écoulement en l'absence de combustion, des gouttelettes d'huile sont utilisées. Elles sont produites grâce à un nébuliseur (Durox et al. (1999)). A la sortie du nébuliseur les particules ont un diamètre d'environ $2.5 \mu\text{m}$. La figure 4.7 montre un exemple d'image de la diffusion de Mie des gouttelettes d'huile dans un plan transverse au-dessus de l'injecteur. L'ensemencement est bien régulier et homogène et suffisamment concentré pour pouvoir réaliser des corrélations croisées sur un nombre important de particules. On distingue également sur cette image les contours de l'injecteur illuminé par une réflexion de la nappe laser.

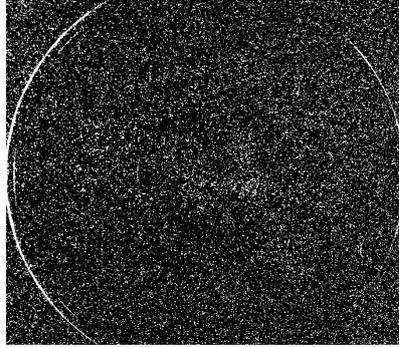


FIGURE 4.7 – *Image de la diffusion de Mie de gouttelettes d'huile en conditions non-réactives dans un plan transverse. $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$.*

Pour les configurations avec combustion, l'huile ne peut plus être utilisée pour ensemençer l'écoulement car elle s'évapore au voisinage de la flamme. Des particules solides micro-métriques ($d \simeq 3 \mu\text{m}$) de dioxyde de zirconium ZrO_2 (Fisher Scientific Zirconium (IV) oxyde, Z/1850/50) ont été choisies car elles sont inertes et leur température de fusion $T_f = 2715 \text{ }^\circ\text{C}$ est suffisamment élevée pour ne pas changer d'état au passage de la flamme. Un ensemençeur de type cyclonique est utilisé dans ces conditions.

Les images de diffusion de Mie sont traitées grâce au logiciel DynamicStudio®. Pour chaque configuration, 1000 paires d'images sont enregistrées. Pour les configurations sans combustion, les mesures de vitesse sont réalisées sur des fenêtres élémentaires de 16×16 pixels avec un recouvrement de 50%. Pour les conditions réactives, une méthode à 2 passes avec déformation de la fenêtre d'interrogation est appliquée. Les fenêtres d'interrogation successives sont des fenêtres de 64×64 pixels et 32×32 pixels avec un recouvrement de 50%. Une moyenne sur 1000 champs instantanés est effectuée. Il a été vérifié que 1000 images sont suffisantes pour obtenir des statistiques convergées pour le champ moyen de vitesse et pour son écart type pour les écoulements sans et avec combustion.

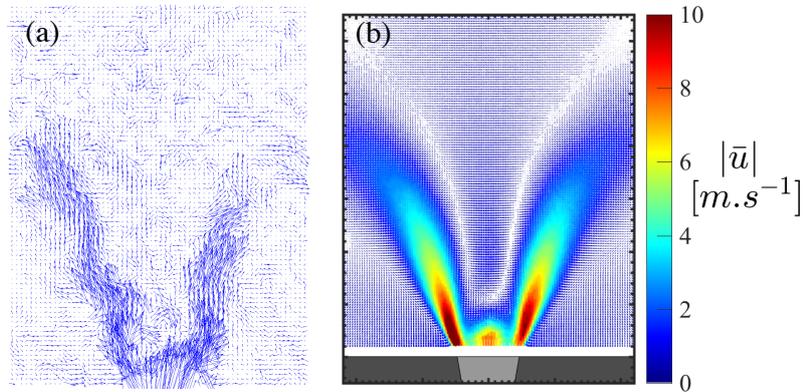


FIGURE 4.8 – (a) Champ de vitesse instantané dans un plan axial lorsque l'écoulement estensemencé avec des gouttelettes d'huile. (b) Champ de vitesse moyen calculé à partir de 1000 paires d'images de diffusion. Pas de combustion, $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$.

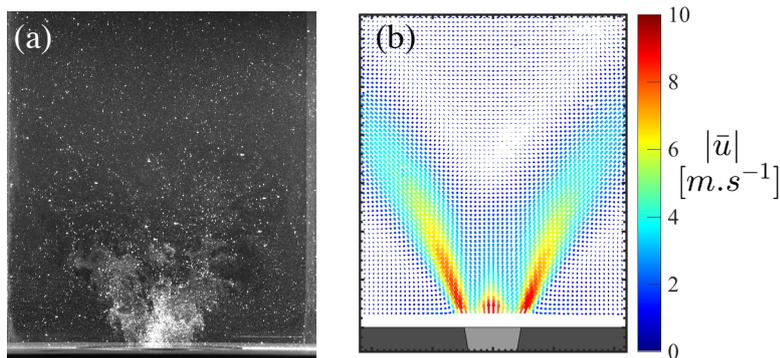


FIGURE 4.9 – (a) Image de la diffusion de Mie sur des particules de ZrO_2 dans un plan axial. (b) Champ de vitesse de l'écoulement moyen calculé à partir de de 1000 paires d'images de diffusion. Avec combustion, $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, flamme $CH_4/O_2/CO_2$ à richesse $\phi = 0.95$ et $X_{CO_2} = 0.68$

Un exemple de résultat pour le champ de vitesse dans un plan axial à un instant donné est présenté à la Fig. 4.8(a) pour un écoulement sans combustionensemencé avec des gouttelettes d'huile avec une vitesse débitante $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$. La figure de droite 4.8(b) montre le champ de vitesse moyen calculé sur 1000 champs instantanés. La figure 4.9(a) montre une image de la diffusion de Mie de la lumière du laser sur les particules de dioxyde de zirconium prise à un instant donné du même écoulement, mais avec combustion pour un mélange $CH_4/O_2/CO_2$ à richesse $\phi = 0.95$ et $X_{CO_2} = 0.68$. A la traversée du front de flamme, la densité des gaz chute du fait de l'expansion thermique. On distingue en effet une chute brutale du nombre de particules sur l'image de la figure 4.9(a). La figure 4.9(b) de droite, montre le champ de vitesse des parti-

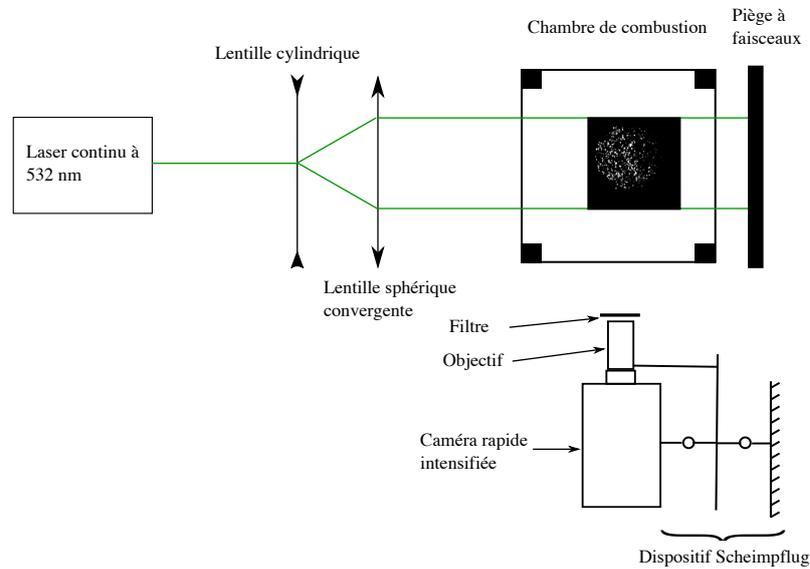


FIGURE 4.10 – Schéma du dispositif utilisé pour réaliser des tomographies avec un laser continu et une caméra rapide.

cules solides moyennés sur 1000 images. On distingue en particulier des zones de recirculation interne et externe avec des vitesses axiales négatives. Ces zones jouent un rôle important pour la stabilisation des flammes swirlées (Syred and Beér (1974)).

4.3 Tomographie rapide par diffusion de Mie

Des mesures par tomographie laser dans des plans transverses à l'axe du brûleur en conditions non-réactives ont également été réalisées pour analyser la qualité du mélange à la sortie de l'injecteur. Le schéma du dispositif expérimental utilisé pour ces mesures est présenté à la figure 4.10. Ce montage est très proche de celui utilisé pour les mesures PIV dans des plans transverses en conditions réactives. Ici, un laser continu (Coherent Verdi continu G20) d'une puissance de 15 W émettant un faisceau lumineux à 532 nm et une caméra rapide intensifiée FASTCAM APX i2, Photron, 515×515 pixels sont utilisés.

L'écoulement estensemencé avec des gouttelettes d'huile. Le laser permet d'éclairer les particulesensemencées et la caméra prend des images à une cadence élevée. Le signal lumineux capté par la caméra est suffisant pour analyser la distribution des gouttes dans la tranche laser mais ne permet pas d'appliquer l'algorithme PIV décrit dans la section précédente.

Les expériences très proches de l'injecteur sont réalisées sans la chambre de combustion pour faciliter la mesure. L'adaptateur Scheimpflug est utilisé pour

obtenir des images nettes du plan transverse. Les images ont ensuite été corrigées avec la même méthode que celle utilisée pour les mesures PIV (section 4.2).

Pour chaque mesure 4096 images ont été prises avec un temps d'exposition de la caméra de $50 \mu\text{s}$ et un taux de répétition de 6 kHz. Chaque mesure dure donc 0.7 s. Ce temps est suffisamment long pour détecter la présence éventuelle de grosses structures tourbillonnaires associées à l'écoulement swirlé. Les phénomènes périodiques d'instabilités hydrodynamiques des écoulements swirlés telle que la précession du noyau tourbillonnaire ont des fréquences bien plus basses (Syred (2006)). Pour les conditions d'écoulement explorées, une estimation grossière de la fréquence de ces structures donne des valeurs supérieures à 800 Hz (Durox et al. (2013)). Si ces structures sont présentes dans les écoulements sondés, la caméra rapide permet de les détecter. On suspecte que ces structures jouent un rôle important sur la stabilisation des flammes swirlées (Stöhr et al. (2012)), il est donc utile de révéler leur présence éventuelle à partir d'imagerie rapide.

Les images de tomographie rapide sont également utilisées pour analyser la qualité du mélange entre le méthane injecté par des petits trous situés dans les fentes tangentielles de l'injecteur Oxytec (figure 3.8) et le comburant qui est un mélange O_2/N_2 ou O_2/CO_2 injecté axialement et tangentiellement. Cette étude est réalisée en ensemençant successivement l'écoulement par les trous d'injection du méthane, ou le canal alimentant l'écoulement axial du swirler ou directement dans les canaux alimentant les fentes de l'écoulement tangentiel du swirler. Les résultats sont présentés au chapitre 5.

4.4 Fluorescence induite par laser du radical OH

Pour analyser les mécanismes de stabilisation des flammes étudiées, il est utile d'avoir des informations sur la topologie instantanée et moyenne de ces flammes. La chimiluminescence OH^* donne une indication de cette topologie, mais le signal étant intégré selon la ligne de vue et la structure instantanée de la flamme étant tridimensionnelle, il n'est pas possible d'appliquer la transformée d'Abel inverse des images instantanées. La fluorescence induite par laser (LIF) est souvent utilisée (Eckbreth (1996), Buschmann et al. (1996), Hassel and Linow (2000), Xavier et al. (2014)) pour déterminer la topologie moyenne ou à un instant donné d'une flamme dans un écoulement et examiner sa structure. La technique de fluorescence induite par laser du radical OH est utilisée dans ces travaux. Elle est notamment décrite dans l'article de Daily (1997).

La fluorescence induite par laser du radical OH dans un plan (PLIF OH) est une technique qui permet d'observer la distribution de fluorescence de la molécule OH dans un plan laser. Le radical OH est créé au niveau de la zone de réaction

et persiste dans les gaz brûlés par dissociation de l'eau à haute température (Glassman and Yetter (2008)) comme l'indique la figure 4.1. L'observation de ce radical permet donc de séparer les réactifs situés en amont du front de flamme des gaz brûlés situés en aval. Il est également possible d'en déduire la position du front de flamme (Cessou and Stepowski (1996), Stöhr et al. (2011)).

Le radical OH dans son état fondamental n'émet pas spontanément de lumière. Pour réaliser des mesures, il est nécessaire de l'exciter. La molécule émet dans ces conditions un signal lumineux de fluorescence lors de son retour à l'état fondamental. La longueur d'onde d'excitation de la molécule et la longueur d'onde de collection du signal de fluorescence doivent être bien choisies. La longueur d'onde d'excitation doit correspondre à une transition autorisée pour le radical OH. C'est la bande appelée $A^2\Sigma - X^2\Pi(1,0)$ qui a été choisie dans ces travaux et qui est souvent utilisée (Daily (1997), Tanahashi et al. (2005), Saldanandan et al. (2008)). Elle permet d'obtenir un bon rapport signal sur bruit et les longueurs d'onde d'excitation sont bien séparées des longueurs d'onde de fluorescence du radical OH. La figure 4.11 montre le spectre d'absorption du radical OH entre 280 et 290 nm correspondant aux longueurs d'onde d'excitation de la bande $A^2\Sigma - X^2\Pi(1,0)$, ainsi que le spectre de ré-émission du radical OH* (300 et 320 nm) correspondant. Cette figure a été obtenue à l'aide du logiciel LIFBASE développé par Luque and Crosley (1999). Les deux spectres sont bien séparés ce qui permet avec un filtre de collection adapté sur la caméra d'éliminer les signaux parasites issus du laser.

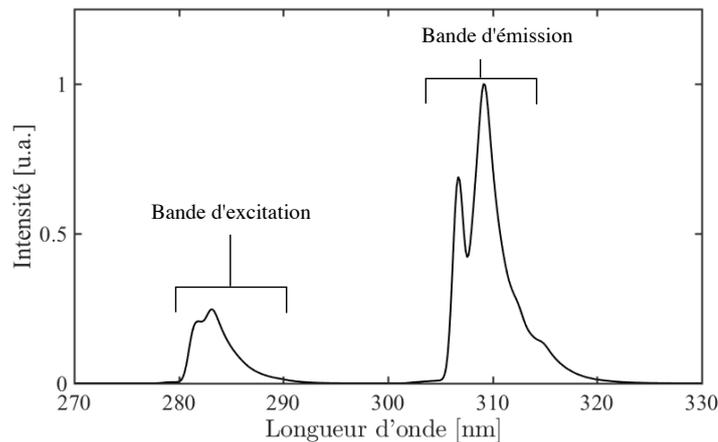


FIGURE 4.11 – Spectres d'absorption et d'émission normalisés du radical OH calculé avec le logiciel LIFBASE Luque and Crosley (1999) pour une résolution de l'instrument de mesure de 1 nm.

Dans la bande $A^2\Sigma - X^2\Pi(1,0)$, plusieurs transitions correspondant à différentes longueurs d'onde peuvent être excitées. La figure 4.12 montre le spectre d'absorption du radical OH dans la bande $A^2\Sigma - X^2\Pi(1,0)$ obtenu avec une résolution de 0.01 nm et une température $T = 2200$ K. Cette température correspond à la température adiabatique de fin de combustion d'un mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ avec $X_{\text{CO}_2} = 0.68$ et $\phi = 0.95$. Chaque pic sur cette figure représente une longueur d'onde possible d'excitation. La transition notée $Q_1(6)$ est celle qui a le plus grand coefficient d'absorption à la température $T = 2200$ K. Cette transition est donc souvent utilisée pour déterminer la position des gaz brûlés car elle permet d'obtenir un bon rapport signal sur bruit à des températures proches de 2000 K (Cessou and Stepowski (1996), Ayoola et al. (2006), Guiberti et al. (2015)).

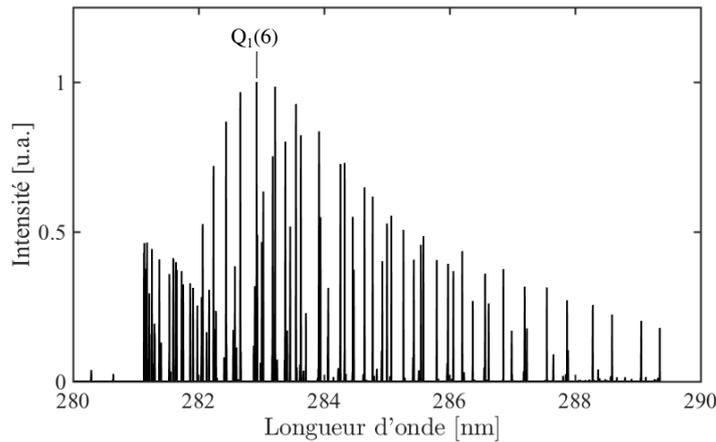


FIGURE 4.12 – Spectres d'absorption normalisés du radical OH obtenu avec le logiciel LIFBASE Luque and Crosley (1999) pour une résolution de l'instrument de mesure de 0.01 nm.

Un schéma du dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures PLIF OH est présenté à la figure 4.13. Ce dispositif permet d'obtenir une image bi-dimensionnelle dans un plan longitudinal du foyer. Il est composé d'un laser à colorant (Continuum ND6000) pompé par un laser Nd :YAG (Continuum Precision). Le colorant utilisé est de la Rhodamine 590 diluée dans du méthanol. Le laser à colorant permet d'ajuster la longueur d'onde de sortie entre $219 \leq \lambda \leq 442$ nm avec une résolution de 0.001 nm. Le système de collection est une caméra CCD intensifiée 16 bit (ICCD, Princeton, PI-MAX4, 1024×1024 pixels). Elle est équipée d'un objectif UV (Nikkor 105 mm). Un filtre passe-bande de 10 mm centré autour 310 nm est utilisé pour éliminer les émissions parasites. La synchronisation des appareils n'est pas réalisée par un générateur

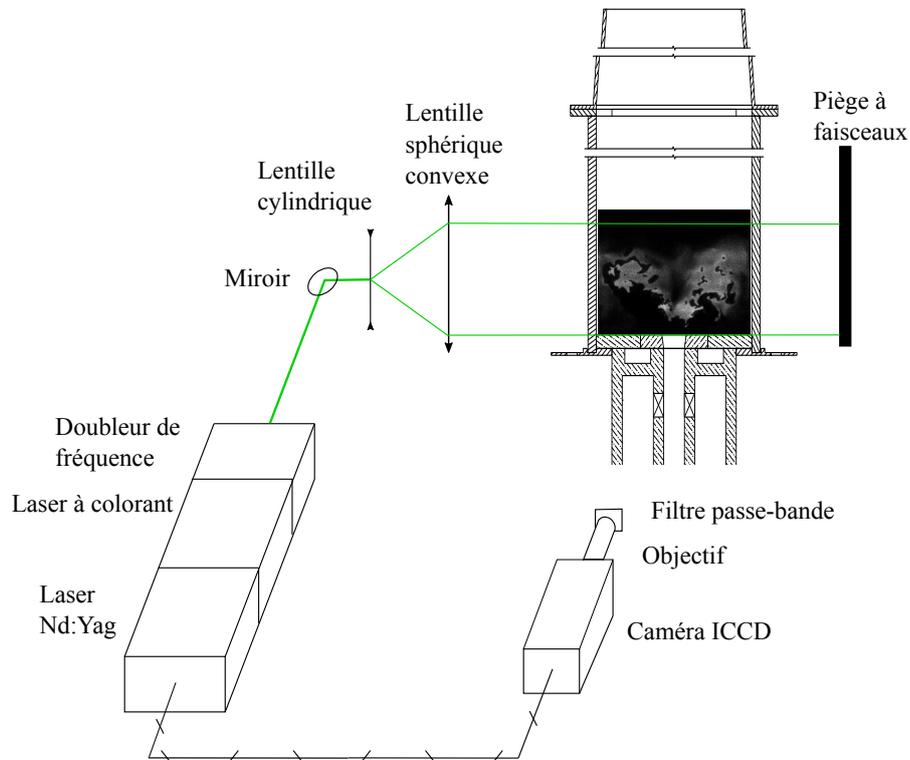


FIGURE 4.13 – Schéma du banc PLIF OH.

d'impulsion comme dans le cas du montage PIV mais directement avec la caméra et le laser. Le signal d'impulsion du laser sert à déclencher l'ouverture de la caméra dont la synchronisation est assurée par le logiciel de gestion de la caméra LightFields[®]. Pour chaque point de fonctionnement étudié, 1500 images ont été prises pour assurer la convergence statistique de la moyenne et de la valeur moyenne quadratique du signal.

La PLIF OH permet dans une certaine mesure de séparer également les gaz brûlés issus de la zone de réaction de ceux ramenés par les zones de recirculation au niveau de la zone de réaction. Les gaz chauds ramenés par les zones de recirculation sont refroidis par les pertes thermiques aux parois du foyer. L'équilibre chimique dans ces gaz brûlés refroidis est déplacé vers la vapeur d'eau aux dépens du radical OH (Lam et al. (2013)). La concentration du radical OH en aval du front de flamme dépend en effet fortement de la température des gaz et chute avec celle-ci. La concentration des radicaux OH dans les gaz brûlés ramenés par les zones de recirculation est alors trop faible pour être détectée par l'appareil de mesure. Ces gaz brûlés refroidis apparaissent alors comme les gaz frais en noir sur les images enregistrées. Il n'est donc pas possible de distinguer sur ces images les réactifs froids des produits de combustion refroidis.

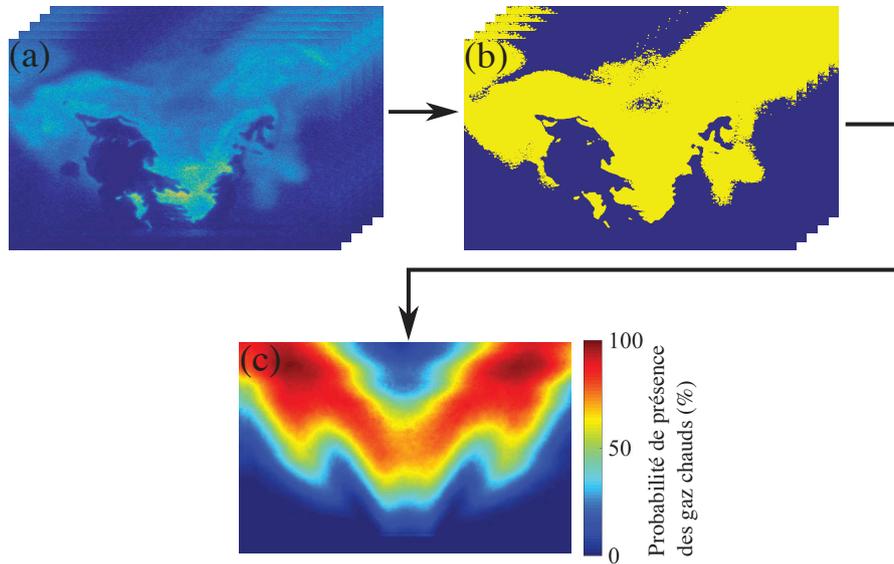


FIGURE 4.14 – *Traitement d'image utilisé pour obtenir la probabilité de présence des gaz brûlés à partir des images LIF.*

Deux types de traitement statistiques décrits ci-dessous sont réalisés pour déterminer la probabilité de présence des gaz brûlés et la probabilité de présence du front de flamme à partir des images de fluorescence.

La figure 4.14 décrit la méthode utilisée pour calculer la probabilité de présence des gaz brûlés chauds. Les clichés instantanés, figure 4.14(a), sont d'abord binarisés, figure 4.14(b). Un seuil correspondant à 10% de l'intensité maximum est utilisé pour traiter ces images. Ce seuil permet de ne prendre en compte que les gaz brûlés chauds et éliminer les gaz brûlés plus froids situés dans les zones de recirculation interne et externes de l'écoulement. Une moyenne des $N = 1500$

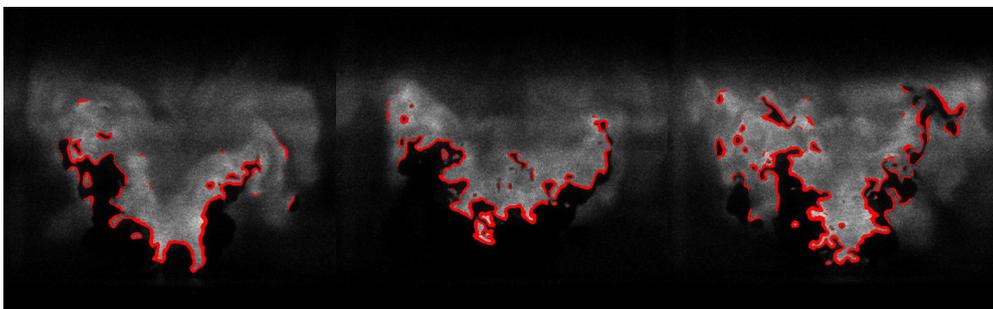


FIGURE 4.15 – *Images OH LIF instantanées d'une flamme CH_4 /air. La limite rouge indique la position du front de flamme.*

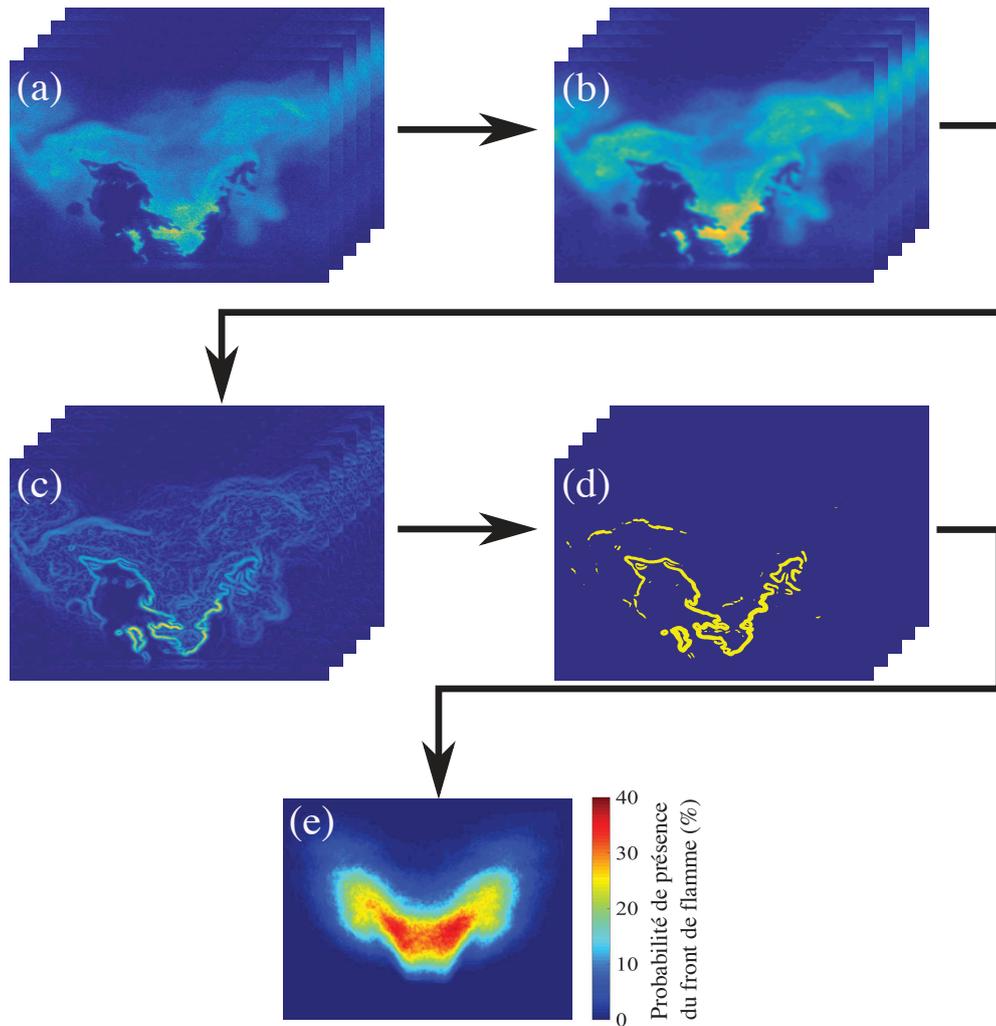


FIGURE 4.16 – Traitement d'image utilisé pour obtenir la probabilité de présence du front de flamme à partir des images LIF.

images binarisées est ensuite réalisée. Cette image moyenne est finalement re-normalisée par le maximum d'intensité présent sur l'image, puis multiplié par 100 pour déterminer une probabilité de présence en pourcentage. L'image finale de la figure 4.14(c) représente donc la probabilité de présence des gaz brûlés chauds exprimée en pourcentage.

Sur les images de la figure 4.15, la frontière entre les gaz brûlés et les gaz frais indiquée en rouge correspond à la position du front de flamme. Pour obtenir cette position, les images instantanées, figure 4.16(a) subissent d'abord un filtrage spatial afin de lisser les gradients trop importants, figure 4.16(b). Un algorithme de détection de contour basé sur les gradients d'intensité est ensuite appliquée, figure 4.16(c). On voit sur la figure 4.16(c) que des gradients sont détectés sur toute l'image. Un deuxième filtre permet de supprimer les gradients les plus faibles dus au bruit de la mesure. On remarque cependant qu'il persiste des gradients détectés qui ne correspondent pas au front de flamme. Seul les gradients les plus intenses correspondent à la position du front de flamme. Un seuillage et une binarisation de l'images est donc réalisée pour supprimer les gradients qui ne correspondent pas au front de flamme, figure 4.16(d). Le choix du seuil est important car il ne faut conserver que l'information utile et supprimer celle qui correspond à l'interface entre les gaz brûlés chauds et les gaz brûlés qui recirculent et qui sont plus froids. Après plusieurs tests, un seuil à 20% de l'intensité maximum donne les meilleurs résultats. Chaque trait sur l'image représente alors le front de flamme qui est artificiellement épaissi. Enfin, la probabilité de présence du front de flamme est obtenue en réalisant une moyenne sur les 1500 images traitées, figure 4.16(e).

4.5 Mesure de températures

Des thermocouples sont utilisés pour mesurer la température des parois de la chambre de combustion et la température des gaz brûlés dans les zones de recirculation interne et externes de l'écoulement swirlé.

Des thermocouple chemisés de type K en Chromel-Alumel sont utilisés dans les parois de la chambre de combustion. Ils donnent une mesure précise de la température jusqu'à 1100 °C. C'est en revanche insuffisant pour des mesures dans les gaz brûlés. Des thermocouples de type R en platine-rhodium dont les branches sont emperlées sont utilisés pour ces mesures. Ils permettent de mesurer des températures allant jusqu'à 1700 °C.

L'un des inconvénients des thermocouples pour la mesure de température dans des fluides chauds est qu'elle doit être corrigée (Guiberti (2015)). En effet, le thermocouple perd de la chaleur par rayonnement lorsqu'il est plongé dans un fluide. Ces pertes doivent être prises en compte. La méthode pour corriger la

température des thermocouples plongés dans un écoulement de gaz est décrite ci-dessous.

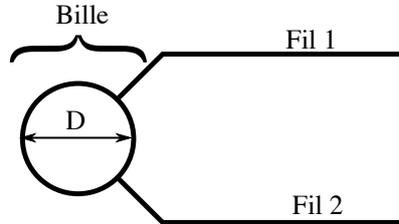


FIGURE 4.17 – Schéma de principe de la soudure d'un thermocouple et de ses branches.

La figure 4.17 donne un schéma de principe d'un thermocouple dont la soudure est une sphère de diamètre D . La température mesurée correspond à la température de la bille reliant les deux fils du thermocouple. Un bilan thermique sur la bille du thermocouple est réalisé pour obtenir la correction à appliquer. Pour réaliser ce calcul, on suppose que l'équilibre thermique est atteint et que les transferts par conduction dans les deux fils reliant la bille sont négligeables. En régime stationnaire, le bilan d'énergie s'écrit alors :

$$\Phi^{cc} + \Phi^R = 0 \quad (4.2)$$

où Φ^{cc} et Φ^R sont les flux conducto-convectif et radiatif comptés positivement lorsqu'ils sont perdus par la bille du thermocouple.

Le flux conducto-convectif peut être exprimé de la façon suivante :

$$\Phi^{cc} = hS\Delta T \quad (4.3)$$

où $\Delta T = T_b - T_g$ est la différence entre la température de la bille T_b du thermocouple et celle du gaz T_g qu'on souhaite mesurer, h le coefficient de transfert conducto-convectif et S la surface de la bille du thermocouple.

La bille du thermocouple est traitée comme un corps opaque convexe de petite dimension situé dans une enceinte à l'équilibre thermique (Taine et al. (2003) p89). Dans ces conditions le flux radiatif prend la forme :

$$\Phi^R = \epsilon_b \sigma S (T_b^4 - T_e^4) \quad (4.4)$$

où ϵ_b désigne l'émissivité de la bille du thermocouple. On suppose que celle-ci correspond à celle d'un corps gris composé de platine et $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ représente la constante de Stefan. Dans cette expression T_e désigne la température des murs de l'enceinte.

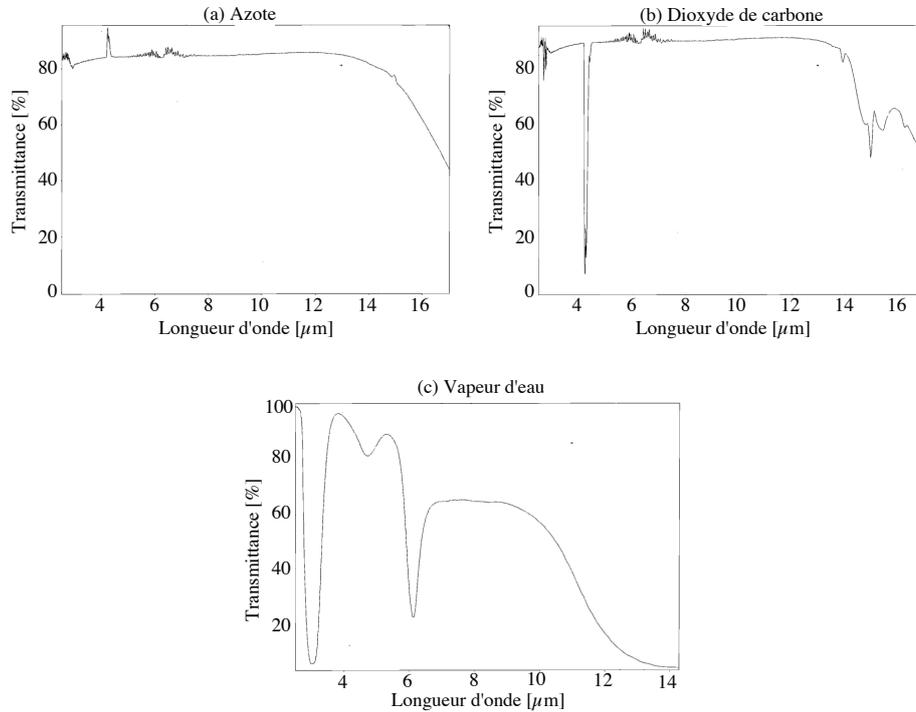


FIGURE 4.18 – Transmittances du N_2 , du CO_2 et de la vapeur d'eau entre 2 et 16 μm . Les graphiques sont tirés de [Gentili \(2003\)](#).

Pour obtenir ces équations, on suppose que les gaz sont totalement transparents aux longueurs d'onde d'intérêt. Ils ne participent donc pas aux échanges radiatifs. C'est une approximation assez grossière de la réalité. Les gaz chauds ne sont pas complètement transparents, figure 4.18, notamment en oxy-combustion puisqu'ils contiennent des proportions élevées de vapeur d'eau H_2O et de dioxyde de carbone CO_2 .

Les températures des gaz brûlés sont de l'ordre de 1100 °C. La formule de Wien $\lambda_m = 2898/T$ permet de déterminer la longueur d'onde λ_m (en micromètres si T est exprimée en Kelvin) du maximum d'émission du corps noir à la température T . Dans l'intervalle de longueurs d'onde $\lambda_m/2 \leq \lambda \leq 8\lambda_m$ 98% de la puissance radiative du rayonnement d'équilibre est émise ([Taine et al. \(2003\)](#)). Pour un corps gris, à la température $T_b = 1100$ °C, l'émission du thermocouple est donc comprise sur un intervalle de longueurs d'onde compris entre $1.1 \mu m \leq \lambda \leq 16.9 \mu m$.

Dans la gamme d'émission des thermocouples, la transmission du rayonnement par les molécules H_2O et CO_2 n'est pas totale, figure 4.18. Réaliser des calculs de transferts radiatifs en tenant compte de l'absorption des gaz est en revanche

COURBE DE TRANSMISSION SILICE FONDUE VI 942
(épaisseur 10 mm)

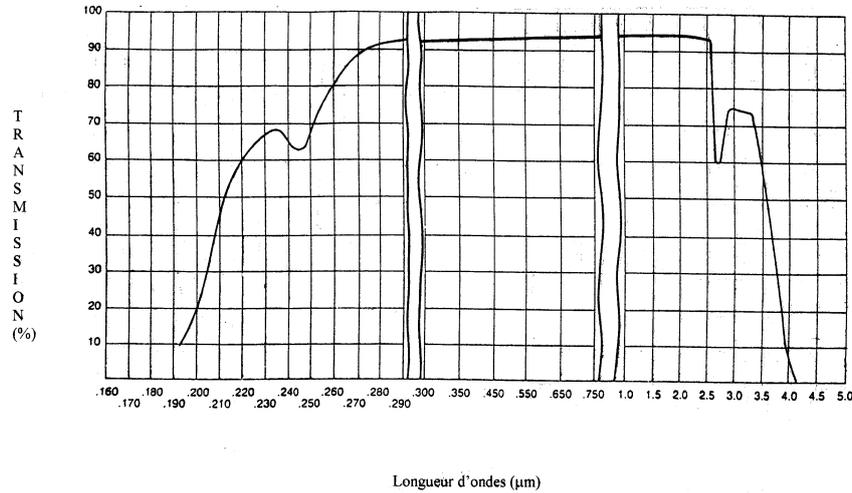


FIGURE 4.19 – Transmittance de la silice fondue VI 942 pour un hublot d'épaisseur $e = 10$ mm entre 0.6 et 5.0 μm . Données fournies par Verre Industrie.

très complexe. Ces effets ne sont donc pas pris en compte dans les calculs ci-dessous.

Les simulations de [Koren \(2016\)](#) ont montré que le transfert radiatif entre les gaz chauds a pour effet de lisser les gradients de température de l'écoulement au sein de la chambre de combustion. La conséquence directe est de diminuer les pertes thermiques dues aux transferts radiatifs du thermocouple puisqu'il va échanger une partie de sa puissance radiative avec des gaz chauds. Pour un milieu transparent, le thermocouple n'échange que de la puissance radiative avec les murs de la salle d'expérimentation ou les hublots en silice fondue qui sont plus froids. Avec une telle hypothèse, les pertes thermiques du thermocouple sont donc surestimées en considérant les gaz transparents.

Les hublots en silice fondue ne sont pas transparents non plus dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt. La figure 4.19 montre la transmittance des hublots utilisés. Pour des longueurs d'onde $\lambda \leq 3.5 \mu\text{m}$ plus de 50% du rayonnement est transmis à travers les hublots. Pour des longueurs d'onde entre $3.5 \mu\text{m} < \lambda < 4.0 \mu\text{m}$ entre 0 et 50% du rayonnement est transmis. Pour des longueurs d'onde supérieures à $\lambda \geq 4.0 \mu\text{m}$ aucun rayonnement n'est transmis. Les hublots en silice fondue se comportent alors comme des corps noirs pour $\lambda \geq 4.0 \mu\text{m}$.

Pour simplifier les calculs des transferts radiatifs entre la soudure du thermocouple et son environnement, deux cas limites sont étudiés. Dans le premier cas, les hublots sont supposés transparents. Les échanges radiatifs ont alors lieu entre le thermocouple et les murs de la salle d'expérience. Dans le second cas, les hublots sont supposés opaques et les transferts radiatifs ont lieu entre la soudure du thermocouple et ces parois opaques. L'effet des barreaux métalliques occupant les coins de la chambre de combustion est négligé dans les deux cas. Ces deux modèles permettent de délimiter une gamme de température qui encadre la température réelle du thermocouple.

En combinant les équations (4.2), (4.3) et (4.4), il vient :

$$\Delta T = \frac{\epsilon_b \sigma}{h} (T_b^4 - T_e^4) \quad (4.5)$$

Pour le coefficient de transfert conducto-convectif h , on utilise l'expression empirique de Frössling et al. (1938) :

$$\text{Nu}_D = 2 + 0.6 \text{Re}_D^{0.5} \text{Pr}^{1/3} \quad (4.6)$$

où Nu_D est le nombre de Nusselt, $\text{Re}_D = \rho v D / \mu$ le nombre de Reynolds et Pr le nombre de Prandtl du gaz. On en déduit l'expression du coefficient de transfert conducto-convectif :

$$h = \frac{\lambda}{D} (2 + 0.6 \text{Re}_D^{0.5} \text{Pr}^{1/3}) \quad (4.7)$$

où D représente le diamètre de la soudure supposée sphérique du thermocouple et λ la conductivité thermique du gaz. Dans cette expression, les propriétés des gaz sont calculées à la température de film $T_f = (T_b + T_g)/2$. Comme la température du gaz T_g est inconnue, un calcul itératif est réalisé jusqu'à convergence de la méthode pour la valeur de h et de la température T_g .

Pour calculer le nombre de Reynolds Re_D et la vitesse des gaz au niveau de la bille du thermocouple, les valeurs obtenues à l'aide de la PIV sans thermocouple sont utilisées. L'ajout du thermocouple change peu la valeur de la vitesse. Guiberti (2015) a montré que les petites variations de la vitesse des gaz avaient peu d'influence sur la valeur trouvée pour le coefficient de transfert h .

Le tableau 4.2 indique les valeurs de l'écart de température $\Delta T = T_b - T_g$ lorsque les hublots sont considérés transparents et lorsqu'ils sont assimilés à un corps noir pour des températures mesurées par le thermocouple de 1100°C et 950°C. Pour réaliser ces calculs les valeurs des propriétés thermo-physiques des gaz et des parois sont tirées des tables de Taine et al. (2003) et Linstrom and Mallard (2016). Les températures T_e correspondent à la température des murs de la salle de combustion lorsque les hublots sont considérés transparents et à la température des hublots lorsqu'ils sont considérés comme opaque. Lorsque

TABLE 4.2 – Écart ΔT entre la température mesurée par le thermocouple et la température des gaz chauds en fonction de température mesurée par le thermocouple et le type de hublot considéré.

	Hublots transparents		Hublots opaques	
	950°C	1100°C	950°C	1100°C
T_e [°C]	20	20	525	525
Re_D	15.75	12.3	15.75	12.3
h [W.m ⁻² .K ⁻¹]	2.06×10^2	2.11×10^2	2.06×10^2	2.11×10^2
$-\Delta T$ [°C]	116	181	95	160

le thermocouple mesure $T_b = 1100^\circ\text{C}$, la température des gaz est située entre $1260^\circ\text{C} \leq T_g \leq 1281^\circ\text{C}$ selon le modèle de hublot considéré. Si $T_b = 950^\circ\text{C}$, on trouve $1045^\circ\text{C} \leq T_g \leq 1066^\circ\text{C}$. La perte de chaleur par rayonnement de la soudure du thermocouple ne peut donc pas être négligée et correspond grossièrement à 100°C pour $T_b = 950^\circ\text{C}$ et 150°C pour $T_b = 1100^\circ\text{C}$. La différence de température obtenue selon le modèle (fenêtres transparentes ou opaques) utilisé reste limitée à environ 20°C . Ce résultat montre que l'estimation est assez fiable et qu'elle dépend peu des approximations réalisées.

Dans le reste du manuscrit, l'hypothèse de hublot opaque est retenue pour calculer la correction de température à appliquer. Seules les valeurs corrigées de températures des gaz sont présentées dans la suite de ce travail.

Troisième partie

Stabilisation des flammes
swirlées sur l'injecteur Oxytec

Chapitre 5

Caractérisation de l'injecteur

L'injecteur Oxytec comprend un tourbillonneur, ou swirler, axial-plus-tangentiel qui a fait l'objet d'une conception spécifique décrite dans le chapitre 3 pour stabiliser des flammes méthane/dioxygène diluées par de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone ou plus simplement du diazote.

Pour analyser les performances de cet injecteur, il est utile de commencer par caractériser l'état du mélange à la sortie de cet injecteur comprenant plusieurs canaux d'injection de fluides. La structure de l'écoulement à la sortie de l'injecteur est ensuite décrite pour une flamme méthane/air lorsque le système est utilisé dans des conditions jugées satisfaisantes. Enfin des conditions de fonctionnement sont définies pour quelques flammes méthane/dioxygène diluées avec du diazote ou du dioxyde de carbone. Ces flammes servent de référence et font l'objet d'analyses détaillées dans la suite du manuscrit, notamment pour apporter des données et valider des simulations numériques de ces configurations.

Les analyses de l'état du mélange à la sortie de l'injecteur sont présentées à la section 5.1 afin d'examiner si les conditions de prémélange recherchées sont bien atteintes avant la combustion. Une étude de la structure de l'écoulement produit à la sortie de l'injecteur est réalisée à la section 5.2. Les conditions de référence choisies sont décrites à la section 5.3. Les écoulements et les flammes obtenues dans ces conditions font l'objet de simulations numériques notamment dans le cadre de la thèse de Lorella Palluotto ([Lorella et al. \(2017\)](#)).

5.1 Analyse de la qualité du mélange

L'oxydant constitué soit de dioxygène pur O_2 ou d'air et les diluants constitués de CO_2 ou de N_2 sont mélangés loin en amont des fentes d'injection axiale et tangentielles du brûleur Oxytec comme indiqué à la figure 3.7 du chapitre 3. Le méthane est injecté dans le mélange oxydant/diluant sous la forme de petits

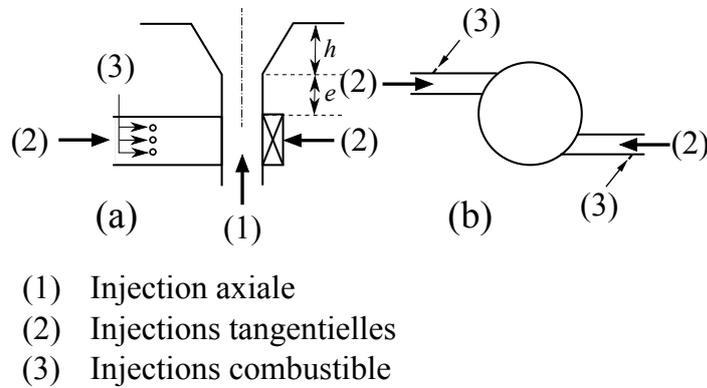


FIGURE 5.1 – Schéma de l'injecteur. (a) Coupe axiale. (b) Coupe transverse au niveau du swirler.

jets au niveau des fentes d'injection tangentielles. La figure 5.1 représente un schéma de l'injecteur. L'écoulement issu des fentes tangentielles se mélange ensuite à celui injecté axialement dans le tourbillonneur. Les fentes tangentielles sont situées à une distance $h + e = 33$ mm relativement proche de la sortie de l'injecteur. Le cancal d'injection central a un diamètre $2r_0 = 20$ mm. Il est donc nécessaire de vérifier si cette distance est suffisante pour bien mélanger les écoulements issus des différentes injections de fluides.

Des images par tomographie laser sur des petites gouttelettes d'huiles ont été réalisées pour caractériser l'état du mélange de l'écoulement à la sortie de l'injecteur Oxytec. Le dispositif expérimental est présenté dans le chapitre 3. Les expériences ont été réalisées sans combustion, sans chambre de combustion et dans un plan transverse situé à 5 mm au dessus de la sortie de l'injecteur. On admet qu'une mesure réalisée très proche de la sortie de l'injecteur sans chambre de confinement permet de bien décrire l'état du mélange de l'écoulement même si dans le reste du manuscrit toutes les expériences sont réalisées avec la chambre de combustion.

Toutes les mesures présentées dans cette section sont réalisées pour un injecteur avec un ouvreau d'angle $\alpha = 10^\circ$, un nombre de swirl $S_0 = 0.85$ et un nombre de Reynolds $Re = 18000$ calculé à partir de la vitesse débitante $U_b = 14.3$ m s⁻¹ et un diamètre d'injection avant ouvreau $D = 2r_0 = 20$ mm. L'écoulement est ensemené en injectant les gouttelettes d'huile soit (1) par le canal axial soit (2) par les fentes d'injection tangentielles soit (3) par les trous d'injection du combustible situés dans les canaux tangentiels comme indiqué sur le schéma de la figure 5.1.

La figure 5.2 montre trois clichés obtenus dans un plan transverse lorsque l'écoulement est ensemené par les trous d'injection du méthane. Ces images ont été

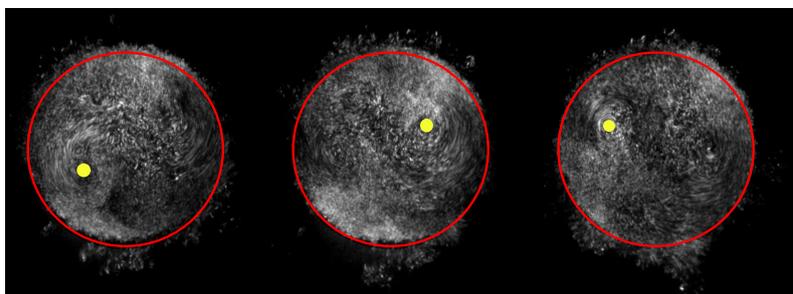


FIGURE 5.2 – *Trois images instantanées obtenues avec un écoulement ensemençé par les injections carburant. Le point jaune indique le centre d'une structure cohérente. $S_0=0.85$, $Re = 18000$, $\alpha = 10^\circ$.*

réalisées avec un temps d'ouverture de la caméra de $50 \mu\text{s}$. Le cercle rouge délimite sur ces images la section de sortie de l'injecteur Oxytec. On constate que la lumière diffusée par les particules d'huile est répartie de façon relativement homogène sur une zone de disque correspondant à peu près à la taille de l'injecteur. Il existe toutefois des zones où la densité de gouttes semble un peu plus importante qu'à d'autres endroits. On distingue aussi une grosse structure cohérente caractérisée par un mouvement de rotation désaxé sur ces images. Il est possible que ce type de structure corresponde à la trace d'un PVC (Moeck et al. (2012)). Le centre de cette structure est représenté par le point jaune sur les images.

L'écoulement étant très turbulent, il est plus intéressant d'analyser des images moyennées sur une longue période plutôt que des fluctuations temporelles d'une image à l'autre. 4096 images sont enregistrées pour chaque configuration d'ensemencement, (1), (2) ou (3), avec un temps d'ouverture de la caméra de $50 \mu\text{s}$ et un taux de répétition $f = 6 \text{ kHz}$. Cela correspond à une durée d'acquisition totale de 0.7 s largement supérieure aux temps caractéristiques des fluctuations turbulentes de l'écoulement et à celui associé à la grosse structure identifiée sur les images de la figure 5.2. La trace de cette structure disparaît bien sur les images moyennées.

L'état du mélange est désormais analysé à la sortie de l'injecteur à partir des images moyennées de la distribution de lumière diffusées par les gouttes. La figure 5.3 montre les images moyennées et les valeurs efficaces (rms) de la fluctuation de l'intensité lumineuse pour les trois conditions d'ensemencement. La colonne de gauche représente les résultats pour une injection axiale des gouttes, celle du centre pour une injection dans les fentes tangentielles et celle de droite ceux pour des gouttes injectées dans les trous de combustible. Un masque est appliqué pour les mesures de valeur efficace afin de sélectionner uniquement la lumière émise au-dessus de l'injecteur.

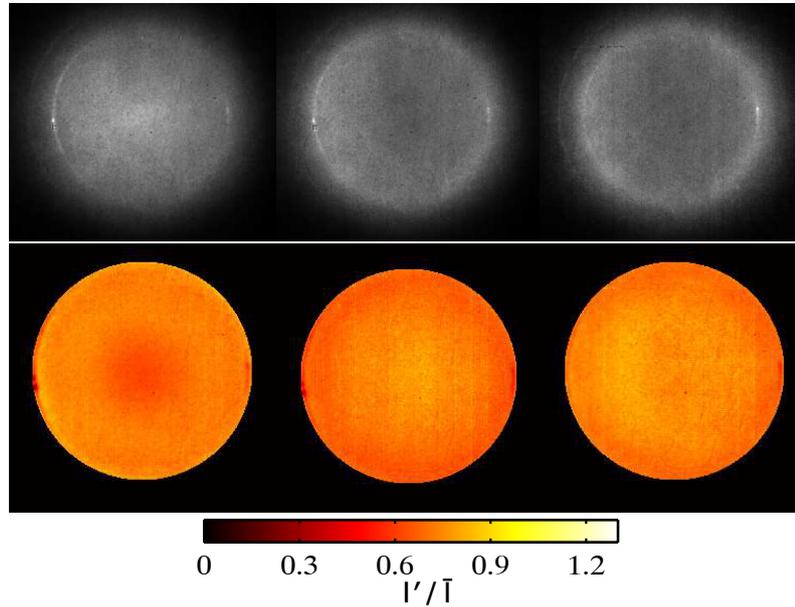


FIGURE 5.3 – Tomographie laser sur des gouttelettes d’huile prises dans un plan transverse à $z/r_0 = 0.5$. En haut : Images de l’intensité moyenne. En bas : Valeurs efficaces des fluctuations de l’intensité lumineuse divisées par l’intensité moyenne. Ces images ont été obtenues avec un ensemencement selon l’injection axiale (à gauche), selon l’injection tangentielle (centre) et dans les trous d’injection du combustible (à droite). $S_0 = 0.85$, $Re = 18000$, $\alpha = 10^\circ$.

Ces images montrent que l’intensité lumineuse est en moyenne relativement bien répartie sur toute la surface du brûleur. Des différences peuvent tout de même être notées. Lorsque l’écoulement est ensemencé par l’injection axiale, la densité de gouttes est légèrement plus importante au centre de l’injecteur. Lorsque les gouttes sont injectées dans les fentes tangentielles ou dans les trous d’injection du combustible, la luminosité des images est plus importante proche des bords de l’injecteur. Les mêmes observations peuvent être faites sur les images représentant la distribution des valeurs efficaces des fluctuations d’intensité I'/\bar{I} . Les niveaux de fluctuation d’intensité lumineuse sont plus faibles au centre lorsque l’écoulement est ensemencé en gouttes par l’injection axiale. Les fluctuations de la luminosité sont plus faibles sur les bords de l’injecteur dans les deux autres cas.

Ces différences indiquent que les écoulements issus de l’injection axiale et des injections tangentielles ou de combustible ne sont pas parfaitement mélangés à 5 mm au-dessus de la sortie de l’injecteur Oxytec. La richesse n’est donc pas homogène dans le plan de sortie de cet injecteur. Les différences observées sur les images de tomographie moyennées et sur les niveaux de fluctuation restent cependant modérées. On peut également noter qu’injecter les gouttes dans les

trous d'injection du combustible ou injecter les gouttes dans le comburant passant par les fentes tangentielles donne des résultats relativement proches pour la distribution moyenne de la luminosité et de ses fluctuations. Cette observation indique que le combustible et le comburant injectés par les fentes tangentielles sont bien mélangés à la sortie de l'injecteur. Le mélange entre l'écoulement issu des fentes et celui issu du bas de l'injecteur est en revanche moins efficace et se traduit probablement par une stratification de la richesse selon la direction radiale. La distribution azimutale de la richesse semble elle beaucoup plus homogène.

Il est difficile d'apporter des éléments plus quantitatifs avec cette technique d'ensemencement en gouttes dans les différentes lignes d'injection alimentant le swirler. Des mesures avec un diagnostic plus précis comme la fluorescence induite par laser sur un traceur du combustible seraient utiles pour conclure sur la qualité du mélange obtenu (Kazenwadel et al. (2001), Schulz and Sick (2005), Böhm et al. (2011)). Une autre voie a été poursuivie.

Des simulations aux grandes échelles de ces écoulements ont été réalisées par Lorella Palluotto du laboratoire EM2C avec le code AVBP (Lorella et al. (2017)) pour mieux analyser la qualité du mélange. Un calcul a été réalisé sur la géométrie du dispositif expérimental comprenant l'injecteur et la chambre de combustion. Dans ces simulations, de l'air circule dans les différentes alimentations en gaz pour les mêmes débits que ceux de l'expérience. Une fois le calcul convergé, l'air injecté par les trous d'injection du combustible est remplacé par du méthane. Les conditions d'injection simulées correspondent à un écoulement avec un nombre de swirl $S_0 = 0.85$, les débits massiques de méthane et d'air injectés correspondant à une richesse globale $\phi = 0.95$ et un nombre de Reynolds $Re = 18000$ dans l'injecteur de diamètre $D = 2r_0$.

La simulation est menée pendant une durée 146 ms sur le modèle numérique du foyer Oxytec. Cette durée est suffisante pour réaliser des moyennes statistiques de la concentration en combustible à la sortie de l'injecteur, mais assez courte également pour éviter que le méthane ne s'accumule dans la chambre de combustion et particulièrement dans les zones de recirculation externes. Dans cette situation, du méthane aurait été ramené par recirculation au niveau de l'injecteur et les simulations ne pourraient plus être comparées aux expériences réalisées en l'absence de confinement. Lorsqu'il y a réaction de combustion, le combustible n'est plus présent dans les zones de recirculation car le foyer est utilisé avec un défaut de combustible. Le méthane est donc intégralement consommé par la flamme.

La figure 5.4 montre la distribution de la fraction massique de CH_4 (colonne de gauche) et la richesse du mélange (colonne de droite) calculées à deux hauteurs différentes $z/r_0 = 0.1$ (en haut) et $z/r_0 = 1.0$ (en bas). Ces grandeurs sont des

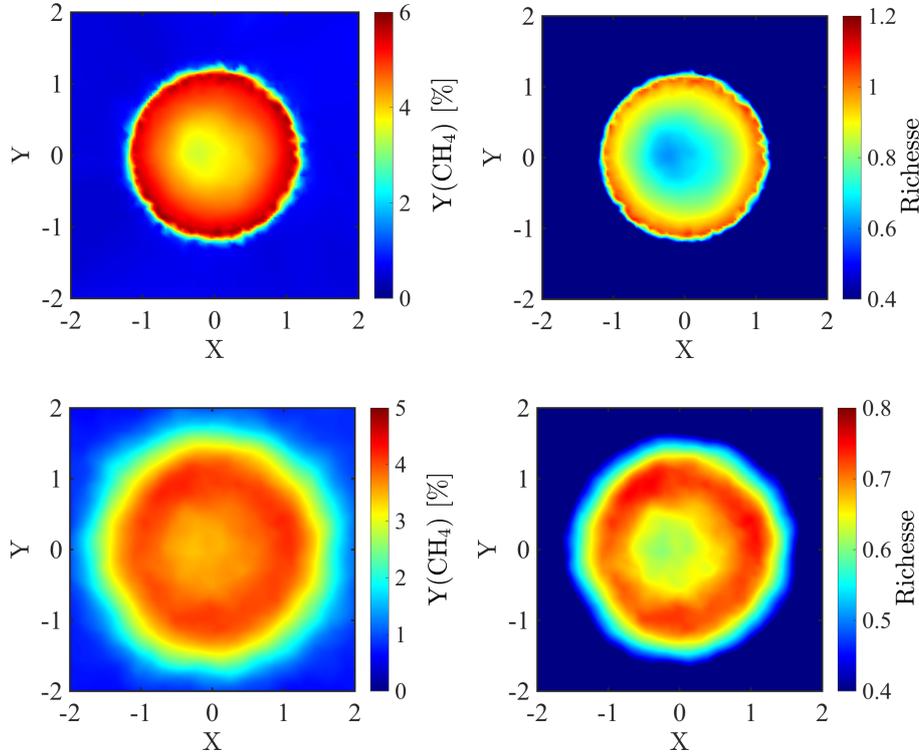


FIGURE 5.4 – Champs 2D de la fraction massique de méthane (à gauche) et de la richesse (à droite) obtenus par simulations aux grandes échelles. Les données sont moyennées sur 146 ms. $S_0 = 0.85$, $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 18\,000$, $z/r_0 = 0.1$ (images du haut) et 1.0 (images du bas).

moyennes sur 146 ms. Les résultats à $z/r_0 = 0.1$ permettent de caractériser l'état du mélange à la sortie de l'ouveau de l'injecteur Oxytec. Ce plan correspond à celui où les expériences sur le mélange ont été menées. Les résultats présentés à l'altitude $z/r_0 = 1.0$ correspondent à la position du pied de flamme qui est observée pour plusieurs conditions d'intérêt. Ces éléments sont décrits dans les chapitres suivants.

Ces simulations confirment que le mélange n'est pas parfait à la sortie de l'injecteur à l'altitude $z/r_0 = 0.1$. La richesse varie de $\phi = 0.6$ au centre de l'injecteur à $\phi = 1.1$ sur les bords de l'injecteur à cette altitude. L'écoulement axial issu de l'injecteur ne s'est pas complètement mélangé avec l'écoulement issu des injections tangentielles. On observe en effet les zones les plus pauvres en combustible au centre de l'injecteur et les zones riches sur la périphérie de l'injecteur. La distribution du combustible selon la direction azimutale est en revanche assez homogène comme indiqué par les tomographies. La zone la plus pauvre n'est cependant pas exactement située au centre de l'injecteur dans ces simulations

à cause d'une petite dissymétrie de cet écoulement swirlé.

A l'altitude $z/r_0 = 1.0$, les écoulements sont mieux mélangés. On observe toujours une stratification radiale de la richesse, avec un maximum $\phi = 0.75$ sur les bords et un minimum $\phi = 0.60$ au centre, mais les différences sont beaucoup plus faibles. On constate également que la valeur moyenne de la richesse a chuté à cause de la recirculation qui ramène des gaz extérieurs dans le jet central. Le même phénomène permet d'expliquer que la concentration maximum de CH_4 n'est pas atteinte exactement au bord de l'injecteur, mais un peu plus à l'intérieur.

La principale conclusion est que la qualité du mélange des trois écoulements dépend de la distance à la sortie du brûleur. A la sortie de l'injecteur, il existe une stratification de la richesse selon la direction radiale. Le mélange selon la direction azimutale est déjà bien établi. Plus loin en aval, à une altitude $z/r_0 = 1.0$ où se situe le pied de flamme en conditions réactives, le mélange est bien plus homogène. Il subsiste toutefois une petite différence de richesse entre le centre de l'écoulement et les bords. Il n'est donc pas possible de parler de mélange parfait dès la sortie de l'injecteur. Nous dirons que l'écoulement à la sortie de l'injecteur est "techniquement prémélangé" (Schuermans et al. (2010), Stöhr et al. (2015)). Ce terme permet de désigner un ensemble de technologies qui permettent de mélanger des écoulements issus d'injections séparées de combustible et de comburant le plus rapidement possible sur des courtes distances.

5.2 Analyse de la structure de l'écoulement

Peu d'études détaillées ont été réalisées dans la littérature scientifique sur les écoulements issus d'un tourbillonneur avec une injection centrale et des injections tangentielles. Ce type d'appareil est désigné en anglais "axial-plus-tangential swirler". Les quelques travaux recensés (Chigier and Beér (1964), Burmberger et al. (2006), Toh et al. (2010)) montrent que l'écoulement issu de ces systèmes présente une structure distincte des écoulements swirlés sans injection axiale comme ceux étudiés par exemple par Stöhr et al. (2015), Gupta A. K. (1984), Syred and Beér (1974), Durox et al. (2013).

Une analyse de la structure de l'écoulement à la sortie de l'injecteur et du taux de turbulence sans combustion est réalisée dans cette section à l'aide de mesures PIV. Les résultats sont présentés ici pour l'injecteur de référence possédant deux fentes d'injection tangentielle et un ouvreau d'angle $\alpha = 10^\circ$. Cette configuration d'écoulement sert de référence dans le manuscrit. Le point de fonctionnement est rappelé dans le tableau 5.1. Cette configuration, désignée Flamme A, est ensuite traitée en conditions réactives dans les chapitres suivants.

TABLE 5.1 – Caractéristiques de l'écoulement étudié à froid.

\dot{m}_{air} [NL.min ⁻¹]	U_b [m.s ⁻¹]	Re	S_0
244.4	14.3	18 000	0.85

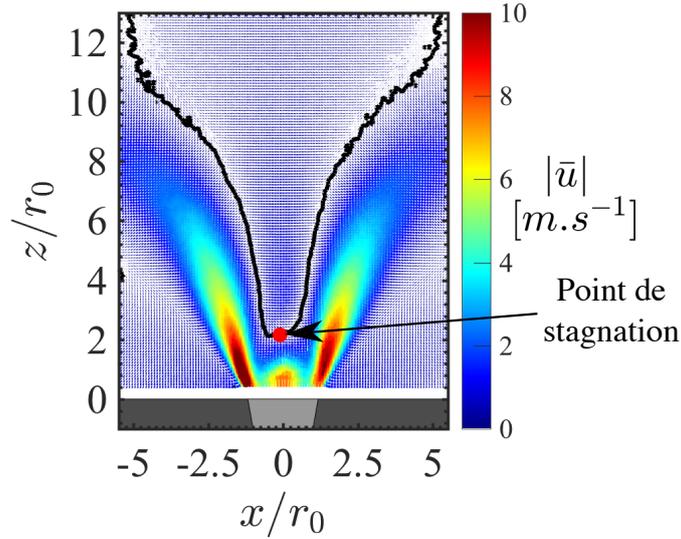


FIGURE 5.5 – Champ de vitesse dans un plan axial en conditions non-réactives. La ligne noire délimite la position où la vitesse axiale est nulle c'est-à-dire la limite de la zone de recirculation interne. $S_0 = 0.85$, $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 18\,000$.

La vitesse débitante U_b et le nombre de Reynolds Re à la sortie de l'injecteur sont calculés de la façon suivante :

$$U_b = \frac{\dot{m}}{\rho\pi r_0^2} \quad \text{et} \quad Re = \frac{\rho U_b D_0}{\mu} \quad (5.1)$$

où ρ est la masse volumique du mélange dans les conditions ambiantes de température et de pression, $D_0 = 2r_0 = 20 \text{ mm}$ désigne le diamètre de sortie de l'injecteur sans ouvreau, μ correspond à la viscosité dynamique du mélange à la température ambiante et \dot{m} le débit massique du gaz considéré. Le nombre de Reynolds Re et la vitesse débitante U_b sont calculés de cette façon dans tout le reste du manuscrit même lorsque l'angle α de l'ouvreau varie. La valeur du nombre de Swirl $S_0 = 0.85$ indiquée dans le tableau correspond à celle déduite de l'arrangement géométrique de l'injecteur et d'hypothèses simplificatrices sur la structure de l'écoulement telle que décrit dans le chapitre 3.

La figure 5.5 montre le champ de vitesse dans la chambre de combustion obtenu à partir de mesures PIV dans un plan longitudinal passant par l'axe du brûleur.

Le nombre de swirl $S_0 = 0.85$ étant assez élevé, cet écoulement présente une recirculation dans la région centrale caractérisée par des vitesses axiales négatives, appelée zone de recirculation interne (Meier et al. (2006)). Un point où la vitesse est nulle appelé point de stagnation apparaît sur l'axe de l'injecteur $z_{st}/r_0 = 2.1$ malgré les vitesses élevées de l'écoulement à la sortie de l'injecteur dans le plan $z/r = 0$.

On distingue trois régions avec des vitesses importantes à la sortie de l'injecteur. La première région est située au centre de l'injecteur avec des vitesses sur l'axe de l'ordre de $u_z \simeq 8 \text{ m s}^{-1}$. La vitesse axiale chute à des valeurs proches de $u_z \simeq 5 \text{ m s}^{-1}$ lorsqu'on s'éloigne de l'axe. Elle augmente de nouveau rapidement jusqu'à atteindre un maximum sur les bords de l'injecteur. Ces deux régions sont situées dans le prolongement des bords de l'ouvreau d'angle $\alpha = 10^\circ$. Dans ces branches, la vitesse est proche de la vitesse débitante. Ces deux écoulements forment avec l'axe vertical un angle proche de celui du divergent de l'ouvreau utilisé $\alpha = 10^\circ$.

Les champs de vitesse mesurés par PIV dans des plans transverses sont présentés à la figure 5.6 pour différentes altitudes $z/r_0 = 0.5, 1.0$ et 2.0 . Ces images montrent que le champ des vitesses moyennées garde une symétrie de révolution malgré la section carrée de la chambre de combustion. Les vitesses les plus élevées sont atteintes sur un anneau centré sur l'axe du brûleur. La taille et la largeur de cet anneau augmentent en s'éloignant du plan de sortie du brûleur alors que les vitesses au centre de l'anneau chutent. La position de cet anneau correspond à la position des deux zones de vitesses élevées observée sur la figure 5.5, dans le prolongement de l'ouvreau.

Pour mieux décrire le comportement de l'écoulement, la figure 5.7 montre les profils des composantes axiale u_z (à gauche), tangentielle u_θ (au centre) et radiale u_r (à droite) de la vitesse extraits des champs PIV. Les valeurs des composantes moyennes de la vitesse sont indiquées par des symboles en noir sur cette figure. Les valeurs des moyennes quadratiques des trois composantes de la vitesse, u'_z , u'_θ et u'_r , notées rms dans le reste du manuscrit, sont tracées à l'aide de diamants rouges.

Les profils de la vitesse axiale u_z montrent bien la présence de trois maxima à une hauteur $z/r_0 \leq 1.0$. Le premier pic est situé au centre de l'injecteur. Les deux autres pics de vitesse sont symétriques par rapport à l'axe de l'injecteur et correspondent aux deux branches visibles sur la figure 5.5. À l'altitude $z/r_0 = 2.0$, le maximum situé au centre de l'injecteur disparaît pour laisser place à un défaut de vitesse à cause de la présence de la zone de recirculation interne juste au-dessus. La forme du profil de vitesse axiale en W est typique de cet injecteur au contraire des tourbillonneurs axiaux ou radiaux qui présentent généralement un minimum de la vitesse axiale au centre. Ce minimum prend

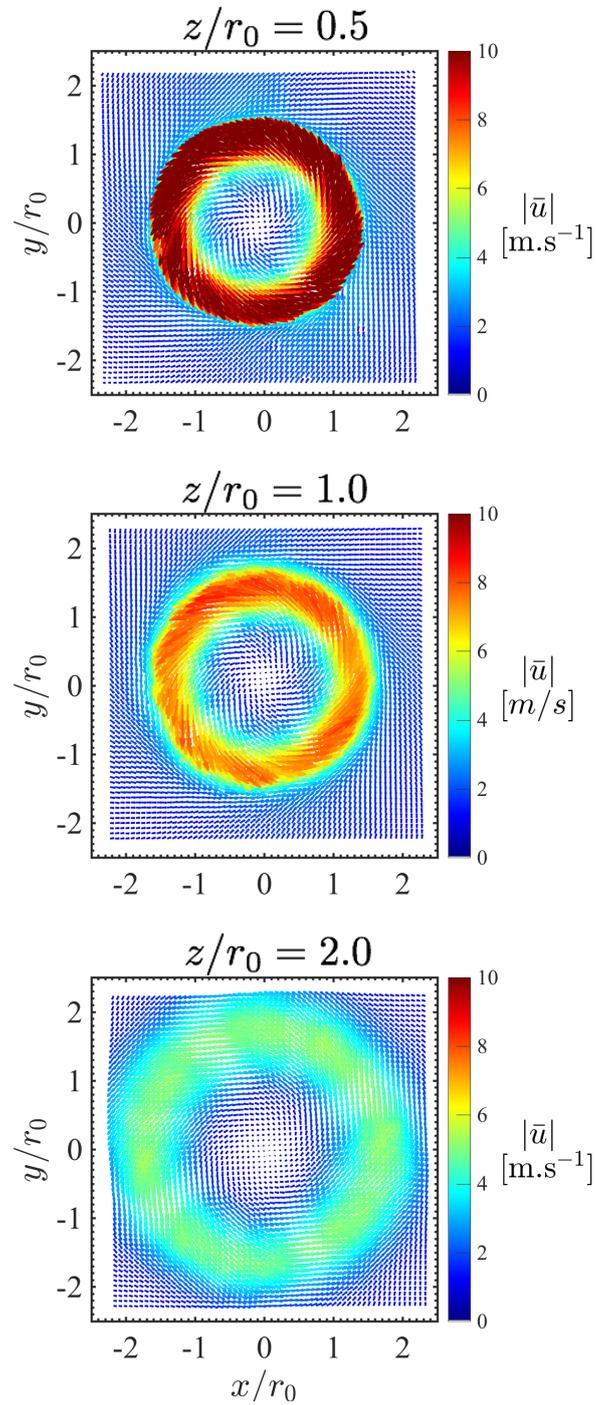


FIGURE 5.6 – Champs de vitesse mesurés dans des plans transverses à différentes altitudes $z/r_0 = 0.5, 1.0$ et 2.0 en conditions non-réactives. $S_0 = 0.85$, $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 18000$.

souvent des valeurs négatives (Syred and Beér (1974), Gupta A. K. (1984), Durox et al. (2013), Stöhr et al. (2015)).

Les composantes radiale u_r et tangentielle u_θ de la vitesse présentent également deux pics de vitesse élevée. Ces profils sont proches de ceux observés avec des tourbillonneurs axiaux ou radiaux sans accroche-flamme (Gupta A. K. (1984), Durox et al. (2013)). La partie centrale du profil de vitesse tangentielle comporte deux cassures de pentes symétriques par rapport à l'axe de l'injecteur en $|x|/r_0 = 0.6$ lorsque $z/r_0 \leq 1.0$. Ces changements de pente sont caractéristiques d'un écoulement de type Rankine qui n'est pas encore complètement développé (Syred and Beér (1974), Syred (2006)). Lorsque $z/r_0 = 2$, les cassures sur le profil de vitesse sont atténuées et l'écoulement tend à être développé.

Les valeurs rms de toutes les composantes de la vitesse présentées à la figure 5.7 sont très élevées. Cet écoulement swirlé est donc très turbulent. L'intensité de la turbulence est ici examinée à l'aide des rapports U'/U_b , U'/\bar{U}_z et U'_z/U_b où :

$$U' = \frac{2}{r_m^2} \int_0^{r_m} u'(r) r dr \quad \text{où} \quad u'^2 = u_z'^2 + u_r'^2 + u_\theta'^2 \quad (5.2)$$

et

$$U'_z = \frac{2}{r_m^2} \int_0^{r_m} u'_z(r) r dr \quad (5.3)$$

Dans ces expressions, les valeurs locales de u'_z et u' sont moyennées sur un disque de rayon r_m dont le centre correspond à l'axe de l'injecteur. Le rayon r_m correspond à la distance où $u_z \simeq 0$. La vitesse \bar{U}_z correspond également à une moyenne sur la surface de rayon r_m :

$$\bar{U}_z = \frac{2}{r_m^2} \int_0^{r_m} u_z(r) r dr \quad (5.4)$$

Le tableau 5.2 indique les valeurs des rayons r_m/r_0 , des vitesses U_b , \bar{U}_z , U'_z , U' et de l'intensité de turbulence U'/\bar{U}_z pour trois hauteurs z/r_0 .

TABLE 5.2 – Vitesses et intensité de la turbulence à la sortie de l'injecteur Oxytec. Les vitesses sont indiquées en $m.s^{-1}$. $S_0 = 0.85$, $U_b = 14.3 m.s^{-1}$, $Re = 18000$.

z/r_0	r_m/r_0	U_b	\bar{U}_z	U'_z	U'	U'_z/U_b	U'/\bar{U}_z	U'/U_b
0.5	1.8	14.3	7.9	5.0	7.2	0.34	0.91	0.50
1.0	2.0	14.3	7.6	4.5	6.7	0.31	0.88	0.47
2.0	2.3	14.3	7.0	3.8	5.7	0.27	0.82	0.40

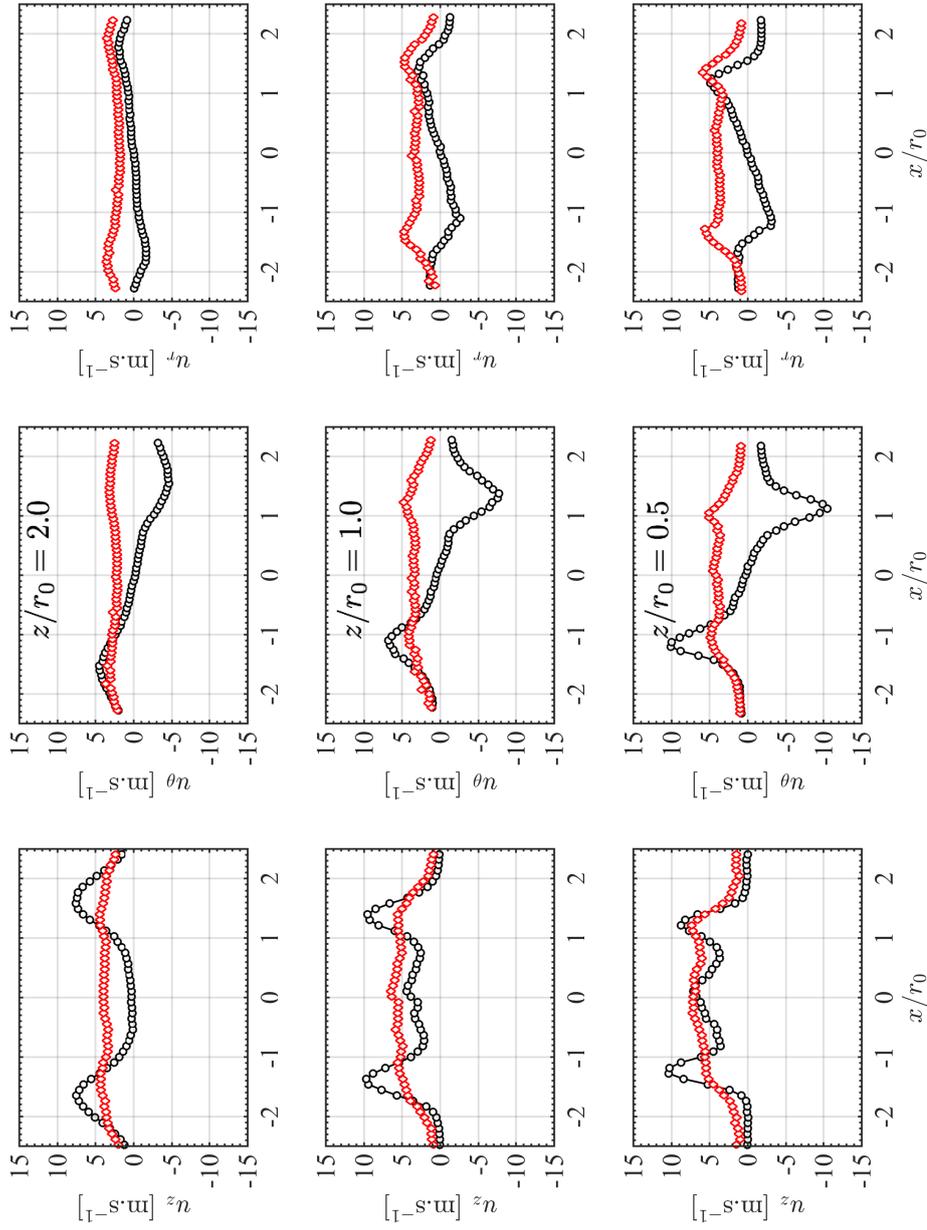


FIGURE 5.7 – Profils des vitesses moyennées (en noir) et des valeurs rms des fluctuations (en rouge) des vitesses axiales (gauche), tangentielle (centre) et radiales (droite) extraits des champs PIV des figures 5.5 et 5.6 pour trois altitudes au-dessus du brûleur : $z/r_0 = 2.0$ (haut), 1.0 (milieu) et 0.5 (bas). $S_0 = 0.85$, $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 18000$.

Les niveaux de fluctuation sont élevés. Il atteint $U'/U_b = 0.5$ proche de la sortie de l'injecteur en $z/r_0 = 0.5$. Ces niveaux sont typiques des écoulements swirlés (Roux et al. (2005)), mais sont assez élevés par rapport aux mesures réalisées sur des jets non-swirlés ou faiblement swirlés. Plusieurs auteurs se sont intéressés à la stabilisation des flammes dans des écoulements turbulents en examinant l'impact du niveau des fluctuations de vitesse. Le tableau 5.3 reprend quelques unes de ces études pour des nombre de Reynolds d'injection proches de celui de nos travaux. Le type d'écoulement produit par l'injecteur utilisé ainsi que les gammes de nombre de Reynolds et d'intensité de turbulence explorées sont indiqués. Dans ces travaux, les niveaux de fluctuation U'/U_b sont mesurés à la sortie de l'injecteur par LDV, PIV ou grâce à des fils chauds.

Dans les études de Bédard and Cheng (1995) et Orbay et al. (2013), les niveaux de rotation imprimés à l'écoulement sont très différents. Pourtant le niveau de fluctuation U'/U_b augmente très peu et passe de $U'/U_b = 0.26$ lorsque $S_0 \leq 0.09$ à $U'/U_b = 0.33$ lorsque $S_0 = 1.4$. La valeur mesurée dans l'injecteur Oxytec $U'/U_b = 0.5$ est un peu plus élevée. Pour des flammes stabilisées dans des jets turbulents, les plus hauts niveaux de turbulence sont examinés par Wabel et al. (2017) dans des conditions bien particulières. Les auteurs parlent dans leur étude de flammes "extrêmement" turbulentes et ces niveaux sont comparables à ceux mesurés dans le foyer Oxytec.

TABLE 5.3 – Niveau de turbulence produit à la sortie de l'injecteur pour différents types d'écoulement.

Auteurs	Type de l'écoulement	Re	U'/U_b
Orbay et al. (2013)	Jet fortement swirlé $S_0=1.4$	20 000	0.33
Bédard and Cheng (1995)	Jet faiblement swirlé $0 \leq S_0 \leq 0.09$	6 350-22 230	0.24-0.26
Zhang et al. (2014)	Jet	6 800-20 000	0.10-0.11
Gülder and Smallwood (2007)	Jet	20 000	0.24
Videto and Santavicca (1991)	Jet	3 000-16 500	$\simeq 0.4$
Wabel et al. (2017)	Jet	20 000-110 000	0.21-0.47
Renou et al. (1998)	Flamme libre en expansion	21 000	0.09

Le niveau de fluctuation de cet écoulement est élevé par rapport aux jets turbulents et dans la gamme haute pour les écoulements swirlés. En situation réactive, la combustion va encore augmenter le niveau d'intermittence et de turbulence. Il est donc intéressant d'étudier les mécanismes qui vont permettre de stabiliser les flammes dans un écoulement si turbulent sans accroche-flamme.

L'écoulement issu de l'injecteur Oxytec est caractérisé par plusieurs zones de cisaillement (figure 5.5). La première délimite une zone de recirculation interne située autour de l'axe du brûleur. Cette zone de recirculation est typique des écoulements swirlés pour des régimes de fonctionnement au-delà de l'éclatement tourbillonnaire appelé vortex break-down (Escudier and Keller (1985), Khoo et al. (1997)). Les zones de recirculation externe sont situées entre la couche de cisaillement externe du jet swirlé et les parois de la chambre de combustion. Le niveau atteint par la vitesse azimutale $u_\theta \simeq 11 \text{ m.s}^{-1}$ dans le jet swirlé est proche de celui de la vitesse axiale $u_z \simeq 11 \text{ m.s}^{-1}$ à la sortie de l'injecteur (figures 5.5 et 5.6). La vitesse azimutale chute en revanche plus rapidement que la vitesse axiale lorsqu'on s'éloigne de la sortie de l'injecteur (figure 5.7). Le niveau de fluctuation de vitesse est pour chaque direction du même ordre de grandeur que celui des vitesses moyennes. Il s'agit donc d'un écoulement fortement instationnaire et tridimensionnel.

Dans la suite du manuscrit, une analyse paramétrique est menée pour comprendre les effets du nombre de swirl (chapitre 6) et de l'ouverture (chapitre 7) sur la structure de l'écoulement et la stabilisation des flammes. Les mécanismes de stabilisation des flammes dans ces écoulements sont plus spécifiquement étudiés au chapitre 8. Parmi l'ensemble des conditions explorées, trois écoulements ont été retenus pour réaliser des comparaisons avec des simulations numériques aux grandes échelles. Ces configurations sont décrites dans la section suivante.

5.3 Conditions de référence

L'un des objectifs du travail est de fournir des données pour valider les méthodes numériques qui sont développées au laboratoire EM2C dans le cadre de la Chaire. Le but de ces simulations est de reproduire par le calcul les écoulements réactifs observés dans le foyer Oxytec, ainsi que l'ensemble des modes de transferts de chaleur dans les gaz et les parois solides.

La base des développements numériques repose sur la simulation aux grandes échelles alors que les petites échelles sont modélisées (Pope (2001), Pitsch (2006)). L'objectif des travaux récents est de coupler ces méthodes de calcul des écoulements en tenant également compte des transferts de chaleur. Les phénomènes de conduction et de convection thermique sont naturellement pris en compte par les outils de simulation des écoulements réactifs. Les transferts

radiatifs entre les gaz et les parois solides du foyer, les transferts radiatifs entre les gaz semi-transparents et les transferts par conduction dans les parois solides ont fait l'objet de développements récents dans les travaux de thèse de [Koren \(2016\)](#).

L'une des difficultés est que les transferts par conduction dans les parois solides ont des temps caractéristiques très différents de ceux de la combustion ([Koren et al. \(2017b\)](#)). L'autre difficulté associée aux transferts par rayonnement est leur traitement spectral par les outils de simulation performants de ces phénomènes ([Pal et al. \(2015\)](#), [Lorella et al. \(2017\)](#)), alors que la dynamique de l'écoulement est traitée numériquement dans le domaine temporel ([Moureau et al. \(2005\)](#), [Vié \(2010\)](#)). Les simulations des écoulements réactifs couplées à l'ensemble des modes de transferts de chaleur dans des situations géométriques non triviales reposent donc sur l'utilisation de codes dédiés pour chaque phénomène qui sont couplés par des algorithmes d'échanges d'information ([Lecanu \(2005\)](#), [Koren \(2016\)](#)).

L'une des difficultés est le manque de données sur l'écoulement et les transferts de chaleur pour valider ces simulations couplées. Développer des configurations expérimentales instrumentées pour analyser ces phénomènes couplés ont par exemple fait l'objet de travaux récents à TU Darmstadt pour des flammes planes laminaires ([Singh et al. \(2013\)](#)) et turbulentes ([Jainski et al. \(2017\)](#)) ou à EM2C pour des flammes turbulentes swirlées ([Guiberti et al. \(2015\)](#), [Mercier et al. \(2016\)](#), [Koren et al. \(2017a\)](#)) alimentées par de l'air. Il manque des données pour l'oxy-combustion et des flammes diluées par des gaz brûlés. Dans ces situations, les écoulements de gaz chauds sont riches en vapeur et en dioxyde de carbone. Les transferts de chaleur sont donc modifiés par rapport à des flammes alimentées par de l'air où le principal constituant des gaz frais et des gaz brûlés est du diazote.

Un travail a été réalisé pour identifier des flammes de référence qui permettent d'étudier l'impact du diluant sur la stabilisation des flammes et les transferts de chaleur. Il a abouti à la définition de plusieurs configurations d'intérêt pour chaque dilution possible :

- $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$
- $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$
- $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$
- $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$

Dans le cadre de ce travail, trois flammes de référence ont été retenues. Des images du signal de chimiluminescence de ces trois flammes sont présentées à

la figure 5.8. Les conditions d'injection associées sont présentées dans les tableaux 5.4 et 5.5.

Le tableau 5.4 indique le débit masse \dot{m} injecté pour chaque espèce en normaux litres par minute, c'est à dire dans les conditions normales de température ($T_n = 273.15$ K) et de pression ($p_n = 101325$ Pa) de l'espèce considérée. Le tableau 5.5 complète ces informations. Les valeurs de température adiabatique de fin de combustion T_{ad} et de vitesse de flamme laminaire S_L ont été déterminées grâce au code REGATH (Darabiha (1992)) associé au mécanisme chimique GRI3.0. La fraction molaire de diluant dans l'oxydant O_2 est notée X_d . Le nombre de Reynolds Re et la vitesse débitante U_b calculés sur la base du diamètre de l'injecteur $D = 2r_0 = 20$ mm sont également indiqués. Les propriétés thermophysiques des gaz sont prises à pression et température ambiante.

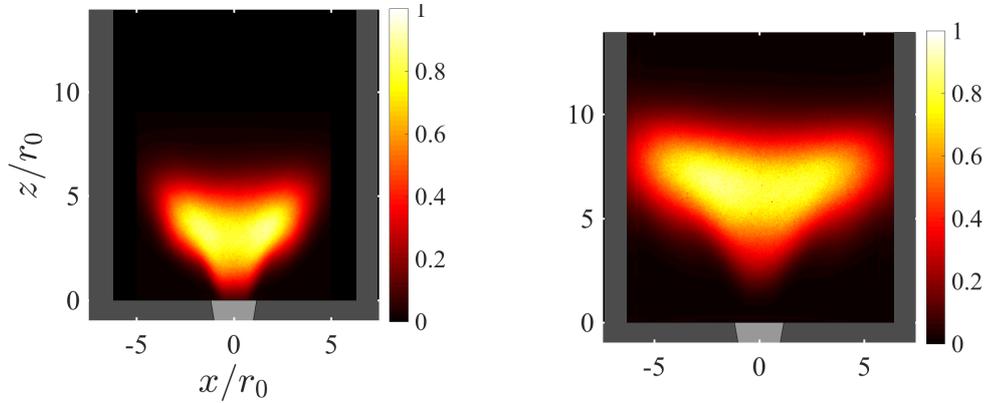
TABLE 5.4 – Débits volumiques des flammes de référence dans les conditions normales de température ($T_n = 273.15$ K) et de pression ($p_n = 101325$ Pa).

Flammes de référence	\dot{m} [NL.min ⁻¹]			
	CH ₄	O ₂	N ₂	CO ₂
Flamme A (Fig. 5.8(b))	24.4	51.3	193.0	0
Flamme B (Fig. 5.8(b))	24.4	51.3	233.8	0
Flamme C (Fig. 5.8(c))	24.4	51.3	0	109.0

TABLE 5.5 – Caractéristiques des flammes de référence

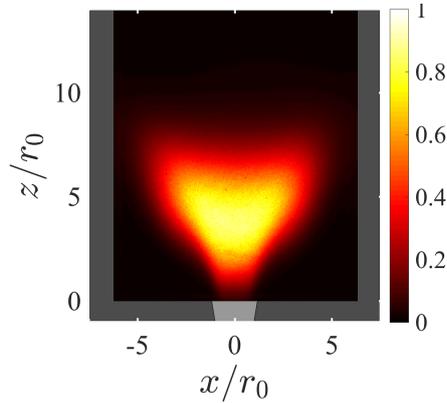
Flamme	ϕ	S_L [cm.s ⁻¹]	U_b [m.s ⁻¹]	Re	X_d	T_{ad} [K]	S_0
A	0.95	36.9	14.3	18000	0.79	2196	0.85
B	0.95	24.75	16.4	21000	0.82	2071	0.85
C	0.95	21.0	9.7	20500	0.68	2191	0.75

Les flammes A et B illustrées à la figure 5.8 sont diluées à l'azote avec $X_{N_2} = 0.79$ et $X_{N_2} = 0.82$ respectivement. La flamme C est diluée avec du CO₂ et $X_{CO_2} = 0.68$. La flamme A est produite à partir d'un mélange CH₄/air. C'est une configuration qui sert de référence pour mener des comparaisons. La flamme B permet d'analyser les effets de la dilution au diazote N₂ par rapport à la flamme A. La flamme C correspond à une oxy-flamme diluée au CO₂ qui a la même température adiabatique de fin de combustion que la flamme A alimentée par un mélange méthane/air. La figure 5.8 montre que ces deux flammes se stabilisent proche de l'injecteur avec des positions voisines du pied de flamme.



(a) Flamme de référence A. CH_4/air ,
 $X_{N_2}=0.79$, $S_0=0.85$

(b) Flamme de référence B. $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$,
 $X_{N_2}=0.82$, $S_0=0.85$



(c) Flamme de référence C. $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$,
 $X_{\text{CO}_2}=0.68$, $S_0=0.75$

FIGURE 5.8 – Images du signal de chimiluminescence OH^* des trois flammes de référence. Les conditions d'injection sont indiquées dans les tableaux 5.4 et 5.5. Les parties grises représentent les parois de la chambre de combustion.

Elles prennent également des formes semblables. Elles peuvent donc être facilement comparées. Les flammes A et C opèrent cependant avec un nombre de swirl légèrement différent. La flamme C diluée au CO_2 est plus stable donc plus facile à simuler pour un nombre de swirl $S_0 = 0.75$. La flamme A est plus stable pour $S_0 = 0.85$. Ces considérations de stabilité reposent sur l'intermittence des mouvements observés au niveau du pied de flamme lors du fonctionnement de l'installation.

Les caractérisations suivantes ont été menées pour chacune des trois configurations :

- des champs 2D instantanés et moyennés de la vitesse de l'écoulement dans des plans longitudinaux et transverses ont été obtenus en conditions réactives et non-réactives grâce aux mesures par vélocimétrie par images de particules ;
- la position de la flamme et du dégagement de chaleur a été déterminée grâce aux mesures de chimiluminescence ;
- la température des gaz brûlés à la sortie de la chambre de combustion, dans les zones de recirculation des gaz brûlés et dans les barreaux de la chambre de combustion a été déterminée avec des thermocouples ;
- les positions instantanées et moyennes des gaz brûlés et du front de flamme dans des plans longitudinaux et transverses ont été identifiées grâce aux mesures par fluorescence induites par laser sur le radical OH.

Chapitre 6

Effet du swirl

Ce chapitre traite des effets du nombre de Swirl S_0 sur la structure de l'écoulement produit par l'injecteur Oxytec et la forme prise par la flamme dans cet écoulement. On a vu dans le chapitre 2 que les flammes stabilisées par des injecteurs équipés d'un tourbillonneur, ou swirler, sont généralement caractérisés par un nombre de Swirl. La possibilité avec l'injecteur Oxytec de contrôler les écoulements introduits dans le système selon l'axe du brûleur et selon des fentes radiales permet de modifier le nombre de Swirl S_0 par le biais des débits masse injectés dans les différentes fentes. Il est donc utile d'explorer l'écoulement produit par cet injecteur et de déterminer la plage d'opérabilité du foyer en faisant varier ce paramètre.

Le reste du chapitre est écrit en anglais. Une partie du matériel présenté a fait l'objet d'une publication [Jourdain et al. \(2017\)](#) et d'un exposé lors de la conférence ASME Turbo Expo 2017. Les actes de cette conférence sont également acceptés pour une publication dans la revue *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*. Des éléments ont été rajoutés par rapport à cette publication pour compléter les descriptions.

Effects of the injection conditions on the stabilization of technically premixed CH_4/air flames produced by the axial-plus-tangential Oxytec swirler are investigated with a set of optical diagnostics. Effects of the swirl number S_0 , injection Reynolds number Re and laminar burning velocity S_L on the position of the flame in the combustion chamber are studied. The structure of the flow field in non-reacting and reacting conditions is then examined together with the flame topology deduced from OH laser induced fluorescence measurements.

6.1 Flame position

Figure 6.1 shows the OH^* signal recorded for five CH_4/air flames featuring the same equivalence ratio $\phi = 0.95$ and thermal power $P = 13$ kW, but different

swirl levels varying from $S_0 = 0.70$ to $S_0 = 1.0$. It is known that the flame shape is altered when the swirl number changes (Syred and Beér (1974), Gupta A. K. (1984), Durox et al. (2013), Guiberti (2015)).

For a swirl number lower than $S_0 = 0.70$, the flame is highly turbulent with a lifted pattern far above the burner and occupies a large volume. For $S_0 = 0.70$, combustion is more compact and takes place closer to the injector rim, but the flame switches intermittently between a V-shape stabilized at the burner outlet and a lifted pattern far away from the burner, figure 6.1. Between $0.75 \leq S_0 < 0.95$, the flame takes a well defined V-shape (Kim et al. (2010), Guiberti et al. (2015)) with a flame leading edge lying above the burner outlet $z_f > 0$. Figure 6.1(c) shows the reference flame obtained for $S_0 = 0.85$ that will be further examined with PIV and OH-PLIF diagnostics. The flame leading edge position lies in this case at $z_f/r_0 = 1$. For $S_0 = 1.0$, the flame takes a tulip-shape in figure 6.1(e) as designated by Ghoniem and Knio (1988) with a leading edge protruding inside the injector ($z_f/r_0 < 0$). For higher swirl numbers $S_0 > 1.0$, the flame keeps a tulip-shape but becomes more elongated for increasing values of S_0 , until the flame is again lifted far away above the injector as in Fig. 6.1(a). In this case, a highly turbulent flame again occupies a large volume with a lifted pattern.

Flames observed for $S_0 \leq 0.7$ and $S_0 \geq 1.0$ at $P = 13$ kW are not further investigated because they strongly interact with the combustion chamber sidewalls (Guiberti et al. (2015)) or the injector solid elements. These flames are highly unsteady and thus may damage the combustor with high heat fluxes to the walls.

Experiments are repeated for different thermal powers P by increasing the bulk flow velocity U_b at a fixed equivalence ratio $\phi = 0.95$. Figure 6.2 shows results for CH_4/air flames at a thermal power $P = 20$ kW when the swirl number is varied. Once again a small change of the swirl number alters the flame shape. V-shaped flames are obtained for $0.7 \leq S_0 \leq 0.9$. For $S_0 \geq 0.95$, tulip-shaped flames are observed. When the swirl number increases, the flame leading edge position z_f moves upstream towards the injector outlet : $z_f/r_0 = 3.9$ for $S_0 = 0.70$, $z_f/r_0 = 2.3$ for $S_0 = 0.75$ and $z_f/r_0 = 1.3$ for $S_0 = 0.85$. At higher swirl numbers, the flame root protrudes inside the injector.

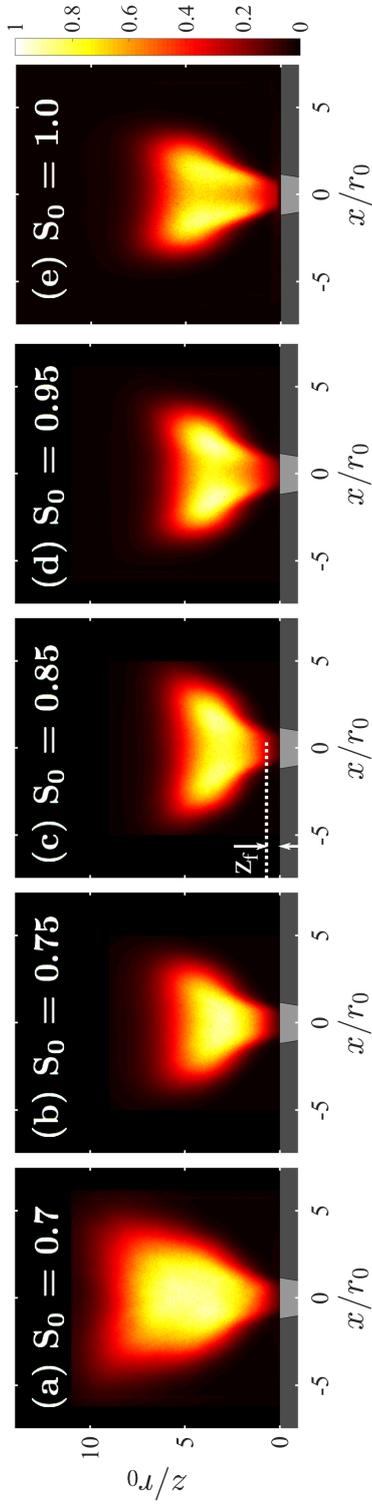


FIGURE 6.1 – OH^* images of CH_4 /air flames, $\phi = 0.95$, $P = 13 \text{ kW}$, $Re = 18000$, $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $U_b/S_L = 39$ and varying swirl numbers S_0 .

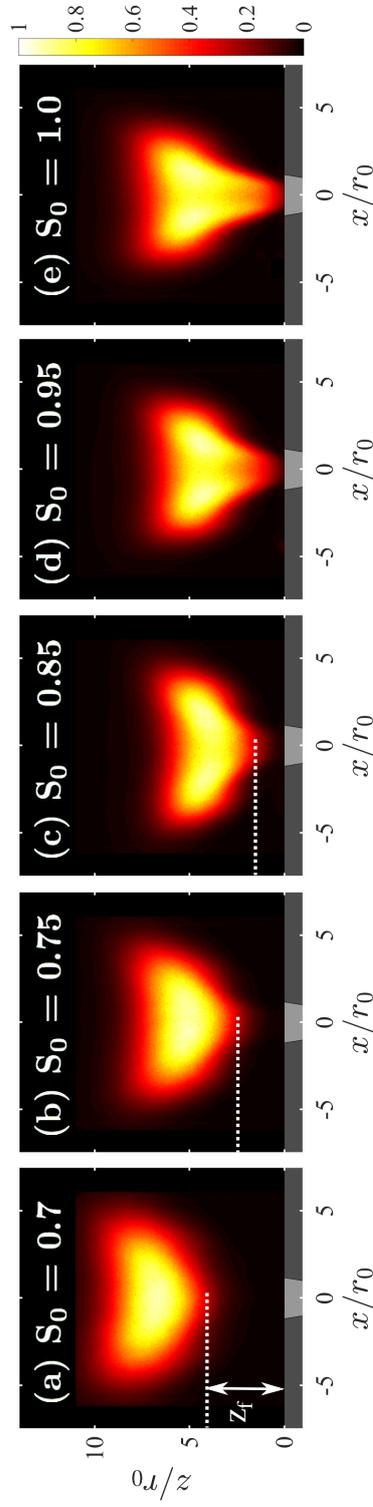


FIGURE 6.2 – OH^* images of CH_4 /air flames, $\phi = 0.95$, $P = 20 \text{ kW}$, $Re = 27800$, $U_b = 21.9 \text{ m.s}^{-1}$, $U_b/S_L = 59$ and varying swirl numbers S_0 .

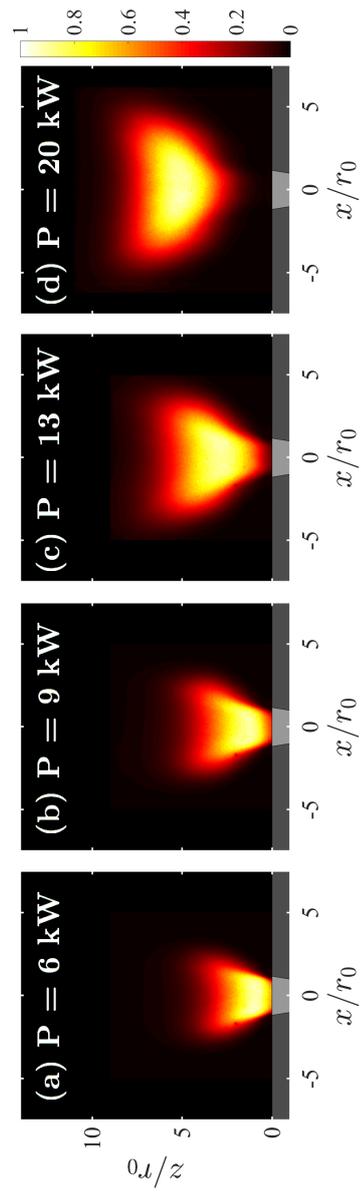


FIGURE 6.3 – OH^* images of CH_4 /air flames, $\phi = 0.95$, $S_0 = 0.75$ and varying thermal power P .

The axial-plus-tangential swirler allows continuously changing the swirl number and eases controlling the shape and position of the flame inside the combustor for the different levels of power tested. Increasing the swirl number moves the flame upstream. Flame stabilization is also found to be slightly sensitive to the injection Reynolds number.

Figure 6.3 shows the OH* light distribution for flames featuring a fixed swirl number $S_0 = 0.75$ with injection Reynolds numbers varying from $Re = 8\,350$ ($P = 6$ kW) to $Re = 27\,800$ ($P = 20$ kW). Increasing the injection Reynolds number yields larger flames and also alters the flame position inside the chamber. The lift-off height of the flame leading edge z_f increases with the injection Reynolds number. The flame keeps a V-shape in all images in figure 6.3, but the flame leading edge protrudes inside the injector $z_f < 0$ in figures 6.3(a) and (b) at low Reynolds numbers $Re < 15\,000$. For higher Reynolds numbers, the flame leading edge is stabilized above the injector $z_f > 0$ close to the outlet at $P = 13$ kW and a bit further downstream at $P = 20$ kW.

The same experiments were repeated for swirl numbers $0.6 < S_0 < 1.0$. It was found that at high Reynolds numbers, the range of swirl numbers where the flame is well stabilized above the burner outlet widens. For example at $P = 20$ kW, V-shaped flames are well stabilized above the burner for $0.70 \leq S_0 \leq 0.95$. At $P = 13$ kW, well stabilized V-shaped flames could only be obtained for $0.75 \leq S_0 \leq 0.90$. At low injection Reynolds numbers $Re < 13\,000$, it was not possible to stabilize CH₄/air flames at this equivalence ratio $\phi = 0.95$ with a leading edge outside the injector over the range of swirl levels that can be reached with this axial-plus-tangential swirler. Above the threshold level $Re > 13\,000$, varying the swirl number S_0 allowed controlling the position of the flame leading edge with respect to the injector outlet. Increasing the swirl number brings the flame closer to the burner outlet. Increasing the Reynolds number broadens the range of swirl numbers where the flame is well stabilized.

At this stage, one may already conclude that the position and the shape of CH₄/air flames at $\phi = 0.95$ stabilized by this axial-plus-tangential device can easily be controlled by adjusting the swirl number S_0 and the bulk injection velocity U_b . Increasing the bulk velocity increases the lift-off height z_f of the flame leading edge above the injector whereas increasing the swirl number decreases this height.

Experiments are now conducted with CH₄/O₂/N₂ flames at different equivalence ratios ϕ and dilution rates X_{N_2} to obtain mixtures featuring different adiabatic flame temperatures T_{ad} and laminar burning velocities S_L . Figure 6.4 maps the position of the flame leading edge as a function of the adiabatic flame temperature T_{ad} and the ratio of the bulk velocity U_b to the laminar burning velocity S_L .

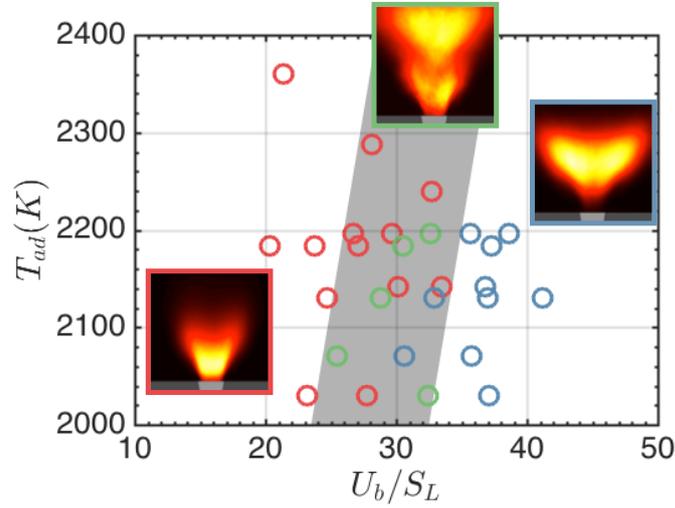


FIGURE 6.4 – Position of the leading reaction edge of N_2 -diluted CH_4 /air lean flames at $S_0 = 0.75$ as a function of T_{ad} and U_b/S_L . The flame leading edge is located inside $z_f/r_0 < 0$ (red) or outside $z_f/r_0 > 0$ (blue) the injector. Green symbols indicate undetermined states with oscillations between these two states. The grey zone roughly delineates the transition region where it is difficult to safely determine the leading edge flame position.

Figure 6.4 indicates that swirling flames at $S_0 = 0.75$ featuring a leading edge above the injector outlet are observed when the ratio U_b/S_L is high enough (blue symbols). If this ratio is too low, the flame leading edge protrudes inside the injector (red symbols). Conditions corresponding to a flame intermittently inside or outside the injector are designated by the green symbols. The intermediate zone colored in grey in figure 6.4 roughly delineates the boundaries of these different zones. The critical values U_b/S_L of the boundaries of the transition zone increase with the adiabatic flame temperature. Increasing T_{ad} brings the flame closer to the injector. For $T_{ad} = 2150$ K, flames with a leading edge front well stabilized above the injector are found for $U_b/S_L > 34$. This critical value increases to $U_b/S_L > 36$ for $T_{ad} = 2250$ K. These data are obtained for $S_0 = 0.75$. A shift of the critical boundaries for U_b/S_L to higher values is found when the swirl number S_0 is increased and conversely (not shown here).

This set of experiments reveals that the flame shape and the location of the leading edge front with respect to the burner outlet can easily be controlled with the axial-plus-tangential swirler for a large range of injection conditions by fixing the ratio of the bulk velocity to the laminar burning velocity U_b/S_L , the adiabatic flame temperature T_{ad} and the swirl number S_0 . Increasing S_0 or T_{ad} moves the flame upstream. Increasing the ratio U_b/S_L increases the flame lift-off height.

6.2 Flow and flame topology

The structure of the flow field above the injector is now investigated under non-reacting conditions in different axial and transverse planes. The swirl number S_1 (See Eq. 3.4 in chapter 3) is deduced from PIV measurements and compared to theoretical estimates S_0 (See Eq. 6.1). PIV and OH-PLIF measurements are then analyzed in the axial plane of the combustor under reacting conditions. The two diagnostics are combined to reveal the position of the flame within the flow field. A comparison between the velocity fields under reactive and non-reactive conditions is finally made. For the remaining part of this study, CH_4/air flames with an equivalence ratio $\phi = 0.95$ and an injection Reynolds number $Re = 18000$ ($P = 13$ kW) are considered. Only the swirl number S_0 is varied.

6.2.1 Non-reacting conditions

Figures 6.5 and 6.6 show the velocity fields in the axial plane passing through the center of the burner and in a transverse plan at $z/r_0 = 0.5$ above the injector outlet respectively. In these pictures, the injector is operated at swirl numbers $S_0 = 0.70, 0.85$ and 1.0 calculated with the expression Eq. (3.8) from chapter 3, which is reproduced here :

$$S_0 = \frac{\pi H r_0 \rho_t}{2 N l L \rho_\theta} \frac{1}{1 + \dot{m}_z / \dot{m}_\theta} \quad (6.1)$$

The black line in figure 6.5 delineates the position of the lower boundary of the internal recirculation zone (IRZ), where the axial velocity is zero $u_z = 0$. In these experiments, the injected air volumetric flow rates are compensated for the absence of fuel injection to match the same bulk velocity U_b of the reacting operating conditions at $\phi = 0.95$ and $P = 13$ kW ($Re = 18000$).

The topology of the flow field near the burner outlet changes when the swirl number S_0 is varied in figure 6.5. When $S_0 = 0.70$, there is no IRZ in the PIV view field (figure 6.5, top image). Only one jet is present at the outlet of the burner with the highest velocity along the burner axis. A small asymmetry can also be distinguished in the velocity field near the combustor flange for this swirl number. This is due to an imperfect machining of the swirler tangential slits. As the swirl number increases, the velocity field becomes more symmetric and the asymmetry disappears. For a higher value corresponding $S_0 = 0.75$, an IRZ appears around the burner axis. This case is not shown here.

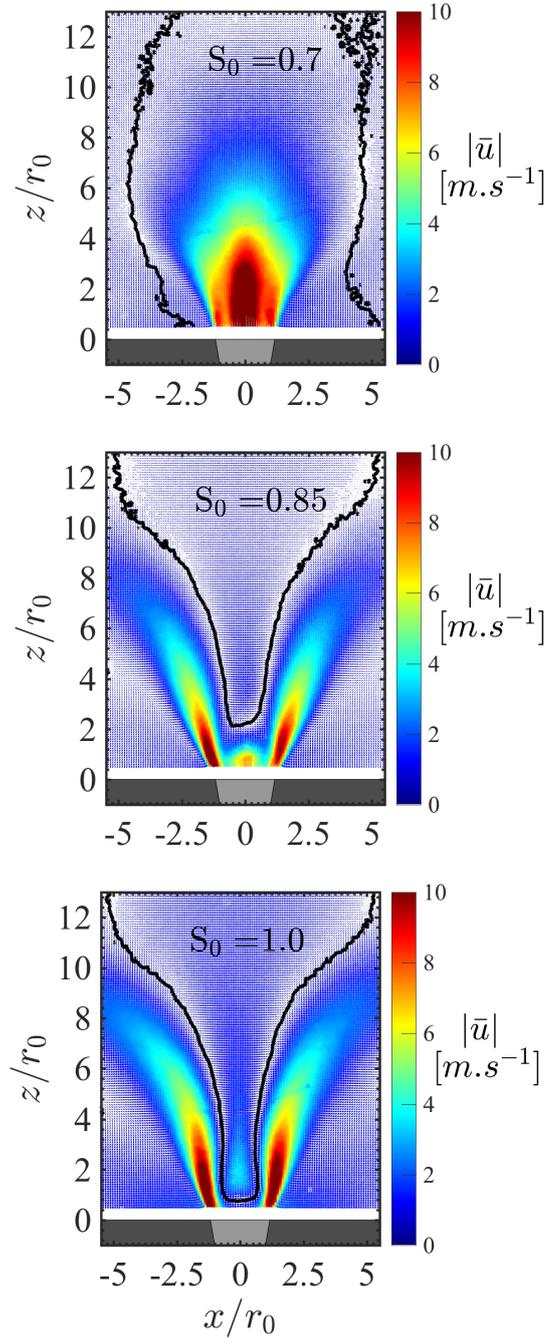


FIGURE 6.5 – 2D velocity fields in non-reacting conditions measured in the axial plane passing through the center of the injector. The black line delineates the position of the inner recirculation zone, where the axial velocity is zero, $u_z = 0 \text{ m.s}^{-1}$. $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 18000$, $S_0 = 0.70$ (top), 0.85 (middle) and 1.0 (bottom).

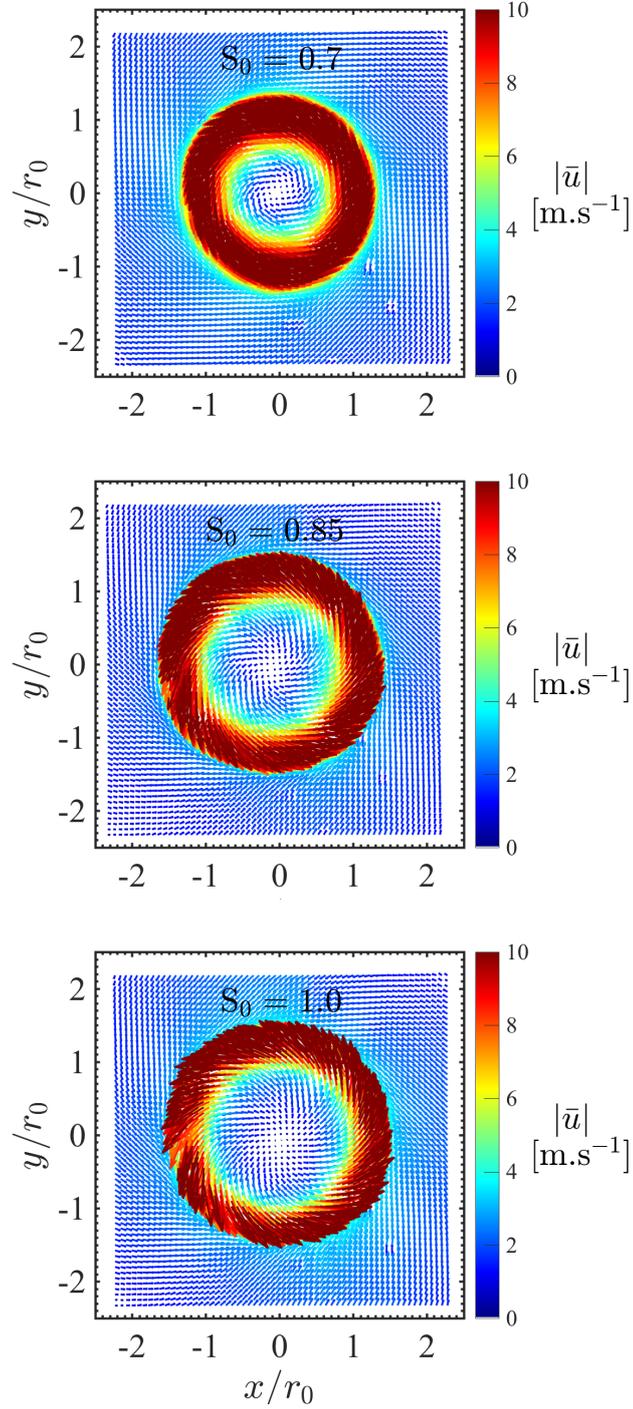


FIGURE 6.6 – 2D velocity fields in non-reacting conditions measured in a transverse plane at $z/r_0 = 0.5$. $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 18000$, $S_0 = 0.7, 0.85$ and 1.0 .

When the swirl number is further increased to $S_0 = 0.85$ (figure 6.5, middle image), the swirling flow now exhibits three regions with high velocities that were already described in chapter 5. The first region with high velocities lies again along the center axis of the injector, but the highest velocities are reached along two side branches featuring an angle close to that of the injector cup outlet. When S_0 is further increased to 1.0, the IRZ lowers and gets closer to the burner outlet, while the central jet along the axis weakens (figure 6.5, bottom image). The stagnation point of the flow along the burner axis lowers from $z_{st}/r_0 = 2.1$ for $S_0 = 0.85$ to $z_{st}/r_0 = 0.8$ for $S_0 = 1.0$. These measurements confirm that the position of the IRZ is controlled by the swirl number S_0 .

The transverse velocity fields measured at $z/r_0 = 0.5$, for the same operating conditions as those presented in figure 6.5 are shown in figure 6.6. In the three cases, a ring of high velocities with low velocities the center can be observed. Increasing the swirl number S_0 leads to an increases of the radius of this ring. As the swirl number S_0 increases, vectors in the ring of high velocities are more and more oriented outward meaning that the radial velocity in the ring of high velocities increases.

Assuming a mean axisymmetric flow field structure (see figures 6.1 to 6.3), PIV measurements in transverse planes are used to determine the azimuthal and radial velocity components of the flow field. Figure 6.7 plots the axial (black), radial (red) and azimuthal (blue) velocity profiles extracted at $z/r_0 = 0.5$ for the flow conditions investigated in figure 6.5. One now clearly identifies three local maxima in the axial velocity profiles for $S_0 = 0.70$ and 0.85. These profiles reveal three jets with high axial velocities at the burner outlet and take the shape of a W for $z/r_0 = 0.5$. For $S_0 = 0.70$, they however quickly merge downstream and form only one jet as shown in the top image in figure 6.5 for $z/r_0 > 2$. When S_0 increases the peak axial velocity along the burner axis progressively drops and vanishes for $S_0 = 1.0$ in figure 6.7. This drop is accompanied by a progressive increase of the peak radial velocity, while the maximum azimuthal velocity remains roughly constant and equal to $u_\theta = 10 \text{ m.s}^{-1}$ when S_0 changes from 0.70 to 1.0. Only the radial position where this maximum is reached and the shape of the azimuthal velocity profile change. When $S_0 = 0.70$, the azimuthal component has a Rankine like profile with a maximum located at $|x|/r_0 = 1.0$. At higher swirl numbers $S_0 = 0.85$ and 1.0, the azimuthal velocity profile cannot fully develop and a large dead zone with low velocities is present at the center of the injector. The highest azimuthal velocities are found in these cases at $|x|/r_0 \simeq 1.2$ indicating that the swirling jet spreading angle increases when the swirl number increases.

The velocity profiles in figure 6.7 are now used to determine the swirl number S_1 with Eq. (2.3). Values of the swirl number measured at $z/r_0 = 0.5$ and $z/r_0 = 2.0$ are presented in Table 6.1. The measured values S_1 are close to the

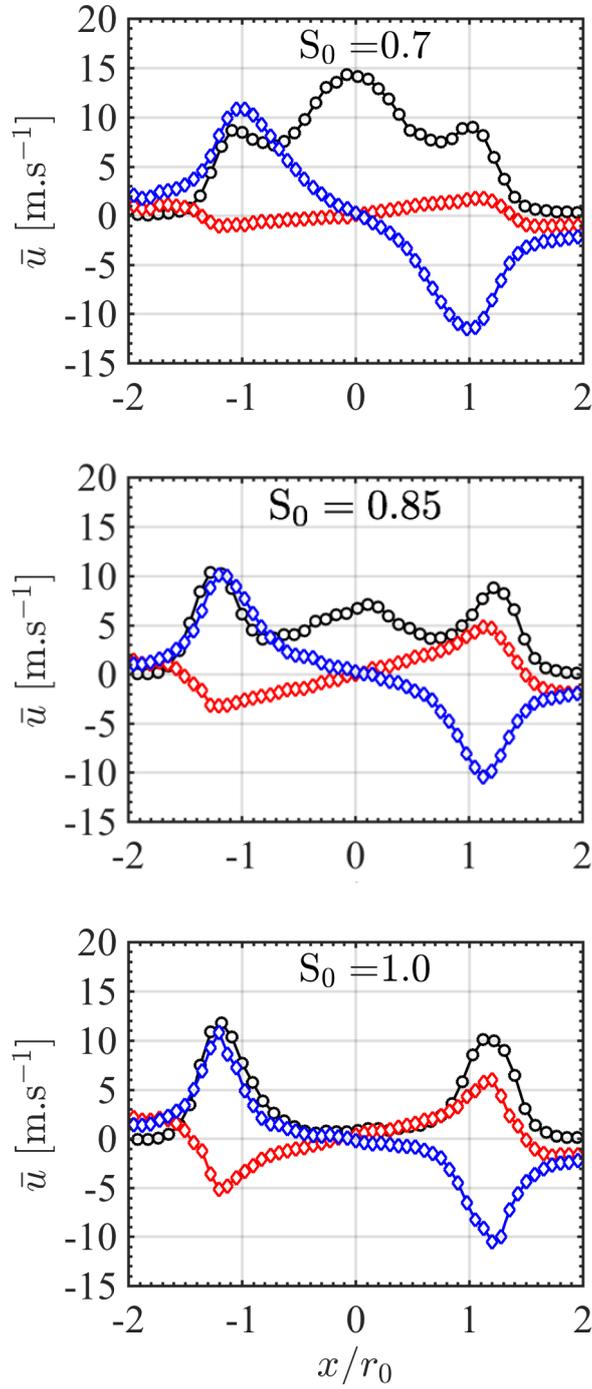


FIGURE 6.7 – Axial (black), radial (red) and tangential (blue) velocity profiles at $z/r_0 = 0.5$ extracted from the PIV fields presented in Fig. 6.5.

TABLE 6.1 – Swirl numbers S_1 determined with Eq. (2.3) and the velocity components measured at $z/r_0 = 0.5$ and $z/r_0 = 2.0$. S_0 theoretical estimates with Eq. (6.1). $Re = 18\,000$.

S_0	0.70	0.85	1.00
S_1 at $z/r_0 = 0.5$	0.76	0.92	0.94
S_1 at $z/r_0 = 2.0$	0.80	0.89	0.91

theoretical estimates S_0 . Relative differences are lower than 10%. However, the measured values for S_1 are higher than the theoretical estimates for $S_0 = 0.70$ and 0.85 , whereas for $S_0 = 1.0$, the value found for S_1 is lower. For $S_0 = 0.85$ and 1.0 , one may note that the measured values S_1 are close even though the injection conditions have changed and the flow structure is quite different in figure 6.5 between these two cases.

When injection is made at $S_0 = 0.85$, the axial velocity $u_z = 7 \text{ m.s}^{-1}$ along the burner axis corresponds to a local maximum in figure 6.7. When injection is made at $S_0 = 1.0$, the axial velocity now features a minimum $u_z = 0.7 \text{ m.s}^{-1}$ along the burner axis. The flame shapes also clearly differs in figure 6.1. The flame has a V-shape at $S_0 = 0.85$ and tulip-shape at $S_0 = 1.0$. One may conclude that the measured value S_1 of the swirl number at the burner outlet is not the best indicator of the topology of the flow field for this type of injector. The theoretical swirl number calculated here with Eq. (6.1) yields a better indication of the flame shape than the measured value given by Eq. (3.4).

It is also worth noticing that a much higher swirl number S_1 is needed to trigger vortex breakdown than for a burner equipped with an axial or radial swirler. In many radial or axial swirlers, a critical threshold value of $S_1 \simeq 0.6$ is generally enough to trigger vortex breakdown and get a stable IRZ (Syred (2006), Gupta A. K. (1984), Durox et al. (2013)). With the axial-plus-tangential swirler used in this study, the IRZ only appears at higher values when $S_1 \geq 0.75$ (Fig. 6.5). This is probably due to the presence of the axial central jet with high velocities produced by this axial-plus-tangential injection device for swirl numbers $S_1 < 1.0$. This central jet delays the birth of the IRZ.

6.2.2 Reacting conditions

The structure of the velocity field is now investigated with combustion. Figure 6.8 show the trace of the velocity field in the axial plane under reacting conditions for the same injection conditions as those presented in Fig. 6.5 for non-reacting conditions at $S_0 = 0.7, 0.85$ and 1.0 . Qualitatively, figure 6.5 in non-reacting and 6.8 reacting conditions are similar and highlight the same flow

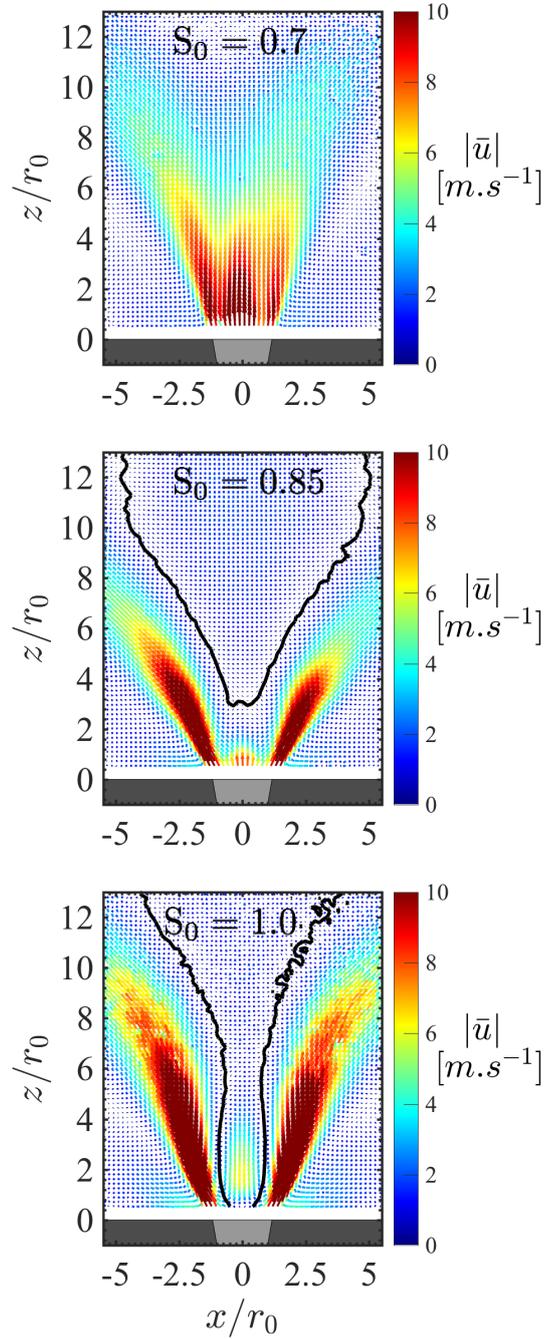


FIGURE 6.8 – Velocity field in reacting conditions measured in the axial plane crossing through the center of the injector. The black line delineates the position of the inner recirculation zone, where the axial velocity is zero, $u_z = 0$. $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 18000$, $\phi = 0.95$ and $S_0 = 0.7, 0.85$ and 1.0

topology and velocity levels.

Figures 6.9 compare the axial and radial velocity components in non-reacting (blue circles) and reacting conditions (red diamonds) for $S_0 = 0.85$ and 1.0. These profiles are extracted from figures 6.5 and 6.8 at different heights $z/r_0 = 0.5, 1.5$ and 3.0 above the injector outlet section. The radial u_r and axial u_z velocity components with and without combustion are close near the burner outlet at $z/r_0 = 0.5$. The only differences are the slightly higher values of the maxima reached by the axial and radial velocities in the reacting case. Differences increase also for $x/r_0 > 1.5$ due to thermal expansion of the flow in the reacting case. The two non-reacting velocity components u_r and u_z decrease faster with the distance to the injector than for the reacting case. At $z/r_0 = 3.0$, differences between reacting and non-reacting velocity profiles increase. This is again due to the thermal expansion of the gases. Flow velocities downstream the flame front take higher values in the reacting case. The opening angle of the external jet of high velocity is also higher in the reacting case. The radial position where the maximum velocity is reached is in both cases located between the inner shear layer (ISL) and the outer shear layer (OSL). For $z/r_0 = 3.0$ and $S_0 = 0.85$, this maximum is reached at $|x|/r_0 = 2.3$ in the reacting case and at $|x|/r_0 = 1.9$ in the non-reacting case.

A close examination between figures 6.5 and 6.8 also reveals that the IRZ moves when the flame is present. It moves upstream for $S_0 = 0.85$, the stagnation point of the IRZ is found along the burner axis at $z_{st}/r_0 = 2.5$ in reacting conditions and at $z_{st}/r_0 = 2.1$ in non-reacting conditions. And downstream for $S_0 = 1.0$, $z_{st}/r_0 = 0.8$ in non-reacting conditions and $z_{st}/r_0 < 0.5$ in reacting conditions. For $S_0 = 0.7$ the IRZ is not present in the PIV field of view in both conditions. But the IRZ just move a little when the injection mixture is ignited.

The main conclusion is that flows with and without combustion are very similar at the injector outlet. The W shape of the axial velocity profiles for $S_0 < 1.0$ is confirmed. One may then infer the flow topology in reacting conditions by conducting easier experiments in non-reacting conditions. This feature has been verified for swirl numbers between $0.70 \leq S_0 \leq 1.0$ and is reminiscent to that known for radial or axial swirlers (Schneider et al. (2005)).

OH-PLIF measurements are now used to investigate the structure of the flame in the axial plane crossing the injector axis. The probability of presence of hot burnt gases combined with the previous velocity measurements are plotted in figures 6.10 and 6.11. The hot burnt gases are indicated in red in this figure. The outer recirculation zone (ORZ) filled with cooled burnt gases appear in blue as the fresh gases. For $S_0 = 0.85$, the flame takes a V-shape like structure with also a reaction layer that is slightly protruding in the OSL of the flow as described by Guiberti et al. (2015). The combustion takes mainly place in the

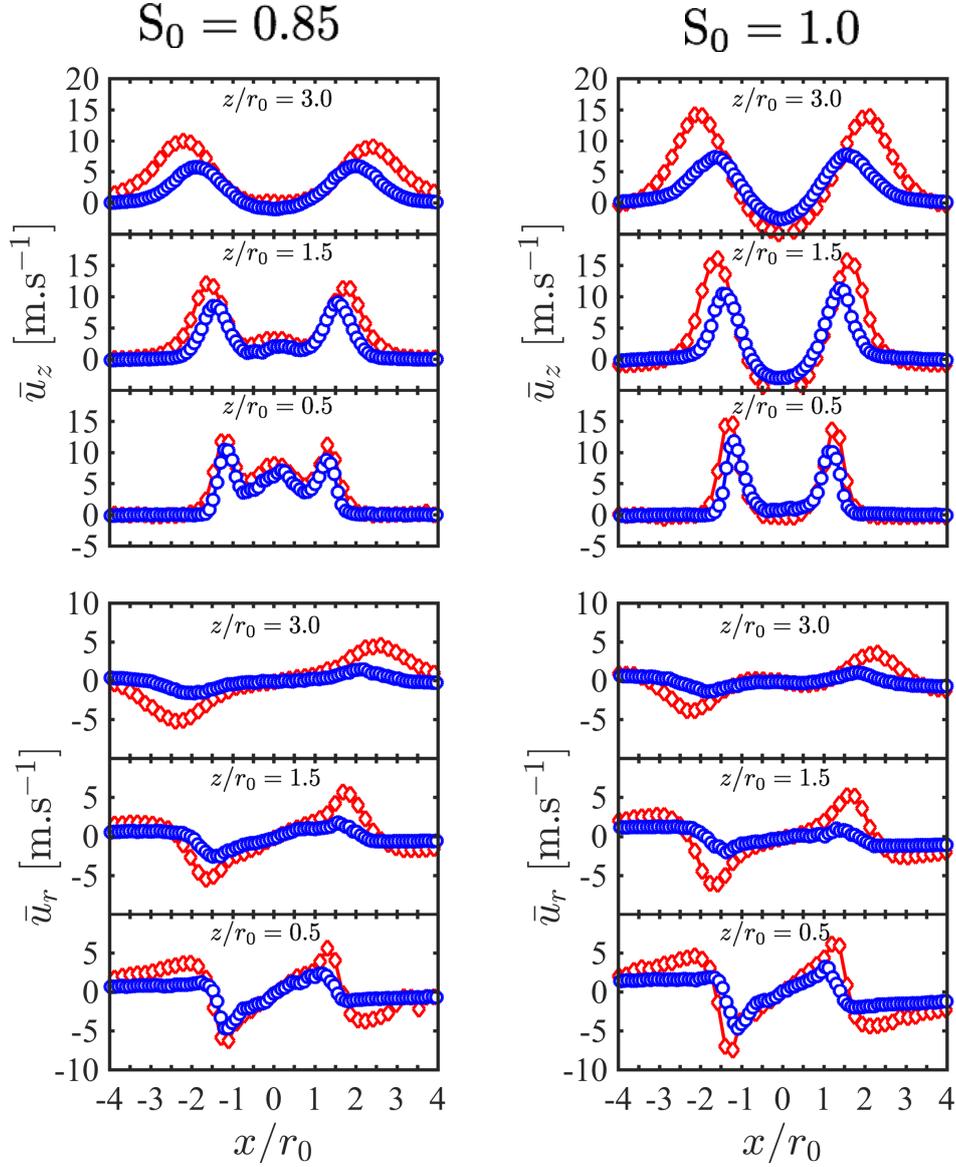


FIGURE 6.9 – Axial \bar{u}_z (top) and radial \bar{u}_r (bottom) velocity profiles in reacting (red diamonds) and non-reacting (blue circles) conditions with $S_0 = 0.85$ (left) and $S_0 = 1.0$ (right) at $z/r_0 = 0.5, 1.5$ and 3.0 .

ISL formed by the jet flow exhausting the injector and the IRZ. Reaction also takes also place intermittently in the OSL of the jet flow and the ORZ. An M-shape like structure with two well stabilized reaction layers in the ISL and OSL is found for $0.75 \leq S_0 \leq 0.90$.

Figure 6.10 also reveals that the highest probability to find the flame leading

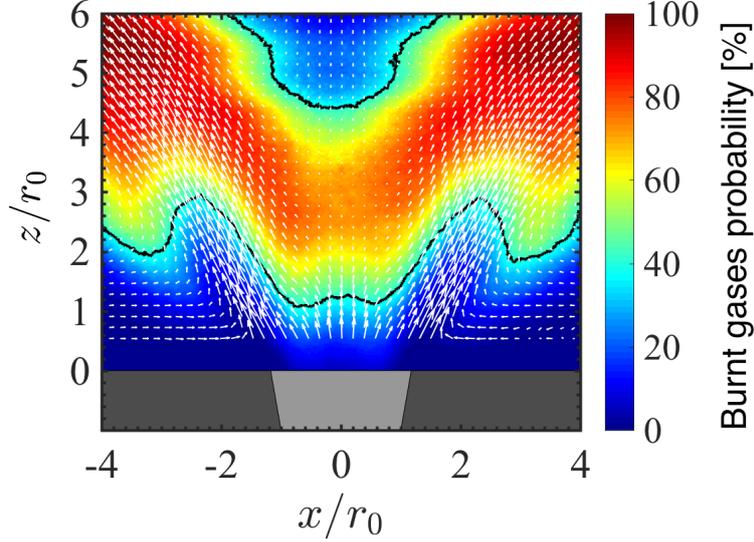


FIGURE 6.10 – Probability of presence of hot burnt gases in the axial plane overlaid with the corresponding velocity field. The black line delineates the positions where the hot burnt gases are present 40% of the time. $\phi = 0.95$, $Re = 18\,000$, $S_0 = 0.85$.

edge position does not lie on average along the burner axis, but this position is slightly off-set in the radial direction. This information could not be detected with the OH^* chemiluminescence images shown in figures 6.1 and 6.2 due to the line of sight integration of the light originating from the flame. Attempts were made to retrieve this feature with an Abel inversion of the chemiluminescence data, but the mathematical singularity of this transformation along the burner axis resulted in a too weak SNR to detect anything in the region close to the burner axis.

Figure 6.12 plots the mean axial velocity profile (black solid line) extracted from figure 6.8 together with the corresponding root-mean-square values (red solid line) and the burnt gases probability of presence (black dotted line) obtained for the same conditions and extracted from the figure 6.10 at $z/r_0 = 0.5$, 1.0 and 2.0. Figure 6.12 makes a clear link between the lowest values of the mean axial velocity and the highest values of probability of presence of burnt gases as indicated by the dashed vertical lines. It confirms that the flame leading edge statistically preferentially lies in the zones of low velocity comprised between the central axis where the axial velocity reaches a local maximum and the local high values of the axial velocity reached by the swirling jet in the ISL. As a conclusion, the transverse profiles for the probability of presence of burnt gases follow the W shape axial velocity profiles and the flame also takes a W-shape around the burner axis. Experiments conducted at swirl numbers $0.75 \leq S_0 \leq 0.95$ where the flame is stabilized above the injector outlet section

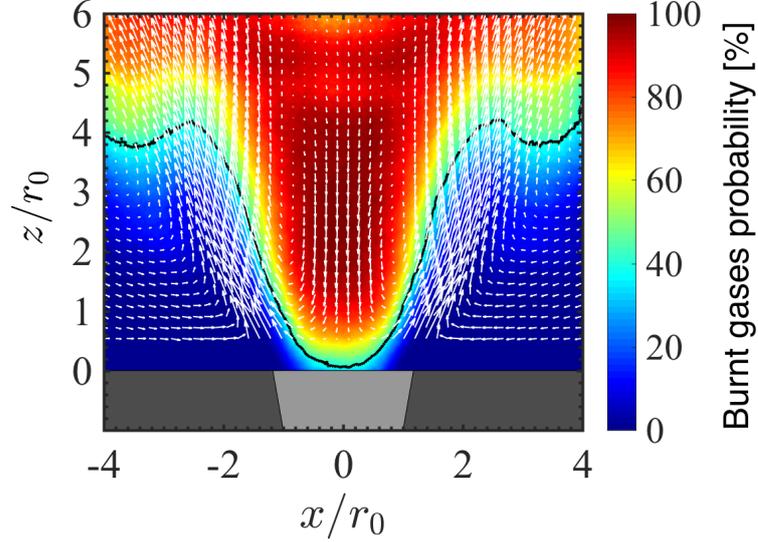


FIGURE 6.11 – Probability of presence of hot burnt gases in the axial plane overlaid with the corresponding velocity field. The black line delineates the positions where the hot burnt gases are present 40% of the time. $\phi = 0.95$, $Re = 18\,000$, $S_0 = 1.0$.

also yielded the same results with a W flame shape profile around the burner axis.

The root-mean-square values (rms) of the axial velocity component provide valuable information on the turbulence level reached by the flow above the injector. The flow produced by the axial-plus-tangential swirler is found to be highly turbulent. The mean (\bar{u}_z) and rms (u'_z) axial velocity levels averaged over the burner section reach $\bar{u}_z = 7.0 \text{ m.s}^{-1}$ and $u'_z = 6.0 \text{ m.s}^{-1}$ at $z/r_0 = 0.5$ and $\bar{u}_z = 5.9 \text{ m.s}^{-1}$ and $u'_z = 4.5 \text{ m.s}^{-1}$ at $z/r_0 = 2.0$ in Fig. 6.12. The rms values take about the same values as the mean components. The same features were observed for the cold flow conditions and for all velocity components and all injection conditions explored in this work.

Attempts were made to elucidate the mechanisms controlling flame stabilization in this highly turbulent flow above the injector outlet. It has already been indicated that the highest probability of presence of the flame leading edge systematically lies slightly off-set in the radial direction with respect to the burner axis and this position always corresponds to the lowest local mean axial velocity of the incoming flowfield. Attempts were made to deduce the turbulent burning velocity from the data plotted in figure 6.10, but the probability of presence of burnt gases remains relatively weak at $z/r_0 = 1.0$ which corresponds to the height above the burner where the flame leading edge position has been deduced from the chemiluminescence data plotted in figure 6.1(c). This probability

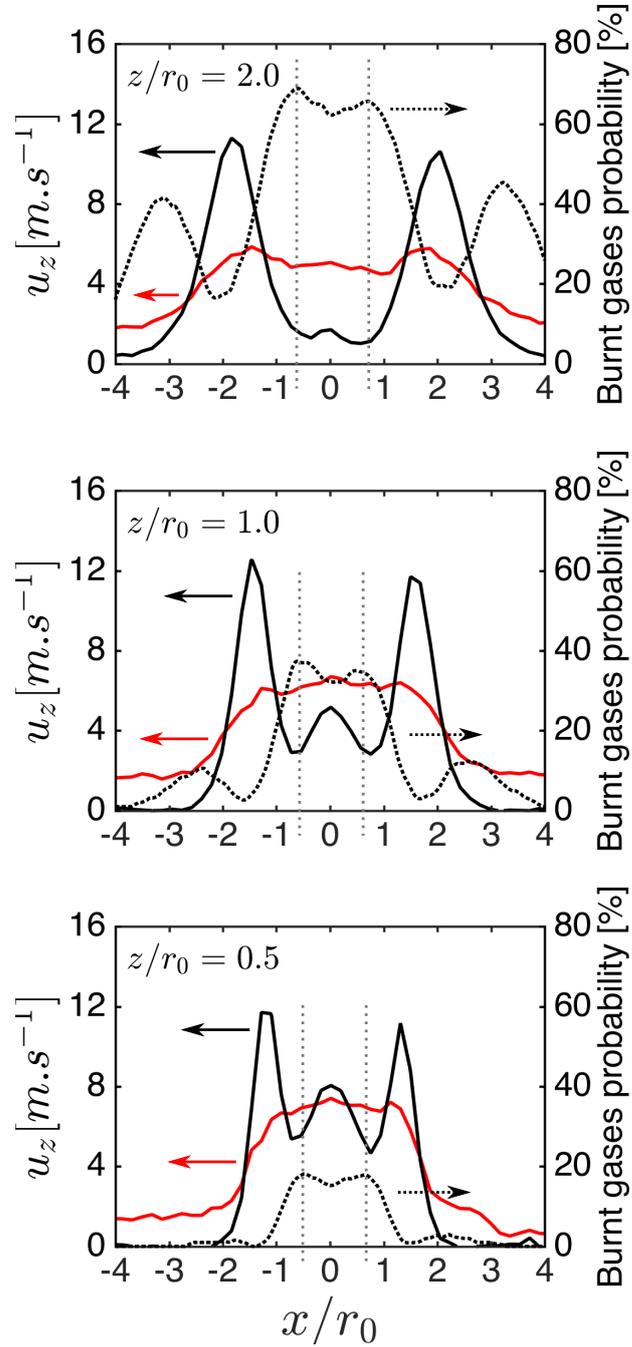


FIGURE 6.12 – Axial velocity (-), axial rms velocity (-) and burnt gases probability of presence (---) extracted from the Fig. 6.8 and 6.10 for $S_0 = 0.85$ respectively at $z/r_0 = 2.0$ (top), $z/r_0 = 1.0$ (middle) and $z/r_0 = 0.5$ (bottom).

never exceeds 40% in figure 6.12 at $z/r_0 = 1.0$. This denotes again a highly intermittent flame and this was confirmed by examining individual OH-PLIF snapshots. A spectral analysis of the data gathered also revealed a coherent structure at 820 Hz for the injector used without diverging cup at the same flow operating conditions. In this case, the flame was not well stabilized close to the injector nozzle outlet as in this study conducted with a cup angle of 10° . This coherent signal however disappeared in the data gathered with injector with the cup angle of 10° . There is yet no satisfactory explanation for the flame leading edge stabilization. Further studies of the instantaneous velocity fields will be conducted to try to understand the mechanisms controlling the stabilization of the flame.

6.3 Conclusion

The stabilization of technically premixed swirling CH_4/air flames produced by an axial-plus-tangential swirler has been studied experimentally. Chemiluminescence images have first been used to characterize effects of the swirl number S_0 , the injection Reynolds number Re , the laminar burning velocity S_L and the adiabatic flame temperature T_{ad} on the flame shape and its position with respect to the injector outlet.

It has been found that operating the system with swirl numbers ranging between $0.7 < S_0 < 0.9$, an injection Reynolds number $Re = 18\,000$ and an equivalence ratio $\phi = 0.95$ allowed to aerodynamically stabilize CH_4/air flames in a V-shape close to the burner outlet with a flame leading edge located outside the injector.

It has been shown that the position and the shape of the flame produced with this axial-plus-tangential swirler are controlled by the ratio of the bulk velocity to the laminar burning velocity U_b/S_L , the adiabatic flame temperature T_{ad} and the swirl number S_0 for a range of injection Reynolds numbers covering $Re = 8\,500$ to $28\,000$. Selecting the right values for these parameters allows to stabilize the flame close to the burner without interacting with the combustor or injector walls. Increasing the swirl number S_0 or the adiabatic flame temperature T_{ad} decreases the lift-off height of the flame. Increasing the ratio U_b/S_L increases this distance.

The structure of the non-reacting flow revealed by PIV measurements indicate that the axial velocity profile takes a W-shape at the injector outlet for swirl numbers $S_0 < 1.0$. This particular structure of the flow field allows to control the position of the internal recirculation zone (IRZ) by varying the swirl number S_0 . The swirl number S_0 calculated with Eq. (6.1) has also been shown to take about the same values as those deduced from the measurements made

at the injector outlet. The parameter S_0 however yields a better indication of the shape taken by the flame than the measured values of the swirl number. It has also been found that the axial-plus-tangential injector needs to be operated at higher swirl number values than radial or axial swirling vanes to produce a stable IRZ. Stable IRZ are found here for $S_1 > 0.8$. The high axial velocity produced by this injector along the burner axis delays the formation of a stable IRZ.

The flame structure and the corresponding velocity field under reacting conditions produced by the axial-plus-tangential swirler have finally been investigated with OH-PLIF and PIV measurements. These diagnostics reveal an axial velocity distribution with a W-shape profile and an off-axis statistical average position of the flame leading edge located between the burner axis and the ISL of the swirling jet. The position of the flame leading edge corresponds to the position where the W-shape axial velocity profile features a local velocity minimum at about the mid-width of the injector.

This study conducted in this chapter shows that the axial-plus-tangential swirler that has been developed in this work allows to easily control the leading edge position and the shape of technically premixed swirling flames. This type of device yields flames aerodynamically stabilized above the injector for a relatively large range of injection Reynolds numbers with the possibility to tune the flame leading position to a certain extent.

Chapitre 7

Effet de l'ouvreau

L'injecteur Oxytec a été conçu avec la possibilité de changer l'angle de l'ouvreau à la sortie du brûleur. Il existe relativement peu d'études systématiques de l'impact de cet ouvreau sur la structure de l'écoulement produit par un injecteur avec un tourbillonneur. On sait cependant que la forme prise par la flamme dépend de ce paramètre géométrique (chapitre 2). L'effet de l'angle de cet ouvreau est analysé dans ce chapitre. Un article est en cours d'écriture sur la base de ce chapitre que l'on souhaite soumettre pour une publication dans une revue à comité de lecture avant la fin de l'année. Il est écrit à nouveau en anglais.

Effects of the diffuser cup angle on the shape and stabilization of technically premixed CH₄/air flames produced by the axial-plus-tangential Oxytec swirler is highlighted thanks to a set of optical measurements (PIV, OH- PLIF and chemiluminescence). First, effects of the diffuser cup angle α on the flow field and on the position of the flame inside the combustion chamber are investigated. The structure of the flow field in reacting conditions is then examined together with the flame topology deduced from OH planar laser induced fluorescence measurements. The impact of the diffuser cup angle on the non-reacting flow field structure is investigated. These data are used to determine the evolution of the swirl number measured at the outlet of the burner. A theoretical model describing effects of a section change on the swirl number is derived.

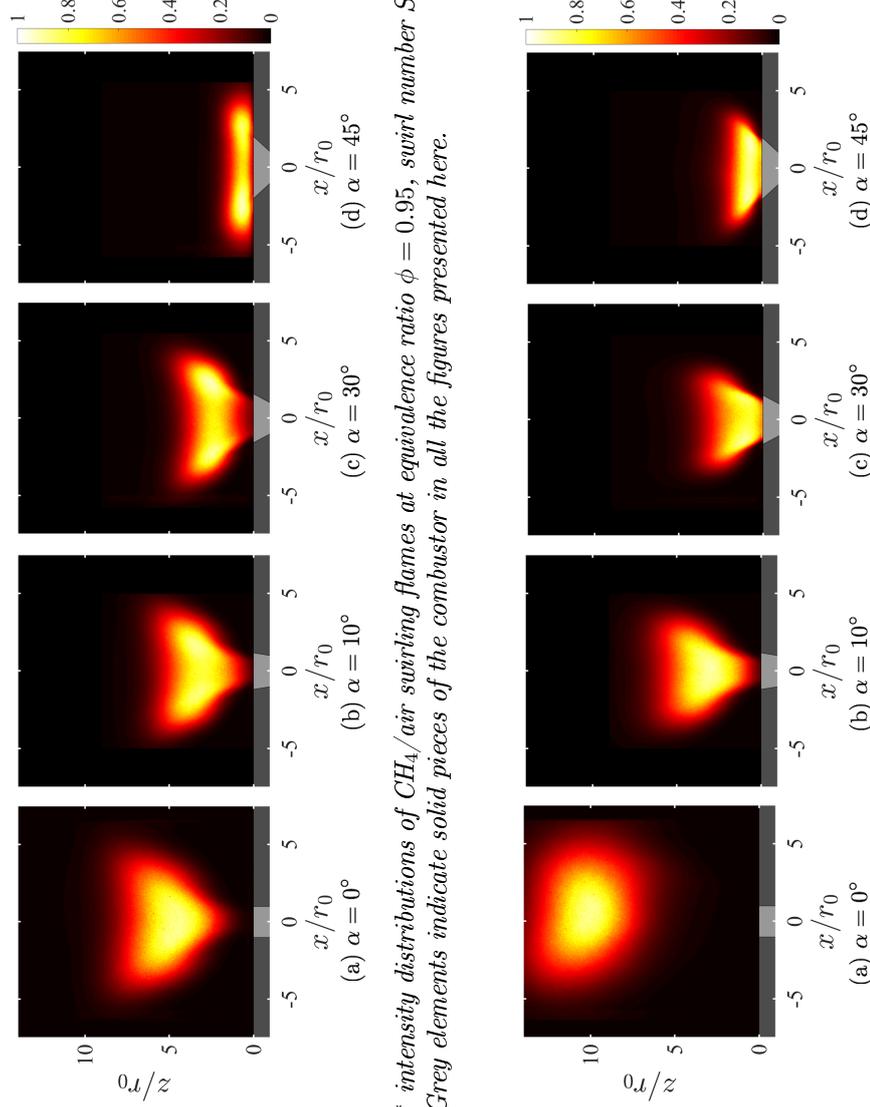


FIGURE 7.1 – OH^* intensity distributions of CH_4/air swirling flames at equivalence ratio $\phi = 0.95$, swirl number $S_0 = 0.85$ and thermal power $P = 13$ kW. Grey elements indicate solid pieces of the combustor in all the figures presented here.

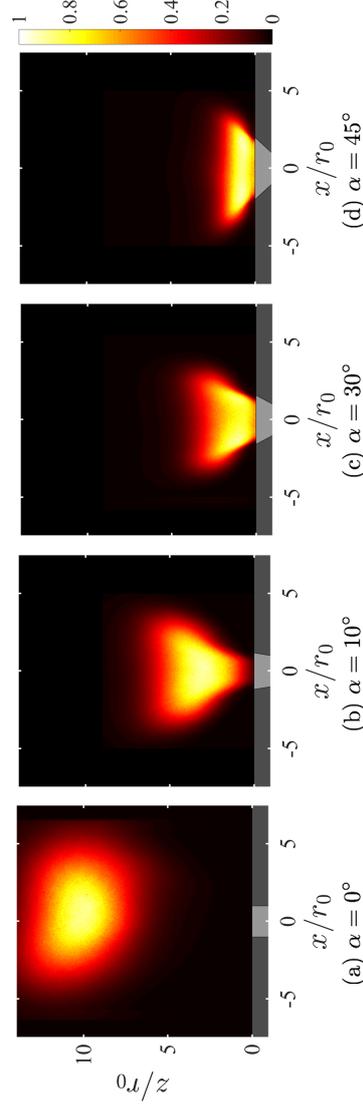


FIGURE 7.2 – OH^* intensity distributions of CH_4/air swirling flames at equivalence ratio $\phi = 0.95$, swirl number $S_0 = 0.75$ and thermal power $P = 13$ kW.

7.1 Flame stabilization

7.1.1 Effect of the diffuser cup angle

Effects of the diffuser cup angle on the flame topology are investigated with OH* chemiluminescence images. Figure 7.1 shows the OH* signal distribution in an axial plane of the same CH₄/air flame with $S_0 = 0.85$ and different injector diffuser cup angles α .

Modifying the diffuser cup angle has a strong impact on the flame shape and flame position inside the combustion chamber. For $\alpha = 0^\circ$ the flame is lifted and takes a V-shape above the burner with a flame leading edge far from the burner exit. This flame is highly unsteady and difficult to stabilize. For $\alpha = 10^\circ$ and $\alpha = 30^\circ$, the flame keeps a V-shape but moves further upstream as the diffuser cup angle increases. In these conditions, the flames are aerodynamically stabilized just above the injector nozzle outlet at distances $z/r_0 \sim 1$. As α increases the flame widens in the transverse direction, shrinks in the axial direction and its leading edge moves upstream. It can also be noticed that the angle made by the flame near its leading edge increases with the diffuser cup angle for $\alpha = 0^\circ$ to 30° .

For larger values $\alpha \geq 45^\circ$, figure 7.1(d) shows that the flame suddenly flattens and the combustion reaction takes place in the boundary layer close to the combustor dump plane. The flame takes in these conditions a compact torus shape. This type of topology can be observed in other studies of swirling flames with large flare angles (Durox et al. (2016)). It is also well known that the cup angle at the injector outlet plays a considerable role in the jet opening angle. A small cup angle variation may cause large changes of the jet expansion angle (see, for example, Wang et al. (1993) and Fanaca et al. (2010)).

This series of images demonstrate that changing the diffuser cup of the Oxytec injector allows controlling the position of the flame inside the combustor. When α increases the flame moves upstream. This figure also points out that the flame shape is very sensitive to this angle. Too high values lead to torus flame shapes impinging the combustor dump plane with strong thermal load on this component. It is thus important to choose the right diffuser cup angle α to stabilize the flame at the desired location within the combustion chamber.

7.1.2 Effect of the swirl number

The same experiments are carried out with a lower swirl number $S_0 = 0.75$. The other flow operating conditions are the same as in figure 7.1. Figure 7.2 shows the results for the OH* distribution as the angle α is varied. One can notice that a small change of the swirl number S_0 has strong consequences. For

$\alpha = 0^\circ$, the flame takes a ball-like shape in figure 7.1 with a lifted pattern far from the injector. For $\alpha = 30^\circ$ the flame takes a V-shape with a leading edge protruding inside the injector. For $\alpha = 45^\circ$, the flame took a flatten donut like shape in figure 7.1(d) when $S_0 = 0.85$. For the same diffuser cup angle $\alpha = 45^\circ$, the flame doesn't flatten in figure 7.2 when $S_0 = 0.75$, but keeps its V-shape with a leading edge protruding inside the diffuser cup.

The range of cup angles α , where the flame takes a V-shape with a leading edge aerodynamically stabilized above the injector nozzle outlet is reduced when the system is operated at $S_0 = 0.75$. This topology is only found for $\alpha = 10^\circ$ in figure 7.2(b). This flame is a bit narrower in the transverse direction and longer in the axial direction than in figure 7.1(b), but it has the same V-shape and is stabilized above the burner outlet with a flame leading edge lying outside the injector. These experiments show that the swirl number S_0 at which the injector is operated needs to be carefully selected as demonstrated in the previous chapter 6.

The targeted flames are V-shaped with a leading edge stabilized above the burner nozzle outlet. From an industrial point of view, these technically premixed flames constitute a safe operational mode with a security margin with respect to flashback and with limited heat fluxes to the injector nozzle metallic components. Flames with a leading edge protruding inside the injector may eventually damage the burner. Torus flames stabilized in the boundary layer of the flow along the dump plane of the combustion chamber are associated with large heat transfer to the walls. Lifted shapeless or ball-shaped flames are highly unsteady and often impinge the combustor sidewalls and may thus also lead to damages. Therefore for the rest of the study the swirl number is generally fixed to $S_0 = 0.85$ for which the largest range of operability of the injector has been found with V-shaped flames stabilized above the injector outlet.

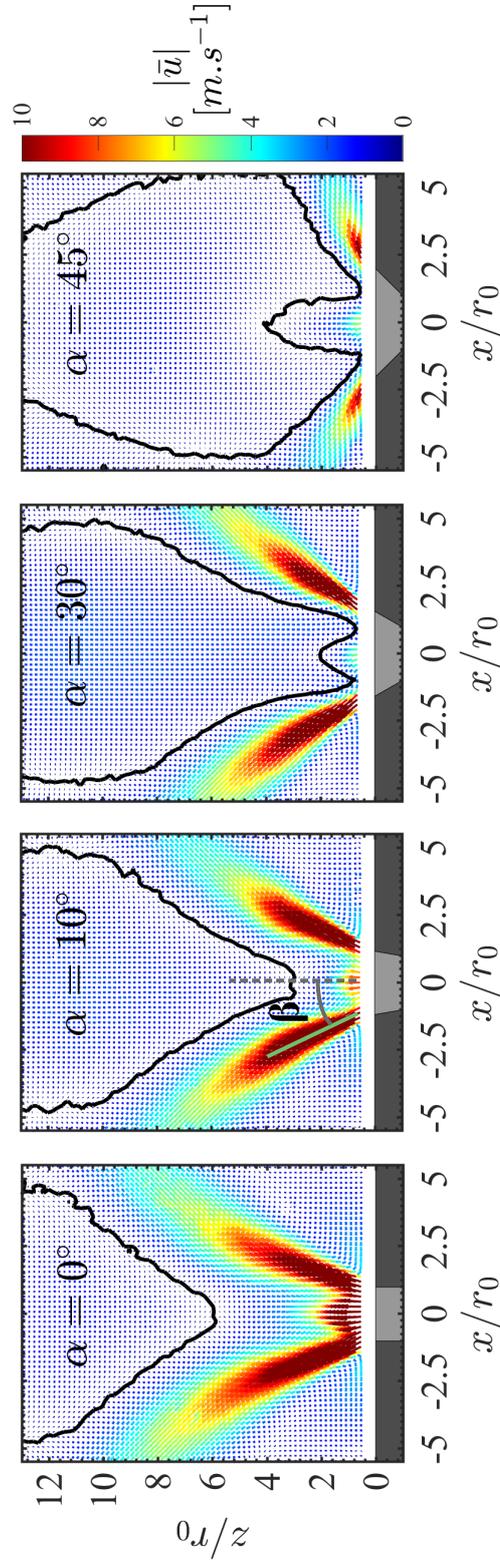


FIGURE 7.3 – 2D velocity fields in reacting conditions. The black line shows the position of the inner recirculation zone, where the axial velocity is null, $U_z = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. $\phi = 0.95$, $P = 13 \text{ kW}$, $S_0 = 0.85$, $Re = 18000$ and $T_{ad} = 2200 \text{ K}$.

7.2 Flow and flame topology

7.2.1 Flow topology under reactive conditions

The flow field inside the combustion chamber is studied for different cup angles under reactive conditions. Figure 7.3 represents 2D longitudinal velocity fields obtained by PIV in the axial plane through the burner axis when the cup angle is varied from $\alpha = 0^\circ$ to $\alpha = 45^\circ$ and the flow operating conditions are the same. The swirl number calculated by Eq. (3.4) in the injector of radius r_0 is also kept constant in these experiments and equal to $S_0 = 0.85$. Vectors are colored by their norm values in figure 7.3. The black lines delineate the position where the axial velocity component u_z is zero, *i.e.* the boundary of the internal recirculation region (IRZ). The axial velocity within the IRZ takes negative values. There also exists outer recirculation zones (ORZ) near the solid sidewalls, but the boundaries of the ORZ are not represented in these images.

Figure 7.3 reveals that the IRZ moves upstream and widens in the transverse direction when the cup angle increases from $\alpha = 0^\circ$ to $\alpha = 30^\circ$. This is accompanied by an increase of the swirling jet opening angle β and the stagnation point along the burner axis also moves further upstream. These features are similar to those observed for axial or radial swirling vanes when the diffuser cup is changed (Syred and Beér (1974), Gupta A. K. (1984), Therkelsen et al. (2010)). With these injection systems, this phenomenon is generally accompanied by an IRZ that progressively protrudes within the injector nozzle leading to a reverse flow inside the injector. This phenomenon is not observed here with the axial-plus-tangential swirler used in the Oxytec burner. The axial injection unit of this device generates a jet of high velocity along the burner axis and this axial stream allows to repel the stagnation point of the IRZ above the burner outlet as the cup angle α increases even at the largest values of the angle $\alpha \geq 30^\circ$.

Experiments carried out for swirl numbers higher than $S_0=1.0$ however reveal that this axial jet disappears and the IRZ moves inside the injector even for small diffuser cup angles $\alpha \geq 5^\circ$. In these cases, the flame leading edge stabilizes inside the injector. These tests again indicate that the flow topology depends both on a the swirl number S_0 and diffuser cup angle α .

Figure 7.3 also reveals a sudden change of the flow regime between cases $\alpha = 30^\circ$ and $\alpha = 45^\circ$. For $\alpha \leq 30^\circ$, the axial flow is in a free jet regime and the jet opening angle β takes values a bit higher than the cup angle α . For $\alpha = 45^\circ$, the flow topology near the combustion chamber dump plane is drastically different than one found for $\alpha = 30^\circ$. The jet opening angle β is much higher than the cup angle α and the jet flow deeply interact with the boundary layer along the combustor dump plane. The flows measured show a bifurcation between

$\alpha = 30^\circ$ and 45° and lies in a wall jet regime for $\alpha > 30^\circ$ (Syred and Beér (1974), Fanaca et al. (2010)). In this regime, the IRZ still lies outside the injector, but grows bigger in the transverse direction near the burner outlet and reaches the combustion chamber sidewalls. The jet now fills the entire lower section of combustion chamber and there is no place left for an outer recirculation zone (ORZ) which disappears.

This change of flow regime corresponds to a change of the flame shape. In the free jet regime, the flame is stabilized close to the burner outlet and takes a V-shape as in figure 7.1(a), (b) and (c). In the wall jet regime, the flame takes a torus shape as shown in figure 7.1(d) and interacts with the dump plane of the injector. For higher diffuser cup angles with $S_0 = 0.85$ the flow stays in a wall jet regime and the flame keeps a torus shape until the outlet radius becomes too big. The combustion then takes place inside the diffuser cup.

Axial (red circle) and radial (black circle) velocity profiles extracted from the PIV fields shown in figure 7.3 are plotted in figure 7.4 at $z/r_0 = 0.5$. One important feature of this swirling flow is the region of high axial velocities near the burner outlet along the burner axis. For operation at $S_0 = 0.85$, this central jet exists for all diffuser cup angles and the axial velocity reaches a local maximum on the burner axis. This feature is specific to the axial-plus-tangential swirler used in this study that allows independent control of the axial and tangential mass flowrates injected in the burner. With this device, the axial stream takes a W shape at the burner outlet with three local maxima.

Changing the diffuser cup angle also modifies the values of the axial and radial velocities at the outlet of the burner as illustrated in figure 7.4. When the cup angle α increases, the maximum axial velocity decreases and the maximum radial velocity increases. This phenomenon may be explained by examining the mass balance. The injector outlet radius r_1 increases when the diffuser cup angle increases : $r_1 = 10$ mm for $\alpha = 0^\circ$ and $r_1 = 20$ mm for $\alpha = 45^\circ$. The volumetric flowrate $\dot{Q} = \int_A u_z dA$ being kept constant for all experiments, the axial velocity decreases when α increases. The azimuthal velocity could not be measured in the setup under reactive conditions as explained in chapter 4. However, this velocity component has been characterized in non-reacting conditions and it was found that the maximum azimuthal velocity decreases when the diffuser cup angle increases.

An increase of the radial velocity and a decrease of the axial velocity leads to an opening of the jet flow angle. The evolution of the jet opening angle β shown in figure 7.4 is plotted in figure 7.5 as function of the diffuser cup angle α . The angle β is defined here as the angle between the line of maximum velocity in the jet flow over the first 10 mm above the injector outlet and the vertical axis. The position of the stagnation point z_{st} along the burner axis, *i.e.* the lower

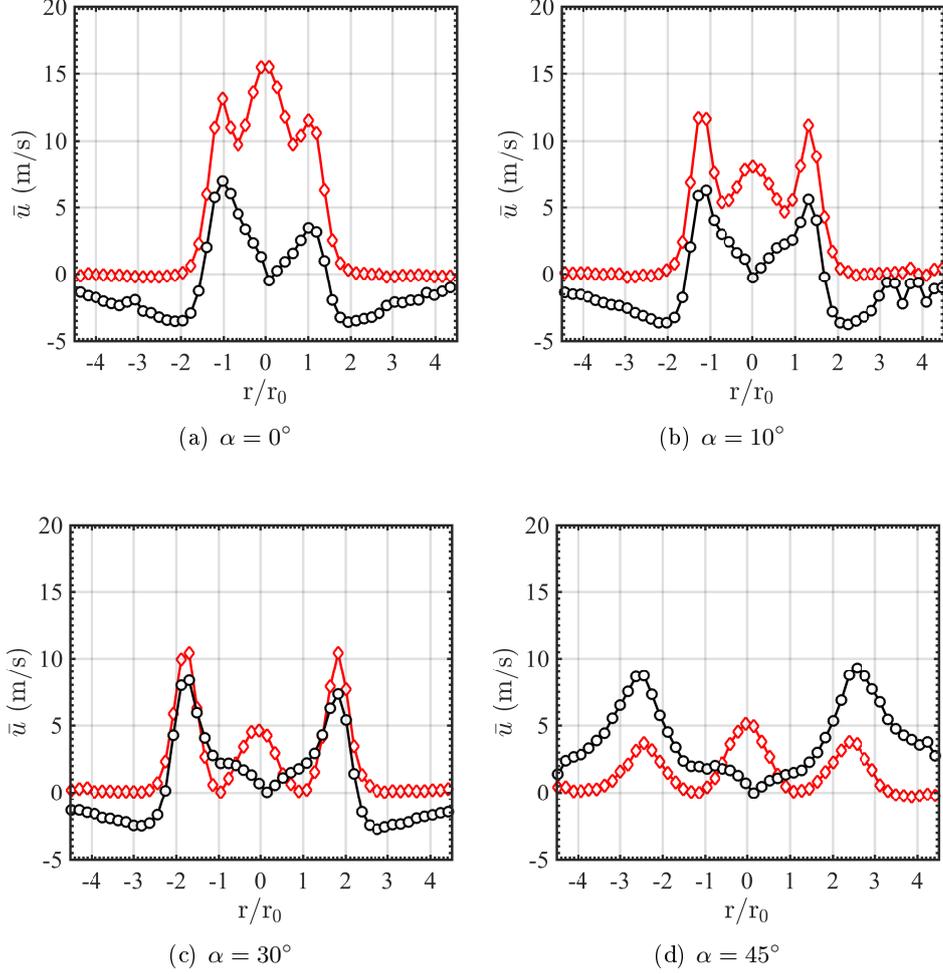


FIGURE 7.4 – Axial (red diamond) and radial (black circle) velocity profile extracted from the PIV fields presented at the Fig. 7.3. The profiles were taken at $z/r_0=0.5$.

position of the IRZ is also represented in this figure. The angle β increases linearly with α until $\alpha \leq 30^\circ$. A sudden increase of the angle β can be observed for $30 < \alpha < 45^\circ$. This transition has not been further investigated, but it corresponds to a bifurcation from a swirling free jet regime to a swirling wall jet regime. The angle suddenly increases with the change of flow regime.

In the free jet regime, one may also note that an increase of α leads to a larger decrease of the maximum velocity U_{max}^c along the burner axis than the velocity maxima U_{max}^s located above the injector rim. For $\alpha = 0^\circ$, one finds $U_{max}^c = 15.5 \text{ m.s}^{-1}$ and $U_{max}^s = 13.1 \text{ m.s}^{-1}$ in figure 7.4(a). For $\alpha = 30^\circ$, one has $U_{max}^c = 4.7 \text{ m.s}^{-1}$ and $U_{max}^s = 10.4 \text{ m.s}^{-1}$ in figure 7.4(c). In the wall jet re-

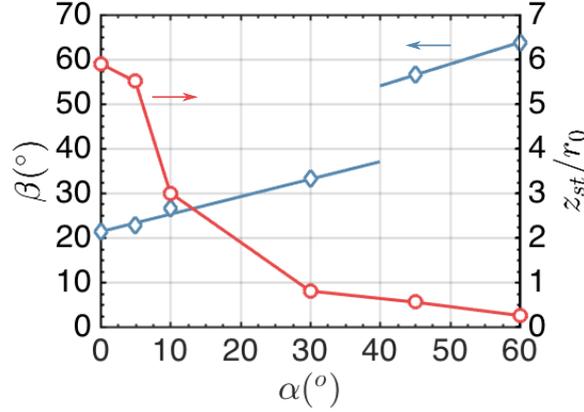


FIGURE 7.5 – Angle of the flow at the outlet of the injector β (red diamonds) and position of the stagnation point z_{st}/r_0 (blue circles) as function of the diffuser cup angle α

gime, another behavior is seen. The axial velocity U_{max}^c stays roughly constant whereas U_{max}^s rapidly decreases for increasing values α . For $\alpha = 30^\circ$ close to the transition, $U_{max}^c = 4.6 \text{ m.s}^{-1}$ and $U_{max}^s = 10.4$, and for $\alpha = 45^\circ$, one finds $U_{max}^c = 5 \text{ m.s}^{-1}$ and $U_{max}^s = 3.7 \text{ m.s}^{-1}$.

The location along the burner axis of the IRZ is also sensitive to a change of diffuser cup angle, figure 7.5. For small diffuser cup angles $\alpha \leq 5^\circ$ the position of the IRZ stagnation point lies far away from the injector outlet, $z_{st}/r_0 = 5.9$ for $\alpha = 0^\circ$ and $z_{st}/r_0 = 5.5$ for $\alpha = 5^\circ$. For $10 < \alpha < 30^\circ$, this position rapidly changes with α and moves upstream, $z_{st}/r_0 = 3$ for $\alpha = 10^\circ$ and $z_{st}/r_0 = 0.8$ for $\alpha = 30^\circ$. For high diffuser cup angles, the IRZ stays near the burner outlet, $z_{st}/r_0 = 0.55$ for $\alpha = 45^\circ$ and $z_{st}/r_0 = 0.25$ for $\alpha = 60^\circ$. These results indicate that when the wall jet regime is reached, the IRZ remains relatively insensitive to changes of α . Figure 7.3 confirms this feature in the axial direction, but also shows that the IRZ grows bigger in the transverse direction and fills a large fraction of the combustion chamber volume.

The last interesting feature of the Oxytec injector is that the lower position of the IRZ of the swirling flow which corresponds to a stagnation point is not located along the axis of the burner. Figures 7.3 clearly highlight this feature. For the diffuser cup angles $\alpha = 30$ and 45° , two stagnation points are located symmetrically on either side of the burner axis. This is a specificity of the axial-plus-tangential swirler device used in this study.

As a synthesis, one has already concluded in chapter 6 that the position of the IRZ is controlled by the swirl number S_0 and the ratio of the bulk velocity

to the laminar burning velocity U_b/S_L . Experiments conducted in this chapter also indicate that changing the diffuser cup angle α is another possibility to control flame stabilization. One may then use all these parameters to control the position of the IRZ and the flow inside the combustion chamber.

7.2.2 Effect of the diffuser on the flame topology

Laser Induced Fluorescence (LIF) measurement in a longitudinal plane passing through the center of the injector are used to deduce the position of the flame front in the flow field. Specifically, the probability of presence of the flame front is determined with the procedure described in section 4.4. Figure 7.6 shows the calculated flame front probability of presence superimposed to the velocity field obtained by PIV in reacting conditions for different diffuser cup angles. The grey lines represent the position where the flame front is present 20% (inner line) and 10% (outer line) of the time. The position of the IRZ is represented by the black lines. The conditions used are the same as those used for the OH^* chemiluminescence images shown in figure 7.1.

As already seen with the chemiluminescence images in figure 7.1, the diffuser cup has a big impact on the statistical average shape taken by the flame. For $\alpha = 0^\circ$, figure 7.6(a) confirms that the flame takes a V-shape with a flame leading edge located on the burner axis and a leading edge of the IRZ $z_{st}/r_0 = 5.9$ which lies far downstream from the flame leading reaction edge. It can also be noticed that a small part of the combustion reaction takes also place between the ORZ and the swirling jet shear layer near the flame tip. The flame takes an M-shape in these cases (Guiberti et al. (2015)). The flame is indeed intermittent and oscillates between a V- and M-shape. It doesn't stabilize with an M-shape all the time because the high dump ratio of the combustor leads to high thermal losses in the ORZ. This region of the flow is then too cold to maintain the combustion reaction between the ORZ and the shear layer.

For $\alpha = 10^\circ$, figure 7.6(b) shows that the flame has a similar shape as in 7.6(a) but the reaction lies closer to the injector outlet. The maximum probability of finding the flame leading edge does not lie on average along the burner axis, but on a line which is slightly offset with respect to this axis. It statistically lies near the zones of low velocity at $|x|/r_0 = 0.8$ (see also figure 7.4(b)) comprised between the burner axis where the axial velocity reaches a local maximum and the local external maximum reached in the inner shear layer of the swirling jet at $|x|/r_0 = 1.2$. The trace of the statistical distribution of the leading reaction layer in a longitudinal plane follows the axial velocity profile and takes also a W shape. This feature is however less apparent than in the velocity profile plotted in figure 7.4(b). The difference between the maximum probability to find the reaction front and its probability to lie on the burner axis is 8%.

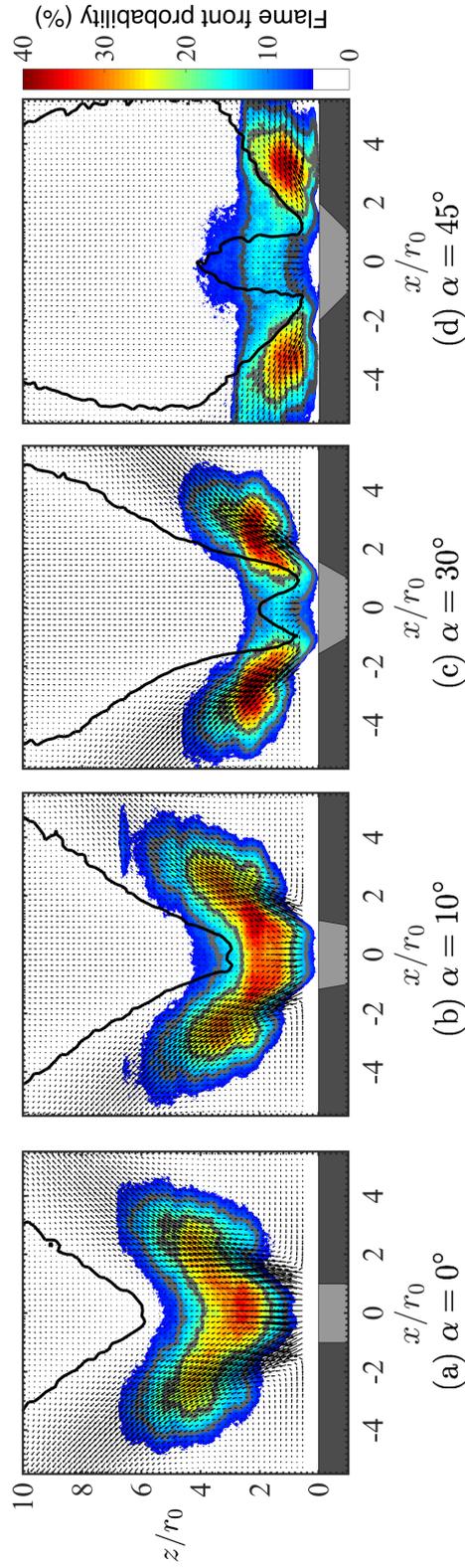


FIGURE 7.6 – Probability of presence of the flame front in an axial plane with the overlaid 2D velocity fields. The grey lines delineate the position where the flame front is present 20% and 10% of the time and the black line the position of the inner recirculation zone. $\phi = 0.95$, $P = 13 \text{ kW}$, $S_0 = 0.85$, $Re = 18000$ and $T_{ad} = 2200 \text{ K}$.

Figure 7.6(c) shows results for a larger cup angle $\alpha = 30^\circ$. The flame again features intermittency and oscillates between a V- and M-shape. The leading edge position of the IRZ $z_{st}/r_0 = 0.8$ gets closer to the flame leading edge reaction layer. Due to the proximity of the IRZ, the flame size shrinks in the axial direction and widens in the transverse direction. The IRZ also pushes the combustion zone toward the external sides of the burner. The flame front lies in this case less than 15% of the time along the burner axis. On average, the trace of the distribution of the flame leading edge lies again in a zone of low velocity around $|x|/r_0 = 1.0$ and takes a W-shape. This feature is now more apparent than for the case shown in figure 7.6(b) for $\alpha = 10^\circ$.

As already noticed with the chemiluminescence images shown in figure 7.1(d), the flame takes a torus shape in 7.6(d) for a diffuser cup angle $\alpha = 45^\circ$. This flame is stabilized in the boundary layer along the dump plane of the combustion chamber. This wall jet regime is characterized by a large IRZ and no ORZ. The size of the IRZ forces the flame to be stabilized either inside the injector or at the dump plane of the burner. In this case, the inlet velocity is high enough to avoid flashbacks in the injector.

Figure 7.5 shows that when the diffuser cup angle increases the IRZ moves upstream and gets closer to the flame leading reaction edge. The probability of presence of the flame front can be used to infer the stability properties of the flame. Robust stabilization is achieved by a high probability of presence of the reaction front. Increasing the diffuser cup angle leads to less unsteady flames and the maximum probability of presence of the reaction front increases. For $\alpha = 0^\circ$, the maximum probability of presence of the flame front is about 30%. For $\alpha = 10^\circ$, it raises to around 35% and around 40% for $\alpha = 30^\circ$. For $\alpha = 45^\circ$, this probability is higher than 40%. Decreasing the distance between the stagnation point of the IRZ and the flame leading edge seems to be beneficial for robust flame stabilization. The closer, this frontier lies to the flame, the steadier the flame is. Increasing of the diffuser cup angle moves the IRZ upstream and thus stabilizes the flame. However, the flame also moves closer to the injector burner outlet when α increases and undesired torus shape flames are observed for too high diffuser cup angles.

The lower position of the IRZ and the regime of swirling jet flow at the Oxytec injector outlet appear as parameters controlling the shape, position and stability of technically premixed flames in the Oxytec combustor. V-shaped flames can only be stabilized with a swirling jet operating in a free jet regime otherwise torus-shaped flames are observed for an injector operating in a wall jet regime. Bringing the IRZ close to the flame helps robust stabilization, but if the IRZ stagnation point along the burner axis moves inside the injector, the combustion also takes place inside the injector. It is concluded that the limit of the IRZ inside the combustion chamber needs to be considered to well stabilize

the flame at the desired height above the injector and with the desired shape. The choice of the diffuser cup angle is also important. It has been found that the cup angle $\alpha = 10^\circ$ leads to the best results. It allows to well stabilize flames with the largest operability range. For larger diffuser cup angles $10^\circ < \alpha < 45^\circ$, the flame is more steady and the reaction close to the injector outlet features a higher probability of presence at a given location, but a small change in the injection conditions has been found to lead to flashback, *i.e.* flames with a leading edge protruding inside the injector.

7.3 Analysis in non reacting conditions

The structure of the flow field is now investigated in non-reacting conditions. It has been shown in the preceding section that flame stabilization depends on the IRZ structure and that the IRZ structure can be modified by changing the diffuser cup angle of the Oxytec injector. Measurements of the velocity field in non-reacting conditions are thus carried out to examine differences with the velocity field found in reacting conditions. These data are then used to determine changes of the swirl number when the diffuser cup angle is varied.

7.3.1 Flow structure

2D longitudinal fields obtained by PIV in non-reacting conditions are plotted in figure 7.7 for increasing diffuser cup angles $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 30^\circ$ and 45° . The conditions explored are the same as those investigated in reacting conditions for figure 7.3, $S_0 = 0.85$ and $Re = 18\,000$. Comparisons between figures 7.3 and 7.7 show that the flow fields in reacting and non-reacting conditions are very similar, except that the velocities are higher in the reacting case due to thermal expansion. When the injector operates in the free jet regime, acceleration of the gases passing through the flame is also responsible for the increase of the swirling jet opening angle β in reacting flow conditions compared to the non-reacting swirling jet flow.

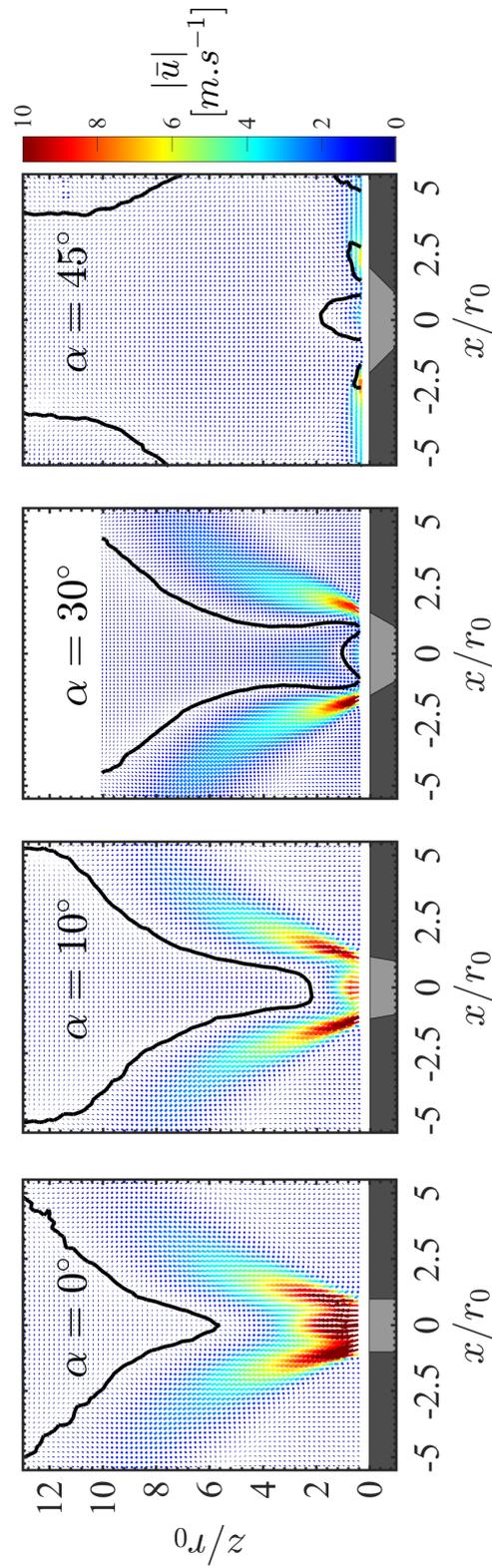


FIGURE 7.7 – 2D velocity fields in non-reacting conditions. The black line shows the position of the inner recirculation zone, where the axial velocity is null, $U_z = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. $S_0 = 0.85$ and $Re = 18000$ and varying diffuser cup angle α .

One can also observe in figures 7.3 and 7.7 that the transition between the free jet regime and the wall jet regime in non-reacting and reacting conditions appears in the same range of diffuser cup angles, $30^\circ < \alpha < 45^\circ$. Even in the wall jet regime when $\alpha = 45^\circ$, the velocity fields found with and without combustion are very similar. It is however worth noting that the flow is more uniform in non-reacting conditions than in reacting conditions for a large cup angle $\alpha = 45^\circ$. This is in contrast to the observations made for experiments carried out with a lower diffuser cup angle. The jet opening angle β takes in this case higher values in non-reacting conditions than in reacting conditions. This may be explained by the fact that the dump plane is cooled and the combustion reaction cannot be sustained close to this wall.

For the same injection conditions, the velocity profiles extracted in non-reacting and reacting conditions at the exit of the injector are compared in figure 7.8 for diffuser cup angle $\alpha = 5^\circ$ and $\alpha = 30^\circ$ at different heights $z/r_0 = 0.5, 1.5$ and 3.0 above the injector outlet section. The same comparison for $\alpha = 10^\circ$ is also presented in the previous chapter in the figure 6.9. For all the diffuser cup angle, the radial u_r and axial u_z velocity components with and without combustion are close near the burner outlet at $z/r_0 = 0.5$. The maximum velocities reached by the flow are a bit higher in the reacting conditions due to the thermal expansion of the gases. Differences increase also for $x/r_0 \geq 1.5$ due to thermal expansion of the flow in the reacting case. The two non-reacting velocity components u_r and u_z decrease faster with the distance to the injector than for the reacting case. The opening angle of the external jet of high velocity is also higher in the reacting case. The radial position where the maximum velocity is reached is in both cases located between the ISL and the OSL. This is again due to the thermal expansion of the gases. Information on the flow field in reacting conditions can thus be obtained with measurements of the flow velocities near the burner outlet for all diffuser cup angle.

The position of the IRZ and the swirling flow regime are important features for the flame stabilization. Figure 7.9 shows results found for the position of the stagnation point z_{st}/r_0 of the IRZ along the burner axis in reacting (red diamonds) and non-reacting (blue diamonds) conditions. The position of the flame leading edge z_f/r_0 (black circles) is also plotted in this figure. This latter position is defined as the lower position where the flame front is present more than 10% of the time. The presence of a reaction layer changes the position of the IRZ. The acceleration of the gases in the hot burnt region downstream the reaction zone moves the IRZ a bit further downstream. But the positions found for the stagnation points z_{st} along the burner axis in reacting and non-reacting conditions remain however close to each others. Changing the diffuser cup angle has also the same effect on the IRZ position in reacting and non-reacting conditions. When α increases the IRZ moves further upstream. The main conclusion is that the position of the stagnation point of the IRZ in reacting conditions

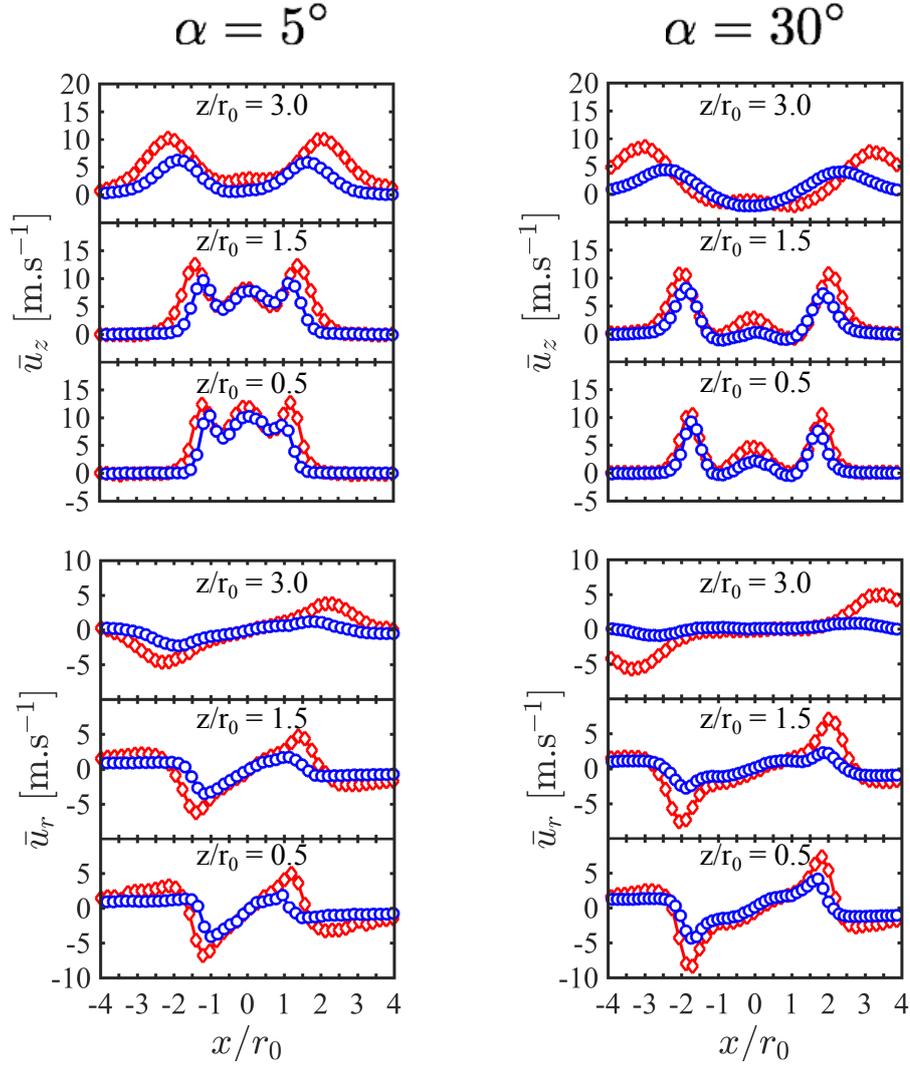


FIGURE 7.8 – Axial \bar{u}_z (top) and radial \bar{u}_r (bottom) velocity profiles in reacting (red diamonds) and non-reacting (blue circles) conditions with $S_0 = 0.85$ and $\alpha = 5^\circ$ (left) and $\alpha = 30^\circ$ (right) at $z/r_0 = 0.5, 1.5$ and 3.0 .

can be roughly inferred from its position in non-reacting conditions.

In conclusion, measurements of the flow field in non-reacting conditions allow to roughly infer the position of the stagnation point of the IRZ, the regime of the swirling jet flow produced by the Oxytec burner and the shape of the velocity profiles at the burner outlet in reacting conditions. These measurements under non reacting conditions are thus useful to infer the stabilization properties of this technically premixed injector without considering more complex measurements in reacting conditions.

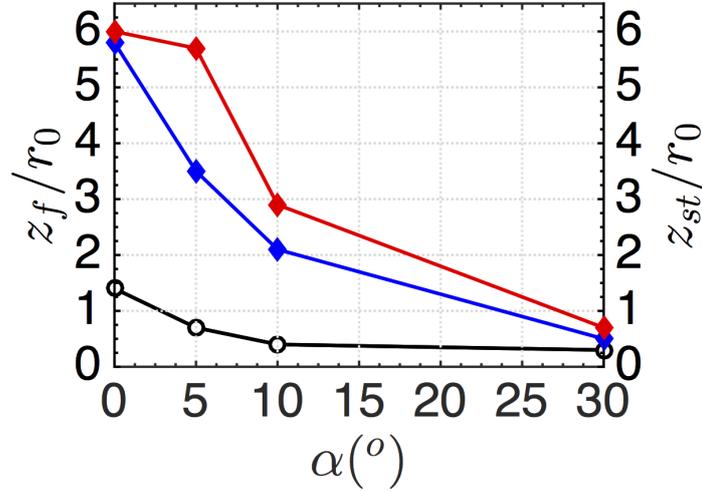


FIGURE 7.9 – Flame leading edge position z_f (black circles) and flow stagnation point position z_s in non-reacting (blue diamonds) and reacting (red diamonds) conditions as a function of the injector diffuser cup angle α with $S_0 = 0.85$. $Re = 18000$ and $\phi = 0.95$ in reacting conditions.

7.3.2 Effect of a section change on swirl number

All experiments presented in this chapter have been carried out for fixed values of the Swirl number S_0 calculated with Eq. (3.8) from chapter 3 by considering the internal radius r_0 of the injector, while the flow exhausts in the combustion chamber through a nozzle outlet of radius r_1 that changes when the cup angle α is varied.

The velocity profiles extracted from PIV data under non-reacting conditions at $z/r_0 = 0.5$ are used to determine the swirl number S_1 with the expression Eq. (3.4). These data are presented in table 7.1 for injection at $S_0 = 0.85$ and $Re = 18000$. It was not possible to determine the value of S_1 for $\alpha = 45^\circ$ when the injector is operating in the wall jet regime.

The value found for $S_1 = 0.98$ is much larger than the theoretical estimate $S_0 = 0.85$ for a small cup angle $\alpha = 5^\circ$. One then observes that the swirl number S_1 rapidly decreases for increasing diffuser cup angles α , *i.e.* when the nozzle outlet section area increases. Conversely, the value taken by $S_1 = 0.70$ for $\alpha = 30^\circ$ is much lower than the theoretical estimate $S_0 = 0.85$ calculated with the internal radius $r_0 = 10$ mm of the injector. The table 7.1 highlights that the level of swirl at the nozzle is greatly modified by the diffuser cup.

TABLE 7.1 – Measured swirl numbers S_1 at $z/r_0 = 0.5$ for injection at $S_0 = 0.85$ and $Re = 18000$ when the diffuser cup angle is modified.

$\alpha[^\circ]$	5	10	30
S_1	0.98	0.92	0.70

Effects of a section change in the injector are now investigated with the help of the schematic drawn in figure 7.10. A swirling flow enters section (A) of radius r_0 and leaves the nozzle through a larger cross section (B) of radius r_1 . The objective of the following analysis is to understand why the measured swirl number S_1 decreases when the diffuser cup angle α of the Oxytec injector increases.

This problem has already been modeled for example by [Gupta A. K. \(1984\)](#) (p18-19). But his conclusion is that the swirl number should increase when the flow passes through an expansion of the cross section. This prediction is obviously in contrast with the observations made in this work.

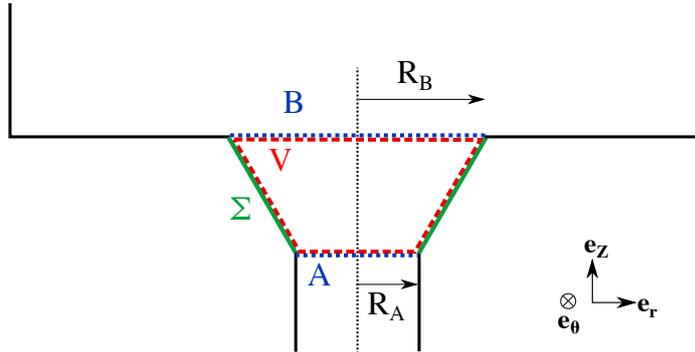


FIGURE 7.10 – Sketch of the injector outlet mounted with a divergent cup. The flow enters the control volume through section (A) and leaves this volume through section (B).

To conduct this analysis, it is worth starting by reproducing the model developed by [Gupta A. K. \(1984\)](#). One reminds that the Swirl number at a given cross section S of the flow is defined as follows :

$$S_1 = \frac{G_\theta}{R G_z} \quad (7.1)$$

where

$$\begin{cases} G_z = \iint_S (\rho u_z^2 + p - p_\infty) dS \\ G_\theta = \iint_S \rho r u_\theta u_z dS \end{cases} \quad (7.2)$$

In these expressions, ρ is the density, u_z and u_θ are the axial and azimuthal velocity components and p is the local pressure. The pressure p_∞ is the atmospheric pressure.

To calculate effects of a diffuser cup, [Gupta A. K. \(1984\)](#) assumed that the torque on the system and viscous effects could be neglected. Pressure effects are also neglected in this approach. One may then easily show that the axial flux G_θ of azimuthal momentum remains constant for a change of cross-section.

To ease calculations, it is also assumed that the flow is uniform and the axial velocity is taken constant $u_z(r) = u_z$. The azimuthal velocity obeys to a solid body rotation $u_\theta(r) = \Omega r$, where r is the radial coordinate and Ω the angular velocity which is also constant.

Combining these expressions, one can rewrite the axial momentum flux G_z at the diffuser outlet as :

$$G_z = 2\pi \int_0^R \rho u_z^2 r dr = 2\pi u_z^2 \rho \int_0^R r dr = \pi \rho u_z^2 R^2 \quad (7.3)$$

where R denotes the radius of the injector cross section considered. In section (A), $R_A = r_0$. In section (B), $R_B = r_1$. The low Mach number flow needs also to comply with mass balance leading to :

$$\frac{u_{zA}}{u_{zB}} = \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^2 \quad (7.4)$$

One then finds the following expression for the ratio between the swirl number S_{1B} at section (B) and the swirl number S_{1A} at section (A) :

$$\frac{S_{1B}}{S_{1A}} = \frac{r_0 G_{zA}}{r_1 G_{zB}} = \frac{r_0^3 u_{zA}^2}{r_1^3 u_{zB}^2} = \frac{r_1}{r_0} \quad (7.5)$$

This expression presented in [Gupta A. K. \(1984\)](#) indicates that the swirl number S_1 linearly increases with the radius of the outlet section. However, measurements of this ratio presented in table 7.2 for the Oxytec injector indicate that this parameter is better approximated by the following relationship :

$$\frac{S_{1B}}{S_{1A}} \simeq \frac{r_0}{r_1} \quad (7.6)$$

Experiments are in contrast with predictions from [Gupta A. K. \(1984\)](#) that do not reproduce the correct scaling law for the evolution of the swirl number ratio with the nozzle outlet radius.

To better model effects of a section change on the swirl number, one starts from the first principles applied to the fixed control volume V shown in figure

TABLE 7.2 – Swirl ratios S_{1B}/S_{1A} deduced from measurements above the Oxytec injector at $z/r_0 = 0.5$ for injection at $S_0 = 0.85$ and $Re = 18000$ and different diffuser cup angles. The first line indicates the values of the cup angles α taken to conduct the measurements.

α_B/α_A	10/5	30/10	30/5
r_{1B}/r_{1A}	1.08	1.33	1.45
S_{1A}/S_{1B}	1.07	1.31	1.40

7.10. The surface of this volume V is made of different pieces $S = A \cup B \cup \Sigma$. The cross section A corresponds to the inlet, the section B to the outlet and Σ delineates the surface of fluid in contact with the solid surface of the diffuser cup.

The momentum and angular momentum balances over the fixed control volume V yield :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{v} dV = \mathbf{F}_e \\ \frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{OM} \times \mathbf{v} dV = \mathbf{OG} \times \mathbf{F}_e \end{array} \right. \quad (7.7)$$

where \mathbf{OM} denotes the local coordinate vector with respect to the origin at O , \mathbf{OG} is the vector coordinate of the mass center G of the fluid volume V and \mathbf{F}_e corresponds to the external force acting on the fluid volume. The buoyancy and the viscous forces are neglected, and the only forces applied to the fluid volume are the pressure forces :

$$\mathbf{F}_e = - \int_S p \mathbf{n} dS = - \int_A p \mathbf{n}_A dS - \int_B p \mathbf{n}_B dS - \int_\Sigma p \mathbf{n}_\Sigma dS \quad (7.8)$$

In the definition Eq. (7.2) of the swirl number, only the pressure difference $p - p_\infty$ is important, where p_∞ is the pressure of the surrounding environment. Since p_∞ is a constant, one also has $\int_S p_\infty \mathbf{n} dS = 0$ because S is closed surface. Using this expression, the external force may be rewritten as :

$$\mathbf{F}_e = - \int_A (p - p_\infty) \mathbf{n}_A dS - \int_B (p - p_\infty) \mathbf{n}_B dS - \int_\Sigma (p - p_\infty) \mathbf{n}_\Sigma dS \quad (7.9)$$

where \mathbf{n}_i is the unit normal vector to the surface i pointing outward. These different contributions are designated in the following by :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{F}_A = - \int_A (p - p_\infty) \mathbf{n}_A dS \\ \mathbf{F}_B = - \int_B (p - p_\infty) \mathbf{n}_B dS \\ \mathbf{F}_\Sigma = - \int_\Sigma (p - p_\infty) \mathbf{n}_\Sigma dS \end{array} \right. \quad (7.10)$$

The Reynolds transport theorem applied to Eq. (7.7) yields :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \mathbf{v} dV + \int_S \rho \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = \mathbf{F}_e \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \mathbf{OM} \times \mathbf{v} dV + \int_S \rho \mathbf{OM} \times \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = \mathbf{OG} \times \mathbf{F}_e \end{array} \right. \quad (7.11)$$

For steady flow operations, these expressions reduce to :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_S \rho \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = \mathbf{F}_e \\ \int_S \rho \mathbf{OM} \times \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = \mathbf{OM} \times \mathbf{F}_e \end{array} \right. \quad (7.12)$$

The scalar product $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$ can be expressed as follows :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = -v_z \text{ over section } A \\ \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = v_z \text{ over section } B \\ \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ over section } \Sigma \end{array} \right.$$

Equations (7.12) are now projected along the burner axis z and one uses the following notations for the force components acting on the different surfaces $F_A = \mathbf{F}_A \cdot \mathbf{e}_z$, $F_B = \mathbf{F}_B \cdot \mathbf{e}_z$ and $F_\Sigma = \mathbf{F}_\Sigma \cdot \mathbf{e}_z$. One also uses the following decomposition for the normal vector $\mathbf{n} = n_r \mathbf{e}_r + n_z \mathbf{e}_z$ and the position vector $\mathbf{OM} = r \mathbf{e}_r + z \mathbf{e}_z$. It comes :

$$\mathbf{OM} \times \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_z = (\mathbf{e}_z \times (r \mathbf{e}_r + z \mathbf{e}_z)) \cdot \mathbf{n} = r \mathbf{e}_\theta \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (7.13)$$

$$\mathbf{OM} \times \mathbf{F}_e \cdot \mathbf{e}_z = 0 \quad (7.14)$$

$$\mathbf{OM} \times \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_z = (-z v_\theta \mathbf{e}_r + (z v_r - r v_z) \mathbf{e}_\theta + r v_\theta \mathbf{e}_z) \cdot \mathbf{e}_z = r v_\theta \quad (7.15)$$

Using these relationship, one finally gets :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\int_B \rho v_z v_z dS - F_B \right) - \left(\int_A \rho v_z v_z dS - F_A \right) = F_\Sigma \\ \int_B \rho r v_\theta v_z dS - \int_A \rho r v_\theta v_z dS = 0 \end{array} \right. \quad (7.16)$$

The first expression corresponding to the axial momentum balance can be re-written by making use of the expressions of the forces acting on the different surfaces :

$$\int_B (\rho v_z^2 + (p - p_\infty)) dS - \int_A (\rho v_z^2 + (p - p_\infty)) dS = G_{zB} - G_{zA} = F_\Sigma \quad (7.17)$$

The axial flux of the azimuthal momentum in the second equation yields the same relationship as the one found by [Gupta A. K. \(1984\)](#) :

$$G_{\theta B} - G_{\theta A} = 0 \quad (7.18)$$

Combining equations (7.17) and (7.18) leads to :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{G_{\theta B}}{G_{\theta A}} = 1 \\ \frac{G_{zB}}{G_{zA}} = 1 + \frac{F_{\Sigma}}{G_{zA}} \end{array} \right. \quad (7.19)$$

When a swirling flow experiences a change of the cross section area, the ratio of the swirl number before S_{1A} and after S_{1B} the section expansion obeys to :

$$\frac{S_{1B}}{S_{1A}} = \frac{r_0}{r_1} \frac{1}{1 + F_{\Sigma}/G_{zA}} \quad (7.20)$$

This theoretical expression is close to Eq. (7.6) found empirically, except that it is also weighted by $1/(1 + F_{\Sigma}/G_{zA})$. For a short diffuser cup the resulting force F_{Σ} along the burner axis acting over the surface area of the diverging cup is small compared to the momentum flux G_{zA} entering the system and one may neglect it $F_{\Sigma}/G_{zA} \ll 1$ as a first approximation. The main difference between the theoretical expression Eq. (7.20) and the empirical formula Eq. (7.6) is that the contribution of the pressure to the momentum flux is neglected in G_{zA} in Eq. (7.6).

More experimental data or results from simulations are necessary to validate the model developed in this work. This is out of the scope of this PhD thesis. One may however note that the theoretical expression Eq. (7.20) derived in this work allows to reproduce the behavior that is seen in the experiments when the diffuser cup angle is varied.

7.4 Conclusion

Effects of the diffuser cup angle of the Oxytec axial-plus-tangential injector on the stabilization of technically premixed swirling CH_4/air flames have been studied with a set of optical diagnostics.

Experiments have been conducted for mixtures at an equivalence ratio $\phi = 0.95$, a thermal power $P = 13$ kW and a geometrical swirl number $S_0 = 0.85$. It has been shown that the choice of the diffuser cup angle is important. For the same flow injection conditions, well stabilized V-shaped flame, unsteady V-shaped flames or torus-shaped flames can be obtained when the diffuser cup angle is varied.

The flow field and the flame shape are sensitive to changes of this parameter. For small diffuser cup angles $\alpha < 10^\circ$, the swirling flow at the burner outlet features a free jet regime with an IRZ far from the injector. The flame takes an unsteady V-shape in this case.

For larger angles $10^\circ < \alpha < 45^\circ$, the flow field is still in a free jet regime but the IRZ is much closer to the flame. As the distance from the lower boundary of the IRZ and the flame leading edge reduces, the probability of reaction deduced from OH-PLIF images increases and the flame is less unsteady.

For the largest diffuser cup angles $\alpha \geq 30^\circ$, the swirling flow exhausting the injector experiences a transition to a wall jet regime and the flame takes a torus shape for $\alpha \geq 45^\circ$.

For the targeted application, the torus flame regime is not interesting because it leads to too high thermal stress on the dump plane of the combustion chamber. A diffuser cup with an angle $\alpha = 10^\circ$ has been found to allow stabilization of V-shaped flames above the burner for the largest operability range of the combustor.

It has also been shown that measurements in non reacting conditions are useful to predict the stability, shape and position taken by the flame in reacting conditions. These non-reacting velocimetry measurements can be used to determine the position of the stagnation point of the IRZ and to infer the operation regime of the swirling injector. These data can then be used to infer the position of the IRZ in reacting condition and the stability and position taken by the flame.

Measurements of the swirl number in non-reacting conditions have also shown that previous expressions for the Swirl number as the one proposed by [Gupta A. K. \(1984\)](#) cannot be used to determine the evolution of this number through an injector with a diffuser cup. It is found with the axial-plus-tangential swirler mounted with a diffuser cup in the Oxytec injector that the swirl number reduces as the cup angle increases. This observation is also supported by theoretical arguments based on a momentum and angular momentum balances. Further studies are however needed to confirm this model.

Chapitre 8

Mécanismes de stabilisation

Ce chapitre est également écrit en anglais.

The OH* chemiluminescence images completed by the OH laser induced fluorescence images and the velocity fields presented in the previous chapters indicate that the technically premixed flames produced by the Oxytec injector feature a leading reaction edge which is stabilized on average in regions of the flow where the mean velocities and the rms fluctuations are high and reach the same order of magnitude.

Stabilization of such flames is difficult to explain with the laminar theory of premixed flames ([Andrews et al. \(1975\)](#), [Clavin and Williams \(1979\)](#)). Stabilization of lifted turbulent premixed flames is more complex and is for example discussed in the review article from [Lyons \(2007\)](#). The situation is even more complex for premixed swirling flame stabilization ([Syred \(2006\)](#) [Huang and Yang \(2009\)](#)).

Stabilization mechanisms of turbulent flames may be split in two groups. In the first group, stabilization is achieved by auto-ignition. In the second group, stabilization is the result of flame propagation versus flow velocity. These two mechanisms are discussed in this chapter and their impact is examined for the Oxytec test rig.

8.1 Auto-ignition

The fresh stream of reactants exhausting the injector and mixing with the hot burnt gases recirculating inside the IRZ or ORZ may lead to self auto-ignition. If auto-ignition events are repetitive and fast enough, they can stabilize the flame on average close to the injector outlet.

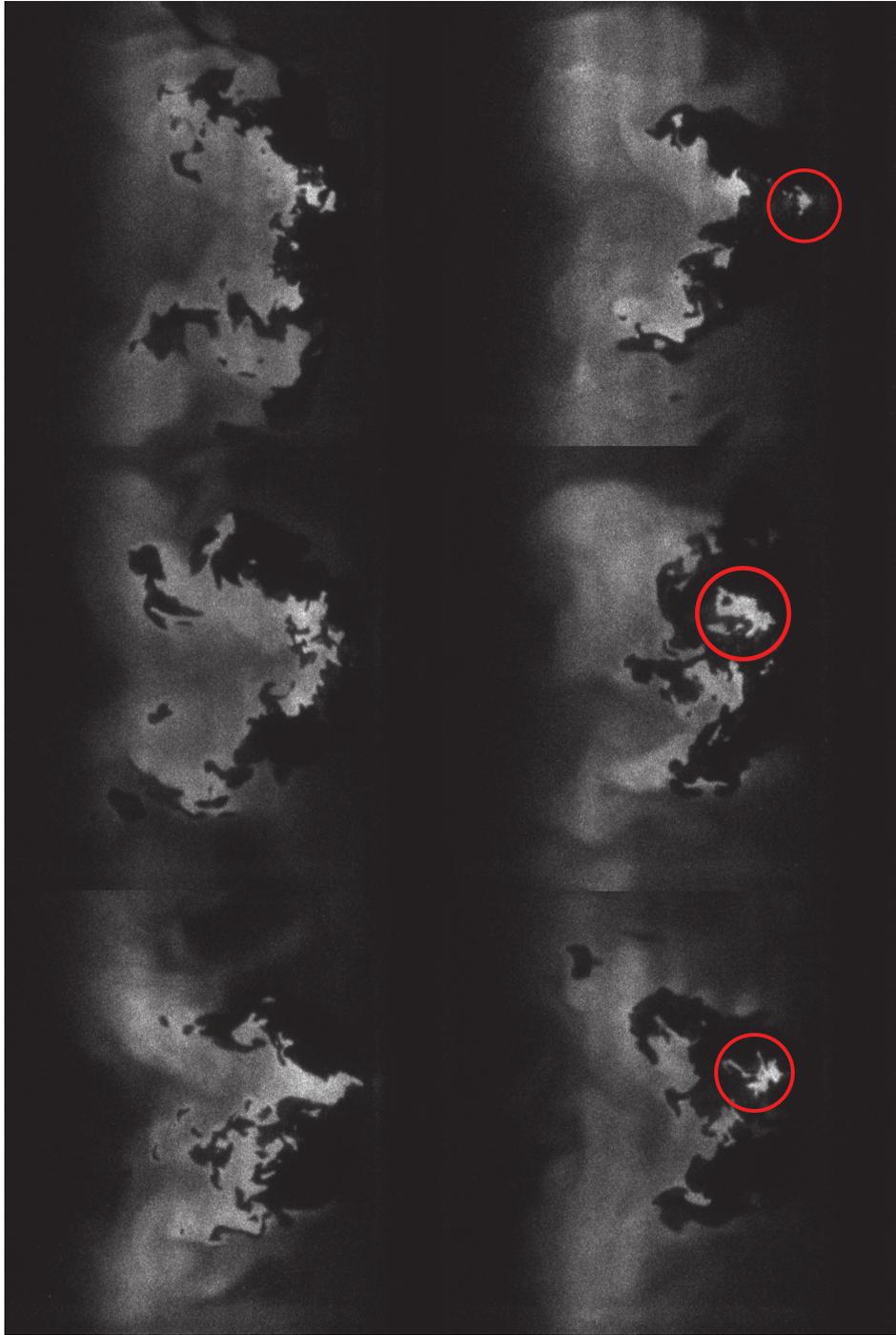


FIGURE 8.1 – *OH-PLIF* snapshots obtained for a CH_4 /air flame with $\phi = 0.95$, $Re = 18000$ and $S_0 = 0.75$.

Instantaneous OH-PLIF snapshots are scrutinized to detect auto-ignition events near the injector outlet. An example of six snapshots is shown in figure 8.1 for a CH₄/air flame at $\phi = 0.95$, $Re = 18\,000$ and $S_0 = 0.75$. Isolated small islands of OH radical delineating the position of the burnt gases can be detected in a few images. They are encircled in red in figure 8.1.

These isolated spots may correspond to a flame kernel resulting from an auto-ignition. However, these events remain relatively rare over the 1500 snapshots taken for each operating condition. The selected sequence has been chosen to reflect the real statistics observed in the experiments. For this operating condition, about one image out of two features an island of OH radical upstream of the primary flame sheet. However care needs to be taken to interpret these images.

The isolated islands may also be the results of the 3D convection/propagation of out of plane premixed flame elements from the primary flame sheet or the results of local flame extinction due to high strain rates. The flow is highly turbulent close to the burner outlet with many regions of high shear. Local extinction is thus likely to appear. The OH-PLIF measurements were carried out at a repetition rate of 10 Hz. This is not enough to follow the creation of flame kernels and see their motion to understand where the OH islands originate. Furthermore, the out of plane transport of OH island cannot be detected with 2D OH-PLIF images.

No clear conclusion can be made on the presence of auto-ignition phenomena by only studying OH-PLIF images taken at low repetition rate. Even at a higher repetition rate of 5 kHz, [Boxx et al. \(2013\)](#) found hard to conclude if there is auto-ignition in their combustion chamber. Another possibility is to examine conditions that promote auto-ignition. Several conditions need to be met to trigger auto-ignition.

First, the CH₄ and air streams need to be well mixed before leaving the burner in order to be in the flammability range of the mixture. At atmospheric pressure and at room temperature $T = 298$ K, a CH₄/air mixture cannot be ignited if there is less than 5% of methane in volume or more than 15% of methane in volume ([Kuchta \(1985\)](#)). These conditions correspond to equivalence ratios comprised between $0.5 \leq \phi \leq 1.7$. [Vanderstraeten et al. \(1997\)](#) have shown that increasing the temperature of this mixture decreases the lower flammable limit and increases the upper flammable limit.

Analysis of mixing in chapter 5 revealed that the flow is not perfectly mixed at the injector outlet but features a stratification of the fuel concentration. However the LES simulations carried out also showed that mixing is well achieved one injector diameter further downstream the nozzle outlet where the flame lea-

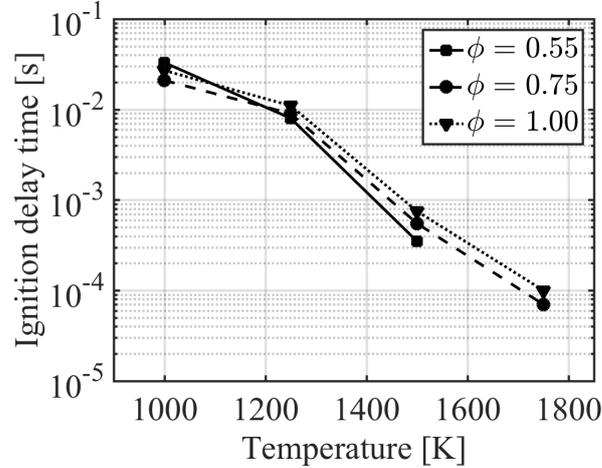


FIGURE 8.2 – Ignition delay times for mixtures made of CH_4/air at atmospheric pressure and room temperature mixed with their burnt gases at adiabatic flame temperature for different equivalence ratios. Data are reproduced from [Meier et al. \(2006\)](#).

ding edge is on average stabilized. The lowest equivalence ratio at $z/r_0 = 0.1$ is $\phi = 0.55$ in the center of the jet and the highest value $\phi = 1.1$ is found close to the rim of the injector. Further downstream at $z/r_0 = 1.0$, differences between the central core and the boundaries of the swirling jet flow reduce to $0.60 \leq \phi \leq 0.75$. The higher value $\phi = 0.75$ is lower than the global equivalence ratio $\phi = 0.95$ because fresh reactants are also mixed with burnt gases at $z/r_0 = 1.0$.

It is now worth examining the other conditions required for auto-ignition. The ignition delay and the residence time of the mixture in the zones where auto-ignition is susceptible to appear, *i.e.* above the burner in a region within $z/r_0 < 1.5$, are estimated.

The ignition delay of CH_4/air mixture has been the topic of many investigations. Effects of the fresh gases temperature and of the operating pressure inside the combustion chamber have for example been analyzed by [Hu et al. \(2015\)](#) and [Huang and Bushe \(2006\)](#). One interesting feature of the Oxytec injector is that the swirling flow exhausting the injector also rapidly mixes with burnt gases.

[Meier et al. \(2006\)](#) analyzed the ignition delay of lean mixtures made of blends of a CH_4/air stream mixed with its burnt gases for different equivalence ratios. To do so, they first calculated with the SENKIN code (CHEMKIN II) and the GRI 3.0 chemical mechanism the combustion products of CH_4/air mixtures at adiabatic flame equilibrium along with the temperature of this equilibrium.

These products were then mixed with the CH₄/air mixture they originate from to obtain blends at temperatures of 1000, 1250, 1500 and 1750 K. The ignition delay of these blends was calculated with the SENKIN code.

Their results are presented in figure 8.2. One can see that the ignition delay is mainly determined by the temperature of the reactant and burnt gas blend and weakly depends on equivalence ratio. The temperature in the outer recirculation zone (ORZ) filled with burnt gases has been measured for a CH₄/air flame at $\phi = 0.95$ in the Oxytec test-rig with a thermocouple. After careful correction for radiative losses (section 4.5) one finds $T_{ORZ} = 1475$ K. This temperature may be used as a starting point to estimate the temperature of a blend made of fresh CH₄/air mixed with burnt gases. The temperature $T_{ORZ} = 1475$ K appears thus as an upper limit and the flammable combustible/burnt gas blend temperature is lower in the Oxytec chamber. By considering it in the range $1000 \text{ K} \leq T \leq 1400 \text{ K}$, figure 8.2 shows that the ignition delay of this mixture is longer than $t_i \geq 2$ ms.

The ignition time t_i can now be compared to the residence time t_r of the fresh gases in the combustion chamber. This time can be estimated as $t_{res} = z_f/U_b$, where z_f is the distance between the burner outlet and the flame leading edge and U_b is the bulk flow velocity inside the injector. Figure 8.3 shows the burnt gas probability of presence of CH₄/air flames at $\phi = 0.95$, $Re = 18000$ for three swirl numbers $S_0 = 0.75, 0.85$ and 1.00 . These three flames are stabilized above the burner outlet with a well defined V shape. The black line in these pictures shows the position where the burnt gases are present 40% of the time. The lower position of this line is considered here to be the average position of the leading edge of the combustion reaction front. There is admittedly a certain level of approximation in this definition, but this position is also consistent with the OH* chemiluminescence images. For the three swirl numbers, one roughly has $z_f \sim r_0 = 10$ mm. By considering the bulk flow velocity $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$ in the injector to estimate the residence time, one finds a first estimate $t_r = 0.7$ ms.

Another possibility is to use figures 6.8 and 6.9 in section 6.2.2 to deduce the mean velocity \bar{u} along the path between the burner outlet and the flame leading edge reaction layer. One then finds $\bar{u} \simeq 10 \text{ m.s}^{-1}$ and $t_r = 1$ ms in this case. There is of course a large scatter around this value due to the turbulent nature of the flow, but the residence time remains lower than the ignition time $t_r < t_i$. According to this analysis, auto-ignition is unlikely to appear in the Oxytec combustion chamber operated at atmospheric pressure.

Future work will be conducted with the pressurized Oxytec chamber where auto-ignition is susceptible to appear. Coweli and Lefebvre (1986), Mazas (2010) and other authors have shown that the ignition delay decreases when the pressure increases. Coweli and Lefebvre (1986) found that for methane/air flames

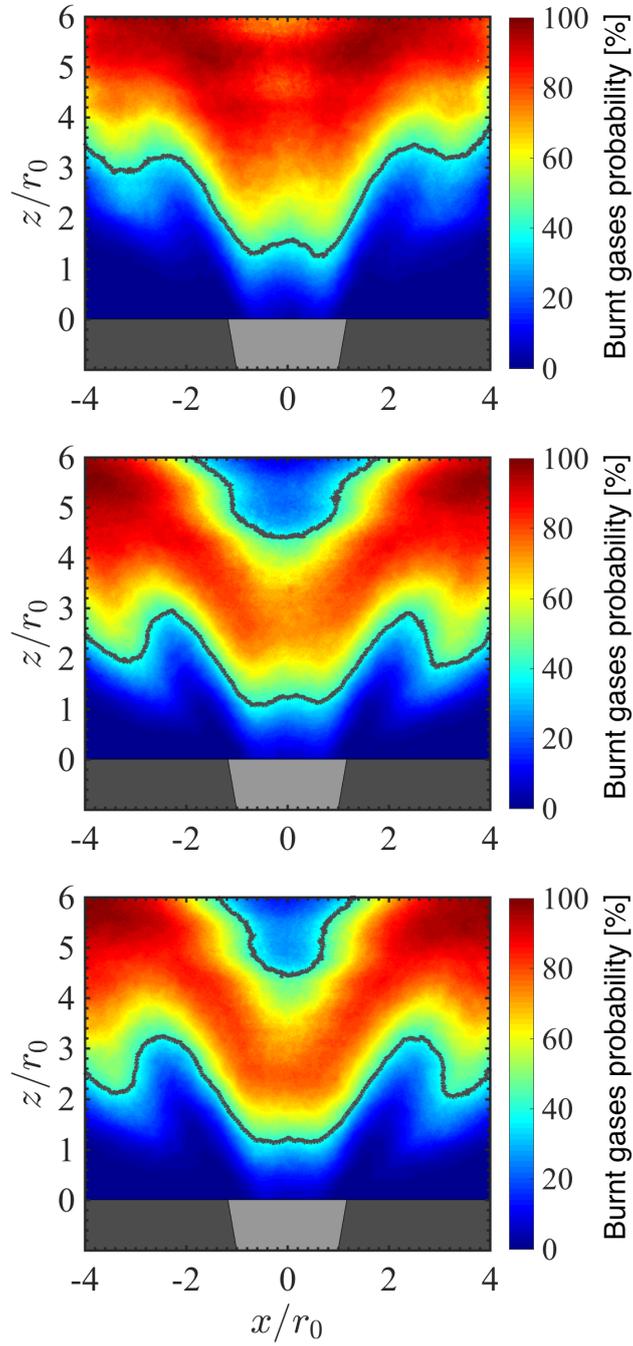


FIGURE 8.3 – *Burnt gas probability of presence deduced from OH-LIF data. The black line delineates the position where the burnt gases are present 40% of the time. $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 18000$, $S_0 = 0.75$ (top), 0.85 (middle) and 0.90 (bottom).*

the ignition delay can be deduced by the following correlation :

$$t_i \propto \exp(E/RT)p^{-1}[\text{CH}_4]^{-0.19} \quad (8.1)$$

where the global activation energy is equal to $E = 25.0 \text{ kcal.mol}^{-1}$, $[\text{CH}_4]$ denotes the molar concentration of methane in the combustible mixture and R is the universal perfect gas constant. In this case, the ignition delay time is inversely proportional to pressure. This expression cannot directly be used to estimate the ignition delay in the Oxytec setup because the fresh gases are mixed with the burnt gases at the burner outlet. It may however be used to make a rough estimate of the evolution of the ignition delay with pressure. At $p = 10 \text{ bar}$, one finds $t_i \simeq 1.5 \text{ ms}$ which is close to the value found for t_r that remains unchanged with the pressure increase. For $p \geq 10 \text{ bar}$, auto-ignition is likely to appear and participate to the stabilization of combustion.

8.2 Propagation

The second scenario to explain flame stabilization is based on propagation of premixed flame elements (Veynante and Vervisch (2002)). The flame manages to stabilize itself in the turbulent flow by deforming its front and increasing the surface of the flame front.

For laminar premixed flames, the flame stabilizes itself at the position where the laminar burning velocity is equal to the velocity of the fresh gases projected normally to the flame front. In turbulent swirling flows like the one observed in the Oxytec combustion chamber, the flame stabilizes itself on average in regions where the mean flow velocity is much higher than the laminar burning velocity.

In a turbulent flow, wrinkles appear along a premixed flame front. These wrinkles increase the flame surface density and thus reduce the global size of the flame. To take into account these features, the laminar burning velocity is replaced by a turbulent burning velocity S_t (Williams (1970)). The turbulent burning velocity mainly depends on the turbulence properties of the flow inside the combustion chamber, the geometric characteristics of the flame front, but also on other parameters like the fuel nature or the combustible Lewis number (Bradley et al. (1992), Renou et al. (1998)). Another way to study stabilization of turbulent swirling flames is to consider the flame front as a sum of small laminar flames designated as flamelets which are stretched by turbulence (Veynante et al. (1989), Candel et al. (1990), Duclos et al. (1993), Veynante et al. (1994)).

There are many correlations to estimate the turbulent burning velocity S_t . Each expression is only valid in specific conditions. Table 8.1 gives some of the expressions tested in this study that were obtained with different experimental setups.

TABLE 8.1 – Correlations to estimate the turbulent burning velocity S_t . u' : turbulent velocity, $u_{\theta max}$: maximum of the azimuthal velocity, S_L : laminar burning velocity, C_1, C_2, C_3 : constant numbers, Re_l : turbulent Reynolds number, Le : Lewis number, ρ_b, ρ_u : density of the burnt and fresh gases respectively, p : the pressure, p_0 : the atmospheric pressure, S' : average values of the wrinkled flame surface areas and \bar{S} : surface area of the mean flame.

	Study configuration	Expression of S_t
Bradley et al. (1992)	Well stirred reactor	$S_t = C_1^{-0.3} C_2 Le^{-0.3} Re_l^{-0.1} S_L^{0.6} u'^{0.4}$
Kobayashia et al. (2005)	Conical turbulent flame	$S_t = 5.08(p/p_0)^{0.38} S_L^{0.62} u'^{0.38}$
Gülder (1991)	Various burners	$S_t = S_L + C_3 u'^{0.5} S_L^{0.5} Re_l^{0.25}$
Ishizuka et al. (1998)	Vortex ring	$S_t = S_L + u_{\theta max} \sqrt{1 + \rho_b/\rho_u}$
Biagioli (2006)	Aerodynamically stabilized swirling flames	$S_t = S_L S' / \bar{S}$

Biagioli (2006) made their investigation with an aerodynamically stabilized swirling flame. Attempts were made to explain why the premixed turbulent flame they observed managed to stabilize in the inner recirculation region of the flow with negative axial velocities. They attributed this phenomenon to the curvature of the mean flame which increases the turbulent flame speed. To model this effect, simulations were carried out with a turbulent burning velocity S_t expressed as :

$$\frac{S_t}{S_L} = \frac{S'}{\bar{S}} \quad (8.2)$$

where \bar{S} stands for the mean flame surface area and S' denotes the average value of the wrinkled flame surface area. The LES simulations from Biagioli (2006) match reasonably well their measurements. These aerodynamically stabilized swirling flames feature some similarities with the flames investigated in this work. It is then natural to test the same type of model for the turbulent velocity.

The turbulent burning velocities S_t calculated with Eq. (8.2) for different swirl numbers S_0 are presented in table 8.2. Here, the surfaces \bar{S} and S' were not directly measured, but the values of these parameters were deduced from measurements of the perimeters \bar{L} and L' from 2D flame images. The length \bar{L} designates the perimeter of the mean flame. The length L' designates the ave-

rage value of all wrinkled flame front perimeters. These data are deduced from OH PLIF measurements in a mid longitudinal plane passing through the burner axis.

TABLE 8.2 – Mean \bar{L} and wrinkled L' flame front lengths for CH_4 /air flames at $\phi = 0.95$, $S_L = 36.9 \text{ cm.s}^{-1}$ and different swirl numbers S_0 .

Swirl number	\bar{L} [px]	L' [px]	S_t [m.s^{-1}]
0.75	1025	4747	1.71
0.85	1047	4377	1.54
0.90	1108	4570	1.52

The result of this process yields similar values for the turbulent burning velocity S_t in table 8.2 for the three swirl numbers tested. On the axis of the burner where $u_\theta = u_r = 0$ in average, the flame should stabilize in average at a point where $u_z = S_t$. But it is hard to define a mean position for the flames investigated in this study due to their strong intermittency.

The probability of presence of burnt gases is plotted in figure 8.4 together with the axial velocity along the axis of the burner. The position where $u_z = S_t$ is indicated by the blue line in these graphs. For the swirl numbers $S_0 = 0.85$ and 0.90 , this position corresponds to a probability of presence of the burnt gases of 65% and 45% respectively. These values are relatively close, but the results differ for the last case featuring the lowest swirl number $S_0 = 0.75$. The position where $u_z = S_t$ is found to lie downstream of the flame in this case and Eq.(8.2) does not allow to clarify the stabilization mechanism of the swirling flame investigated.

Similar results were found for the other expressions tested for S_t and synthesized in table 8.1. One always ends up with the same problem. It is always difficult to explain the stabilization of the flame at the lowest swirl number $S_0 = 0.75$ with the use of a turbulent burning velocity. Further studies are needed to better understand the differences between the flames at $S_0 = 0.85, 0.90$ and the one at $S_0 = 0.75$ and explain the stabilization mechanisms of these flames.

Another possibility is that stabilization is enhanced thanks to coherent structures and in particular thanks to a precessing vortex core (PVC). [Stöhr et al. \(2012\)](#) used simultaneous high frequency PIV and OH-PLIF measurements to track the PVC present in the reactive swirling flow they studied and concluded that the PVC helped the flame to stabilize. Their measurements showed that the PVC causes a periodic sequence of flame roll-up that efficiently mixes burnt

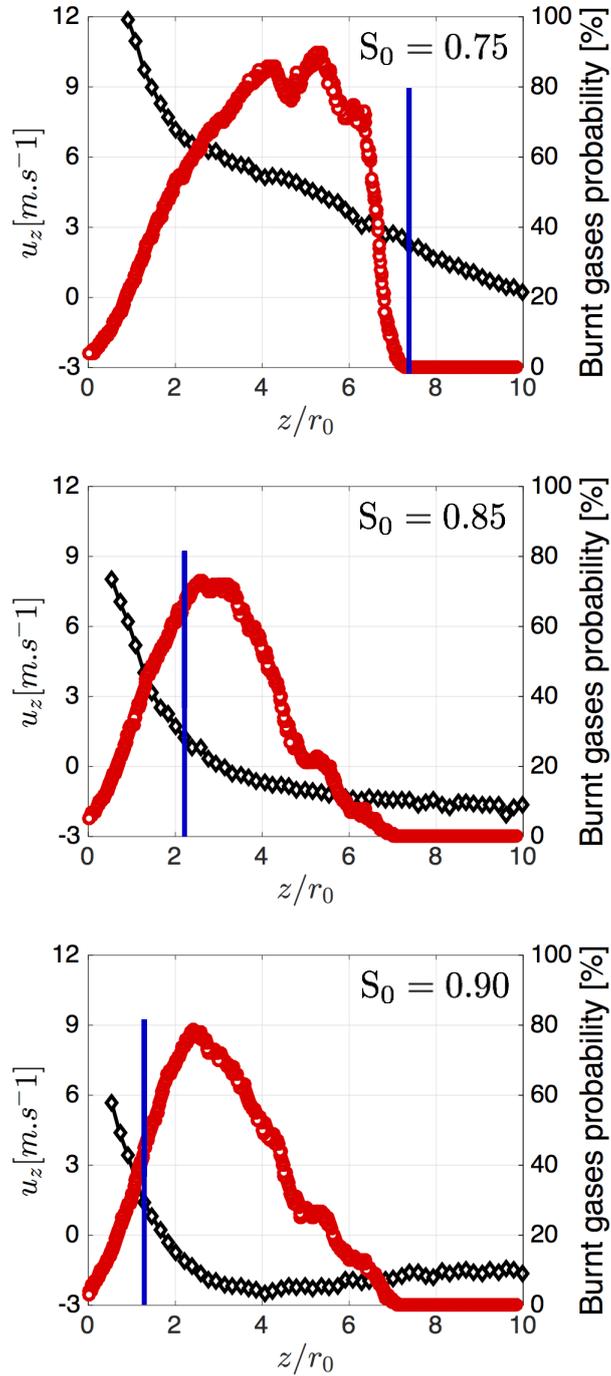


FIGURE 8.4 – Axial velocity (black symbols) and burnt gas probability of presence (red symbols) along the burner axis. The blue line is the position where $u_z = S_t$. $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 18000$, $S_0 = 0.75$ (top), 0.85 (middle) and 0.90 (bottom).

and unburnt gases along the internal shear layer of the swirling jet and leads to the ignition of the mixture. They claim that it is this periodic ignition that stabilizes the flame in the combustor. They thus conclude that the PVC plays an essential role in the stabilization mechanism of the turbulent swirling flames in their combustor.

Different types of experiments were carried out in the Oxytec test rig to detect coherent structures in the conditions explored. High speed tomographic images were recorded by seeding the non reactive flow with small oil particles. Chemiluminescence images with a mask blocking the light originating from half of the flame were also recorded. This latter technique developed in [Moeck et al. \(2012\)](#) was already used by [Guiberti et al. \(2015\)](#) to detect a peak in the light spectrum detected by the photomultiplier at the PVC frequency due to the helical structure of this mode. PVC like structures could however not clearly be detected in the experiments conducted in this work and are probably not responsible for stabilization of the flame. This point again needs to be taken with caution and requires further investigation, but it is known that a PVC, even if present, rapidly vanishes above the injector outlet over a distance of the order of the burner radius ([Syred \(2006\)](#), [Stöhr et al. \(2011\)](#), [Moeck et al. \(2012\)](#), [Vigueras-Zuniga et al. \(2012\)](#)). The flames investigated in this chapter are all stabilized above the Oxytec injector at about $z_f/r_0 \sim 1$.

In conclusion, technically premixed flames in the Oxytec test rig operated at atmospheric pressure are not stabilized by auto-ignition phenomena, but more likely by propagation phenomena. Further studies are however needed in order to fully understand the mechanisms of stabilization of the swirling flames in the Oxytec combustor. Simulations are in progress. They may help on this issue due to difficulty to make time resolved diagnostics.

Quatrième partie
Les oxy-flammes

Chapitre 9

Comparaison de la stabilisation d'oxy-flammes CH₄/O₂ diluées au CO₂ et de flammes méthane/air swirlées prémélangées

Les études menées sur l'injecteur et le foyer Oxytec ont porté jusqu'à présent sur des flammes issues d'un prémélange méthane/air. Des comparaisons sont réalisées dans ce dernier chapitre sur la stabilisation et la structure prise par des flammes issues de mélanges méthane/dioxygène dilués au dioxyde de carbone. Une partie du matériel présenté dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans la revue à comité de lecture *Fuel* ([Jourdain et al. \(2017\)](#)). Il est complété ici par des comparaisons de la structure instantanée prise par des flammes méthane/air et méthane/dioxygène/dioxyde de carbone. Le reste du chapitre est écrit anglais.

Effects of CO₂ dilution on the stabilization of technically premixed swirled-stabilized oxy-flames are investigated. Differences between N₂ and CO₂ dilution are highlighted. The different dilution cases are considered to operate the combustor at the same thermal power and for mixtures at the same oxidizer excess, *i.e.* the same equivalence ratio fixed here to $\phi = 0.95$. First, effects of the laminar burning velocity and adiabatic flame temperature on the shape and the position of CH₄/O₂/CO₂ and the CH₄/air flames are emphasized. Then, effects of the swirl number on the shape taken by these flames are analyzed. The average structures of a CH₄/O₂/CO₂ flame and a CH₄/air flame are then studied with the help of PIV and OH-PLIF measurements. Differences in turbulence levels within the combustor and flame wrinkles are finally analyzed.

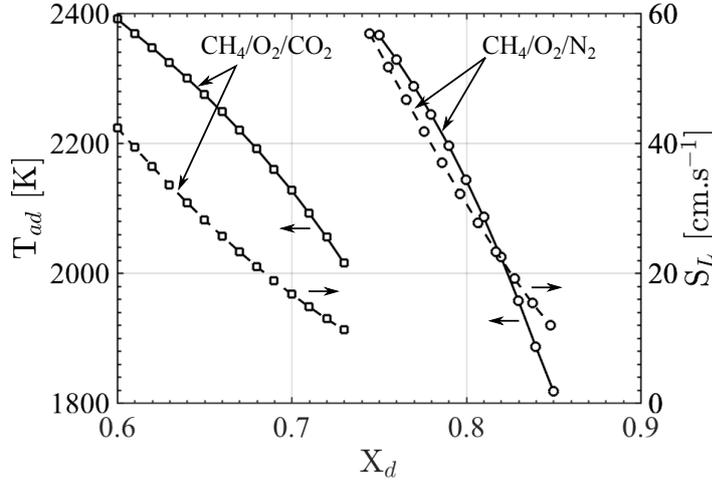


FIGURE 9.1 – Adiabatic flame temperature T_{ad} (–) and laminar burning velocity S_L (– –) of CH₄/O₂/CO₂ (square) and CH₄/O₂/N₂ (circle) flames as a function of the diluent molar fraction for mixtures at a constant equivalence ratio $\phi = 0.95$. Calculations are carried out with the GRI3.0 mechanism at atmospheric pressure with gases injected at 298 K.

9.1 Effects of laminar burning velocity and adiabatic flame temperature

It is first worth starting by examining the evolution of the fundamental properties of CH₄/air and CH₄/O₂/CO₂ flames. The adiabatic flame temperature T_{ad} and laminar burning velocity S_L of CO₂- and N₂-diluted CH₄/O₂ flames are compared for increasing diluent concentrations. Calculations for combustible mixtures at equivalence ratio $\phi = 0.95$ are shown in figure 9.1. As already reported by Mazas et al. (2010) and de Persis et al. (2013), increasing the CO₂ dilution of the combustible mixture decreases the laminar burning velocity and adiabatic flame temperature faster than the corresponding concentration of N₂. A CH₄/air flame with an equivalence ratio $\phi = 0.95$ features a molar fraction $X_{N_2} = 0.79$ in the oxidizer and has an adiabatic flame temperature $T_{ad} = 2195$ K. The same temperature is reached for a $X_{CO_2} = 0.68$ diluted CH₄/O₂ flame at the same equivalence ratio. A smaller molar fraction $X_{CO_2} = 0.62$ is needed to reach the same laminar burning velocity $S_L = 37$ cm.s⁻¹ as a CH₄/air flame at $\phi = 0.95$.

The stabilization of swirling premixed CH₄/air flames and CO₂-diluted CH₄/O₂ flames featuring the same equivalence ratio $\phi = 0.95$, the same thermal power $P = 13$ kW and the same swirl number $S_0 = 0.75$ is compared in figure 9.2.

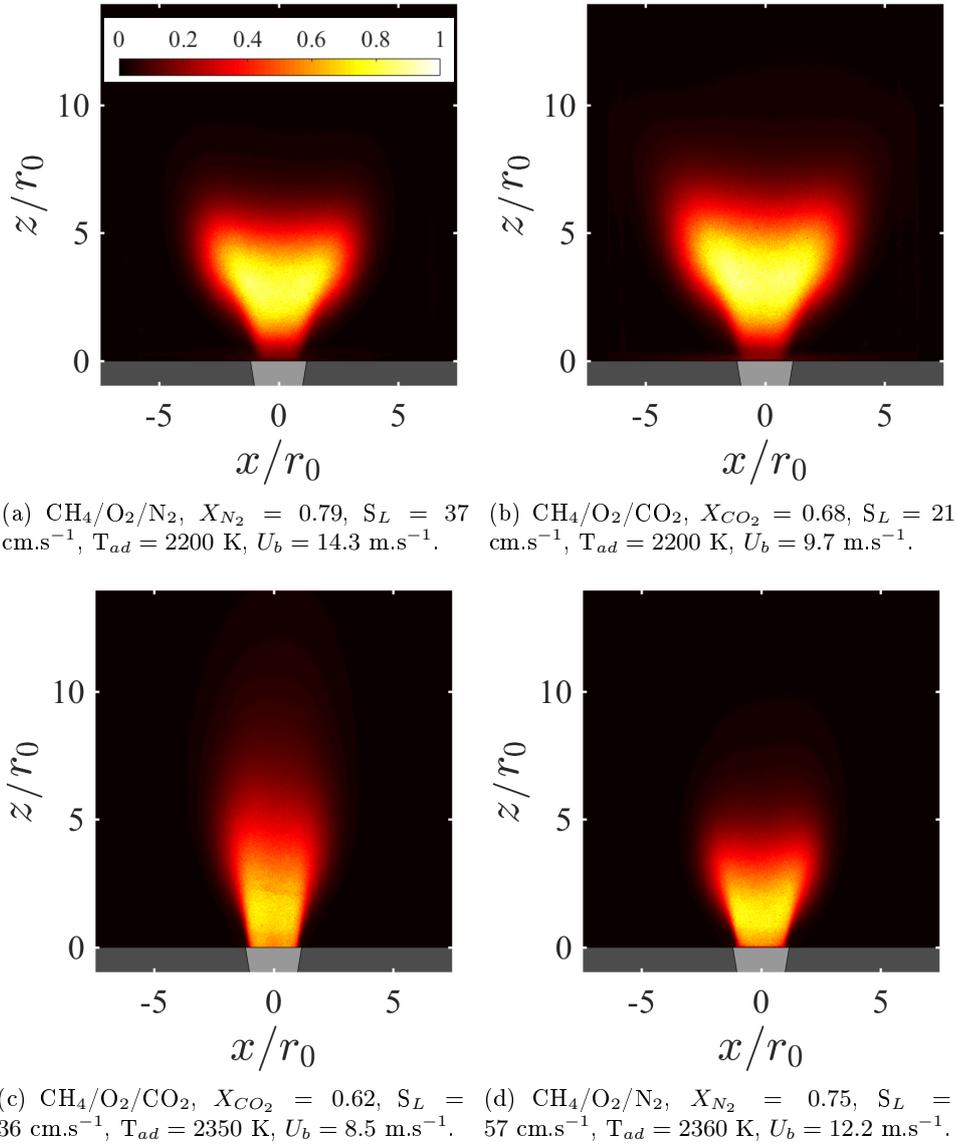


FIGURE 9.2 – OH^* intensity distributions of CO_2 - and N_2 -diluted CH_4/O_2 swirling flames at equivalence ratio $\phi = 0.95$, swirl number $S_0 = 0.75$ and thermal power $P = 13$ kW. Grey elements indicate solid pieces of the combustor.

Figures 9.2(a) and 9.2(b) show the OH^* chemiluminescence distributions from the N_2 - and CO_2 -diluted flames sharing the same adiabatic temperature $T_{ad} = 2200$ K, but different laminar burning velocities S_L and different bulk flow velocities U_b . For the CO_2 -diluted cases shown in figure 9.2(b), the bulk injection velocity had to be reduced to $U_b = 9.7$ m.s^{-1} compared to the CH_4/air flames operated at $U_b = 14.3$ m.s^{-1} in figure 9.2(a). The two flames take similar shapes

with a leading edge front stabilized above the burner outlet ($z_f/r_0 > 0$) despite the smaller bulk injection velocity of the CO₂-diluted flame. There are slight differences in the volume occupied by these two flames, but the main feature is that combustion does not take place within the diffuser cup of the injector. Matching the adiabatic flame temperature, the equivalence ratio and the thermal power yields flames with similar shapes and with similar positions of the flame leading edge with respect to the injector nozzle outlet.

Figure 9.2(a) is now compared to figure 9.2(c) obtained for a CO₂-diluted combustible mixture featuring the same laminar burning velocity $S_L = 37 \text{ cm.s}^{-1}$, but a different adiabatic flame temperature than the CH₄/air flame. In this case, the OH* signal distributions between the N₂- and CO₂-diluted flames differ and the leading edge front of the CO₂ diluted methane oxy-flame protrudes inside the injector ($z_f/r_0 < 0$). The last couple of images in figures 9.2(c) and 9.2(d) show results for CH₄/O₂ N₂- and CO₂-diluted swirling flames featuring again the same adiabatic flame temperature, but a higher value $T_{ad} \simeq 2350 \text{ K}$ than in figures 9.2(a) and 9.2(b). In this case, both flames protrude within the injector ($z_f/r_0 < 0$).

Stabilization of CO₂- and N₂-diluted flames has been studied for a wide range of operating conditions synthesized in table 3.1 for the same swirl number $S_0 = 0.75$. Figure 9.3 plots the position of the flame leading edge as a function of the adiabatic flame temperature and the ratio U_b/S_L . One can observe that matching the adiabatic flame temperature of the CH₄/O₂/CO₂ and CH₄/O₂/N₂ mixtures is not enough to stabilize flames at similar positions with respect to the injector outlet. The ratio U_b/S_L needs also to be fixed at about the same values for the CO₂- and N₂-diluted flames. If the ratio U_b/S_L is high enough, the flame leading edge is always located outside the injector as shown by the blue symbols in figure 9.3. If this ratio is too low, the flame leading edge protrudes inside the injector as indicated by the red symbols in figure 9.3.

The intermediate zone colored in grey in figure 9.3 roughly delineates operating conditions corresponding to flames featuring an intermittent oscillation of the flame leading edge inside and outside the injector. These operating conditions are designated by the green symbols. The critical values U_b/S_L for the transition zones between the different regions increase with the adiabatic flame temperature. For $T_{ad} = 2150 \text{ K}$, $U_b/S_L > 35$ allows to stabilize CO₂- and N₂-diluted flames above the injector. This critical value increases to $U_b/S_L > 42$ for $T_{ad} = 2250 \text{ K}$. This set of experiments reveal that the location of the leading edge reaction front of CO₂- and N₂-diluted flames can be controlled by fixing the ratio U_b/S_L and the adiabatic flame temperature T_{ad} .

It was also found that CO₂-diluted flames were harder to stabilize than N₂-diluted flames. This was already observed by [Amato et al. \(2011\)](#) and attributed

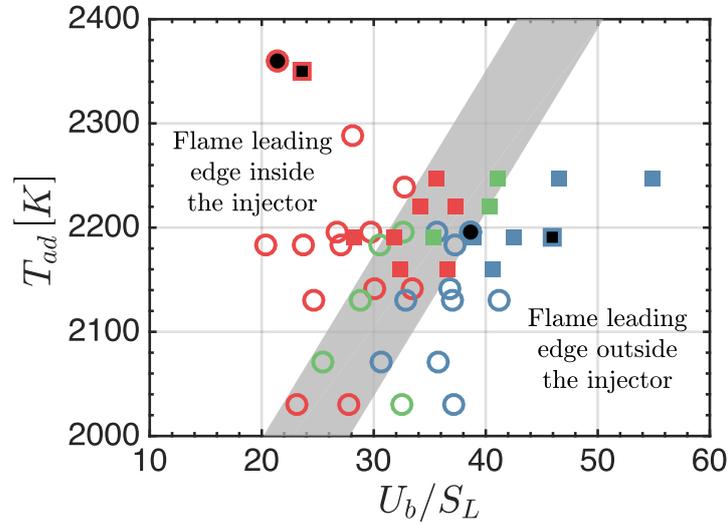


FIGURE 9.3 – Position of the flame leading edge of $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ (square) and $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ (circle) flames as a function of the adiabatic flame temperature T_{ad} and ratio U_b/S_L . The flame leading edge is located inside $z_f/r_0 < 0$ (red) or outside $z_f/r_0 > 0$ (blue) the injector. Green symbols indicate undetermined states with oscillations between these two states. The grey zone roughly delineates the transition region where it is difficult to safely determine the leading edge flame position. Symbols filled with black correspond to the flames investigated in figure 9.2. Experiments are made for $S_0 = 0.75$.

to the fact CO_2 -diluted flames are less resistant to strain rate. The same observation can be made when the equivalence ratio was reduced or when the diluent concentration was increased. For $\phi = 0.95$ and a thermal power of $P = 13$ kW, a diluent molar fraction of $X_{\text{N}_2} = 0.82$ yields a well stabilized swirling flame in the Oxytec combustor, while operation with a concentration of $X_{\text{CO}_2} = 0.71$ in a CH_4/O_2 mixture featuring the same adiabatic flame temperature systematically leads to blow off.

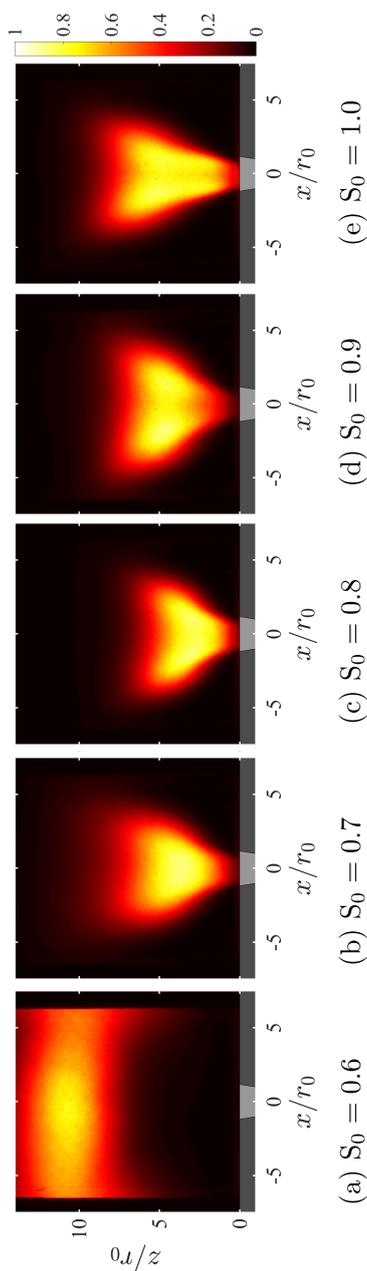


FIGURE 9.4 – $CH_4/O_2/CO_2$ flames $X_{CO_2} = 0.68$, $\phi = 0.95$, $P = 13 \text{ kW}$, $U_b = 9.7 \text{ m.s}^{-1}$, $U_b/S_L = 46$ and varying swirl numbers S_0 .

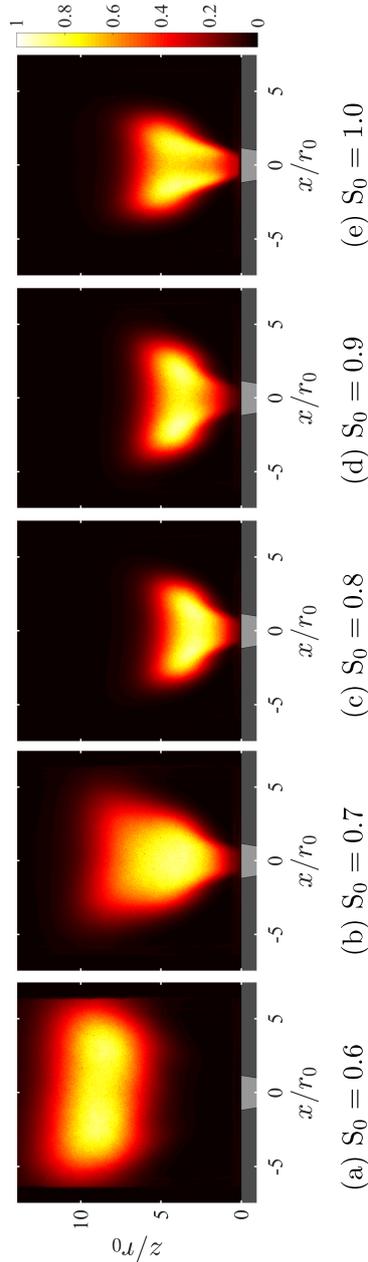


FIGURE 9.5 – $CH_4/O_2/N_2$ flames $X_{N_2} = 0.79$, $\phi = 0.95$, $P = 13 \text{ kW}$, $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$, $U_b/S_L = 39$ and varying swirl numbers S_0 .

TABLE 9.1 – *Temperatures in the burnt gases near the exhaust outlet (TC1) and in the outer recirculation zone (TC2). Temperatures in solid elements of the combustion chamber at a height $z = 20$ mm (TC3), $z = 140$ mm (TC4) and $z = 190$ mm (TC5). See Fig. 9.6 for the location of the thermocouples. Operating conditions are those of Fig. 9.2(a) and Fig. 9.2(b). They correspond to a CH_4/air and $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ flames sharing the same thermal power $P = 13$ kW, equivalence ratio $\phi = 0.95$, swirl number $S_0 = 0.75$ and adiabatic flame temperature $T_{ad} = 2200$ K.*

T [K]	T_{ad}	TC1	TC2	TC3	TC4	TC5
CH_4/air	2200	1475	1460	798	868	816
$\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$	2200	1460	1390	772	878	826

9.2 Effects of swirl

One now examines effects of swirl on the shape taken by these flames. Figures 9.4 and 9.5 compare the OH^* light distributions of CO_2 -diluted CH_4/O_2 and CH_4/air flames sharing the same thermal power $P = 13$ kW, equivalence ratio $\phi = 0.95$, adiabatic flame temperature $T_{ad} = 2200$ K and with close ratio $U_b/S_L \simeq 40$ for increasing swirl numbers S_0 . This operational mode is obtained by varying the mass flowrates injected in the tangential and axial slits of the injector. These figures show that the CO_2 - and the N_2 -diluted swirling flames share similar topologies when S_0 is varied.

Transitions between the different shapes taken by these flames appear nearly at the same values of the swirl number S_0 . Only the transition where the lifted V-shaped flame is observed at a smaller value $S_0 \simeq 0.75$ for the CH_4/air flames. Similar results were found for the different injection Reynolds numbers tested covering the range $\text{Re} = 8500$ to 25000 . Injection at higher Reynolds numbers allowed to slightly widen the range of swirl numbers S_0 where V-shaped flames are well stabilized.

9.3 Effects of heat loss

The temperatures in the burnt gases and the solid elements of the combustion chamber are measured for the flames shown in figure 9.2(a) (CH_4/air , $X_{\text{N}_2} = 0.79$) and in figure 9.2(b) ($\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$, $X_{\text{CO}_2} = 0.68$). These flames feature the same swirl number $S_0 = 0.75$, equivalence ratio $\phi = 0.95$ and adiabatic flame temperature $T_{ad} = 2200$ K, but different bulk injection velocities and laminar burning velocities.

Table 9.1 compares the temperatures measured in the burnt gases near the combustor outlet (TC1), in the outer recirculation zone (TC2) and at three

locations in the combustion chamber solid walls (TC3, TC4 and TC5). The location of these sensors is indicated in figure 9.6. These measurements are carried out 20 minutes after ignition when the chamber walls have reached a constant temperature. They highlight large heat losses simulating effects of a thermal load.

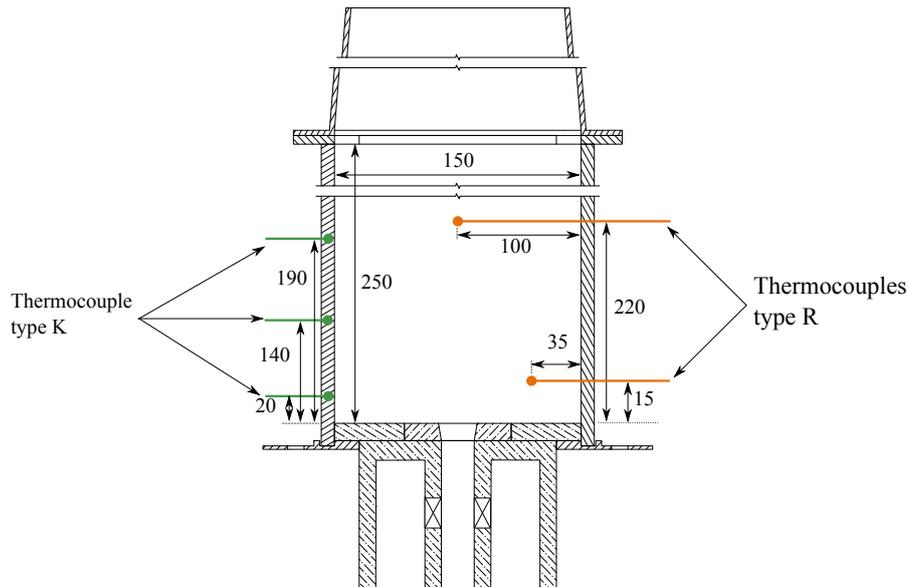


FIGURE 9.6 – Sketch of the Oxytec chamber with the thermocouples. The dimension on this sketch are in mm.

Despite the differences in diluent concentrations and in the radiative properties between CO₂ and N₂, the temperatures measured by the different sensors are relatively close between the two flames. It is in particular striking that the temperature TC1 of the burnt gases at the combustor outlet is about the same within 20 K for both flames. The only temperature which differs is TC2 measured in the outer recirculation zone (ORZ) of the flow. This region is filled with burnt gases that are cooled down by the heat losses through the combustion chamber sidewalls and through the water cooled combustion chamber backplane (Guiberti et al. (2015)). The temperature for the CO₂-diluted flame is 70 K lower in the ORZ than the air powered flame at this location. This difference however barely influences the flame shape. CO₂- and N₂-diluted flames sharing the same swirl number, thermal power and adiabatic flame temperature feature the same topology and roughly the same temperature distribution in the Oxytec combustor.

One may however note that the temperature in the ORZ differs between the CH₄/air flame and the CO₂-diluted oxy-flame and thus the heat load on the combustion chamber dump plane is also altered. Thermal radiation of the com-

bustion chamber exhaust metallic nozzle seems also to be modified. This element turns red for the CO₂-diluted oxy-flame while the metal radiates less in the visible spectrum for the CH₄/air flame. These observations must be confirmed with measurements.

9.4 Flow structure analysis

A more detailed comparison between the CO₂- and N₂-diluted flames studied in figures 9.2(a) and 9.2(b) is carried out by examining the velocity field. The main characteristics of these two flames are reproduced in table 9.2.

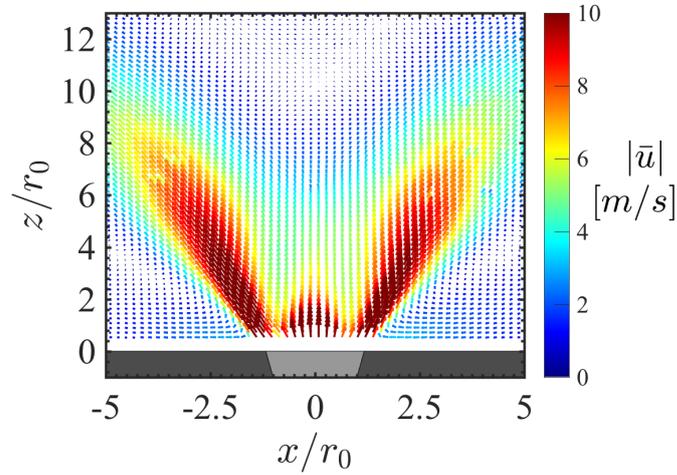
TABLE 9.2 – Characteristics of the reference flames investigated

Flame	ϕ	S_L [cm.s ⁻¹]	U_b [m.s ⁻¹]	Re	X_d	T_{ad} [K]	S_0
CH ₄ /air	0.95	36.9	14.3	18 000	0.79	2196	0.75
CH ₄ /O ₂ /CO ₂	0.95	21.0	9.7	20 500	0.68	2191	0.75

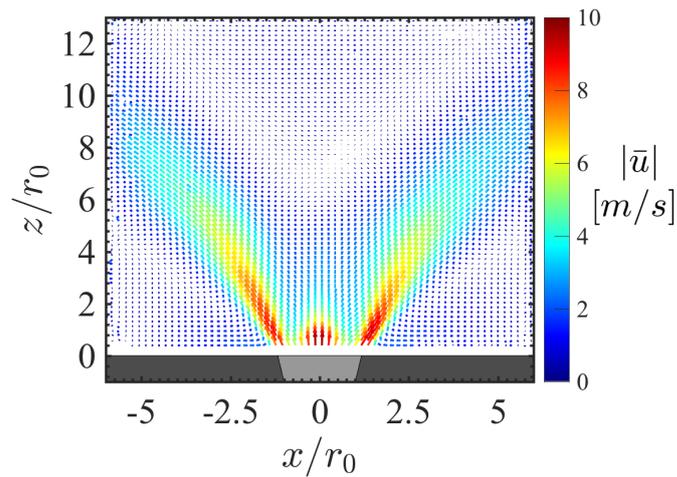
Figures 9.7(a) (N₂ dilution) and 9.7(b) (CO₂ dilution) show 2D velocity fields in an axial plane passing through the center of the injector. The vectors are colored by the value of their norm. These velocity fields feature the same general structure. The main difference is the values they reached due to the different bulk injection velocities of the N₂- ($U_b = 14.3$ m.s⁻¹) and CO₂-diluted ($U_b = 9.7$ m.s⁻¹) flames.

The two velocity fields in figure 9.7 feature an IRZ and ORZ. The jet flow at the burner exit has about the same opening angle β in both cases. It is difficult to comment the size of the ORZ due to the limited field of view, but the IRZ of the CO₂-diluted flame protrudes lower upstream along the burner axis. The stagnation point along the burner axis is at $z_{st}/r_0 = 6.0$ in figure 9.7(a) and at $z_{st}/r_0 = 9.5$ in figure 9.7(b). This height difference is due to the lower injection velocity for the CO₂-diluted case shown figure 9.7(a). The higher axial velocity reached by the flow at the burner outlet of the CH₄/air flame repels the IRZ further downstream.

One important feature of this swirling flow is the region of high axial velocities around the burner axis near the burner outlet. The axial velocity reaches its maximum on the burner axis. This feature is a specificity of the axial-plus-tangential swirler used in this study allowing independent control of the axial and tangential mass flowrates injected in the system. Swirling flows generated



(a) CH₄/O₂/N₂ flame, $Re = 18\,000$, $U_b = 14.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$



(b) CH₄/O₂/CO₂ flame, $Re = 20\,500$, $U_b = 9.7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

FIGURE 9.7 – 2D velocity fields in reacting conditions. $\phi = 0.95$, $P = 13 \text{ kW}$, $S_0 = 0.75$ and $T_{ad} = 2200 \text{ K}$.

by axial or radial swirlers generally exhibit a minimum velocity on the burner axis, often accompanied by a reverse flow with negative velocities (Gupta A. K. (1984), Durox et al. (2013)). This is not the case here with the Oxytec axial-plus-tangential swirler.

With this injection device, the axial stream takes a W shape at the burner outlet with three local maxima as already shown in the preceding chapters. The axial velocity profiles plotted in figure 9.8 are extracted from PIV data at

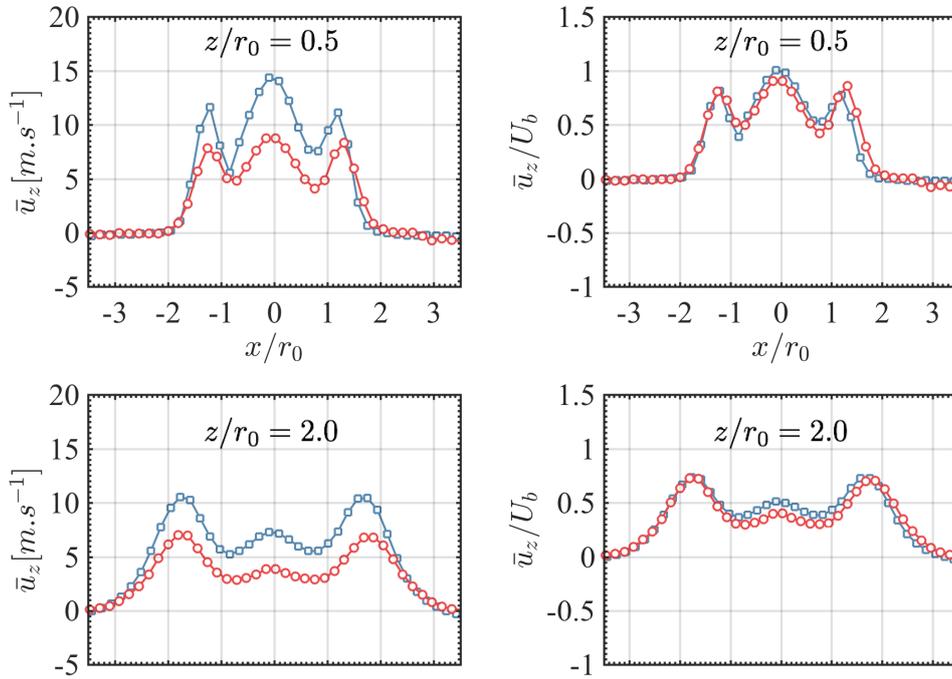


FIGURE 9.8 – Axial (left) and normalized axial (right) velocity profiles extracted from the PIV fields presented in figure 9.7 at $z/r_0 = 0.5$ and 2.0 . Blue squares correspond to the CH_4/air flame. Red circles correspond to the $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ diluted flame.

$z/r_0 = 0.5$ and 2.0 . Off-axis high axial velocities are found as for axial and radial swirlers in the shear layers above the injector rim. At $z/r_0 = 0.5$ these local maxima are found here at $|x|/r_0 = 1.2$ in figure 9.8, but the absolute maximum is located on the axis of the injection device. One finds $u_z^{max} = 10.7 \text{ m.s}^{-1}$ for the $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ flame and $u_z^{max} = 14.5 \text{ m.s}^{-1}$ for the CH_4/air flame. When normalized by the corresponding bulk injection velocity U_b , the two velocity profiles roughly collapse. Measurements at higher heights yield similar results and indicate a self-similar behavior which does not seem to be affected by the CO_2 -diluted or N_2 -diluted combustion mode.

9.5 Flame structure analysis

OH-PLIF measurements are now used to determine the probability of presence of hot burnt gases. Results combined with the previous velocity measurements are plotted in figure 9.9(a) for the CO_2 -diluted flame and in figure 9.9(b) for the N_2 -diluted flame. The black line delineates the locations where the hot burnt gases are present 50% of the time. These figures show that the flame leading

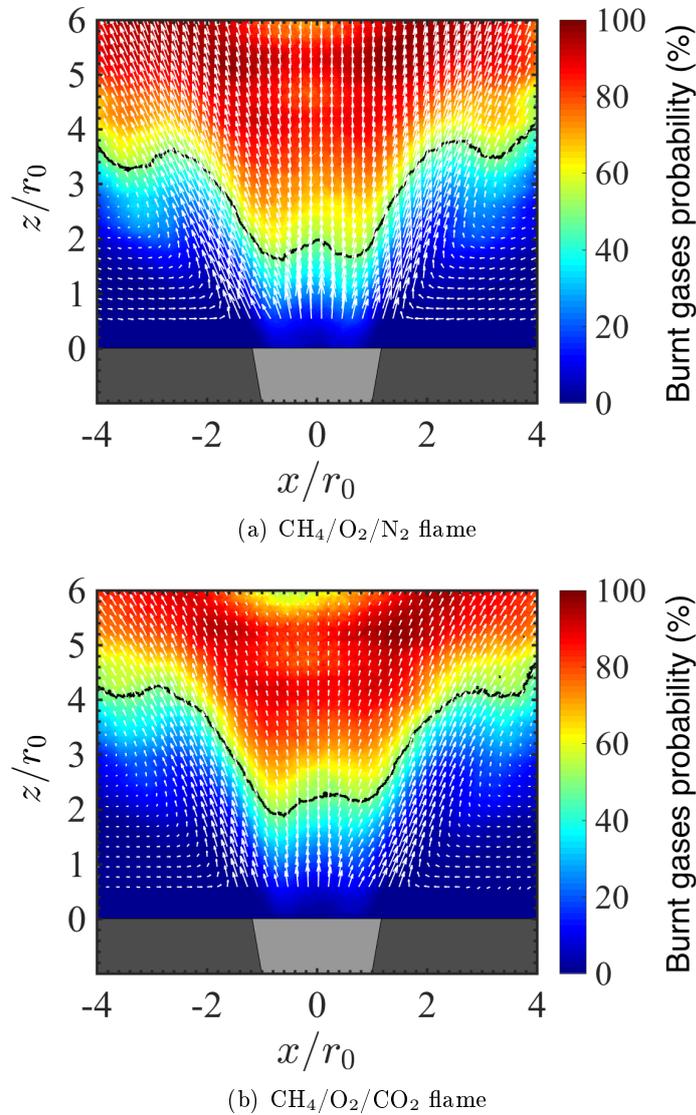


FIGURE 9.9 – *Burnt gas probability of presence in an axial plane with the overlaid 2D velocity fields. The black line delineates the positions where the hot burnt gases are present 50% of the time. $\phi = 0.95$, $P = 13$ kW, $S_0 = 0.75$ and $T_{ad} = 2200$ K.*

edge position does not lie on average along the burner axis but is off-set in both cases. It statistically lies in the zones of low velocity at $|x_f|/r_0 = 0.8$, a position comprised between the central axis where the axial velocity reaches its maximum and the local external maximum reached in the inner shear layer of the swirling jet at $|x|/r_0 = 1.2$.

The trace of the statistical distribution of the leading reaction layer in an axial plane follows the axial velocity profile and takes also a W shape in figures 9.9 (a)

and (b). The small dissymmetry of this profile observed in figure 9.9(a) results from a small dissymmetry of the injector design due to imperfect machining. This asymmetry is less visible in figure 9.9(b) due to the higher injection velocity.

While the bulk injection velocities differ, the off-axis positions z_f at $|x_f|/r_0 = 0.8$ of the two flame leading edges are in both cases very close : $z_f/r_0 = 2.0$ for the CO₂-diluted flame in figure 9.9 with $U_b = 9.7 \text{ m.s}^{-1}$ (a) and $z_f/r_0 = 1.8$ for the N₂-diluted flame in figure 9.9(b) with $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$. One may also note that the difference between the two axial velocity profiles plotted in figure 9.8 at $|x_f|/r_0 = 0.8$, where the flame edge is anchored, is reduced compared to the difference in the bulk injection velocities. It has also been shown in section 9.1 that the flame leading position z_f/r_0 is more sensitive to the adiabatic flame temperature T_{ad} and the ratio U_b/S_L .

9.6 Analysis of turbulent properties

It was shown in chapter 5.3 that the axial-plus-tangential Oxytec swirler produces a highly turbulent swirling flow, even in non-reacting conditions. Combustion also modifies the turbulent flow. Effects N₂ by CO₂ replacement on the turbulence level inside the combustion chamber and on the flame structures are analyzed in this section. Results for the CH₄/air flame shown in figure 9.2(a) are again compared to results found for the CO₂-diluted CH₄ oxy-flame shown in figure 9.2(b).

First the instantaneous structure of the two flames is studied. Figures 9.10 and 9.11 show instantaneous OH-PLIF snapshots of the CH₄/air and CH₄/O₂/CO₂ flames. In these pictures, the position of the flame front is indicated by the red line, which has been artificially thickened to improve readability. These pictures reveal that the flame front is highly corrugated in both cases and that many broken unburnt gas islands are present. The shape of these flames at each instant is also hard to define and there is no obvious differences between the methane/air and CO₂-diluted methane/oxy-flame structures. The structure of these flames can only be revealed by an averaging procedure.

Figure 9.12 plots the probability of presence of the flame front for the N₂- and CO₂-diluted flames. The method used to obtain these images is described in section 4.4 and is the result of an averaging procedure over 1500 images. The two flames features similar shapes with a leading edge front stabilized above the injector. One again distinguishes the W shape of the flame front close to the burner outlet. The maximum probability of presence of the flame front is in both cases around 40% and is found at the same height $z/r_0 \simeq 2$. The level

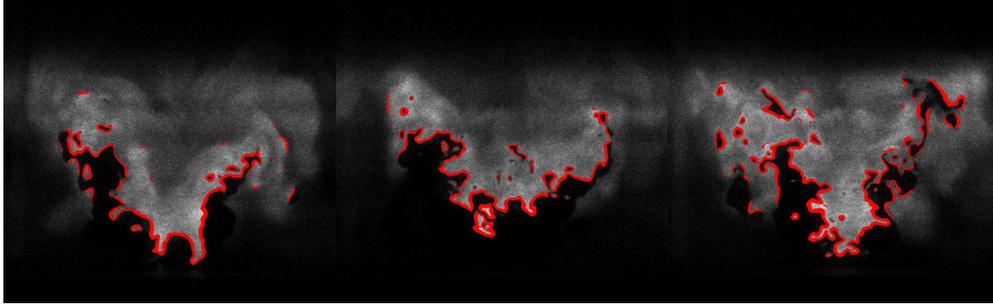


FIGURE 9.10 - *OH-PLIF snapshots of a CH₄/air flames $\phi = 0.95$ $X_{N_2} = 0.79$, $P = 13$ kW, $U_b = 14.3$ m.s⁻¹, $Re = 18\,000$ and $S_0 = 0.75$.*

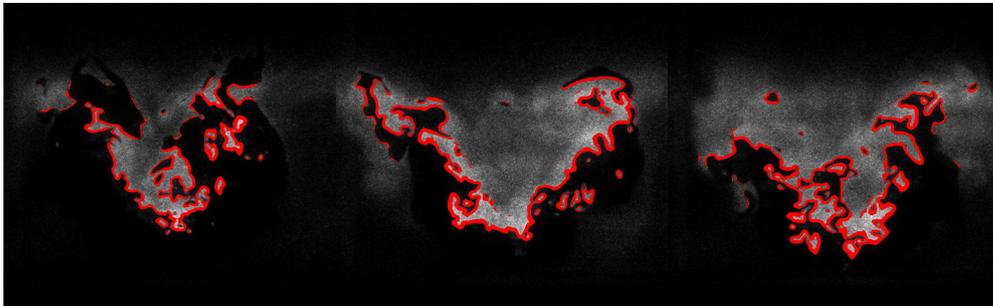


FIGURE 9.11 - *OH-PLIF snapshots of a CH₄/O₂/CO₂ flames $X_{CO_2} = 0.68$, $\phi = 0.95$, $P = 13$ kW, $U_b = 9.7$ m.s⁻¹, $Re = 20\,500$ and $S_0 = 0.75$.*

of wrinkling of these flames is studied next on a more quantitative basis.

[Watanabe et al. \(2016\)](#) recently carried out an analysis of the structure of turbulent oxy-flames. They compared a CH₄/air and a CH₄/O₂/CO₂ flame featuring the same adiabatic flame temperature and the same Reynolds number in the injector, but different thermal powers P . They found that the CO₂-diluted oxy-flame is notably shorter than the CH₄/air flame. They explained this difference by an increase in the burning rate at a macro scale when N₂ is replaced by CO₂. At a micro scale, they explained this difference by an increase of the flame surface density associated to small wrinkles observed in oxy-flames. They suggest that the increased number of small wrinkles is due to the reduction of the mixture Lewis number when N₂ is replaced by the CO₂. This reduction of the Lewis number makes the flame more sensitive to thermo-diffusive instabilities explaining the increased number of small wrinkles.

There are similarities and differences between the operating conditions studied in this work and the work made by [Watanabe et al. \(2016\)](#). In this work, the Reynolds number in the injector is not kept constant between the two flames, but the thermal power P injected in the combustion chamber is. The compa-

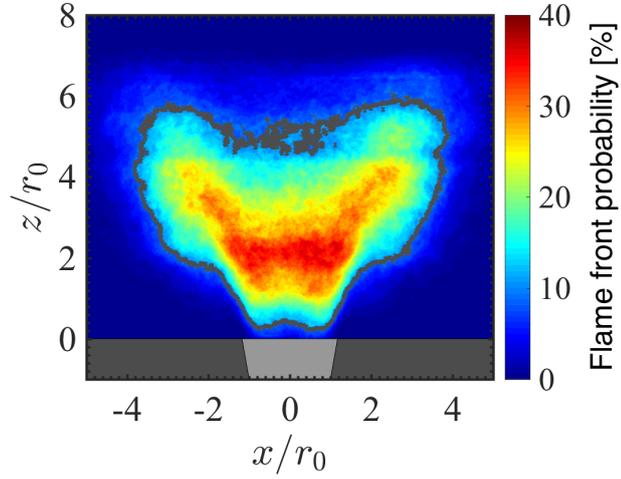
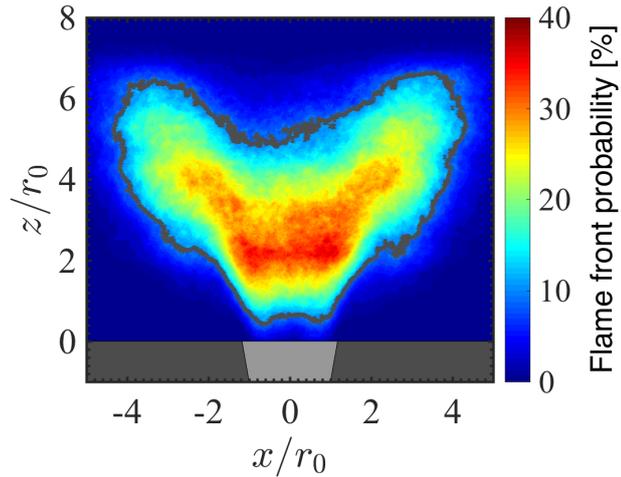
(a) CH₄/O₂/N₂ mixture(b) CH₄/O₂/CO₂ mixture

FIGURE 9.12 – Probability of presence of the combustion front. The grey line represents the position where the flame front is present 10% of the time.

parison is also made for flames featuring the same equivalence ratio $\phi = 0.95$, adiabatic flame temperature $T_{ad} = 2200$ K and swirl number $S_0 = 0.75$.

To ease comparisons between the CO₂- and N₂-diluted flames, two quantities are calculated. The first one \bar{L} corresponds to the perimeter of the average flame front. The second one L' corresponds to the average value of all wrinkled flame perimeters calculated for each LIF snapshots. These quantities were already used in chapter 8 to determine a turbulent burning velocity. There are used

TABLE 9.3 – Mean \bar{L} and wrinkled L' flame front lengths of N₂- and CO₂-diluted flames.

Flame	\bar{L} [px]	L' [px]	L'/\bar{L}
CH ₄ /air	1025	4747	4.63
CH ₄ /O ₂ /CO ₂	1034	5296	5.12

here to characterize flame wrinkling.

The PLIF images in figure 9.9 are chosen to determine \bar{L} , where the position of the flame front is considered to be the position where the burnt gases are present 50% of the time. This boundary corresponds to the black line in figure 9.9. The length \bar{L} corresponds then to the number of pixels of this black line. Working with the images shown in figure 9.9 has been preferred compared to the images in figure 9.12 yielding the probability of presence of the reaction front because the signal-to-noise ratio is much better with the former images. This choice introduces a certain level of uncertainty because the position of the flame front has been artificially fixed to the iso-level 0.5 in figure 9.9. Comparisons between figures 9.9 and 9.12 indicate that this iso-level corresponds to a reaction front probability between 20 and 30%. Other threshold levels were tested and while the values are slightly different, the same trends were found when comparing the N₂- and the CO₂-diluted flames. The values for \bar{L} are reported in table 9.3.

The value found for the mean flame front perimeter \bar{L} of the CH₄/O₂/CO₂ flame is close to the value found for the CH₄/air flame. This result is in contrast to that found by Watanabe et al. (2016). The CO₂-diluted methane/oxy-flame was found to be shorter than the methane/air flame for the same injection Reynolds number. This can be explained by the fact that the Reynolds number in the injection unit of the CO₂-diluted flame is a bit higher in this work, $Re = 20\,500$ than the one of the N₂-diluted flame, $Re = 18\,000$.

The average value of the wrinkled flame front perimeter L' is deduced from the instantaneous PLIF snapshots. To determine this quantity, the flame front is first detected on each image with a Sobel edge detection algorithm from Matlab[®] with a threshold level fixed to 0.15. A systematic study has been conducted to find the right threshold level that only takes into account the gradient describing the flame front position. The length of the reaction front of each instantaneous image corresponds to the sum of the pixels detected. The quantity L' indicated in table 9.3 has been taken as the average value of this length over the 1500 instantaneous images.

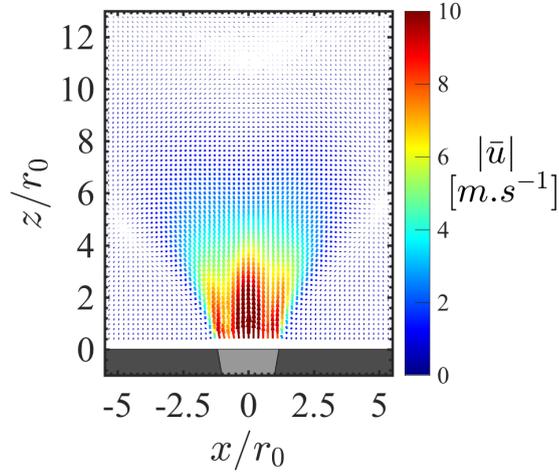
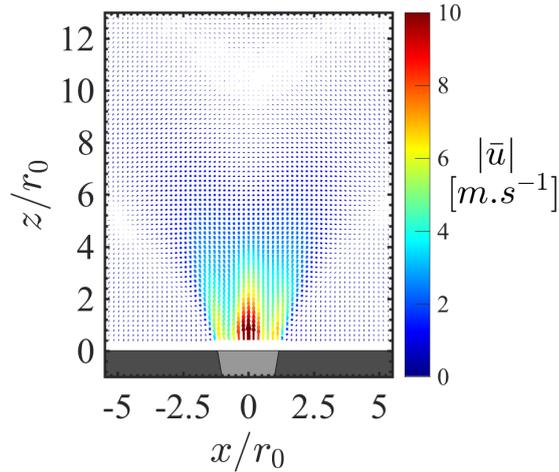
(a) $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ mixture, $Re = 18\,000$, $U_b = 14.3 \text{ m.s}^{-1}$ (b) $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ mixture, $Re = 20\,500$, $U_b = 9.7 \text{ m.s}^{-1}$

FIGURE 9.13 – 2D velocity fields in non-reacting conditions. The conditions are the same as those used in the Fig. 9.7 without combustion

The ratio L'/\bar{L} gives an indication on the wrinkled level of the flames. The higher this ratio is the more wrinkled is the flame. The results in table 9.3 show that CO_2 flame is indeed more wrinkled than the CH_4/air flame and confirms results found by [Watanabe et al. \(2016\)](#).

Effects of CO_2 dilution on the turbulence level inside the combustion chamber is now considered. Figure 9.13 shows the flow field in an axial plane of the two cases investigated in non-reacting conditions. The corresponding flow fields in reacting conditions are plotted in figure 9.7.

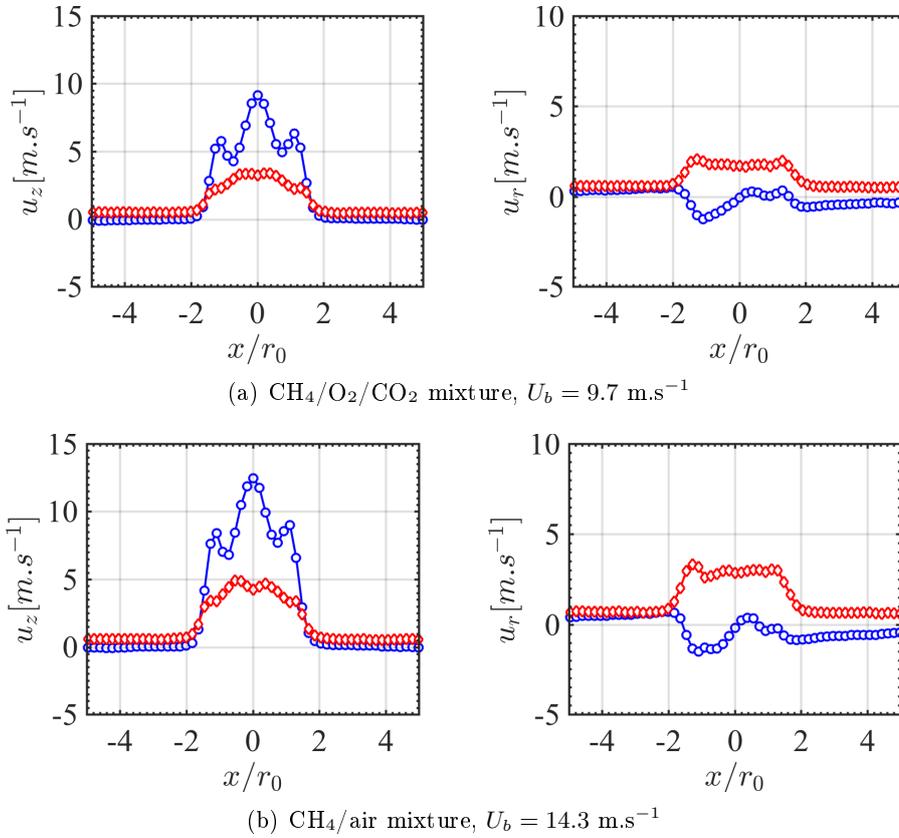


FIGURE 9.14 – Mean (blue) and rms values (red) of the axial u_z and radial u_r velocity profiles in non-reacting conditions extracted from the Figs. 9.13 at $z/r_0 = 1.0$.

The mean and root mean square (rms) values of the axial u_z and radial u_r velocity components extracted from the PIV longitudinal fields at $z/r_0 = 1.0$ in non-reacting conditions (see figure 9.13) and reacting conditions (see figure 9.7) are plotted in figures 9.14 and 9.15 respectively. The shape of these velocity profiles are similar for the both dilution. The injection velocity being higher for the N₂-diluted flame, the mean and rms axial velocities are higher than the values measured for the CO₂-diluted flame. This observation holds for the axial velocity profiles in non-reacting and reacting conditions. The mean and rms components of the radial velocity profile are less altered by a change of diluent and are more sensitive to combustion due the thermal expansion of the burnt gases. The radial velocity drastically increases for both N₂- and CO₂-combustible mixtures when combustion is initiated. These data are now used to determine the turbulence levels of the flow approaching the leading edge front of the CO₂- and N₂-diluted flames.

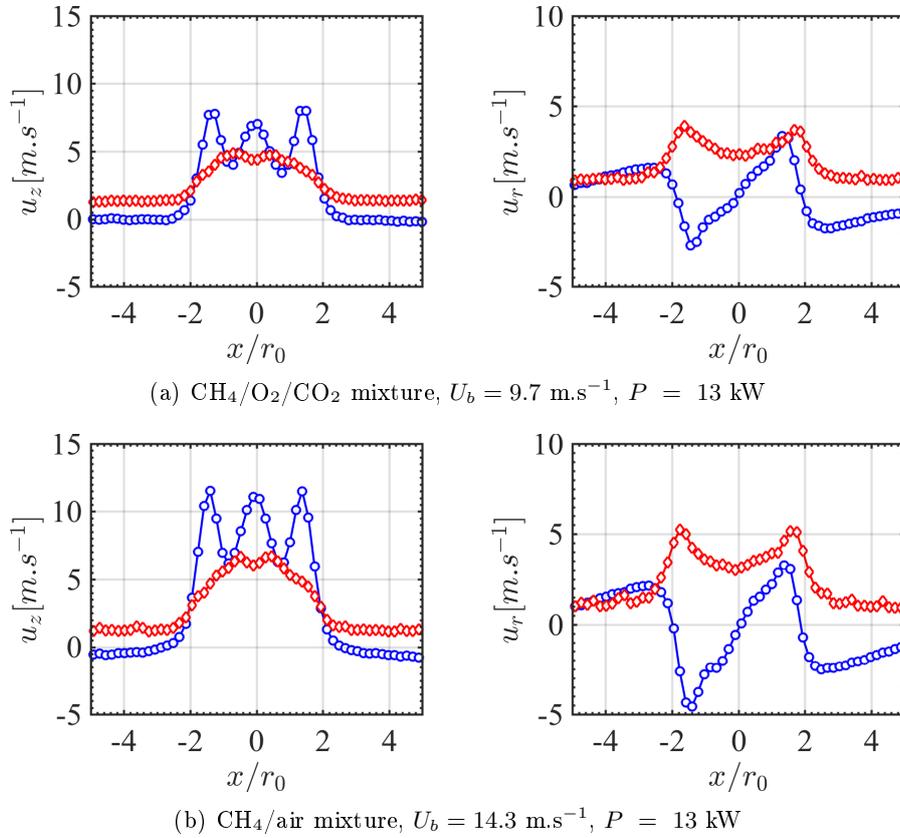


FIGURE 9.15 – Mean (blue) and rms values (red) of the axial u_z and radial u_r velocity profiles in reacting conditions extracted from the Fig. 9.7 at $z/r_0 = 1.0$.

The turbulence level is assessed here by determining the rms velocity fluctuation u' as the norm :

$$u' = (u_z'^2 + u_r'^2 + u_\theta'^2)^{1/2} \quad (9.1)$$

where u_z' , u_r' and u_θ' denote the rms values of each velocity component.

The azimuthal velocity component u_θ' could not be measured in the reacting cases because PIV measurements in transverse planes were difficult to carry out with the optical setup used in this work. It has however been noticed that for swirl numbers $0.75 \leq S_0 \leq 0.9$, the rms values of the radial and tangential velocity components measured in non-reacting conditions are always found to be close. Calculations of u' in reacting conditions are thus made here by assuming that $u_r' = u_\theta'$.

Table 9.4 reports the mean and rms values of the axial and radial velocity components averaged over a disk at a height z/r_0 centered on the burner axis

TABLE 9.4 – Mean and rms velocities extracted from figures 9.14 and 9.15 measured at $z/r_0 = 1.0$. All values are averaged over a disk centered on the burner axis with a radius $R/r_0 = 1.8$ in non-reacting conditions and $R/r_0 = 2.0$ in reacting conditions.

Conditions	CH ₄ /O ₂ /CO ₂		CH ₄ /air	
	non-reactive	reactive	non-reactive	reactive
U_b [m.s ⁻¹]	9.7	9.7	14.3	14.3
$\langle u_z \rangle$ [m.s ⁻¹]	3.94	5.19	5.65	7.8
$\langle u_r \rangle$ [m.s ⁻¹]	0.31	1.60	0.20	2.32
$\langle u'_z \rangle$ [m.s ⁻¹]	2.12	3.66	3.06	4.69
$\langle u'_r \rangle$ [m.s ⁻¹]	1.68	3.17	2.61	4.30
$\langle u' \rangle$ [m.s ⁻¹]	3.18	5.79	4.79	7.68
$\langle u' \rangle / \langle U_b \rangle$	0.33	0.60	0.33	0.53
$\langle u' \rangle / \langle u_z \rangle$	0.81	1.11	0.85	0.98

with a radius $R/r_0 = 1.8$ in non-reacting conditions and $R/r_0 = 2.0$ in reacting conditions. The height $z/r_0 = 1$ has been chosen because the region covered by the disk of radius R corresponds to the approach flow just upstream the leading edge of the flame sheet. This calculation is also made by admitting that the flow is axis-symmetric above the injector. The extension of the integration of the velocity profiles over the radial coordinate differs in reacting and non-reacting conditions because the swirling jet opening angle is higher in reacting conditions. The boundary R over which the integration is carried out is chosen to only take into account the velocities in the swirling jet and not the velocities in the outer recirculation zone of the flow. The values indicated in table 9.4 are in brackets and correspond to :

$$\langle x \rangle = \frac{2}{R^2} \int_0^R x r dr \quad (9.2)$$

where x denotes one of the velocity component.

Table 9.4 show that the rms values of the velocity fluctuations are high in non-reacting conditions and reach the same turbulent intensity level $\langle u' \rangle / U_b = 0.33$ for both combustible mixtures. These levels are $\langle u' \rangle / \langle u_z \rangle = 0.81$ for the CH₄/air mixture and $\langle u' \rangle / \langle u_z \rangle = 0.85$ for the CH₄/O₂/CO₂ mixture when only the mean axial velocity $\langle u_z \rangle$ is considered. These fluctuation levels are high in the approaching flow upstream to the flame leading edge.

It has already been shown in chapter 5.3 that the turbulence levels in the Oxytec combustion chamber are already high in cold flow conditions. When combustion is initiated, the turbulence intensity increases for the two diluted combustible mixtures, but it increases more for the CO₂-diluted flame than for the N₂-diluted flame. One has $\langle u' \rangle / U_b)_{react} / (\langle u' \rangle / U_b)_{nonreact} = 1.81$ for the CH₄/O₂/CO₂ flame and $\langle u' \rangle / U_b)_{react} / (\langle u' \rangle / U_b)_{nonreact} = 1.61$ for the CH₄/air flame.

Switching from a CH₄/air flame to a CH₄/O₂/CO₂ flame yielding the same thermal power $P = 13$ kW and featuring the same adiabatic flame temperature $T_{ad} = 2200$ K increases the turbulence level inside the combustion chamber and also leads to more wrinkled flames. The CH₄/O₂/CO₂ being more wrinkled the flame surface density is higher than the CH₄/air flame. These observations explain why although the CO₂-diluted flame has a lower laminar burning velocity S_L and the flow is injected at a slightly higher Reynolds number than the N₂-diluted flame, both of these have almost the same size.

9.7 Conclusion

The stabilization of technically premixed swirling CO₂-diluted CH₄/O₂ flames has been compared to CH₄/air flames away from critical conditions with a set of optical diagnostics. Experiments have been conducted with an axial-plus-tangential swirler for combustible mixtures at an equivalence ratio $\phi = 0.95$ in the Oxytec combustor featuring high heat losses simulating a thermal load.

It has been shown that it is possible to predict the stabilization of CH₄/O₂ CO₂-diluted swirling flames by examining the stabilization of CH₄/air swirling flames provided that the swirl number S_0 defined by Eq. (3.8), the ratio of the bulk flow velocity over the laminar burning velocity U_b/S_L and the adiabatic flame temperature T_{ad} of the combustible mixtures injected in the burner are the same. The position of the leading edge front above the burner has been shown to be sensitive to the adiabatic flame temperature T_{ad} and to the ratio U_b/S_L for a range of injection Reynolds numbers covering $Re = 9\,000$ to $20\,500$. CO₂-diluted flames are however less stable than N₂-diluted flames near blow off limits.

The structure of these flames has been scrutinized with OH-PLIF and PIV measurements. These measurements have highlighted very similar velocity distributions with a W shape axial velocity profile at the injector outlet and an off-axis statistical average position of the leading edge reaction layer located between the burner axis and the inner shear layer of the swirling jet. The off-axis radial position of this leading edge flame corresponds to the position where the W-shape axial velocity profile features a local minimum comprised between

two maxima. Despite the different temperatures reached in the burnt gases in the outer recirculation zones of the flow, CO₂-diluted CH₄/O₂ flames and CH₄/air flames sharing the same thermal power and adiabatic flame temperature also feature close temperatures in the solid elements of the combustion chamber and in the burnt gases exhausting the combustor.

For operation at constant thermal power, equivalence ratio and adiabatic flame temperature, replacing N₂ by CO₂ increases flame wrinkling and the turbulence level in the approaching flow upstream the flame leading edge reaction front.

This study indicates that it is possible to stabilize CO₂-diluted oxy-flames with the same topology and thermal characteristics as CH₄/air flames without design modification of the injector. The operating range of the combustor with CH₄/O₂/CO₂ flames is however reduced compared to operation with CH₄/air flames.

Conclusion

Principales conclusions

Un nouvel injecteur haute pression et un foyer opérant à pression atmosphérique destinés à l'étude des flammes d'oxy-combustion swirlées diluées par du dioxyde de carbone ou du diazote ont été développés. En parallèle de ces travaux, une installation haute pression pour l'analyse de l'oxy-combustion à haute pression avec injection de dioxyde de carbone et de vapeur d'eau a été développée.

Seuls les résultats sur le foyer Oxytec opérant à pression atmosphérique sont présentés dans ce manuscrit qui porte sur l'analyse de la stabilisation de flammes CH_4/air et d'oxy-flammes $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ issues de l'injecteur Oxytec muni d'un swirler axial-plus-tangentiel.

Pour réaliser ces analyses des mesures de température par thermocouple et plusieurs diagnostics optiques ont été mis en œuvre. Elles reposent sur l'exploitation du signal de chimiluminescence, des tomographies de l'écoulement, la vélocimétrie par image de particules et la fluorescence induite par laser sur le radical OH dans plusieurs plans du foyer Oxytec.

Une caractérisation de l'injecteur et du swirler axial-plus-tangentiel a d'abord été réalisée. Elle a permis de mieux comprendre les effets des conditions d'injection sur l'écoulement et sur la flamme ainsi que les effets de l'ajout d'un ouvreau divergent à la sortie de l'injecteur. Les principales conclusions obtenues sont les suivantes :

- La géométrie de l'injecteur Oxytec ne permet pas d'obtenir un mélange parfait dès la sortie de l'injecteur dans la chambre de combustion. La partie centrale du jet est plus pauvre que la partie externe. Mais un mélange presque parfait est réalisé au niveau du pied de flamme à une distance d'environ un diamètre du plan de sortie de l'injecteur. Ces conditions de mélange stratifié sont appelées "technically premixed" dans le manuscrit pour emprunter un terme utilisé dans les turbines à gaz.

- Un nombre de swirl $0.7 \leq S_0 \leq 0.9$ et une richesse $\phi = 0.95$ permet de stabiliser des flammes CH_4/air qui prennent en moyenne une forme de V au-dessus de la sortie de l'injecteur Oxytec sur une large gamme de nombre de Reynolds $13\,000 \leq \text{Re} \leq 28\,000$ basé sur les conditions régnant dans l'injecteur de diamètre $D = 2r_0 = 20$ mm.
- La position moyenne du pied de flamme dépend principalement de la température adiabatique T_{ad} du mélange combustible, du nombre de swirl S_0 et du rapport de la vitesse débitante sur la vitesse laminaire de flamme U_b/S_L . En augmentant le nombre de swirl ou la température adiabatique de flamme la distance entre le pied de flamme et la sortie de l'injecteur diminue. Augmenter le rapport U_b/S_L a l'effet opposé.
- Il est nécessaire d'avoir un nombre de swirl $S_0 \geq 0.75$ pour qu'une zone de recirculation interne stable se forme proche de la sortie de l'injecteur. C'est une valeur supérieure à celles trouvées dans la littérature pour des swirlers axiaux ou radiaux. Cette valeur élevée est liée au fait que le jet swirlé présente un pic de vitesse sur l'axe de l'injecteur axial-plus-tangentiel dans le plan de sortie, alors que des vitesses négatives sont attendues pour des injecteurs équipés d'une vrille axiale ou radiale pour ces nombres de Swirl.
- Les champs de vitesse axiaux à la sortie de l'injecteur Oxytec prennent une forme de W lorsque $S_0 < 1.0$. Grâce aux mesures OH-PLIF, il a pu être observé que le pied de flamme prenait aussi une forme de W.
- L'ajout d'un ouvreau divergent à la sortie de l'injecteur modifie beaucoup le champ de vitesse dans la chambre de combustion ainsi que la topologie et la stabilité de la flamme. Augmenter l'angle de l'ouvreau divergent α permet de rapprocher la zone de recirculation du plan de sortie de l'injecteur et d'augmenter la stabilité de la flamme. Trop augmenter l'angle α réduit l'intervalle de stabilité en terme de nombre de swirl et de puissance atteignables dans le foyer. Un compromis est nécessaire. Dans la chambre Oxytec un ouvreau divergent avec un angle $\alpha = 10^\circ$ a été choisi car il permet d'avoir le plus grand intervalle d'utilisation.
- Le choix de l'angle du divergent permet de choisir le type de régime de l'écoulement obtenu dans la chambre Oxytec. Pour $\alpha \geq 45^\circ$ un régime de type jet de paroi est observé. Dans ces conditions, les flammes obtenues prennent une forme de tore. Avec un angle plus faible l'écoulement swirlé se trouve dans un régime de type jet libre à la sortie de l'injecteur. Plus loin en aval, un éclatement tourbillonnaire est observé dans tous les cas.
- Une étude de l'effet du divergent sur le nombre de swirl a également été menée. Contrairement à ce qui est constaté dans certaines études,

le nombre de swirl dans la chambre Oxytec obéit à la loi suivante : $S_{1A}/S_{1B}=R_B/R_A$ où R_B et R_A sont les rayons de deux divergents d'ouverture différente. Le nombre de swirl diminue linéairement avec le rayon de sortie de l'ouvreau du divergent. Un modèle expliquant ce phénomène a été développé.

- Faire des mesures de vitesse en conditions non-réactives permet de prédire assez justement la forme du champs de vitesse à la sortie de l'injecteur en conditions réactives, notamment pour le point de stagnation de la zone de recirculation interne de l'écoulement. Les vitesses dans les bras du jet swirlé et l'angle du jet sont un peu plus importants en situation réactive du fait de l'expansion thermique des gaz.

Des flammes CH_4/air et $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ ont ensuite été étudiées pour comparer leur topologie et les mécanismes de stabilisation. Les principales conclusions obtenues sont les suivantes :

- A même puissance thermique injectée P , même nombre de swirl S_0 et même richesse ϕ les flammes $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ diluées à 68% en CO_2 et les flammes CH_4/air ont des topologies similaires. Les deux flammes ont alors des températures adiabatiques de fin de combustion T_{ad} similaires.
- La position du pied des flammes $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ dépend de la température adiabatique de fin de combustion, du rapport de la vitesse débitante et de la vitesse laminaire de flamme U_b/S_L et du nombre de swirl S_0 . Les oxy-flammes diluées au CO_2 ont le même comportement vis-a-vis de ces paramètres que les flammes CH_4/air . Il est donc possible de prévoir la position d'une oxy-flamme diluée au CO_2 dans une chambre de combustion en étudiant une flamme CH_4/air et en conservant les grandeurs T_{ad} , U_b/S_L et S_0 . L'intervalle de stabilité des oxy-flammes diluées au CO_2 est cependant réduit par rapport à celui des flammes CH_4/air .
- Les températures obtenues dans les pièces métalliques de la chambre de combustion et dans les gaz brûlés au niveau de l'échappement et dans la zone de recirculation externe pour des flammes CH_4/air et $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ ayant des températures adiabatiques de fin de combustion, des rapports U_b/S_L , des puissances thermiques et des nombres de Swirl proches sont semblables.
- Le remplacement du N_2 par du CO_2 augmente la turbulence dans la chambre de combustion et le plissement de la flamme.

Perspectives

La chambre de combustion Oxytec offre de nombreuses perspectives. De plus, la chambre Oxytec haute pression va être opérationnelle au cours de l'année 2017, cela ouvre de nouvelles possibilités d'études.

- La caractérisation thermique complète de la chambre est en cours de réalisation grâce à des mesures par phosphorescence induite par laser sur les différentes parties solides du foyer. Ces mesures sont réalisées dans le cadre de la thèse d'Arthur Degenève. Ces données seront fournies à l'équipe numérique du laboratoire EM2C en charge des simulations des écoulements dans le foyer Oxytec.
- Les membres de l'équipe numérique (Pedros Rodrigues, Lorella Paluotto, Ronan Vicquelin, Olivier Gicquel) du laboratoire EM2C sont en train de simuler les flammes de référence. Les données expérimentales permettront de réaliser la simulation en plusieurs étapes : simulation d'une chambre adiabatique, simulation d'une chambre avec des températures aux parois imposées, simulation complète sans imposer de contrainte thermique sur les parois de la chambre de combustion. Cette simulation comprendra la turbulence aux grandes échelles et tous les transferts thermiques dans la chambre de combustion et vers l'extérieur. Une étude couplée de la simulation numérique et des résultats expérimentaux permettra de mieux comprendre les mécanismes de stabilisation de la flamme dans la chambre Oxytec.

Et il est possible d'aller encore plus loin. En particulier, la chambre Oxytec HP permettra de :

- Réaliser une étude complète des effets de la pression sur la topologie de flamme et sur les transferts thermiques dans la chambre de combustion.
- Diluer le mélange avec de la vapeur d'eau, l'évaporateur étant seulement installé sur la chambre Oxytec HP. Il sera intéressant d'étudier l'influence de la vapeur d'eau sur la stabilisation des flammes.

La flexibilité de l'injecteur et de la chambre de combustion permet aussi de :

- Passer d'une injection swirlée prémélangée à une injection non-prémélangée swirlée. Cela permet de se rapprocher des conditions industrielles. Une nouvelle caractérisation de l'injecteur à pression atmosphérique et sous pression devra alors être réalisée afin de caractériser le nouvel injecteur et mieux comprendre le comportement des flammes non-prémélangées swirlées. Une comparaison avec les études réalisées en conditions pré-

mélangées pourra être réalisée.

- Il est aussi possible d'ajouter une injection liquide sur l'injecteur Oxytec. L'étude de flammes diphasiques swirlées sous pression pourra alors être réalisée.

Annexe A

Chambre Oxytec haute pression

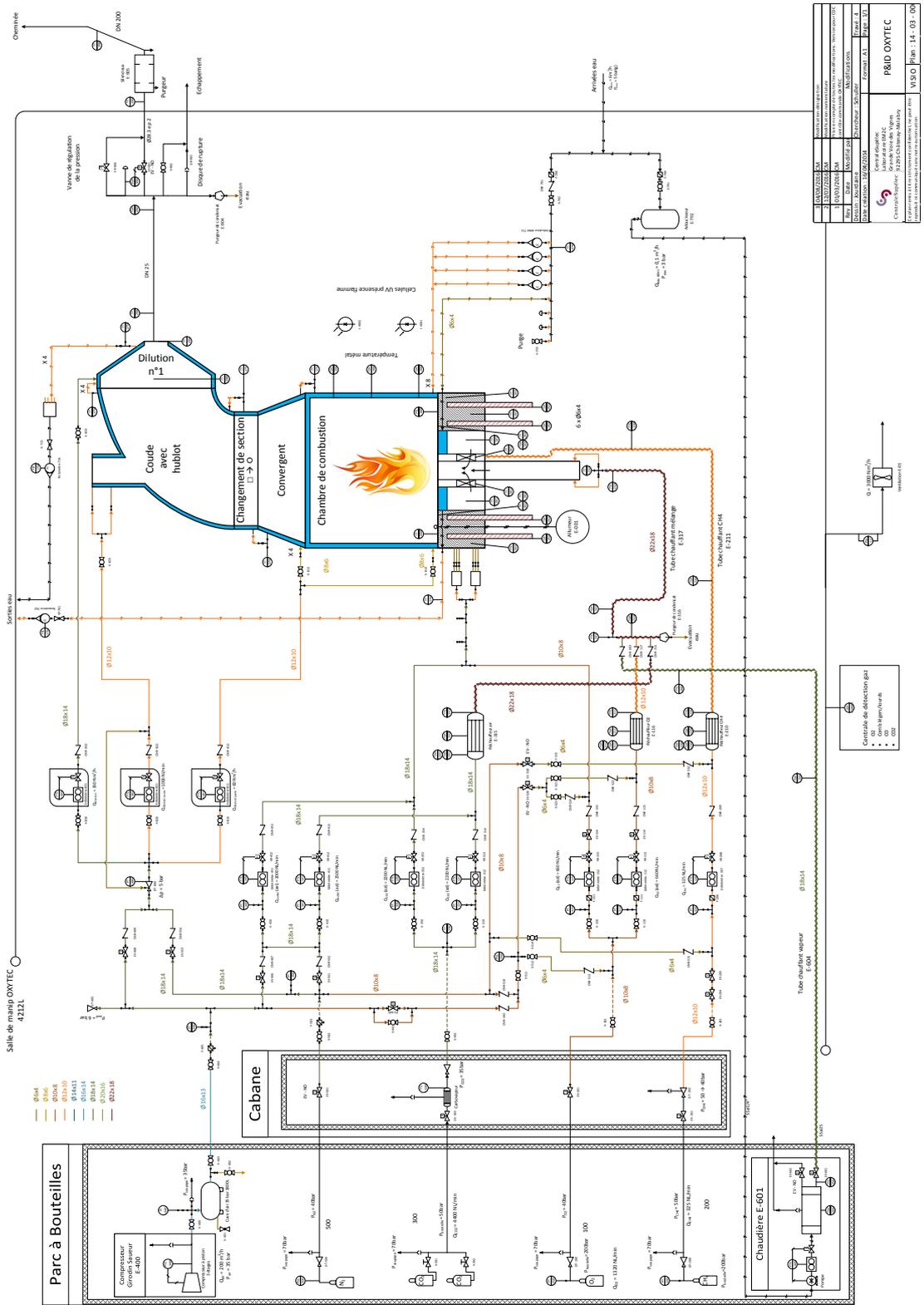


FIGURE A.1 – Process and instrumentation diagram (PID) du banc expérimental oxytec HP.

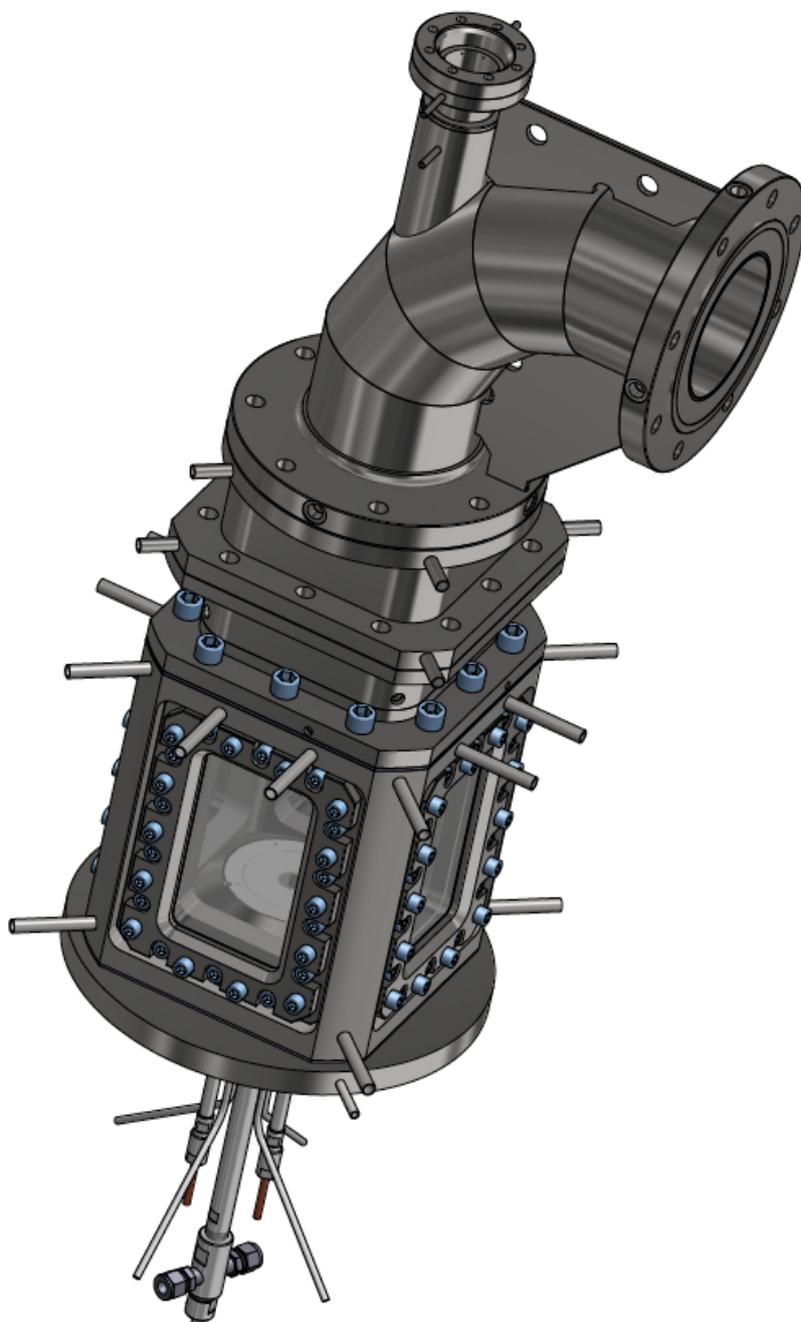


FIGURE A.2 – Vue isométrique de la chambre oxytec HP montée avec l'injecteur.

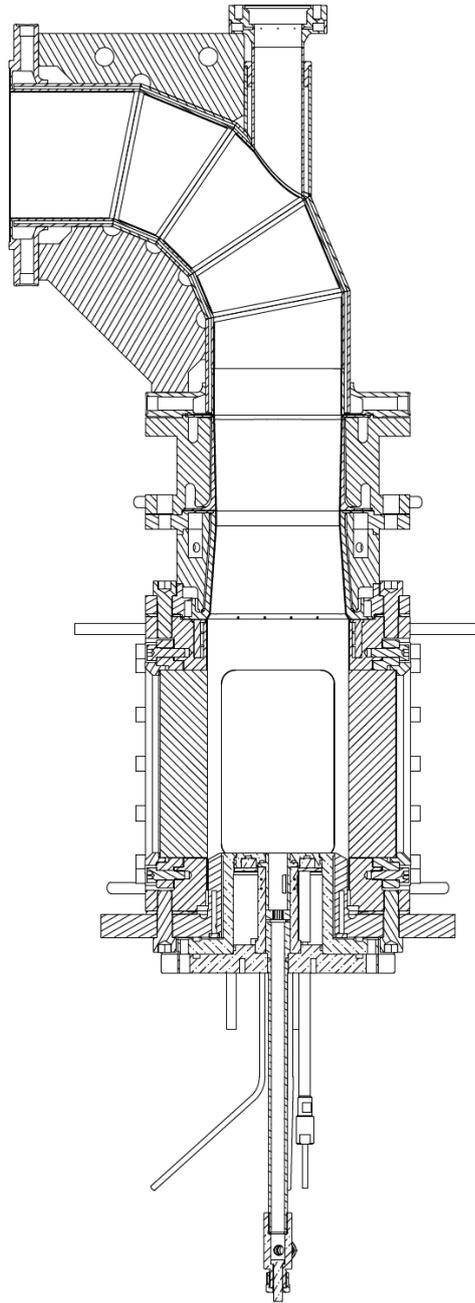


FIGURE A.3 – *Vue en coupe de la chambre oxytec HP montée avec l'injecteur.*

Références

- Abanades, J., B. Arias, A. Lyngfelt, T. Mattisson, D. Wiley, H. Li, M. Ho, E. Mangano, and S. Brandani (2015). Emerging CO₂ capture systems. *International Journal of Greenhouse Gas Control* (0), -. (p. 7)
- Al-Abdeli, Y. M. and A. R. Masri (2015). Review of laboratory swirl burners and experiments for model validation. *Experimental Thermal and Fluid Science* 69, 178 – 196. (p. 31)
- Amato, A., B. Hudak, P. D’Carlo, D. Noble, D. Scarborough, J. Seitzman, and T. Lieuwen (2011, 02). Methane oxycombustion for low CO₂ cycles : Blowoff measurements and analysis. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 133(6). (p. 21, 156)
- Amato, A., B. Hudak, P. D’Souza, P. D’Carlo, D. Noble, D. Scarborough, J. Seitzman, and T. Lieuwen (2011). Measurements and analysis of CO and O₂ emissions in CH₄/CO₂/O₂ flames. *Proceedings of the Combustion Institute* 33(2), 3399 – 3405. (p. 22, 31)
- Andersson, K. and F. Johnsson (2006). Process evaluation of an 865 MWe lignite fired O₂/CO₂ power plant. *Energy Conversion and Management* 47(18–19), 3487 – 3498. (p. 9)
- Andersson, K. and F. Johnsson (2007). Flame and radiation characteristics of gas-fired O₂/CO₂ combustion. *Fuel* 86(5–6), 656 – 668. (p. 11, 19)
- Andrews, G., D. Bradley, and S. Lwakabamba (1975). Turbulence and turbulent flame propagation—a critical appraisal. *Combustion and Flame* 24(0), 285 – 304. (p. 139)
- Aresta, M. (2013). *Carbon dioxide recovery and utilization*. Springer Science & Business Media. (p. 6)
- Ayoola, B., R. Balachandran, J. Frank, E. Mastorakos, and C. Kaminski (2006). Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames. *Combustion and Flame* 144(1–2), 1 – 16. (p. 64)
- Bédard, B. and R. Cheng (1995). Experimental study of premixed flames in intense isotropic turbulence. *Combustion and Flame* 100(3), 485 – 494. (p. 89)
- Biagioli, F. (2006). Stabilization mechanism of turbulent premixed flames in strongly swirled flows. *Combustion Theory and Modelling* 10(3), 389–412. (p. 32, 146)

- Blunt, M., F. Fayers, and F. M. O. Jr. (1993). Carbon dioxide in enhanced oil recovery. *Energy Conversion and Management* 34(9–11), 1197 – 1204. (p. 6, 7)
- Böhm, B., J. Frank, and A. Dreizler (2011). Temperature and mixing field measurements in stratified lean premixed turbulent flames. *Proceedings of the Combustion Institute* 33(1), 1583 – 1590. (p. 81)
- Boushaki, T., N. Merlo, C. Chauveau, and I. Gökalp (2017). Study of pollutant emissions and dynamics of non-premixed turbulent oxygen enriched flames from a swirl burner. *Proceedings of the Combustion Institute* 36(3), 3959 – 3968. (p. 22)
- Boutier, A. (2012). Vélométrie laser pour la mécanique des fluides. *Hermes Science-Lavoisier*. (p. 54)
- Boxx, I., C. D. Carter, M. Stöhr, and W. Meier (2013). Study of the mechanisms for flame stabilization in gas turbine model combustors using kHz laser diagnostics. *Experiments in Fluids* 54(5), 1532. (p. 141)
- Bradley, D., A. K. C. Lau, and M. Lawes (1992). Flame stretch rate as a determinant of turbulent burning velocity. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 338(1650), 359–387. (p. 145, 146)
- Broida, H. and T. Carrington (1955). Fluorescence and average lifetime of excited OH ($2\sigma^+$) in flames. *The Journal of Chemical Physics* 23(11), 2202–2202. (p. 49)
- Buhre, B., L. Elliott, C. Sheng, R. Gupta, and T. Wall (2005). Oxy-fuel combustion technology for coal-fired power generation. *Progress in Energy and Combustion Science* 31(4), 283 – 307. (p. 10, 19)
- Burmberger, S., C. Hirsch, and T. Sattelmayer (2006). Designing a radial swirler vortex breakdown burner. In *ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea, and Air*, pp. 423–431. American Society of Mechanical Engineers. (p. 83)
- Buschmann, A., F. Dinkelacker, T. Schäfer, M. Schäfer, and J. Wolfrum (1996). Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion. *Symposium (International) on Combustion* 26(1), 437 – 445. (p. 62)
- Candel, S., D. Durox, T. Schuller, J.-F. Bourgouin, and J. P. Moeck (2014). Dynamics of swirling flames. *Annual Review of Fluid Mechanics* 46(1), 147–173. (p. 31)
- Candel, S., D. Veynante, F. Lacas, E. Maistret, N. Darabhia, T. Poinso, and B. Larrouturou (1990). Coherent flamelet model : applications and recent extensions. *Recent advances in combustion modelling* 6, 19–64. (p. 145)
- Caudal, J. (2013). *Numerical simulation of methane autothermal reforming*. Theses, Ecole Centrale Paris. (p. 9, 12, 13, 14)
- Cessou, A. and D. Stepowski (1996). Planar laser induced fluorescence measurement of OH in the stabilization stage of a spray jet flame. *Combustion*

- science and technology* 118(4-6), 361–381. (p. 63, 64)
- Chigier, N. A. and J. M. Beér (1964). Velocity and static-pressure distributions in swirling air jets issuing from annular and divergent nozzles. *Journal of Basic Engineering* 86(4), 788–796. (p. 25, 26, 28, 83)
- Chong, L. T. W., T. Komarek, M. Zellhuber, J. Lenz, C. Hirsch, and W. Polifke (2009). Influence of strain and heat loss on flame stabilization in a non-adiabatic combustor. In *Proc. Of European Comb. Meeting*. (p. 27)
- Cieutat, D., I. Sanchez-Molinero, R. Tsiava, P. Recourt, N. Aimard, and C. Prébendé (2009). The oxy-combustion burner development for the CO₂ pilot at lacq. *Energy Procedia* 1(1), 519 – 526. (p. 10)
- Clavin, P. and F. Williams (1979). Theory of premixed-flame propagation in large-scale turbulence. *Journal of fluid mechanics* 90(03), 589–604. (p. 139)
- Claypole, T. and N. Syred (1981). Eighteenth symposium (international) on combustion the effect of swirl burner aerodynamics on nox formation. *Symposium (International) on Combustion* 18(1), 81 – 89. (p. 31)
- Clean air task force (2017). Enhanced oil recover, url : http://www.fossiltransition.org/pages/_enhanced_oil_recovery__eor__/_/154.php. (p. 6)
- Contribution of Working Groups, I, I., R. P. III to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Core Writing Team, and L. M. (eds.)] (2014). *Ipc, 2014 : Climate change 2014 : Synthesis report*. Technical report, IPCC, Geneva, Switzerland, 151 pp. (p. 5)
- Coweli, L. and A. Lefebvre (1986). Influence of pressure on autoignition characteristics of gaseous hydrocarbon-air mixtures. Technical report, SAE Technical Paper. (p. 143)
- Dahl, P., T. S. Christensen, S. Winter-Madsen, and S. M. King (2014). Proven autothermal reforming technology for modern large-scale methanol plants. *Nitrogen + Syngas*, 12. (p. 14)
- Daily, J. W. (1997). Laser induced fluorescence spectroscopy in flames. *Progress in Energy and Combustion Science* 23(2), 133 – 199. (p. 62, 63)
- Darabiha, N. (1992). Transient behaviour of laminar counterflow hydrogen-air diffusion flames with complex chemistry. *Combustion Science and Technology* 86(1-6), 163–181. (p. 51, 92)
- de la Torre, M., A. A. Chowdhury, N. Love, and A. Choudhuri (2016). Radiative heat release from premixed oxy-syngas and oxy-methane flames. *Fuel* 166, 567 – 573. (p. 11)
- de Persis, S., F. Foucher, L. Pillier, V. Osorio, and I. Gökalp (2013). Effects of O₂ enrichment and CO₂ dilution on laminar methane flames. *Energy* 55, 1055 – 1066. (p. 20, 21, 22, 50, 154)
- Ditaranto, M. and T. Oppelt (2011). Radiative heat flux characteristics of

- methane flames in oxy-fuel atmospheres. *Experimental Thermal and Fluid Science* 35(7), 1343 – 1350. (p. 23)
- Docquier, N. and S. Candel (2002). Combustion control and sensors : a review. *Progress in Energy and Combustion Science* 28(2), 107 – 150. (p. 49, 53)
- Duclos, J., D. Veynante, and T. Poinsot (1993). A comparison of flamelet models for premixed turbulent combustion. *Combustion and Flame* 95(1), 101 – 117. (p. 145)
- Durox, D., S. Ducruix, and F. Lacas (1999). Flow seeding with an air nebulizer. *Experiments in Fluids* 27(5), 408–413. (p. 59)
- Durox, D., J. P. Moeck, J.-F. Bourgoïn, P. Morenton, M. Viallon, T. Schuller, and S. Candel (2013). Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control. *Combustion and Flame* 160(9), 1729 – 1742. (p. 25, 29, 30, 62, 83, 87, 96, 106, 162)
- Durox, D., K. Prieur, T. Schuller, and S. Candel (2016). Different flame patterns linked with swirling injector interactions in an annular combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 138(10), 101504. (p. 117)
- Eckbreth, A. (1996). *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. Gordon & Breach. (p. 49, 62)
- Escudier, M. and J. Keller (1985). Recirculation in swirling flow—a manifestation of vortex breakdown. *AIAA journal* 23(1), 111–116. (p. 25, 90)
- Esfahanian, V., M. M. Salahi, A. Gharehghani, and M. Mirsalim (2017). Extending the lean operating range of a premixed charged compression ignition natural gas engine using a pre-chamber. *Energy* 119, 1181 – 1194. (p. 4)
- Esquiva-Dano, I., H. Nguyen, and D. Escudie (2001). Influence of a bluff-body’s shape on the stabilization regime of non-premixed flames. *Combustion and Flame* 127(4), 2167 – 2180. (p. 27)
- Fanaca, D., P. R. Alemela, C. Hirsch, and T. Sattelmayer (2010). Comparison of the flow field of a swirl stabilized premixed burner in an annular and a single burner combustion chamber. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132(7). (p. 117, 121)
- Feikema, D., R.-H. Chen, and J. F. Driscoll (1990). Enhancement of flame blowout limits by the use of swirl. *Combustion and Flame* 80(2), 183 – 195. (p. 26)
- FilatyeV, S. A., M. P. Thariyan, R. P. Lucht, and J. P. Gore (2007). Simultaneous stereo particle image velocimetry and double-pulsed planar laser-induced fluorescence of turbulent premixed flames. *Combustion and Flame* 150(3), 201 – 209. (p. 58)
- Foucher, F., S. Burnel, C. Mounaim-Rousselle, M. Boukhalfa, B. Renou, and M. Trinité (2003). Flame wall interaction : effect of stretch. *Experimen-*

- tal Thermal and Fluid Science* 27(4), 431 – 437. Second Mediterranean Combustion Symposium. (p. 27)
- Frössling, N., P. Nelson, and T. Galloway (1938). Particle-to-fluid heat and mass transfer in dense systems of fine particles gerlands beitr. *Geophy* 52, 170. (p. 72)
- Fu, Y., J. Cai, S.-M. Jeng, and H. Mongia (2005). Confinement effects on the swirling flow of a counter-rotating swirl cup. In *ASME Turbo Expo 2005 : Power for Land, Sea, and Air*, pp. 469–478. American Society of Mechanical Engineers. (p. 26, 28)
- Gaydon, A. (1974). *The Spectra of Organic Flames*. Springer Netherlands. (p. 49, 51)
- Gentili, J. (2003). Quelles sont les propriétés communes des gaz à effet de serre, url : <http://planet-terre.ens-lyon.fr/article/gaz-effet-serre.xml>. (p. 70)
- Ghoniem, A. F. and O. M. Knio (1988). Numerical simulation of flame propagation in constant volume chambers. *Symposium (International) on Combustion* 21(1), 1313 – 1320. Twenty-First Symposium (International on Combustion). (p. 96)
- Glarborg, P. and L. L. B. Bentzen (2008). Chemical effects of a high CO₂ concentration in oxy-fuel combustion of methane. *Energy & Fuels* 22(1), 291–296. (p. 20)
- Glassman, I. and R. A. Yetter (2008). *Combustion (Fourth Edition)* (Fourth Edition ed.). Academic Press. (p. 63)
- Gopan, A., B. M. Kumfer, and R. L. Axelbaum (2015). Effect of operating pressure and fuel moisture on net plant efficiency of a staged, pressurized oxy-combustion power plant. *International Journal of Greenhouse Gas Control* 39, 390 – 396. (p. 5)
- Government of Canada (2016). Oxycombustion, url : <http://www.rncan.gc.ca/energie/charbon/captage-stockage-carbone/4290>. (p. 11)
- Guiberti, T. (2015, February). *Analysis of the topology of premixed swirl-stabilized confined flames*. Theses, Ecole Centrale Paris. (p. 27, 28, 31, 68, 72, 96)
- Guiberti, T., D. Durox, and T. Schuller (2017). Flame chemiluminescence from CO₂- and N₂-diluted laminar CH₄/air premixed flames. *Combustion and Flame* 181, 110 – 122. (p. 49, 50, 51)
- Guiberti, T., D. Durox, P. Scoufflaire, and T. Schuller (2015). Impact of heat loss and hydrogen enrichment on the shape of confined swirling flames. *Proceedings of the Combustion Institute* 35(2), 1385 – 1392. (p. 27, 64, 91, 96, 160)
- Guiberti, T. F., D. Durox, L. Zimmer, and T. Schuller (2015). Analysis of topology transitions of swirl flames interacting with the combustor side wall. *Combustion and Flame* 162(11), 4342 – 4357. (p. 108, 124, 149)

- Gülder, Ö. L. (1991). Turbulent premixed flame propagation models for different combustion regimes. *Symposium (International) on Combustion* 23(1), 743 – 750. (p. 146)
- Gülder, Ö. L. and G. J. Smallwood (2007). Flame surface densities in premixed combustion at medium to high turbulence intensities. *Combustion Science and Technology* 179(1-2), 191–206. (p. 89)
- Guo, H., Y. Ju, K. Maruta, T. Niioka, and F. Liu (1998). Numerical investigation of CH₄/CO₂/air and CH₄/CO₂/O₂ counterflow premixed flames with radiation reabsorption. *Combustion science and technology* 135, 49–64. (p. 22)
- Guo, H., J. Min, C. Galizzi, D. Escudié, and F. Baillet (2010). A numerical study on the effects of CO₂/N₂/Ar addition to air on liftoff of a laminar CH₄/air diffusion flame. *Combustion Science and Technology* 182(11-12), 1549–1563. (p. 23)
- Gupta A. K., Lilley D. G., S. N. (1984). *Swirl flows*. Tunbridge Wells, Kent, England : Abacus Press. (p. 23, 24, 25, 26, 29, 32, 37, 45, 83, 87, 96, 106, 120, 132, 133, 136, 137, 162)
- Halter, F., F. Foucher, L. Landry, and C. Mounaïm-Rousselle (2009). Effect of dilution by nitrogen and/or carbon dioxide on methane and iso-octane air flames. *Combustion Science and Technology* 181(6), 813–827. (p. 21)
- Hassel, E. P. and S. Linow (2000). Laser diagnostics for studies of turbulent combustion. *Measurement Science and Technology* 11(2), R37. (p. 62)
- Heap, M., T. Lowes, and R. Walmsley (1973). Emission of nitric oxide from large turbulent diffusion flames. *Symposium (International) on Combustion* 14(1), 883 – 895. (p. 30)
- Hu, E., X. Li, X. Meng, Y. Chen, Y. Cheng, Y. Xie, and Z. Huang (2015). Laminar flame speeds and ignition delay times of methane–air mixtures at elevated temperatures and pressures. *Fuel* 158, 1 – 10. (p. 142)
- Huang, J. and W. Bushe (2006). Experimental and kinetic study of autoignition in methane/ethane/air and methane/propane/air mixtures under engine-relevant conditions. *Combustion and Flame* 144(1–2), 74 – 88. (p. 142)
- Huang, Y. and V. Yang (2009). Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion. *Progress in Energy and Combustion Science* 35(4), 293 – 364. (p. 139)
- IEA (2015). CO₂ emissions from fuel combustion highlights. Technical report, International Energy Agency. (p. 5)
- IEA (2016). Key world energy statistics. Technical report, International Energy Agency. (p. 4, 6)
- Ishizuka, S., T. Murakami, T. Hamasaki, K. Koumura, and R. Hasegawa (1998). Flame speeds in combustible vortex rings. *Combustion and Flame* 113(4), 542 – 553. (p. 146)

- Jainski, C., M. Reißmann, B. Böhm, and A. Dreizler (2017). Experimental investigation of flame surface density and mean reaction rate during flame-wall interaction. *Proceedings of the Combustion Institute* 36(2), 1827 – 1834. (p. 91)
- Jourdaine, P., C. Mirat, J. Beaunier, J. Caudal, Y. Joumani, and T. Schuller (2016). Effect of swirl on N₂- and CO₂-diluted methane oxy-flames stabilized by an axial-plus-tangential swirler. In *ASME Paper GT2016-56953*. (p. 28)
- Jourdaine, P., C. Mirat, J. Caudal, A. Lo, and T. Schuller (2017). A comparison between the stabilization of premixed swirling CO₂-diluted methane oxy-flames and methane/air flames. *Fuel* 201, 156 – 164. 1st International Workshop on Oxy-Fuel Combustion. (p. 153)
- Jourdaine, P., C. Mirat, J. Caudal, and T. Schuller (2017). Stabilization mechanisms of swirling premixed flames with an axial-plus-tangential swirler. In *ASME Paper GT2017-64248*. (p. 95)
- Juma, S. (2014). *Oxycombustion diluée au dioxyde de carbone : étude de la stratégie d'injection du CO₂*. Theses, Université de Rouen. (p. 21)
- Kazenwadel, J., W. Koban, T. Kunzelmann, and C. Schulz (2001). Fluorescence imaging of natural gas/air mixing without tracers added. *Chemical Physics Letters* 345(3–4), 259 – 264. (p. 81)
- Khoo, B., K. Yeo, D. Lim, and X. He (1997). Vortex breakdown in an unconfined vortical flow. *Experimental Thermal and Fluid Science* 14(2), 131 – 148. (p. 90)
- Kim, K. T., J. G. Lee, H. J. Lee, B. D. Quay, and D. A. Santavicca (2010, 01). Characterization of forced flame response of swirl-stabilized turbulent lean-premixed flames in a gas turbine combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132(4), 041502–041502. (p. 96)
- Kobayashi, H., H. Hagiwara, H. Kaneko, and Y. Ogami (2007). Effects of CO₂ dilution on turbulent premixed flames at high pressure and high temperature. *Proceedings of the Combustion Institute* 31(1), 1451 – 1458. (p. 21)
- Kobayashia, H., K. Seyamab, H. Hagiwaraaa, and Y. Ogamia (2005). Burning velocity correlation of methane/air turbulent premixed flames at high pressure and high temperature. *Proceedings of the combustion institute* 30, 827–834. (p. 146)
- Kojima, J., Y. Ikeda, and T. Nakajima (2005). Basic aspects of oh(a), ch(a), and c2(d) chemiluminescence in the reaction zone of laminar methane–air premixed flames. *Combustion and Flame* 140(1–2), 34 – 45. (p. 49, 50, 51)
- Koren, C. (2016, April). *Modélisation des transferts de chaleur couplés pour la simulation multi-physique des chambres de combustion*. Theses, Université Paris-Saclay. (p. 23, 71, 91)

- Koren, C., R. Vicquelin, and O. Gicquel (2017a). High-fidelity multiphysics simulation of a confined premixed swirling flame combining large-eddy simulation, wall heat high-fidelity multiphysics simulation of a confined premixed swirling flame combining large-eddy simulation, wall heat conduction and radiative energy transfer. In *ASME Turbo Expo 2017 : Turbomachinery Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers. (p. 91)
- Koren, C., R. Vicquelin, and O. Gicquel (2017b). Self-adaptive coupling frequency for unsteady coupled conjugate heat transfer simulations. *International Journal of Thermal Sciences* 118, 340 – 354. (p. 91)
- Kuchta, J. M. (1985). Investigation of fire and explosion accidents in the chemical, mining, and fuel-related industries. *Bull./US. Dep. of the interior Bureau of mines*. (p. 141)
- Kutne, P., B. K. Kapadia, W. Meier, and M. Aigner (2011). Experimental analysis of the combustion behaviour of oxyfuel flames in a gas turbine model combustor. *Proceedings of the Combustion Institute* 33, 3383 – 3390. (p. 21)
- Lam, K., D. F. Davidson, and R. K. Hanson (2013, 6). A shock tube study of $\text{H}_2 + \text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$ using OH laser absorption. *International Journal of Chemical Kinetics* 45(6), 363–373. (p. 65)
- Lamige, S., J. Min, C. Galizzi, F. André, F. Baillot, D. Escudié, and K. M. Lyons (2013). On preheating and dilution effects in non-premixed jet flame stabilization. *Combustion and Flame* 160(6), 1102 – 1111. (p. 23)
- Le Cloirec, P. (2016). CO₂ (dioxyde de carbone). *Techniques de l'ingénieur Traitements de l'air base documentaire : TIB600*.(ref. article : g1815). (p. 5, 7, 8, 10)
- Lecanu, M. (2005). *Couplage multi-physique : combustion turbulente, rayonnement, cinétique chimique*. Ph. D. thesis, Châtenay-Malabry, Ecole Centrale de Paris. (p. 91)
- Leung, D. Y., G. Caramanna, and M. M. Maroto-Valer (2014). An overview of current status of carbon dioxide capture and storage technologies. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 39, 426 – 443. (p. 6, 7, 8)
- Li, J., D. Durox, F. Richecoeur, and T. Schuller (2015). Analysis of chemiluminescence, density and heat release rate fluctuations in acoustically perturbed laminar premixed flames. *Combustion and Flame* 162(10), 3934 – 3945. (p. 49)
- Li, X., L. Jia, T. Onishi, P. Graetzki, H. Nakamura, T. Tezuka, S. Hasegawa, and K. Maruta (2014). Study on stretch extinction limits of CH₄/CO₂ versus high temperature O₂/CO₂ counterflow non-premixed flames. *Combustion and Flame* 161(6), 1526 – 1536. (p. 22, 31)
- Linstrom, P. and W. Mallard (2016). *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69*. Gaithersburg : National Institute of Standards and Technology. (p. 20, 72)

- Liu, H., R. Zailani, and B. M. Gibbs (2005). Pulverized coal combustion in air and in O₂/CO₂ mixtures with NO_x recycle. *Fuel* 84(16), 2109 – 2115. (p. 10, 23)
- Lorella, P., D. Nicolas, R. Pedro, K. Chai, V. Ronan, and G. Olivier (2017). Comparison of monte carlo methods efficiency to solve radiative energy transfer in high fidelity unsteady 3D simulations. In *ASME Paper GT2017-64179*. (p. 77, 81, 91)
- Luque, J. and D. Crosley (1999). LIFBASE : database and spectral simulation program (version 1.5). *SRI international report MP 99(009)*. (p. 63, 64)
- Lyons, K. M. (2007). Toward an understanding of the stabilization mechanisms of lifted turbulent jet flames : Experiments. *Progress in Energy and Combustion Science* 33(2), 211 – 231. (p. 139)
- Mazas, A. (2010). *Etude des flammes prémélangées enrichies en oxygène : analyse des effets de dilution par la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone*. Ph. D. thesis, EM2C école Centrale Paris. (p. 21, 43, 50, 143)
- Mazas, A., D. A. Lacoste, and T. Schuller (2010). Experimental and numerical investigation on the laminar flame speed of CH₄/O₂ mixtures diluted with CO₂ and H₂O. In *ASME Turbo Expo 2010 : Power for Land, Sea, and Air*, pp. 411–421. American Society of Mechanical Engineers. (p. 21, 50, 154)
- Mecheri, M. and Y. L. Moullec (2016). Supercritical CO₂ brayton cycles for coal-fired power plants. *Energy* 103, 758 – 771. (p. 4)
- Meier, W., X. Duan, and P. Weigand (2006). Investigations of swirl flames in a gas turbine model combustor : Ii. turbulence–chemistry interactions. *Combustion and Flame* 144(1–2), 225 – 236. (p. 85, 142)
- Mendiara, T. and P. Glarborg (2009). Ammonia chemistry in oxy-fuel combustion of methane. *Combustion and Flame* 156(10), 1937 – 1949. (p. 22)
- Mercier, R., T. Guibert, A. Chatelier, D. Durox, O. Gicquel, N. Darabiha, T. Schuller, and B. Fiorina (2016). Experimental and numerical investigation of the influence of thermal boundary conditions on premixed swirling flame stabilization. *Combustion and Flame* 171, 42 – 58. (p. 27, 91)
- Merkle, K., H. Haessler, H. Büchner, and N. Zarzalis (2003). Effect of co- and counter-swirl on the isothermal flow- and mixture-field of an airblast atomizer nozzle. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24(4), 529 – 537. Selected Papers from the Fifth International Conference on Engineering Turbulence Modelling and Measurements. (p. 29)
- Merklinger, H. M. (1996). Scheimpflug's patent. *Photo Techniques* 17(6), 56. (p. 57)
- Merlo, N., T. Boushaki, C. Chauveau, S. D. Persis, L. Pillier, B. Sarh, and I. Gökalp (2014). Combustion characteristics of methane–oxygen enhanced air turbulent non-premixed swirling flames. *Experimental Thermal*

- and Fluid Science* 56(0), 53 – 60. Eighth Mediterranean Combustion Symposium. (p. 21, 22)
- Milosavljevic, V., A. Taylor, and J. Whitelaw (1990). The influence of burner geometry and flow rates on the stability and symmetry of swirl-stabilized nonpremixed flames. *Combustion and Flame* 80(2), 196 – 208. (p. 26)
- Min, J. and F. Baillot (2012). Experimental investigation of the flame extinction processes of nonpremixed methane flames inside an air coflow diluted with co₂, n₂, or ar. *Combustion and Flame* 159(12), 3502 – 3517. (p. 23)
- Moeck, J. P., J.-F. Bourgooin, D. Durox, T. Schuller, and S. Candel (2012). Nonlinear interaction between a precessing vortex core and acoustic oscillations in a turbulent swirling flame. *Combustion and Flame* 159(8), 2650 – 2668. Special Issue on Turbulent Combustion. (p. 79, 149)
- Moeck, J. P., J.-F. Bourgooin, D. Durox, T. Schuller, and S. Candel (2013). Tomographic reconstruction of heat release rate perturbations induced by helical modes in turbulent swirl flames. *Experiments in Fluids* 54(4), 1498. (p. 53)
- Mongia, H. C. (2011). Engineering aspects of complex gas turbine combustion mixers part iv : Swirl cup. In *9th Annual International Energy Conversion Engineering Conference, International Energy Conversion Engineering Conference (IECEC)*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. (p. 29)
- Moureau, V., G. Lartigue, Y. Sommerer, C. Angelberger, O. Colin, and T. Poinsot (2005). Numerical methods for unsteady compressible multi-component reacting flows on fixed and moving grids. *Journal of Computational Physics* 202(2), 710 – 736. (p. 91)
- Orbay, R., K. Nogenmyr, J. Klingmann, and X. Bai (2013). Swirling turbulent flows in a combustion chamber with and without heat release. *Fuel* 104(0), 133 – 146. 10th Japan/China Symposium on Coal and C1 Chemistry. (p. 89)
- Pal, G., A. Gupta, M. F. Modest, and D. C. Haworth (2015). Comparison of accuracy and computational expense of radiation models in simulation of non-premixed turbulent jet flames. *Combustion and Flame* 162(6), 2487 – 2495. (p. 91)
- Palies, P., D. Durox, T. Schuller, and S. Candel (2010). The combined dynamics of swirler and turbulent premixed swirling flames. *Combustion and Flame* 157(9), 1698 – 1717. (p. 31, 53)
- Palies, P. P. (2010, October). *Dynamics and Combustion Instabilities of Swirling Flames*. Theses, Ecole Centrale Paris. (p. 24, 29, 30)
- Panoutsos, C., Y. Hardalupas, and A. Taylor (2009). Numerical evaluation of equivalence ratio measurement using oh and ch chemiluminescence in premixed and non-premixed methane–air flames. *Combustion and Flame* 156(2), 273 – 291. (p. 50)

- Park, J., J. S. Park, H. P. Kim, J. S. Kim, S. C. Kim, J. G. Choi, H. C. Cho, K. W. Cho, and H. S. Park (2007). No emission behavior in oxy-fuel combustion recirculated with carbon dioxide. *Energy & Fuels* 21(1), 121–129. (p. 23)
- Paubel, X., A. Cessou, D. Honore, L. Vervisch, and R. Tsiava (2007). A flame stability diagram for piloted non-premixed oxycombustion of low calorific residual gases. *Proceedings of the Combustion Institute* 31(2), 3385 – 3392. (p. 21)
- Peña, M., J. Gómez, and J. Fierro (1996). New catalytic routes for syngas and hydrogen production. *Applied Catalysis A : General* 144(1), 7 – 57. (p. 9)
- Perrin, N., C. Paufique, and M. Leclerc (2014). Latest performances and improvement perspective of oxycombustion for carbon capture on coal power plants. *Energy Procedia* 63(0), 524 – 531. 12th International Conference on Greenhouse Gas Control Technologies, GHGT-12. (p. 12)
- Pitsch, H. (2006). Large-eddy simulation of turbulent combustion. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 38, 453–482. (p. 90)
- Poinsot, T. and D. Veynante (2005). *Theoretical and numerical combustion*. RT Edwards, Inc. (p. 51)
- Pope, S. B. (2001). Turbulent flows. *Measurement Science and Technology* 12(11), 2020. (p. 90)
- Poularikas, A. D. (2010). *Transforms and applications handbook*. CRC press. (p. 52)
- Raffel, M., C. E. Willert, S. Wereley, and J. Kompenhans (2013). *Particle image velocimetry : a practical guide*. Springer. (p. 54)
- Renou, B., A. Boukhalfa, D. Puechberty, and M. Trinité (1998). Effects of stretch on the local structure of preely propagating premixed low-turbulent flames with various lewis numbers. *Symposium (International) on Combustion* 27(1), 841 – 847. (p. 89, 145)
- Roux, S., G. Lartigue, T. Poinsot, U. Meier, and C. Bérat (2005). Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis, and large eddy simulations. *Combustion and Flame* 141(1–2), 40 – 54. (p. 89)
- Rubin, E. S., J. E. Davison, and H. J. Herzog (2015). The cost of CO2 capture and storage. *International Journal of Greenhouse Gas Control* (0). (p. 9, 10)
- Sadanandan, R., M. Stöhr, and W. Meier (2008). Simultaneous OH-PLIF and PIV measurements in a gas turbine model combustor. *Applied Physics B* 90(3), 609–618. (p. 63)
- Scheffknecht, G., L. Al-Makhadmeh, U. Schnell, and J. Maier (2011). Oxy-fuel coal combustion—a review of the current state-of-the-art. *International Journal of Greenhouse Gas Control* 5, Supplement 1(0), S16 – S35.

- Oxyfuel Combustion Technology - Working Toward Demonstration and Commercialisation. (p. 19)
- Schneider, C., A. Dreizler, and J. Janicka (2005). Fluid dynamical analysis of atmospheric reacting and isothermal swirling flows. *Flow, Turbulence and Combustion* 74(1), 103–127. (p. 108)
- Schuermans, B., F. Guethe, and W. Mohr (2010). Optical transfer function measurements for technically premixed flames. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132(8). (p. 83)
- Schulz, C. and V. Sick (2005). Tracer-lif diagnostics : quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science* 31(1), 75 – 121. (p. 81)
- Seepana, S. and S. Jayanti (2012). Experimental studies of flame extinction in a swirl-stabilized oxy-fuel burner. *Fuel* 93(0), 75 – 81. (p. 21)
- Shroll, A. P., S. J. Shanbhogue, and A. F. Ghoniem (2012, 03). Dynamic-stability characteristics of premixed methane oxy-combustion. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 134(5). (p. 21, 22)
- Singh, A., M. Mann, T. Kissel, J. Brübach, and A. Dreizler (2013). Simultaneous measurements of temperature and CO concentration in stagnation stabilized flames. *Flow, Turbulence and Combustion* 90(4), 723–739. (p. 91)
- Singh, D., E. Croiset, P. Douglas, and M. Douglas (2003). Techno-economic study of CO₂ capture from an existing coal-fired power plant : MEA scrubbing vs. O₂/CO₂ recycle combustion. *Energy Conversion and Management* 44(19), 3073 – 3091. (p. 9, 10)
- Smith, G. P., D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. Gardiner, J. V. V. Lissianski, and Z. Qin (1998). GRI MECH 3.0, url : http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/. (p. 50)
- Smyth, R. C., S. D. Hovorka, J. Lu, K. D. Romanak, J. W. Partin, C. Wong, and C. Yang (2009). Assessing risk to fresh water resources from long term CO₂ injection—laboratory and field studies. *Energy Procedia* 1(1), 1957 – 1964. Greenhouse Gas Control Technologies Proceedings of the 9th International Conference on Greenhouse Gas Control Technologies (GHGT-9), 16–20 November 2008, Washington DC, USA. (p. 7)
- Solomon, S., M. Carpenter, and T. A. Flach (2008). Intermediate storage of carbon dioxide in geological formations : A technical perspective. *International Journal of Greenhouse Gas Control* 2(4), 502 – 510. TCCS-4 : The 4th Trondheim Conference on CO₂ Capture, Transport and Storage. (p. 7)
- Song, Y., R. Peng, D. K. Hensley, P. V. Bonnesen, L. Liang, Z. Wu, H. M. Meyer, M. Chi, C. Ma, B. G. Sumpter, and A. J. Rondinone (2016). High-selectivity electrochemical conversion of CO₂ to ethanol using a copper

- nanoparticle/n-doped graphene electrode. *ChemistrySelect* 1(19), 6055–6061. (p. 6)
- Stöhr, M., C. M. Arndt, and W. Meier (2015). Transient effects of fuel–air mixing in a partially-premixed turbulent swirl flame. *Proceedings of the Combustion Institute* 35(3), 3327–3335. (p. 37, 83, 87)
- Stöhr, M., I. Boxx, C. Carter, and W. Meier (2011). Dynamics of lean blowout of a swirl-stabilized flame in a gas turbine model combustor. *Proceedings of the Combustion Institute* 33(2), 2953 – 2960. (p. 25, 63, 149)
- Stöhr, M., I. Boxx, C. D. Carter, and W. Meier (2012). Experimental study of vortex-flame interaction in a gas turbine model combustor. *Combustion and Flame* 159(8), 2636 – 2649. Special Issue on Turbulent Combustion. (p. 37, 62, 147)
- Stöhr, M., R. Sadanandan, and W. Meier (2009). Experimental study of unsteady flame structures of an oscillating swirl flame in a gas turbine model combustor. *Proceedings of the Combustion Institute* 32(2), 2925 – 2932. (p. 32)
- Syred, N. (2006). A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science* 32(2), 93 – 161. (p. 25, 31, 62, 87, 106, 139, 149)
- Syred, N. and J. Beér (1974). Combustion in swirling flows : A review. *Combustion and Flame* 23(2), 143 – 201. (p. 23, 29, 32, 61, 83, 87, 96, 120, 121)
- Taine, J., J.-P. Petit, and M. Combarous (2003). *Transferts thermiques : introduction aux sciences des transferts : cours, données de base et exercices corrigés*. Dunod. (p. 69, 70, 72)
- Tanahashi, M., S. Murakami, G.-M. Choi, Y. Fukuchi, and T. Miyauchi (2005). Simultaneous CH/OH—PLIF and stereoscopic PIV measurements of turbulent premixed flames. *Proceedings of the combustion institute* 30, 1665–1672. (p. 63)
- Therkelsen, P. L., D. Littlejohn, R. K. Cheng, J. E. Portillo, and S. M. Martin (2010). Effect of combustor inlet geometry on acoustic signature and flow field behavior of the low swirl injector. In *ASME Turbo Expo 2010 : Power for Land, Sea, and Air*, pp. 1183–1194. American Society of Mechanical Engineers. (p. 120)
- Thomas, L., R. Vernet, B. Tremblais, and L. David (2010, July). Influence of geometric parameters and image preprocessing on tomo-PIV results. In *15th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, pp. 1813. (p. 54)
- Toftegaard, M. B., J. Brix, P. A. Jensen, P. Glarborg, and A. D. Jensen (2010). Oxy-fuel combustion of solid fuels. *Progress in Energy and Combustion Science* 36(5), 581 – 625. (p. 19)

- Toh, I., D. Honnery, and J. Soria (2010). Axial plus tangential entry swirling jet. *Experiments in Fluids* 48(2), 309–325. (p. 25, 83)
- Ulber, D. (2015). Methane reforming : a guide. *Chemical Engineering*. (p. 14)
- Vanderstraeten, B., D. Tuerlinckx, J. Berghmans, S. Vliegen, E. V. Oost, and B. Smit (1997). Experimental study of the pressure and temperature dependence on the upper flammability limit of methane/air mixtures. *Journal of Hazardous Materials* 56(3), 237 – 246. (p. 141)
- Veynante, D., J. M. Duclos, and J. Piana (1994). Experimental analysis of flamelet models for premixed turbulent combustion. *Symposium (International) on Combustion* 25(1), 1249 – 1256. (p. 145)
- Veynante, D., F. Lacas, and S. Candel (1989). A new flamelet combustion model combining premixed and non-premixed turbulent flames. In *27th Aerospace Sciences Meeting*, pp. 487. (p. 145)
- Veynante, D. and L. Vervisch (2002). Turbulent combustion modeling. *Progress in Energy and Combustion Science* 28(3), 193 – 266. (p. 145)
- Videto, B. and D. Santavicca (1991). A turbulent flow system for studying turbulent combustion processes. *Combustion Science and Technology* 76(1-3), 159–164. (p. 89)
- Vié, A. (2010, December). *Large eddy simulation of turbulent gas-dispersed liquid two-phase flows*. Theses, Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT. (p. 91)
- Vigueras-Zuniga, M., A. Valera-Medina, and N. Syred (2012). Studies of the precessing vortex core in swirling flows. *Journal of applied research and technology* 10(5), 755–765. (p. 149)
- Wabel, T. M., A. W. Skiba, J. E. Temme, and J. F. Driscoll (2017). Measurements to determine the regimes of premixed flames in extreme turbulence. *Proceedings of the Combustion Institute* 36(2), 1809 – 1816. (p. 89)
- Wang, H. Y., V. G. McDonell, and S. Samuelsen (1993). Influence of hardware design on the flow field structures and the patterns of droplet dispersion : Part i—mean quantities. In *ASME 1993 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers. (p. 117)
- Watanabe, H., S. J. Shanbhogue, S. Taamallah, N. W. Chakroun, and A. F. Ghoniem (2016). The structure of swirl-stabilized turbulent premixed CH₄/air and CH₄/O₂/CO₂ flames and mechanisms of intense burning of oxy-flames. *Combustion and Flame* 174, 111 – 119. (p. 21, 31, 166, 168, 169)
- Weber, R. and J. Dugué (1992). Combustion accelerated swirling flows in high confinements. *Progress in Energy and Combustion Science* 18(4), 349 – 367. (p. 30)
- Wieneke, B. (2005). Stereo-PIV using self-calibration on particle images. *Experiments in Fluids* 39(2), 267–280. (p. 58)

- Williams, F. (1970). An approach to turbulent flame theory. *Journal of Fluid Mechanics* 40(02), 401–421. (p. 145)
- Xavier, P., A. Vandael, G. Godard, B. Renou, F. Grisch, G. Cabot, M. A. Boukhalfa, and M. Cazalens (2014). Analysis of the flame structure in a trapped vortex combustor using low and high-speed OH-PLIF. In *ASME Turbo Expo 2014 : Turbine Technical Conference and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers. (p. 62)
- Xie, Y., J. Wang, M. Zhang, J. Gong, W. Jin, and Z. Huang (2013). Experimental and numerical study on laminar flame characteristics of methane oxy-fuel mixtures highly diluted with CO₂. *Energy & Fuels* 27(10), 6231–6237. (p. 20)
- Zhang, M., J. Wang, J. Wu, Z. Wei, Z. Huang, and H. Kobayashi (2014). Flame front structure of turbulent premixed flames of syngas oxyfuel mixtures. *International Journal of Hydrogen Energy* 39(10), 5176 – 5185. (p. 89)
- Zheng, L. (2011). *Oxy-fuel combustion for power generation and carbon dioxide (CO₂) capture*. Woodhead Publishing Series in Energy 17. Woodhead Publishing. (p. 14)

Titre : Analyse des mécanismes de stabilisation d'oxy-flammes prémélangées swirlées

Mots-clés : Oxy-combustion, Swirl, Dilution au CO₂, Stabilisation de flamme, Prémélange.

Résumé : Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le cadre de la chaire OXYTEC qui regroupe l'entreprise Air Liquide, CentraleSupélec et le CNRS. Ce travail bénéficie également de l'appui de l'ANR. Ce manuscrit fait état des premiers développements et résultats sur le plan expérimental. Un dispositif complet a été développé au laboratoire EM2C pour étudier l'oxy-combustion de flammes stabilisées sur un injecteur tourbillonneur jusqu'à des pressions de 30 bar. Les résultats présentés dans cette thèse ont traités à des prémélanges dont le combustible est du méthane lorsque le foyer opère à pression atmosphérique. Les techniques de LIF-OH, la PIV, la LDV complétées par des mesures de chimiluminescence et

de température sont utilisées (1) pour accumuler des données sur la structure de trois flammes de référence CH₄/air, CH₄/O₂/N₂ et CH₄/O₂/CO₂ qui sont utilisées pour valider des outils de simulation de la combustion et des transferts thermiques, (2) élucider les mécanismes de stabilisation des oxy-flammes swirlés prémélangés à partir d'études paramétriques sur le nombre de swirl, la vitesse débitante, la vitesse laminaire de flamme et l'angle de l'ouvreau de l'injecteur, et (3) comparer la structure des oxy-flammes diluées au CO₂ avec des flammes CH₄/air en examinant notamment la position de pied de flamme, la topologie générale de la flamme et les températures des parois du foyer.

Title : Stabilization mechanisms analysis of swirled premixed oxy-flames.

Keywords : Oxy-combustion, Swirl, CO₂-dilution, Flame stabilization, Premixe.

Abstract : The work presented in this thesis falls within the framework of the OXYTEC chair, a partnership between Air Liquide, CentraleSupélec and the CNRS. This work also benefits from the support of the ANR. This manuscript reports the first developments and results on the experimental level. A test rig has been developed to study oxy-combustion of swirl-stabilized flames up to pressures of 30 bar. The results presented deal with premixed conditions where the fuel is methane and the setup is operated at atmospheric pressure. Laser induced fluorescence on the hydroxyl radical, particle imaging velocimetry, Doppler laser velocimetry completed by chemiluminescence

imaging and temperature measurements are used to (1) gather data on the structure of three reference flames CH₄/air, CH₄/O₂/N₂ and CH₄/O₂/CO₂ which are used to validate simulations of the reacting flow and heat transfer and (2) elucidate the stabilization mechanisms of premixed swirling oxy-flames from parametric studies by varying the swirl number, the bulk injection velocity, the laminar burning velocity and the injector cup angle and (3) compare the structure of CO₂ diluted oxy-flames with CH₄/air flames by examining the position of the flame leading edge, the general topology of the flame and the temperatures of flow and the combustor walls.