HAL
open science

Caractérisation expérimentale d'une flamme turbulente non prémélangée swirlée : effet de l'enrichissement en oxygène

Nazim Merlo

▶ **To cite this version:**

Nazim Merlo. Caractérisation expérimentale d'une flamme turbulente non prémélangée swirlée : effet de l'enrichissement en oxygène. Thermique [physics.class-ph]. Université d'Orléans, 2014. Français. NNT : 2014ORLE2058 . tel-01207173

HAL Id: tel-01207173

https://theses.hal.science/tel-01207173

Submitted on 30 Sep 2015

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.

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ÉCOLE DOCTORALE
ÉNERGIE, MATÉRIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement
UPR 3021 du CNRS

THÈSE présentée par :

Nazim MERLO

soutenue le **18 Décembre 2014**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline : Mécanique des Fluides, Énergétique, Thermique, Combustion

Caractérisation expérimentale d'une flamme turbulente non prémélangée swirlée : Effet de l'enrichissement en oxygène

THÈSE dirigée par :

Iskender GÖKALP	Directeur de Recherche, CNRS – ICARE

RAPPORTEURS :

Jean-Charles SAUTET	Professeur, Université de Rouen – CORIA
Sébastien DUCRUIX	Chargé de Recherche, CNRS – EM2C

JURY :

Toufik BOUSHAKI	Maître de Conférences, Université d'Orléans	Examinateur, Co-encadrant
Christian CHAUVEAU	Directeur de Recherche, CNRS – ICARE	Examinateur
Sébastien DUCRUIX	Chargé de Recherche, CNRS – EM2C	Rapporteur
Iskender GÖKALP	Directeur de recherche, CNRS – ICARE	Directeur de thèse
Jean-Charles SAUTET	Professeur, Université de Rouen	Président du jury Rapporteur
Sofiane ZALOUK	Responsable R&D, LLT-Groupe ALTAWEST	Examinateur

À mes parents.

La science manipule les choses et renonce à les habiter.

Maurice Merleau-Ponty.

L'Œil et l'Esprit (1964).

CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE D'UNE FLAMME TURBULENTE NON PRÉMÉLANGÉE SWIRLÉE : EFFET DE L'ENRICHISSEMENT EN OXYGÈNE

Résumé : Cette thèse est une contribution à l'étude des flammes de méthane turbulentes non prémélangées en rotation, dites swirlées, avec ou sans enrichissement en oxygène de l'oxydant. L'étude se focalise sur la stabilité de la flamme, les émissions polluantes et la dynamique du jet en non réactif et réactif. Notre dispositif expérimental se compose d'un brûleur à swirler coaxial avec injection radiale de méthane au voisinage de la sortie du brûleur. Ce dernier est confiné dans une chambre de combustion. La teneur en oxygène dans l'oxydant, le nombre de swirl géométrique et la richesse globale à l'injection sont les principaux paramètres qui peuvent être précisément contrôlés. La stabilité de la flamme est caractérisée par chimiluminescence OH^*. Les émissions polluantes sont mesurées par des analyseurs en ligne via un prélèvement dans les gaz brûlés. La dynamique du jet est caractérisée principalement par PIV stéréoscopique dans un plan longitudinal et plusieurs plans transverses. La diffusion du méthane dans le jet swirlé est abordée qualitativement par fluorescence induite par laser de l'acétone dans un plan. À ce jour, peu de travaux portent sur la caractérisation notamment dynamique de ces flammes swirlées avec enrichissement en O_2.

La mise en rotation du jet est à l'origine d'une zone de recirculation centrale qui favorise la stabilisation de la flamme en régime pauvre et à grand nombre de Reynolds. L'étude des émissions polluantes montre que les régimes de combustion à l'air pour lesquels la flamme est liftée stable sont aussi ceux qui produisent du CO et du CH_4 résiduel en des quantités non négligeables. L'enrichissement en oxygène permet alors de convertir les imbrûlés et ce pour de faibles enrichissements tout en améliorant la stabilité de flamme via une diminution de la hauteur d'accrochage et des fluctuations associées comme le confirment de précédentes études. L'augmentation des NO_x par la voie thermique a été quantifiée pour des enrichissements en oxygène inférieurs à 30 % vol.

L'étude systématique en non réactif et réactif apporte des détails sur la topologie tridimensionnelle du jet swirlé suivant les paramètres de l'étude. L'étude de la décroissance des vitesses et de la décroissance du nombre de swirl dans la direction de l'écoulement permet de mettre en évidence l'effet de la flamme sur le jet swirlé. Un couplage entre l'évolution du taux d'entraînement par la recirculation externe et les émissions polluantes est mis en évidence pour expliquer l'évolution des NO_x suivant la richesse globale à l'injection. Nous avons proposé une modélisation des écoulements swirlés qui repose sur les écoulements à vorticité hélicoïdale afin d'identifier les caractéristiques principales des structures hélicoïdales au sein de l'écoulement.

Mots-clés : Chimiluminescence, Combustion, Émissions polluantes, Enrichissement en oxygène, Flammes non prémélangées, Fluorescence induite par laser (LIF), NO_x, Stabilisation, Stéréo vélocimétrie par images de particules (SPIV), Swirl, Vorticité.

EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF A NON-PREMIXED TURBULENT SWIRLED FLAME: EFFECT OF OXYGEN ENRICHMENT

Summary: This thesis is a contribution to the study of turbulent non-premixed swirling methane flames with or without oxygen addition in the oxidizer. The study deals with the flame stability, the pollutant emissions and the jet dynamic behaviour in non-reacting and reacting conditions. The burner, operating in a combustion chamber, consists of two concentric tubes with a swirler placed in an annular arrangement, which supplied the oxidant flow (air or oxygen-enriched air). The central pipe delivers fuel (methane) radially just below the burner exit plane. The oxygen content in the oxidizer, the geometric swirl number and the global equivalence ratio are the main parameters, which can be precisely set. OH^* chemiluminescence imaging is used to characterize flame stability. Multi-gas analyzers are used to measure pollutant emissions in the exhaust gas. The flow is characterized using stereoscopic PIV measurements in different longitudinal and transverse planes. A qualitative study dealing with the methane diffusion imaging is also conducted by use of acetone planar laser-induced fluorescence. Up to now only few studies have examined the dynamic behavior of this type of swirled flames with oxygen addition.

Introducing swirl allows creating a central recirculation zone which favors lean flame stabilization at higher Reynolds numbers. The mapping of the combustion regimes combined with the pollutant emission results show that the stable lifted flames are related to high CO and residual CH_4 emission levels in the exhaust gas. Oxygen addition, even by a few percent, allows improving CO and unburned hydrocarbons conversion and increasing flame stability at the same time via a decrease of liftoff heights and the related fluctuations. The NO_x emissions increase via the thermal pathway with increasing the oxygen-enrichment rate up to 30 % vol.

A comparative study in non-reacting and reacting conditions is conducted to give insight into the tridimensional flow field topology varying the above-mentioned parameters. Mean streamwise velocity and swirl number decay rates show the flame effects on the flow dynamics. A coupling mechanism between the entrainment rate of the surroundings via the external recirculation and the pollutant emissions is proposed to explain the NO_x emission trend with the global equivalence ratio. A model is also proposed based on the helical vortices to identify the main features of helix structures in the jet in non-reacting and reacting conditions.

Keywords: Chemiluminescence, Combustion, Flame stabilization, Laser-Induced Fluorescence (LIF), NO_x, Non-premixed flames, Oxygen enrichment, Pollutant emissions, Stereo Particle Image Velocimetry (SPIV), Swirl, Vorticity.

RemerciemeEts

Iskender, tout d'abord je vous remercie de m'avoir accueilli à ICARE, et de m'avoir accordé votre confiance dès mes débuts au laboratoire. Vous m'avez permis de naviguer entre plusieurs projets de recherche et ce fut, à mon sens, une plongée stimulante dans divers univers qui se sont révélés scientifiquement et culturellement très enrichissants. Aussi, je vous suis reconnaissant d'avoir partagé avec moi votre vision globale à la fois scientifique et humaniste qui m'aura beaucoup marqué.

Je tiens à remercier avec respect et gratitude messieurs les membres du Jury et en particulier Sofiane Zalouk et messieurs les rapporteurs Sébastien Ducruix et Jean-Charles Sautet pour leur lecture approfondie de mon manuscrit et leurs remarques précieuses.

Toufik, merci pour ton dynamisme, ta bonne humeur et ton support durant ces années. Ce fut un plaisir constant de travailler avec toi à la mise en place du four de combustion et des diagnostics associés. Merci de m'avoir accordé ces nombreux moments durant lesquels j'ai pu bénéficier de ton expertise sur les flammes boostées à l'oxygène ce qui a contribué à faire avancer et à améliorer mes travaux. Merci aussi d'avoir bravé les multiples chargements et déchargements de matériel ainsi que les bouchons parisiens à mes côtés.

Christian, l'homme de l'ombre, merci pour ce flot d'idées novatrices que tu m'as insufflé pour lever une à une chacune des difficultés que j'ai pu rencontrer et aboutir à une solution optimale du point de vue ressources matérielles-temps dont je disposais-rentabilité en terme de résultats expérimentaux. Merci pour ton initiation à la PIV, ton support moral et matériel surtout dans les périodes de fin de rédaction du manuscrit. Merci pour ton temps consacré au design astucieux des pièces de l'installation. J'ai beaucoup appris à tes côtés.

Laure et Stéphanie, merci à vous deux pour votre soutien, votre bonne humeur et vos éclairages multiples sur les rouages des mécanismes réactionnels qui m'ont semblé parfois bien mystérieux !

Merci à l'ensemble des personnes qui ont contribué à la réussite des expériences dans la chambre de combustion. En particulier, je tiens à remercier chaleureusement Sandrine Aubrun-Sanches, Fabien Halter et Stéphane Loyer qui m'ont prêté, à plusieurs reprises, du matériel en un temps record. Merci à Yamato Ichiban d'avoir persisté dans l'expédition de l'objectif Nikkon… Je tiens aussi à remercier Jean Stefanini et Dan Troolin de la société TSI de m'avoir permis de réaliser des essais en PIV volumique. Je n'oublie pas les stagiaires qui m'ont aidé à mettre sur pied différents éléments de l'installation. Ainsi, je remercie Hélder, Joachim, Pierre-Thomas et Thami pour leurs contributions. Yann, je te remercie de t'être plongé corps et âme dans les arcanes de la simulation numérique des jets réactifs en rotation malgré les nombreuses difficultés. Emmanuel, merci pour ton support depuis mes débuts, tes éclaircissements et ton temps consacré à la mise en place de la géométrie et du maillage du brûleur.

Il règne une très bonne ambiance au sein de l'équipe des doctorants et post-doctorants. Merci à Romain pour ses coups de mains lors des étapes de reconfiguration expérimentale, merci à Thierry pour sa DMD et merci à Song pour son talent à démêler du fortran.

J'ai passé de très bonnes soirées en la compagnie d'Amir, Annalisa, Charles, Damien, Florent, Jérémy, Jules, Julien, Kodjo, Mathieu, Mehmet, Mouhannad, Romain I, II et III, Sébastien, Yann et Yohann. Merci à Julien notamment pour ce laser tag à renouveler absolument ! Merci à Élisa pour ses cours sur la cuisine italienne. Merci également d'avoir partagé avec moi quelques expériences sur la création de sites internet.

Merci aux karatékas-docs d'ICARE qui ont contribué à prolonger certaines discussions sur un tatami… avec des gants évidemment. Merci aux autres doctorants pour leur dynamisme et leur soutien.

Merci à l'équipe qui anime ICARE. Merci à Anne, Corinne, Éric, Fabrice, Laurent, Marine, Murielle, Stéphane et Vincent en réponse à mes diverses sollicitations.

Merci à mes amis, mes parents, ma sœur, mon frère et à Janine.

Cette thèse, financée par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) dans le cadre du projet CO2-Energicapt (ANR-10-EESI-0003), a été réalisée à l'Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement (ICARE), à Orléans, du 01 avril 2011 au 18 décembre 2014.

Table des matières

Résumé **v**

RemerciemeEts **vii**

NomeEclature **xi**

IEtroductioE 1

0.1 Enjeux du captage du CO_2 ... 1
0.2 Projet ANR CO2-EnergiCapt ... 4
0.3 Objectifs de la thèse ... 7
0.4 Organisation du manuscrit ... 8

I État de l'art des flammes EoE prémélaEgées swirlées eErichies eE oxygèEe 11

1 DéfiEitioEs et géEéralités sur la combustioE des flammes EoE prémélaEgées 13

1.1 Généralités sur la combustion non prémélangée ... 13
1.2 Généralités sur la formation des polluants ... 19
1.3 Caractéristiques de la combustion à l'air enrichi en oxygène ... 22
1.4 Conclusion ... 24

2 DyEamique et stabilisatioE des flammes EoE prémélaEgées swirlées 25

2.1 Dynamique des jets swirlés en non réactif ... 25
2.2 Phénoménologie des flammes swirlées dans la littérature ... 39
2.3 Conclusion ... 45

II MoyeEs expérimeEtaux 47

3 Chambre de combustioE, brûleurs et paramètres de l'étude 49

3.1 Caractéristiques de la chambre ... 49
3.2 Brûleur à swirler coaxial ... 52
3.3 Paramètres de l'étude et conditions opératoires ... 53
3.4 Conclusion ... 57

4 TechEiques de mesure et traitemeEt des résultats 59

4.1 Chimiluminescence sur OH^* de la flamme ... 59
4.2 Stéréovélocimétrie par images de particules (SPIV) ... 62
4.3 Fluorescence de l'acétone induite par plan laser (PLIF) ... 70

4.4 Analyse des gaz de combustion 75
4.5 Mesure de températures par thermocouple 77
4.6 Conclusion 79

III Résultats 81

5 CaractérisatioE globale des flammes swirlées avec eErichissemeEt eE oxygèEe 83
5.1 Stabilité, visualisation et localisation spatiale des flammes 83
5.2 Mesures de températures 97
5.3 Évolutions de la formation du CO_2, du CO et du CH_4 résiduel 104
5.4 Évolution de la formation des NO_x 111
5.5 Conclusion 114

6 ComportemeEt dyEamique des flammes EoE prémélaEgées swirlées 117
6.1 Dynamique et structure des jets swirlés en non réactif et réactif 118
6.2 Caractéristiques des jets swirlés en non réactif et réactif 134
6.3 Conclusion 177

CoEclusioEs et perspectives 181

AEEexes 185

RéféreEces bibliographiques 207

Nomenclature

Les principales notations et abréviations employées dans ce manuscrit sont regroupées dans cette section. Les termes empruntés de l'anglais « swirl » et « swirler » désignent respectivement la giration des écoulements vrillés et l'élément matériel qui permet d'imposer une rotation à l'écoulement. Ils sont employés abusivement dans ce manuscrit en tant que noms et adjectifs. Nous présentons tout d'abord la liste des symboles utilisés dans le manuscrit suivie de la liste des abréviations et acronymes. Unit. et Dim. désignent respectivement unités et dimensions.

Analyse dimensionnelle : [M] Masse, [L] Longueur, [T] Temps, [K] Température.

Liste des Symboles

Chapitre 0

Ch.0 – Capitales romaines

		Unit.	Dim.
CO	Monoxyde de carbone	-	-
CO_2	Dioxyde de carbone	-	-
H_2	Dihydrogène	-	-
KS-1 et KS-2	Solvants, à base d'amines à encombrement stérique, breveté par Mitsubishi Heavy Industries en collaboration avec Kansai Electric Power Company	-	-
NO_x	Oxydes d'azote	-	-
OH^*	Radical OH^*	-	-

Ch.0 – Minuscules romaines

		Unit.	Dim.
kg_{CO2}/hr	Kilogramme de CO_2 par heure	$kg.hr^{-1}$	$[MT^{-1}]$
Nm^3/hr	Normaux mètre cube par heure. Conditions normales de température et de pression : 0°C et 1 atmosphère	$m^3.hr^{-1}$	$[L^3.T^{-1}]$
ppm	Partie par million	-	-
t/an	Tonne par an	$t.an^{-1}$	$[MT^{-1}]$
t/hr	Tonne par heure	$t.hr^{-1}$	$[MT^{-1}]$
t_{CO2}/hr	Tonne de CO_2 par heure	$t.hr^{-1}$	$[MT^{-1}]$

Ch.0 – Autres symboles

		Unit.	Dim.
°C	Degré Celsius	°C	[K]
€/t	Euros par tonne	$Euros.t^{-1}$	-
M€	Million d'euros	Euros	-

%	Pourcentage	-	-
% vol.	Pourcentage volumique	-	-

Chapitre 1

Ch.1 – Capitales romaines		Unit.	Dim.
C_p	Capacités thermiques à pression constante	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	$[L^2T^{-2}K^{-1}]$
D	Coefficient de diffusion	$m^2.s^{-1}$	$[L^2T^{-1}]$
Da	Nombre de Damkhöler	-	-
F	Combustible	-	-
M_F	Masse molaire du combustible	$g.mol^{-1}$	[M]
NO_x	Oxydes d'azote	-	-
O	Oxydant	-	-
OH^*	Radical OH^*	-	-
P	Les produits de combustion	-	-
T	Température	K	[K]
Y_O	Fraction massique de l'oxydant	-	-
Y_F	Fraction massique du combustible	-	-
Z	Variable de mélange ou scalaire passif	-	-
Z_S	Fraction de mélange à la stœchiométrie	-	-

Ch.1 – Minuscules romaines		Unit.	Dim.
$\dot{m}_F$	Débit de combustible qui est consommé par unité de surface de flamme côté combustible	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	$[ML^{-2}T^{-1}]$
$\dot{m}_O$	Débit de combustible qui est consommé par unité de surface de flamme côté oxydant	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	$[ML^{-2}T^{-1}]$
$\vec{n}$	Normale à la surface de flamme	-	-
$\dot{w}$	Terme source par réaction chimique	$kg.m^{-3}.s^{-1}$	$[ML^{-3}T^{-1}]$

Ch.1 – Symboles grecs		Unit.	Dim.
Δh_f^0	Enthalpie standard de formation	$J.kg^{-1}$	$[L^2T^{-2}]$
β	Fonction de couplage	- ou K	- ou [K]
v_F	Coefficient stœchiométrique du combustible	-	-
ξ	Taux d'avancement de la réaction	mol	-
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$	$[M.L^{-3}]$
τ_t	Temps caractéristique de la turbulence	s	[T]
τ_c	Temps caractéristique de la chimie	s	[T]

Chapitre 2

Ch.2 – Capitales romaines

		Unit.	Dim.
D_c	Longueur caractéristique de l'écoulement	m	[L]
G_z	Intégrale du flux de quantité de mouvement axial	$kg.m.s^{-2}$	$[MLT^{-2}]$
G_θ	Intégrale du flux de quantité de mouvement angulaire	$kg.m^2.s^{-2}$	$[ML^2T^{-2}]$
M_e	Quantité de masse entrainée	$kg.s^{-1}$	$[MT^{-1}]$
R	Rayon du cylindre de contrôle	m	[L]
Re	Nombre de Reynolds	-	-
S_n	Nombre de swirl	-	-
S_{nc}	Nombre de swirl critique	-	-

Ch.2 – Minuscules romaines

		Unit.	Dim.
p	Pression	$kg.m^{-1}.s^{-2}$	$[ML^{-1}T^{-2}]$
r	Position radiale dans le jet	m	[L]
v_r	Vitesse radiale	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
v_θ	Vitesse azimutale	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
v_z	Vitesse longitudinale	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$

Ch.2 – Lettres grecs

		Unit.	Dim.
Γ	Circulation de l'écoulement	$m^2.s^{-1}$	$[L^2T^{-1}]$
η	Viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$	$[ML^{-1}T^{-1}]$
τ_e	Densité massique d'entrainement du jet par unité de longueur	$m^2.s^{-1}$	$[L^2.T^{-1}]$
Ω	Norme du vecteur rotation	s^{-1}	$[T^{-1}]$

Chapitre 3

Ch.3 – Capitales romaines

		Unit.	Dim.
D	Diamètre caractéristique	m	[L]
D_b	Diamètre du tube coaxial brûleur	m	[L]
D_{eq}	Diamètre équivalent	m	[L]
D_h	Diamètre hydraulique	m	[L]
D_{tube}	Diamètre tube central brûleur	m	[L]
MR	Rapport des quantités de mouvement	-	-
PCI	Pouvoir calorifique inférieur	$J.kg^{-1}$	$[L^2T^{-2}]$
Q_v	Débit volumique	$m^3.s^{-1}$	$[L^3T^{-1}]$
R	Rayon caractéristique	m	[L]
R_b	Rayon externe du tube coaxial brûleur	m	[L]

R_h	Rayon hydraulique	m	[L]
R_{tube}	Rayon externe tube central du brûleur	m	[L]
S_{ng}	Nombre de swirl géométrique	-	-
$Y_{\max}$	Longueur de pénétration	m	[L]

Ch.3 – Minuscules romaines

		Unit.	Dim.
d_j	Diamètre du jet transverse	m	[L]
$v^{CNTP,deb}$	Vitesse débitante dans les conditions normales de pression et température : 0°C et 1 atmosphère	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
$x_{O_2}^{air}$	Fraction volumique d'oxygène dans l'air	-	-

Ch.3 – Lettres grecs

		Unit.	Dim.
Φ	Richesse globale	-	-
Ψ	Coefficient de blocage	-	-

Chapitre 4

Ch.4 – Capitales romaines

		Unit.	Dim.
A	Surface du thermocouple	m^2	$[L^2]$
C_{laser}	Fonction de correction intensité laser	-	-
D_{ac}	Coefficient de diffusion de l'acétone	$m^2.s^{-1}$	$[L^2T^{-1}]$
D_b	Diamètre brûleur	m	[L]
D_j	Diamètre de la jonction du thermocouple	m	[L]
I	Intensité lumineuse	cd	$[ML^2T^{-3}]$
$\bar{I}_{fluo}$	Intensité de fluorescence moyenne	-	-
I'_{fluo}	Intensité de fluorescence instantanée	-	-
$R_{II'}(\Delta x, \Delta y)$	Fonction de corrélation croisée des intensités lumineuses	cd^2	$[M^2L^4T^{-6}]$
T_a	Température ambiante	K	[K]
T_i	Température au point i	K	[K]
T_m	Température mesurée des gaz	K	[K]
$T_{r,g}$	Température réelle des gaz	K	[K]

Ch.4 – Minuscules romaines

		Unit.	Dim.
h	Coefficient de transfert convectif	$J.m^{-2}.s^{-1}.K^{-1}$	$[MT^{-3}K^{-1}]$
k	Conductivité thermique du fluide	$J.m^{-1}.s^{-1}.K^{-1}$	$[MLT^{-3}K^{-1}]$
l	Longueur de diffusion radiale	m	[L]
t	Temps	s	[T]
v	Vitesse moyenne du fluide	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$

v_x	Composante du vecteur vitesse x	m.s^{-1}	[LT^{-1}]
v_y	Composante du vecteur vitesse y	m.s^{-1}	[LT^{-1}]

Ch.4 – Lettres grecs

		Unit.	Dim.
Δx	Déplacement en x	m	[L]
Δy	Déplacement en y	m	[L]
ϵ	Emissivité surfacique du thermocouple	-	-
ν	Viscosité cinématique du fluide	m^2.s^{-2}	[L^{2}T^{-2}]
σ	Constante de Stephan-Boltzmann	J.m^{-2}.s^{-1}.K^{-4}	[MT^{-3}K^{-4}]

Chapitre 5

Ch.5 – Capitales romaines

		Unit.	Dim.
D_{air}	Diffusivité thermique de l'air	m^2.s^{-1}	[L^{2}T^{-1}]
EC	Efficacité de combustion	-	-
$EICO$	Indice d'émission de l'espèce CO	g.kg^{-1}	-
$EICH_4$	Indice d'émission de l'espèce CH_4	g.kg^{-1}	-
$EINO_x$	Indice d'émission de l'espèce NO_x	g.kg^{-1}	-
Gr	Nombre de Grashof	-	-
H_{ac}	Hauteur d'accrochage	m	[L]
H_f	Hauteur de fin de flamme	m	[L]
$\mathcal{H}_f$	Enthalpie de réaction totale des fumées	J.mol^{-1}	[ML^{2}T^{-2}]
L_c	Longueur caractéristique d'échange	m	[L]
L_f	Longueur de flamme équivalente	m	[L]
Nu	Nombre de Nusselt	-	-
P_{conv}	Puissance évacuée par convection naturelle	J.s^{-1}	[ML^{2}T^{-3}]
$P_{fumées}$	Puissance évacuée par les fumées	J.s^{-1}	[ML^{2}T^{-3}]
$P_{méthane,PCI}$	Puissance libérée par la combustion du méthane	J.s^{-1}	[ML^{2}T^{-3}]
P_{ray}	Puissance évacuée par rayonnement	J.s^{-1}	[ML^{2}T^{-3}]
Pr	Nombre de Prandtl	-	-
Ra	Nombre de Rayleigh	-	-
S	Surface d'échange convectif	m^2	[L^2]
T_{amb}	Température ambiante	K	[K]
T_{paroi}	Température de la paroi	K	[K]
V_m	Volume molaire	m^3.mol^{-1}	[L^3]
X_{CO2}	Fraction de CO_2 dans les gaz brulés sur gaz humide	-	-
X_{CO2}^{secs}	Fraction de CO_2 dans les gaz brulés sur gaz secs	-	-
X_{O2}	Fraction d'oxygène dans l'oxydant	-	-

Ch.5 – Minuscules romaines

		Unit.	Dim.
e	Excès d'air	-	-
g	Accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$	$[LT^{-2}]$
h	Coefficient de transfert convectif	$J.m^{-2}.s^{-1}.K^{-1}$	$[MT^{-3}K^{-1}]$
k	Conductivité thermique	$J.m^{-1}.s^{-1}.K^{-1}$	$[MLT^{-3}K^{-1}]$
z_s	Position du swirler par rapport à la sortie	m	[L]

Ch.5 – Lettres grecs

		Unit.	Dim.
α	Angle de la Figure 42	-	-
β	Coefficient de dilation isobare	K^{-1}	$[K^{-1}]$
ϵ	Emissivité du corps rayonnant	-	-
λ	Facteur de dilution de l'O_2 dans l'oxydant	$mol.mol^{-1}$	-
ν_{air}	Viscosité cinématique de l'air	$m^2.s^{-2}$	$[L^2T^{-2}]$
σ	Pouvoir comburivore volumique dans l'O_2	$mol.mol^{-1}$	-

Chapitre 6

Ch.6 – Capitales romaines

		Unit.	Dim.
GB_{exp}	Gaz brulés en expansion	-	-
R	Rayon de l'hélice (modèle hélicoïdale)	m	[L]
R_{jet}	Rayon du jet (annulation de la vitesse axiale)	m	[L]

Ch.6 – Minuscules romaines

		Unit.	Dim.
a_{vortex}	Rayon du tube de vorticité	m	[L]
$\underline{B}$	Vecteur de Beltrami	-	-
$\underline{e_r}$	Vecteur unitaire suivant r	-	-
$\underline{e_z}$	Vecteur unitaire suivant z	-	-
$\underline{e_\theta}$	Vecteur unitaire suivant θ	-	-
h	Pas de l'hélice (modèle hélicoïdale)	m	[L]
k	Intensité de l'énergie cinétique	$m^2.s^{-2}$	$[L^2T^{-2}]$
l	Paramètre lié au pas de l'hélice	m	[L]
q_i	Taux de turbulence suivant (r, θ, z)	-	-
r	Coordonnée radiale	m	[L]
r_1 & r_2	Bornes d'intégration	m	[L]
$\underline{v_B}$	Vecteur de vitesse projeté sur vecteur de Beltrami	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
$\underline{v_r}$	Vecteur de vitesse radiale	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$

$\underline{v_z}$	Vecteur de vitesse axiale	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
$\underline{v_\theta}$	Vecteur de vitesse azimutale	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
$\underline{v_\chi}$	Vecteur de vitesse normal au couple ($\underline{v_r}$, $\underline{v_B}$)	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
$\|\|\underline{v_0}\|\|$	Norme du vecteur vitesse	$m.s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
z	Coordonnée axiale	m	[L]

Ch.6 – Lettres grecs

		Unit.	Dim.
Γ	Circulation du vortex	$m^2.s^{-1}$	$[L^2T^{-1}]$
Φ	Quantité dépendante de la distribution de vorticité axiale	-	-
$\underline{\chi}$	Vecteur orthogonal au couple ($\underline{e_r}$, $\underline{B}$)	-	-
Ψ	Fonction courant	$m^2.s^{-1}$	$[L^2T^{-1}]$
ε_{vortex}	Rayon de l'hélice	m	[L]
Ψ	Taux d'entraînement	-	-
γ	Quantité définie dans l'équation 91	$m^2.s^{-1}$	$m^2.s^{-1}$
θ	Coordonnée azimutale	-	-
θ_{ax}	Angle axial de la Figure 73	-	-
θ_{tr}	Angle transverse de la Figure 73	-	-
$\tau_{\Theta_{ax}}$	Durée moyenne sur le parcours hélicoïdal	s	[T]
ω_b	Vorticité barocline	s^{-1}	$[T^{-1}]$
ω_r	Composante azimutale de la vorticité radiale	s^{-1}	$[T^{-1}]$
ω_θ	Composante azimutale de la vorticité moyenne	s^{-1}	$[T^{-1}]$
ω_z	Composante axiale de la vorticité moyenne	s^{-1}	$[T^{-1}]$

Liste des abréviations et acronymes

AIE	Agence internationale de l'énergie
AMELIE	Amélioration de l'efficacité énergétique des centrales thermiques intégrant le captage du CO_2 assisté par contacteurs membranaires
ANR	Agence nationale de la recherche
ASU	« Air Separation Units »
CASTOR	« CO_2 from Capture to Storage ». Projet du 6ème programme cadre de recherche et développement, coordonné par l'institut français du pétrole énergies nouvelles
CATO CO2 Catcher	« CO_2 Capture, Transport and Storage in The Netherlands »
CESAR	« CO_2 Enhanced Separation and Recovery ». Projet du 7ème programme cadre de recherche et développement, coordonné par l'organisation néerlandaise pour la recherche appliquée TNO

CICADI	Contacteur innovant pour la capture du CO_2
CIVB	« Combustion Induced Vortex breakdown »
CNTP	Conditions normales de température et pression : 0°C et 1 atmosphère
CORAL	« CO_2 Removal Absorption Liquid »
CO2-EnergiCapt	Intégration énergétique et démonstrateur de recherche de voies membranaires pour la combinaison de la combustion par air enrichi en oxygène et de la capture CO_2 sur chaudières industrielles existantes
CPCU	Compagnie parisienne de chauffage urbain
CSC	Filière industrielle de captage et stockage géologique du CO_2
EESI	Efficacité énergétique et réduction des émissions de CO_2 dans les systèmes industriels
EGR	« Exhaust Gas Recirculation »
EIXX	Indice d'émission de l'espèce XX
ENEL	« Ente Nazionale per l'Energia Elettrica » en italien ou société nationale italienne d'électricité
EOR	« Enhanced Oil Recovery » en anglais pour récupération assistée de pétrole
GIEC	Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat
Gri-Mech 3.0	Méchanisme cinétique détaillé
HiCapt	Procédé de captage, développé par l'IFPEN, du CO_2 par postcombustion avec amine primaire
ICARE	Institut de combustion aérothermique réactivité et environnement
IFPEN	Institut français du pétrole énergies nouvelles
JS	Jet swirlé
LIF	Fluorescence induite par laser
LLT	Entreprise Leroux & Lotz technologies du groupe Altawest
LRGP	Laboratoire réactions et génie des procédés
MEA	Solvant monoéthanolamine
NANOGLOWA	« Nanomembranes against Global Warming »
NDIR	Infrarouge non dispersif
OCTAVIUS	« Optimisation of CO_2 Capture Technology Allowing Verification and Implementation at Utility Scale »
OEC	« Oxygen Enhanced Combustion »
OPPDIF	Code de simulation du package Chemkin pour les flammes de diffusion à jets opposés
PCI	Pouvoir calorifique inférieur
PIV	Vélocimétrie par image de particules (SPIV = Stéréo PIV)
PLIF	Fluorescence induite par laser dans un plan
Polymem	Entreprise spécialisée dans la fabrication de membranes fibres creuses
Porto Tolle	Projet de captage par post-combustion et de stockage du CO_2 à Porto Tolle, Italie
PSC	Point de stagnation central
PTFE	Polytétrafluoroéthylène
PVC	« Precessing Vortex Core »
RMS	« Root Mean Square fluctuation »
ROAD	« Rotterdam Capture and Storage Demonstration Project »

RSB	Rapport signal sur bruit
UV	Ultra-violet
ZRC	Zone de recirculation centrale
ZRE	Zone de recirculation externe

Introduction

0.1 Enjeux du captage du CO_2

Il est admis que le CO_2 joue un rôle prépondérant dans l'effet de serre. Schématiquement, les émissions de CO_2 peuvent provenir de sources de pollution diffuse (chauffage domestique, transports) ou concentrée (industriels). En 2011, les secteurs de la production d'électricité et de chaleur représentent 42 % des émissions mondiales de CO_2 tandis que le transport intervient à hauteur de 22 % [1]. Au total, les deux secteurs confondus totalisent près des deux tiers des émissions mondiales de CO_2. Ces émissions peuvent être corrélées à la consommation énergétique mondiale qui tend à croître dans le temps. Cette dernière est liée à l'accroissement de la population mondiale qui est passée de 4,4 à 7,2 milliards d'habitants de 1980 à 2013 [2]. De 1985 à 2012, la demande mondiale de pétrole, indicateur pertinent des besoins énergétiques des pays, est passée de 59,9 à 90 millions de barils par jour selon l'Agence Internationale de l'Énergie (AIE) soit une augmentation de 50 % en moins de 30 ans [3]. En parallèle, le GIEC (Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat) estime, qu'en l'absence de mesures qui visent à réduire les émissions de CO_2, la concentration de ce dernier dans l'atmosphère pourrait doubler à l'horizon 2100 [4, 5]. D'après la figure 1, nous constatons que la concentration de CO_2 dans l'atmosphère atteint des teneurs élevées (> 380 ppm en 2010) comparées à l'historique depuis 10000 ans, en supposant que les estimations des périodes antérieures soient correctes.

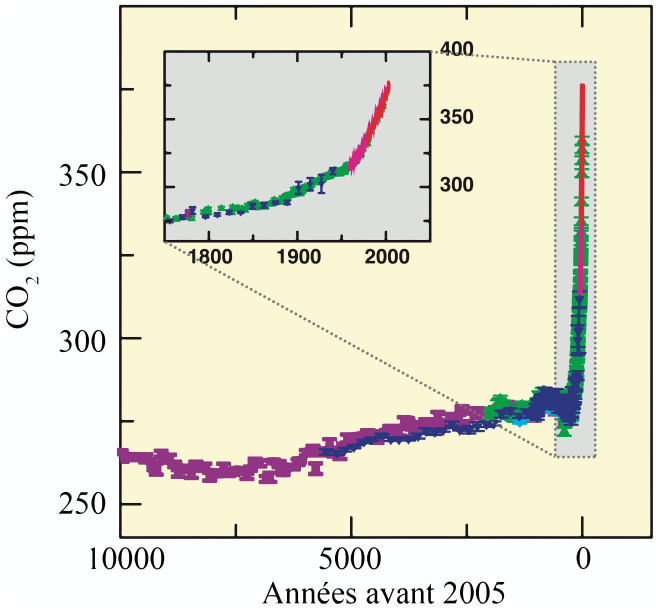


Figure 1 – Variations de la concentration en CO_2 dans l'atmosphère depuis 10000 ans [5].

Face à l'urgence de la situation, une filière industrielle nommée « captage et stockage géologique du CO_2 » (CSC, ou CCS en anglais) s'est développée pour continuer à soutenir les besoins énergétiques mondiaux tout en réduisant les émissions de CO_2 dans l'atmosphère.

Le CSC représente une chaîne d'activités composée de quatre maillons : captage, transport, injection et stockage. Nous ne considérons que la partie captage dans cette introduction qui concentre la majorité de l'investissement financier. La récupération du CO_2 en milieu industriel se divise en trois concepts majeurs [6] :

– Le captage du CO_2 en postcombustion à partir des fumées via un solvant.

– L'oxycombustion dont le principe est de brûler le combustible avec de l'oxygène qui a été au préalable séparé de l'azote de l'air. Le CO_2 est alors concentré dans les fumées ce qui peut éventuellement faciliter son captage.

– La décarbonisation du combustible : conversion en gaz de synthèse (H_2+CO) suivi d'une conversion du CO en CO_2 dans un réacteur shift. Le captage est effectué en précombustion.

Le captage en postcombustion est mis en lumière via un éclairage sur quelques projets européens terminés et en cours qui affichent la mise en place de pilotes. Le captage en postcombustion fait appel à différentes technologies qui incluent : l'adsorption, l'absorption physique, l'absorption chimique, la séparation cryogénique et les membranes comme le montre la figure 2. Pour plus de détails, le lecteur pourra consulter par exemple la revue de Wang et al. en 2011 [7]. Les projets évoqués ci-dessous s'inscrivent principalement dans le domaine de l'absorption chimique.

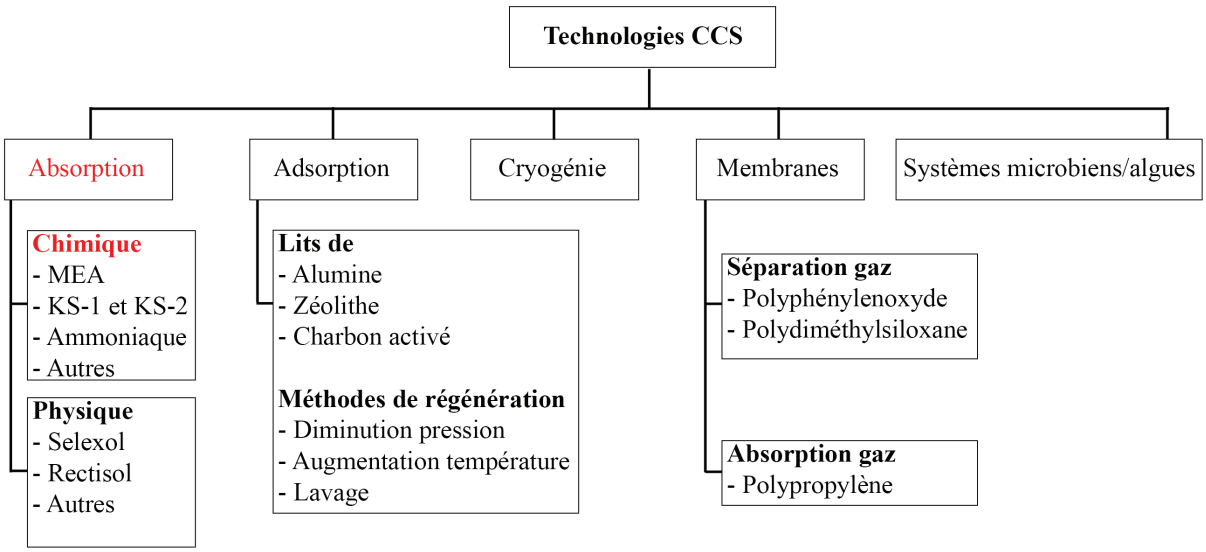


Figure 2 – Procédés pour le captage du CO_2 par postcombustion [7].

Tout d'abord, nous retenons le projet européen CASTOR (2004-2008) relayé par le projet CESAR (2008-2011), dans le domaine du captage par postcombustion. L'objectif du projet CASTOR était de réduire le coût du captage du CO_2 à 30-40 €/t [8] (15 €/t pour le projet CESAR) via une installation de capacité de traitement de 1 t/hr intégrée à une centrale thermique au charbon (Danemark). Il a permis d'obtenir des données sur fumées réelles et la mise au point par l'Institut Français du Pétrole Énergies Nouvelles (IFPEN) d'un procédé nommé HiCapt. Ce dernier consiste essentiellement en une colonne d'absorption qui permet le lavage des fumées avec une solution composée d'eau et de solvant monoéthanolamine MEA, suivie d'une tour de régénération du solvant qui permet de libérer le CO_2 par chauffage modéré (120 °C). La MEA est ensuite réinjectée dans le procédé en boucle fermée. Le CO_2 capté pourra être ensuite déshydraté puis comprimé pour un transport et stockage ultérieurs.

Nous mentionnons par ailleurs le projet OCTAVIUS, lancé en 2012, qui fait suite aux deux projets précédents. OCTAVIUS a pour premier objectif de fournir les dernières données relatives aux aspects émissions à l'atmosphère, opérabilité, flexibilité et intégration, nécessaires au déploiement de procédés commerciaux (retenus à l'issue des conclusions des projets ROAD et Porto Tolle) à l'échelle 1 [9]. OCTAVIUS poursuit un second objectif qui consiste à réaliser la démonstration industrielle d'une version améliorée du procédé Hicapt (limitation de la dégradation de la MEA) sur la centrale industrielle de Brindisi (Italie) dans le cadre d'un partenariat entre l'IFP et ENEL. Ce pilote captera 2 à 2,5 t_{CO_2}/hr sur une centrale à charbon de l'électricien italien.

Soulignons aussi le projet CATO CO2 Catcher, lancé en 2008, qui a pour objectif de démontrer la faisabilité d'un nouveau type de solvant de captage (CORAL) dont les caractéristiques permettent de limiter la dégradation et le coût de captage. Un pilote de capacité de captage de 250 kg_{CO_2}/hr a été développé à cet effet dans une centrale thermique au charbon de Rotterdam [10].

Malgré ces projets d'envergure, le développement de la filière CSC reste franchement limité par l'absence de signal prix sur le CO_2 et un contexte économique difficile. Ces facteurs constituent les principaux obstacles à un déploiement industriel rapide comme le suggère l'urgence de la situation. C'est pourquoi nous observons que la majorité des projets en exploitation à ce jour ont recours à la récupération assistée de pétrole (EOR pour « enhanced oil recovery ») en Amérique du Nord, seule technique à ce jour qui permet d'assurer la viabilité économique des sites de captage à l'échelle industrielle [11].

Le travail de cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet ANR CO2-EnergiCapt. Bien que l'échelle ne soit pas la même, le projet s'insère néanmoins dans cette présentation des projets CSC de grande envergure ainsi que les projets suivants qui utilisent une technologie similaire : NANOGLOWA, CICADI, AMELIE. La problématique des émissions relatives aux secteurs produisant entre 25 000 et 100 000 t/an de CO_2 n'a pas encore été abordée à l'échelle pilote. C'est pourquoi CO2-EnergiCapt vise une niche particulière en source (*c.-à-d.* les unités de production de chaleur pour chauffage urbain) et tonnage CO_2 dans le domaine du captage par absorption chimique utilisant la MEA. CO2-EnergiCapt y fait alors office de projet innovant avec l'ambition de démontrer la faisabilité de la technique de captage via un démonstrateur intégré à un site industriel existant.

0.2 Projet ANR CO2-EnergiCapt

0.2.1 Description du projet

Le projet CO2-Energicapt, lancé officiellement en mars 2011, regroupe les cinq partenaires suivants :

Industriels
– Leroux & Lotz Technologies LLT (coordinateur du projet) : fabricant de chaudières industrielles et d'îlots chaudières de 1 à 100 MWth.
– Compagnie Parisienne de Chauffage Urbain CPCU : exploitant de chaudières gaz, charbon et fioul lourd de la métropole parisienne.
– Polymem : fabricant de membranes à fibres creuses pour le traitement de l'eau.

Académiques
– Laboratoire réactions et génie des procédés LRGP : expertise dans le captage postcombustion du CO_2 par absorption chimique.
– Institut de combustion aérothermique réactivité et environnement ICARE : expertise en combustion turbulente.

CO2-Energicapt a pour objectif de démontrer la faisabilité technique et économique du captage du CO_2 en postcombustion par la voie absorption chimique via une intensification du transfert par contacteurs membranaires. Le projet fait partie des lauréats de l'appel à projets de l'agence nationale de la recherche (ANR) « efficacité énergétique et réduction des émissions de CO_2 dans les systèmes industriels » EESI 2010 : ANR-10-EESI-0003. L'aide financière de l'ANR s'élève à 1,26 M€ répartie initialement sur 36 mois. La réalisation d'un démonstrateur destiné à traiter une fraction des fumées de combustion de la centrale Saint-Ouen 1 (140 MWth : vapeur à 235°C et 19,5 bars) de la CPCU constitue le point fort du projet. Les photographies de la figure 3 illustrent l'implantation du démonstrateur sur le site de la CPCU.

Figure 3 – Photographies du démonstrateur CO2-Energicapt installé à la CPCU : (a) Zoom sur la colonne de refroidissement des fumées et les électrovannes; (b) Vue d'ensemble du démonstrateur. Février 2014.

Nous présentons ici une version simplifiée des différentes étapes et jalons qui ont structuré le projet CO2-EnergiCapt nécessaires à sa compréhension, adaptée du document scientifique envoyé à l'ANR [12]. Les conclusions de chaque étape ne sont pas quantitatives afin de préserver la confidentialité de certains résultats. Nous notons que la durée du projet a été prolongée, à budget constant, jusqu'en 2015 notamment pour mener à bien les derniers essais du démonstrateur qui dépendent des périodes de chauffe de la centrale CPCU.

L'**étape 1** évalue la pertinence technique et énergétique d'intégrer une étape d'enrichissement en oxygène en amont du procédé de captage pour des installations qui génèrent entre 25 000 et 100 000 t/an de CO_2. L'enrichissement d'air en O_2 intervient lors de l'étape de combustion. L'augmentation même modérée de la teneur en O_2 permettrait d'améliorer l'efficacité énergétique de la combustion (*cf.* section 1.3) tout en augmentant en sortie, dans les fumées, la pression partielle du CO_2 ce qui pourrait faciliter son captage. Nous soulignons ici que le terme d'« enrichissement en oxygène » est différent de celui d'oxycombustion. Ce dernier fait exclusivement référence à une combustion dans de l'oxygène pratiquement pur (> 99 % vol.).

L'étape 1 rassemble trois études :

– Étude de l'enrichissement de l'air en oxygène par séparation membranaire (Polymem).
– Étude de la combustion du gaz naturel à l'air enrichi en oxygène (ICARE).
– Étude thermodynamique des effets de l'enrichissement en oxygène pour une chaudière au gaz naturel (LLT).

Ces trois études ont pour objectif de générer une base de données à destination des partenaires et de l'ANR. Elle rassemble tout d'abord des informations techniques comme par exemple l'évolution de la composition des fumées, du taux de recyclage des fumées, de la température adiabatique de la flamme avec l'enrichissement en oxygène. Des données économiques viennent aussi compléter cette base telles que des couples coûts d'investissement/coûts opératoires à intégrer comme surcoût dans des centrales existantes si le procédé d'enrichissement en oxygène par membrane est adopté. Cette base de données est de première importance comme aide au dimensionnement d'installations de captage de CO_2 par postcombustion qui font appel à l'enrichissement en oxygène.

Suite aux conclusions de ces trois études, et en prenant en compte les contraintes budgétaires du projet ainsi que les restrictions techniques liées au fonctionnement de la centrale de la CPCU qui accueille le démonstrateur, il a été décidé de poursuivre l'étude de l'enrichissement en oxygène mais de reporter sa mise en œuvre dans le procédé de captage.

L'**étape 2** se focalise sur les caractéristiques du captage du CO_2 par absorption chimique avec intensification du transfert par contacteur membranaire. Un contacteur membranaire ou module résulte de l'assemblage de membranes poreuses, qui prennent généralement la forme de fibres creuses, encollées aux extrémités dans un carter comme le montre le schéma de la figure 4.

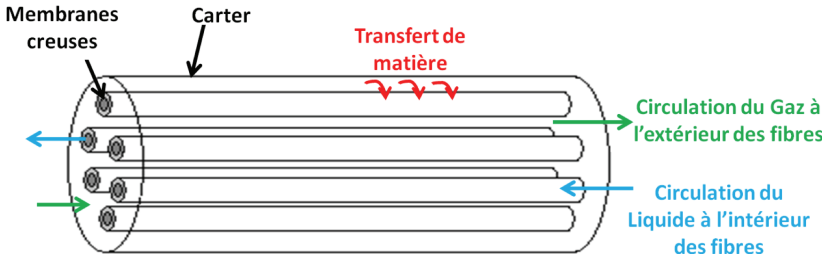


Figure 4 – Schéma d'un contacteur à fibres creuses [13].

Les membranes constituent une barrière physique sélective qui sous l'effet d'un gradient de pression ou de concentration permet le passage de certains composants entre les deux milieux liquide (solvant)-gaz (fumées) qu'elle sépare. La membrane est généralement très fine (quelques centaines de micromètres à quelques mm) et donc fragile. Le phénomène de « perçage » de la membrane par le solvant (mouillage des pores par le solvant) dicte alors la conduite du procédé afin d'éviter, par exemple, les à-coups de pression au démarrage. Toutefois, malgré ce bémol, les contacteurs membranaires offrent bien des avantages dont typiquement une aire interfaciale de 2000 m^2/m^3 soit 10 fois plus les colonnes à garnissage et une compacité plus importante (taille divisée par 10 par rapport aux colonnes à garnissage) [14-16]. L'étape 2 inclut un rapport d'expertise à destination des partenaires et de l'ANR sur les essais laboratoires réalisés par LRGP afin de définir typiquement les caractéristiques du contacteur et les conditions opératoires pour intensifier le captage du CO_2 : teneur en solvant dans la phase liquide, température de captage, influence des NO_x sur la réactivité du CO_2, *etc*. Le rapport inclut en outre des modélisations du contacteur qui peuvent être utilisées pour effectuer des bilans globaux matières et énergie du démonstrateur. Il a été décidé de travailler avec des membranes fibres creuses en polytétrafluoroéthylène (PTFE) avec comme solvant la MEA.

Les **étapes 3-4 et 5** sont respectivement des étapes de calculs, de dimensionnement et de montage nécessaires à la mise en place du démonstrateur. Elles ont été conduites par LLT en partenariat avec Polymem et CPCU. LLT a développé le procédé (du point de prélèvement des fumées à la colonne de stripage pour régénérer le solvant et le réinjecter dans le procédé) Il a ainsi livré le démonstrateur sur le site de la CPCU. Polymem a mis au point le contacteur et il a veillé au bon interfaçage de ce dernier avec le démonstrateur. Un soin particulier a été apporté aux protocoles de mise en marche/arrêt du procédé pour éviter typiquement un perçage accidentel des membranes. La CPCU a permis l'intégration du démonstrateur à la chaudière existante en toute sécurité (audit de sécurité, stockage MEA, plan de prévention, etc.). Durant ces étapes et suite à une analyse Go/NoGo, il a été décidé des capacités de traitement du démonstrateur qui est conçu en deux temps :

– 10 à 30 Nm^3/hr de fumées traitées par un contacteur de 10 m^2 sans régénération de MEA
– 50 à 100 Nm^3/hr de fumées traitées par un contacteur de 50 m^2 avec régénération de MEA

L'**étape 6** correspond à la mise en route du procédé dans sa version qui correspond à un contacteur de 10 m^2 et la conduite des essais qui visent à montrer que le procédé capte effectivement du CO_2. Les tests ont montré que le démonstrateur affiche un taux d'abattement du CO_2 de 85 % en boucle ouverte pour un débit de fumées de 12 Nm^3/hr. ICARE, a participé, auprès des partenaires du consortium, aux essais pour son expertise dans la mesure du CO_2 dans les fumées après captage.

À l'heure actuelle, le passage au module de 50 m^2 est en cours de finalisation ainsi que la mise en place d'une colonne de stripage pour régénérer la MEA. De nouveaux essais seront planifiés dès la mise en route de la deuxième version du démonstrateur avant la fin de l'année 2014. Ces derniers essais suivis de rapports de synthèse clôtureront le projet CO2-Energicapt. Le démonstrateur sera récupéré par LLT qui souhaite commercialiser le procédé.

0.2.2 Missions d'ICARE

Dans le cadre du projet, ICARE a été principalement sollicité pour alimenter la base de données évoquée à l'étape 1. À cet effet, nous avons conduit deux types d'études contractuelles.

La première est menée en régime laminaire. Les évolutions des espèces majoritaires dans les gaz brûlés en fonction de l'enrichissement en oxygène y sont étudiées pour des flammes plates non prémélangées de méthane-air et air enrichi en oxygène générées par des brûleurs à jets opposés. Une modélisation, à l'aide du code OPPDIF, basée sur une cinétique détaillée (GRI-Mech 3.0) permet de prédire la composition de la flamme laminaire avec enrichissement en oxygène. Les résultats sont disponibles dans un premier livrable à destination des partenaires du projet et de l'ANR.

La seconde étude est conduite en régime turbulent. Elle vise principalement à fournir les évolutions des espèces stables produites par la combustion des flammes turbulentes non prémélangées stabilisées par effet swirl en fonction de l'enrichissement en oxygène. Le choix de ce type de flamme est motivé par la configuration des brûleurs en opération dans les chaudières gaz de la CPCU. Cette étude a donné lieu à un deuxième livrable.

Suite à ces travaux, les effets de l'ajout d'oxygène dans l'oxydant sur des flammes non-prémélangées turbulentes swirlées se sont révélés suffisamment complexes pour susciter un travail de recherche. Les questions soulevées peuvent être formulées ainsi : comment améliorer le mélange des réactifs à la base d'une flamme tout en minimisant la production de ses émissions polluantes telles que les NO_x par exemple ? Comment améliorer la stabilité d'une flamme non prémélangée turbulente ? Ces exemples de problématique ont orienté les motivations du travail de recherche présentées dans la section suivante.

0.3 Objectifs de la thèse

La question initiale qui a porté ce travail peut être formulée en ces termes: quel est l'effet de l'enrichissement en oxygène sur la stabilisation des flammes non prémélangées turbulentes swirlées et sur la formation des polluants ?

Une nouvelle configuration expérimentale a été mise en place à ICARE dont l'objectif initial est de caractériser ces flammes swirlées issues d'un brûleur à swirler coaxial avec injection radiale de combustible, le méthane, dans un milieu confiné de type four de combustion. Une fois les principaux modes de combustion à l'air identifiés, il est apparu que l'efficacité de combustion, définie comme le rapport de la concentration de CO_2 sur la somme des concentrations de CO_2 et CO mesurées dans les gaz brûlés, restait raisonnable seulement pour des cas de flammes suspendues, mais instables car proches de leur limite de soufflage.

L'ajout d'oxygène est apparu comme un moyen de contrôler la stabilité et d'améliorer l'efficacité de combustion de ces flammes. Il permet par ailleurs de concentrer les fumées en CO_2 et peut ainsi favoriser son captage suivant les technologies adoptées.

Par conséquent, nous avons cherché à comprendre l'effet de cet enrichissement en oxygène sur les flammes non prémélangées turbulentes swirlées en explorant de manière paramétrique la teneur volumique en oxygène dans l'oxydant, mais aussi en faisant varier le nombre de swirl et la richesse globale à l'injection. Nous qualifions ces grandeurs de paramètres globaux. Nous avons alors pu dégager certaines problématiques auxquelles nous apportons de nouvelles données expérimentales. Tout d'abord, l'évolution des espèces majoritaires dans les gaz brûlés en tant que fonction principale des paramètres globaux est approfondie d'un point de vue quantitatif. Ensuite, la stabilisation de ces flammes est explorée sous l'angle de sa dynamique.

0.4 Organisation du manuscrit

La démarche adoptée dans ce travail demeure résolument expérimentale. Dans une première partie, nous tâcherons de décrire les approches expérimentales et théoriques des flammes swirlées rencontrées dans la littérature. Dans le chapitre 1, nous aborderons succinctement les généralités relatives à la combustion des flammes non prémélangées. Une attention particulière sera apportée à la formation des polluants et aux caractéristiques de la combustion à l'air enrichi en oxygène. Cette section couvrira aussi bien les problématiques industrielles que les aspects de cinétiques chimiques impliqués dans la formation des NO_x par exemple. Le chapitre 2 traitera des aspects dynamiques des flammes swirlées. Dans un premier temps, les caractéristiques du jet swirlé non réactif seront abordées. Ensuite, une description phénoménologique des flammes swirlées rencontrées dans la littérature sera construite à partir d'articles choisis. Les études qui traitent des effets de l'enrichissement en oxygène sur des configurations de flammes similaires à celle adoptée dans notre étude seront mentionnées.

La suite du manuscrit sera consacrée à la description des moyens expérimentaux déployés. Le chapitre 3 décrira le four de combustion, le brûleur à swirler coaxial utilisé et la définition des conditions opératoires. Dans le chapitre 4, nous aurons pris soin de rassembler l'ensemble des diagnostics utilisés : chimiluminescence OH^* de la flamme, détermination des champs de vitesses par stéréo-*PIV* (*SPIV*), fluorescence induite par plan laser de l'acétone (*PLIF*) utilisé comme traceur du méthane, analyse des gaz brûlés, mesure de températures par thermocouples.

Dans une troisième partie, nous regrouperons les résultats expérimentaux obtenus. Dans le chapitre 5, les différents aspects observés de la flamme stabilisée par swirl seront décrits en fonction des vitesses d'injection des réactifs. Les domaines de stabilité typiquement rencontrés pour ce type de brûleur y seront présentés. Les évolutions des hauteurs d'accrochage et des longueurs de flamme, mesurées par chimiluminescence de la flamme, permettront de délimiter dans l'espace la zone de réaction et de quantifier la stabilité de la flamme via les fluctuations des hauteurs mesurées. Par ailleurs, les caractéristiques globales de la flamme seront explorées en termes d'émissions polluantes. Ces dernières sont analysées par prélèvement dans les gaz brûlés. Dans le chapitre 5.5, nous présenterons les caractéristiques moyennes et les fluctuations rms des écoulements tournants via une comparaison systématique entre les cas non réactifs et réactifs. Les grandeurs telles que la décroissance des vitesses, l'évolution du nombre de swirl et la variation du taux d'entraînement du jet suivant son axe seront examinées. L'influence de l'enrichissement en oxygène et celle de la richesse globale à l'injection seront présentées par l'intermédiaire des champs moyens et des fluctuations turbulentes. Nous proposerons à la fin du chapitre 5.5, une approche simplifiée des lignes de courant de l'écoulement swirlé non réactif et réactif afin d'estimer des temps de résidence à partir de la connaissance des champs de vitesse.

Le manuscrit s'achèvera par une synthèse qui rassemblera les principaux résultats avant de conclure par des perspectives pour de futures études.

Première partie

État de l’art des flammes non prémélangées swirlées enrichies en oxygène

1 Définitions et généralités sur la combustion des flammes non prémélangées

1.1 Généralités sur la combustion non prémélangée

Les flammes non prémélangées également, appelées flammes de diffusion, se rencontrent fréquemment dans des applications industrielles telles que les fours de combustion, les foyers de turbomachines et les moteurs. La définition d'une flamme non prémélangée tient au fait que l'oxydant et le combustible sont injectés séparément dans la zone de réaction, de part et d'autre de la flamme par l'intermédiaire d'un brûleur. Par conséquent, les réactifs diffusent l'un vers l'autre avant d'atteindre la zone réactionnelle. Cette définition s'oppose à la notion de flamme de prémélange pour laquelle les réactifs sont déjà bien mélangés avant d'atteindre le front de flamme. Le brûleur dans ce dernier cas permet d'injecter le prémélange dans le domaine où aura lieu la combustion. La préférence accordée aux flammes non prémélangées dans les milieux industriels repose principalement sur un argument de sécurité. En effet, comparativement aux flammes prémélangées, les flammes de diffusion limitent les risques d'explosion ou de retour de flamme. Par ailleurs, elles présentent généralement une stabilisation plus aisée pour des gammes de débit d'oxydant ou de combustible relativement importantes. Notons aussi que de par leur définition, ces flammes sont aussi présentes dans le domaine de la combustion diphasique. Au sein de ce chapitre, nous présenterons succinctement les aspects théoriques liés à la combustion non prémélangée. Nous aborderons notamment la notion de flamme triple, représentation incontournable associée à cette thématique. Pour plus de détails, nous invitons le lecteur à se référer entre autres aux ouvrages de Borghi et Destriau [17], Peters [18] et Poinsot et Veynante [19]. Nous aborderons ensuite les mécanismes de formation des polluants et particulièrement ceux liés à la production/consommation des oxydes d'azote « NO_x » et du monoxyde de carbone « CO ». Enfin, nous terminerons par une mise en lumière des spécificités liées à la combustion à l'air enrichi en oxygène tant sur le plan physico-chimique que sur le plan des applications industrielles.

1.1.1 Analyse des flammes non prémélangées en régime laminaire

Nous présentons tout d'abord succinctement une approche simplifiée classique dans la littérature des flammes de diffusion laminaire. Elle nous permettra de mettre en évidence par la suite les effets de la turbulence pour ce type de flamme.

Contrairement à la flamme de prémélange qui peut être décrite par un seul paramètre, la flamme non prémélangée nécessite, pour la description de son état local, deux variables : la variable de mélange ou scalaire passif Z, et le taux d'avancement ξ de la réaction. Les réactifs doivent diffuser l'un vers l'autre avant de brûler. Nous proposons de présenter la variable de mélange Z et l'équation qu'elle vérifie et d'expliciter l'ensemble des hypothèses qui ont conduit à son expression dans le cas laminaire.

Auparavant, nous rappelons le principe des équations bilans instantanées fondamentales de l'aérothermochimie :

Accumulation instationnaire	+	*Variation par convection*	=	*Variation par diffusion moléculaire*	*Source par réaction chimique*	[kg/(m^3.s)]	(1)

Nous désignons respectivement par F, O, P et T le combustible, l'oxydant, les produits de combustion et la température. La variable de mélange Z est définie, à partir des variables de Zvab Zeldovich β pour le combustible et l'oxydant, par :

$$Z = \frac{\beta - \beta_0}{\beta_1 - \beta_0} \tag{2}$$

où 0 et 1 désignent respectivement les conditions d'entrée du domaine côté oxydant et côté combustible. L'expression de Z repose sur les hypothèses suivantes :

– (**H1**) Régime stationnaire

– (**H2**) Les capacités thermiques à pression constante C_p des espèces O, F et P sont toutes identiques et constantes

– (**H3**) La réaction chimique est une réaction à une seule étape globale suivant une loi d'Arrhénius

– (**H4**) Toutes les espèces et la chaleur diffusent de la même manière. Les nombres de Schmidt, Lewis et Prandtl tous égaux à 1.

L'expression de Z n'est pas unique, car les fonctions de couplage β font intervenir l'oxydant, le combustible, les produits de combustion et la température :

$$\begin{aligned} \beta_{OP} &= Y_O + \frac{sY_P}{s+1}, \quad \beta_{TF} = T + \frac{(-\Delta h_f^0)}{C_p} Y_F \\ \beta_{FO} &= Y_F - \frac{Y_O}{s}, \quad \beta_{FP} = Y_F + \frac{Y_P}{s+1} \end{aligned} \tag{3}$$

où s est le pouvoir comburivore massique, Y_X la fraction massique de l'espèce X.

L'intérêt de la fraction de mélange Z définie à l'équation (2) réside dans le fait qu'elle vérifie la même équation quelle que soit β avec les conditions aux limites présentées dans le tableau 1 :

$$\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \nabla.\rho v Z = \nabla.\rho D \nabla Z \tag{4}$$

Table 1 – Conditions aux limites de l'équation (4).

Variable	0 (côté oxydant)	1 (côté combustible)
Y_F	$Y_{F,0} = 0$	$Y_{F,1}$
$\frac{Y_O}{s}$	$Y_{O,0}$	$Y_{O,1} = 0$
$\frac{-Y_P}{1+s}$	0	0
$\frac{-C_P T}{-\Delta h}$	$\frac{-C_P T_0}{-\Delta h}$	$\frac{-C_P T_1}{-\Delta h}$
Z	0	1

À ce stade, l'état local de la flamme (avec toutes les hypothèses précédemment évoquées) n'est que partiellement décrit. Nous avons deux variables Z et ξ mais seulement une équation. Il manque l'équation qui régit l'évolution du taux d'avancement ξ (ou Y_F, Y_O, Y_P ou T) qui s'écrit (en fonction de Y_F ici) :

$$\frac{\partial \rho Y_F}{\partial t} + \nabla.\rho v Y_F = \nabla.\rho D \nabla Y_F + \nu_F M_F \dot{w} \tag{5}$$

Dans l'espace paramétré par le couple (Z, ξ), la flamme se positionnera dans les régions où les taux de réaction seront les plus élevés et donc aux endroits où les espèces auront diffusées de sorte à produire un Z proche de la stœchiométrie. Suivant cette analyse, un cas limite intéressant à considérer concerne les situations où la cinétique chimique est infiniment rapide par rapport à la diffusion des espèces (hypothèse **H5**). Par conséquent, la notion de taux d'avancement ξ n'a plus de sens ; la diffusion, à elle seule, pilote l'état local de la flamme via la fraction de mélange Z. Le positionnement de la flamme n'est alors plus défini que par la valeur de Z à la stœchiométrie notée Z_S :

$$Z_S = \frac{1}{1+S}, \quad S = \frac{s}{Y_{\mathrm{O}_{2,air}}} \tag{6}$$

Le diagramme de la figure 5 se construit en résolvant l'équation (4) pour les différentes expressions de β avec les conditions aux limites du tableau 1 (relations linéaires) [20].

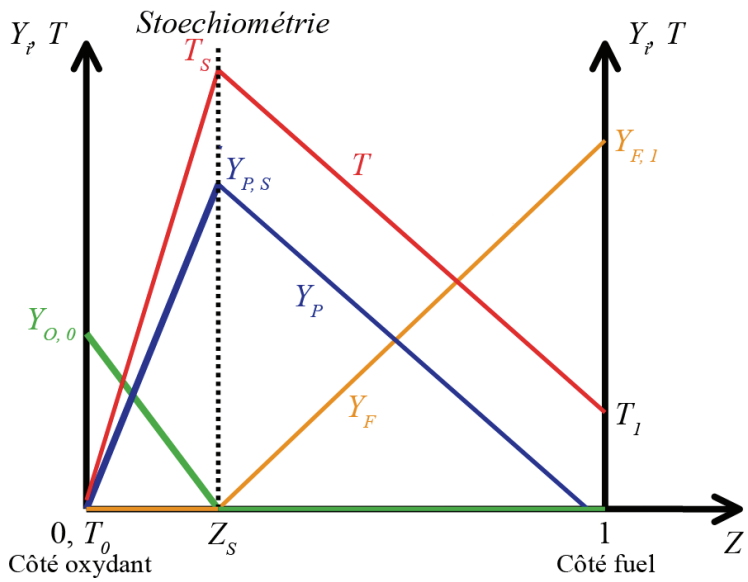


Figure 5 – Diagramme de Burke et Schumann.

Puisqu'il est possible de positionner le front de réaction à partir de Z_S, nous pouvons désormais déterminer le taux de réaction sur ce front qui peut être estimé comme un débit de combustible qui est consommé par unité de surface de flamme côté combustible $\dot{m}_F$ ou côté oxydant $\dot{m}_O$:

$$\dot{m}_F = \rho D \overrightarrow{\nabla Y_F} \cdot \vec{n}, \quad \dot{m}_O = \rho D \overrightarrow{\nabla Y_O} \cdot \vec{n} \tag{7}$$

Or, d'après la figure 5 et l'équation 4 :

$$\begin{aligned} \dot{m}_F &= \rho D \frac{1+S}{S} Y_{F,1} |\overrightarrow{\nabla Z}|_{Z=Z_S} \\ \dot{m}_O &= \rho D (1+S) Y_{O,0} |\overrightarrow{\nabla Z}|_{Z=Z_S} \end{aligned} \tag{8}$$

Notons ici que le taux de réaction d'une flamme de diffusion est donc proportionnel à la dissipation du scalaire passif Z, au coefficient de diffusion local D (fonction de T et du gaz combustible) et à la surface du front de flamme. Un des moyens d'augmenter le gradient de fraction de mélange est alors d'effectuer la diffusion sur des petites distances ce qui implique de petits orifices d'injection du combustible pour intensifier la combustion.

Discussion des hypothèses

Lorsque la cinétique chimique n'est pas infiniment rapide par rapport à la diffusion, le front de flamme s'élargit autour de Z=Z_S et la résolution des deux équations (4) et (5) est nécessaire pour connaître l'état local de la flamme. Les différents états se répartissent en un nuage de points autour des comportements linéaires relevés à la figure 5.

Lorsque les coefficients de diffusion sont sensiblement différents entre les espèces, par exemple dans le cas d'une combustion air-hydrogène, et/ou les C_p des espèces sont différents (c.-à-d. **H2** et/ou **H4** non vérifiées), il faut alors résoudre 4 équations bilans pour Y_O, Y_F, Y_P et T.

Lorsque la cinétique chimique ne peut être réduite à une seule étape globale (**H3** non vérifiée), il faut résoudre une équation de transport supplémentaire pour chaque espèce intermédiaire ajoutée au schéma cinétique.

La section suivante aborde le cas où l'écoulement est turbulent.

1.1.2 Régimes de combustion turbulente non prémélangée

La turbulence ajoute un coefficient de diffusion turbulent plus important au coefficient de diffusion laminaire. Ce coefficient dépend des caractéristiques locales de l'écoulement telles que l'intensité des fluctuations turbulentes et des énergies mises en jeu par la turbulence par exemple. Par conséquent, la turbulence améliore le mélange entre les réactifs et augmente l'intensité de combustion. Les effets de diffusion différentielle des espèces tendent à s'amenuiser avec la turbulence. Le front de flamme, que nous pouvons considérer comme le lieu où Z=Z_S, suit les fluctuations locales de vitesse ou est perturbé par celles-ci suivant l'intensité des fluctuations d'où la notion de fluctuation de la fraction de mélange Z. Il en résulte l'existence de différents régimes de combustion turbulente non prémélangée que nous commentons ici.

Dans la littérature, certains auteurs exploitent le couple (Reynolds, Damköhler) d'autres analysent le couple (Fluctuations de fraction de mélange, Damköhler) pour qualifier ces régimes. Il existe aussi des approches qui utilisent les trois paramètres, telles qu'une analyse (Reynolds, Damköhler) paramétrée par l'intensité des fluctuations de Z (Veynante et Vervisch [21]). Le nombre de Damkhöler compare les temps caractéristiques de la turbulence, τ_t et de la réaction chimique τ_c :

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} \tag{9}$$

Le tableau 2 renseigne sur les régimes de combustion en fonction du comportement asymptotique de Da.

Table 2 – Régimes de flamme dans la limite des grands et petits nombres de Damköhler.

Critère	Comportement	Modèle
$Da >> 1$	Cinétique rapide Zone de réaction mince convectée et déformée par l'écoulement	« Flammelette »
$Da << 1$	Cinétique lente Taux de réaction moyen à partir des valeurs moyennes des Y et T.	Réacteur parfaitement prémélangé

1.1.3 Combustion partiellement prémélangée, flamme triple et stabilisation

Dans le cas de brûleurs autres que les brûleurs à jets opposés, il est rare d'observer des flammes totalement non prémélangées. Par exemple, lorsque la flamme est décrochée et stabilisée plus loin dans l'écoulement, le milieu qui précède le front de flamme est généralement partiellement prémélangé. Nous pouvons alors imaginer que la stabilisation de la flamme peut être assurée par une structure de flamme triple, composée de deux flammes prémélangées (l'une riche et l'autre pauvre en combustible) qui se propagent en amont de l'écoulement et participent à la stabilisation d'une flamme de diffusion comme le montre la figure 6 (Veynante *et al*. [22]). Les premières observations expérimentales de la flamme triple sont dues à Phillips [23].

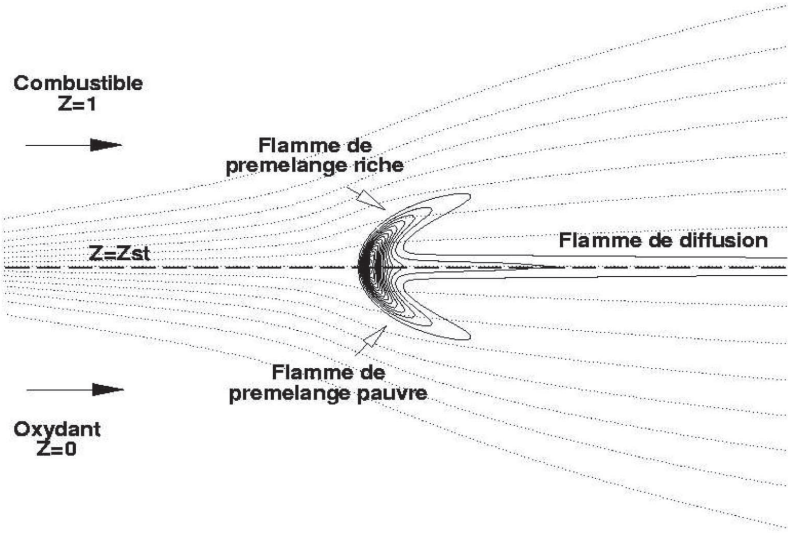


Figure 6 – Représentation schématique d'une flamme triple [24].

Des calculs (Ruetsch *et al*. [24]) ont montré que l'extrémité de la flamme triple est contrôlée par deux phénomènes : la courbure du front de flamme partiellement prémélangée, qui augmente avec le taux de dissipation scalaire imposé devant celui-ci, et, le taux de dégagement de chaleur. La courbure des branches prémélangées s'explique par le fait que la vitesse laminaire de la flamme décroît avec l'éloignement à la ligne de mélange stœchiométrique. Quant au taux de dégagement de chaleur, il a pour effet d'augmenter la composante de la vitesse perpendiculaire au front de flamme à la traversée de celui-ci sans modification de la composante tangentielle. Par conséquent, le vecteur vitesse est redirigé vers la ligne stœchiométrique. Les lignes de courant divergent en amont de la flamme triple et par conservation de la masse, la vitesse au loin augmente. Il en résulte que la vitesse de propagation loin devant la zone de réaction de la flamme triple est supérieure à celle d'une flamme de prémélange équivalente.

En régime turbulent, le mécanisme de stabilisation de la flamme se complexifie. Si nous supposons que la structure de flamme triple reste valide, il est naturel de penser que la turbulence peut déformer cette dernière. Expérimentalement, il est difficile d'obtenir des preuves directes de l'existence de cette structure comme le montre Schefer et Goix [25]. La difficulté réside principalement dans la détermination simultanée d'un champ scalaire marqueur du front et d'un champ de vitesse précis de la propagation du front de flamme.

Lyons et Watson [26] ont par ailleurs montré que dans certain cas, la flamme présente une branche pauvre ; la branche riche perturbée par le jet n'étant plus visible. Dans ce contexte, de nombreuses théories fleurissent pour tenter d'interpréter les mécanismes de stabilisation et de prédire, par exemple, les hauteurs de lift des flammes turbulentes non prémélangées comme le souligne Lyons [27]. Un concept, parmi les théories proposées, est en cohérence avec la structure de flamme triple : celui de flamme à extrémité propagative, « Edge-Flame Concept » en anglais, (Buckmaster [28] et Buckmaster et Weber [29]).

1.2 Généralités sur la formation des polluants

Les réactions de combustion possèdent des cinétiques rapides ce qui se traduit par un nombre $Da >> 1$. Cependant, les mécanismes d'oxydation de CO en CO_2 et la formation des NO_x présentent des temps de réaction sensiblement plus lents ce qui conduit à un nombre *Da* de l'ordre de 1. Par conséquent, des temps caractéristiques chimiques sensiblement différents peuvent se rencontrer au sein d'une même flamme.

1.2.1 Mécanismes de formation des NO_x

La dénomination oxydes d'azote, notés NO_x, regroupe le NO, composant principal de cette famille, le NO_2 et le protoxyde d'azote N_2O (gaz à effet de serre). Cinq voies de formation des NO_x sont identifiées dans la littérature [30]:

– « NO thermique » (mécanisme de Zel'dovich)
– « NO précoce » (mécanisme de Fenimore)
– « NO carburant »
– « N_2O » (mécanisme de Wolfrum NO)
– « NNH »

Le NO carburant n'est pas détaillé dans ce travail car sa formation a pour origine l'azote contenu dans le combustible (charbon par exemple) qui se dégage sous forme de CN, HCN ou NH_3. La voie N_2O devient importante seulement pour une combustion très pauvre à forte pression (réaction trimoléculaire) et à faible température. *A priori*, les NO_x formés dans les gaz de combustion issus de la combustion du méthane, peuvent provenir des trois autres voies restantes.

NO thermique

Initialement à deux étapes, la formation du NO thermique est expliquée par le mécanisme de Zel'dovich *et al*. qui comprend aujourd'hui les trois réactions suivantes [31] :

$$N_2 + O \overset{k_1}{\Leftrightarrow} NO + N \tag{10}$$

$$N + O_2 \Leftrightarrow NO + O \tag{11}$$

$$N + OH \Leftrightarrow NO + H \tag{12}$$

La première réaction a une énergie d'activation élevée (322 kJ/mol) qui tient au fait de la nécessité de briser la triple liaison du N_2 possédant une énergie de 950 kJ/mol.

Elle est très lente jusqu'à 2 500 K et la réaction est très sensible à la température avec une dépendance exponentielle. L'équilibre thermodynamique est loin d'être atteint. Il est nécessaire qu'il y ait de l'O_2 et du N_2 pour former le NO thermique. Par conséquent, sa formation est maximale pour des richesses globales de 0,8 à 1 dans les zones à haute température, *c.-à-d.* proches de la stœchiométrie. Un temps de séjour suffisamment long est également requis pour la croissance du NO. Les zones de recirculation présentes dans les écoulements swirlés apparaissent alors comme des zones privilégiées pour la formation du NO thermique.

Si N est considéré à l'état quasi stationnaire et si la température est supérieure à 1 800 K, O peut être considéré à l'équilibre partiel, ce qui permet de calculer la vitesse de formation du NO thermique via la relation suivante :

$$\frac{\mathrm{d}\,C_{NO}}{\mathrm{d}t} = 2k_1 C_O^{\mathrm{eq}} C_{N_2}^{\mathrm{eq}} \tag{13}$$

Nous retenons que la concentration des radicaux O et celle du N_2 influencent le mécanisme de Zel'dovich.

NO précoce

Nous ne décrivons pas en détail le mécanisme de Fenimore [32] qui est plus complexe que celui du NO thermique. Notons simplement que les radicaux CH et HCN sont les principaux intermédiaires :

$$C + N_2 \Leftrightarrow CN + N \tag{14}$$

$$CH + N_2 \Leftrightarrow HCN + N \tag{15}$$

$$CH_2 + N_2 \Leftrightarrow HCN + NH \tag{16}$$

Le NO précoce comme son nom l'indique peut se former dès 1000 K, là où le NO thermique n'a pas encore eu le temps de se former, dans les zones de craquage du combustible où CH, CH_2 et C sont présents en plus grandes quantités. Les réactions de formation du NO précoce sont plus rapides que celles du NO thermique. N_2 est nécessaire pour ce mécanisme, avec une étape d'initiation dont l'énergie d'activation est de 92 kJ/mol. C'est pourquoi la formation du NO précoce est maximale pour des richesses de 1 à 1,2. HCN va ensuite se transformer en NCO et HNCO par des chemins cinétiques nombreux et complexes. N réagit ensuite pour donner N_2 ou NO. Bien que le NO précoce puisse se former à une température plus basse, les quantités restent faibles comparativement à celles produites par la voie thermique. Notons que les deux voies de formation sont couplées ; le NO précoce peut être détruit pour recréer du N_2 via la réaction suivante :

$$N + NO \Leftrightarrow N_2 + O \tag{17}$$

Notons aussi que, d'un point de vue théorique, la réaction (15) n'est pas réalisable. Moskaleva et Lin [33] privilégient alors la voie NCN dont les cinétiques associées restent encore largement inconnues [34, 35].

NNH

Nous mentionnons simplement ici que la formation du NO par l'intermédiaire de NNH nécessite une forte concentration en O. Ainsi, il peut devenir important dans le front de flamme en cas d'excès du radical NNH par rapport à l'équilibre [36] :

$$N + NO \Leftrightarrow N_2 + O \tag{18}$$

1.2.2 Mécanismes de formation du CO

Produit de l'oxydation partielle des combustibles composés de chaînes carbonées (C_nH_m), le CO est un intermédiaire de réaction qui n'est pas totalement oxydé car le chemin réactionnel a été stoppé avant d'aboutir à la formation de CO_2. C'est une espèce que l'on souhaite généralement convertir totalement dans des installations de combustion (présent généralement en ppm dans les gaz brûlés) alors qu'elle est souhaitée dans des installations de gazéification qui produisent un gaz de synthèse mélange de H_2 et CO (typiquement 30 à 60 % vol. de CO). Les causes de formation du CO sont multiples. Dans le cas de la combustion non prémélangée, le problème de l'efficacité du mélange local se pose naturellement lorsqu'il s'agit de la formation du CO mais ce n'est pas le seul. L'équilibre chimique des réactions d'oxydation du CO montre un phénomène de persistance lorsque celui-ci est formé dans les zones à haute température puis trop rapidement transporté dans des zones plus froides (> 1000 ppm à 1800 K à la stœchiométrie mais < 2 ppm à 1200 K). Naturellement, il vient que la formation du CO peut être favorisée lorsque les réactifs sont piégés dans les zones froides du foyer, ce qui revient à observer un étalement de la distribution des temps de séjour des paquets de gaz dans un foyer autour des valeurs moyennes. Le couple (temps de séjour, température) doit donc être suffisant pour laisser agir la turbulence et la cinétique chimique.

Précisément, le schéma cinétique d'oxydation du CO montre que les temps caractéristiques d'oxydation calculés du CO par les voies OH et O_2 sont respectivement de 90 µs et 900 ms à 2220 K. Cet ordre de grandeur montre que l'oxydation par la voie OH est plus efficace que la voie O_2. Les réactions qui interviennent dans l'oxydation du CO sont les suivantes :

$$CO + OH \Leftrightarrow CO_2 + H \tag{19}$$

$$CO + O_2 \Leftrightarrow CO_2 + O \tag{20}$$

$$H + H_2O \Leftrightarrow OH + OH \tag{21}$$

$$H + O_2 \Leftrightarrow OH + O \tag{22}$$

$$CO + H_2O \Leftrightarrow CO_2 + OH \tag{23}$$

La première réaction est très exothermique mais lente comparativement à la réaction d'oxydation du méthane par OH. Notons d'après la réaction (23) que la présence d'eau (produite par la combustion) est nécessaire à une bonne oxydation du CO. La réaction de terminaison du schéma d'oxydation de CO est une réaction trimoléculaire (lente) :

$$CO + O + M \Leftrightarrow CO_2 + M \tag{24}$$

Dans un contexte industriel, la règle qui est appliquée dans des foyers impose des temps de séjour de l'ordre de 1 à 2 secondes.

En effet, il faut assurer dans un foyer que l'ensemble des paquets de gaz rencontre la zone de réaction car la majorité du CO formé est produit par les quelques % de gaz qui ne sont pas portés à haute température et/ou qui n'ont pas rencontré suffisamment d'O_2 pour terminer les réactions d'oxydation. Toutefois, il est plus efficace d'augmenter la turbulence que le temps de séjour dans un foyer, car la turbulence aura pour effet de resserrer les densités de probabilité des temps de séjour autour des valeurs moyennes et homogénéisera le mélange ce qui conduira à une diminution notable du CO.

1.3 Caractéristiques de la combustion à l'air enrichi en oxygène

Nous abordons dans cette section les spécificités liées à la combustion à l'air enrichi en oxygène (*OEC* pour « *Oxygen Enhanced Combustion* » en anglais). Auparavant, nous évoquons les aspects pratiques de l'enrichissement en O_2. Lorsque l'oxydant est constitué d'oxygène pratiquement pur (> 99 % vol.), le terme d'oxycombustion est employé. Nous renvoyons le lecteur vers l'ouvrage de Baukal *et al*. [37] pour de plus amples détails notamment sur les aspects industriels.

Quel est l'intérêt d'enrichir en oxygène ?

L'enrichissement en O_2 permet de réduire la quantité de N_2, qui agit comme un ballast via sa capacité thermique massique, ce qui permet d'augmenter la température de flamme (3050 K pour une flamme CH_4-O_2 pur contre 2200 K pour une flamme CH_4-air). Les transferts thermiques s'en trouvent améliorer [37-40]. Ainsi, il est possible de réduire, par exemple, le temps de montée en température d'une charge. Par ailleurs, le volume des fumées en est diminué ce qui autorise une réduction de la taille des équipements et des unités de traitement associés. L'énergie nécessaire à l'échauffement du N_2 s'en trouve aussi amoindrie avec l'enrichissement en O_2. Par conséquent, pour une puissance de chauffe donnée d'une chaudière, l'enrichissement en O_2 permet d'économiser du combustible [38, 41]. Wu *et al*. [38] ont observé une diminution de 26 % de la consommation du combustible lorsque la teneur en O_2 évolue de 21 à 30 % vol. en maintenant la température du four à 1220 °C. Dans un foyer où certaines zones sont susceptibles de générer du CO, l'ajout d'oxygène permet de le convertir et d'augmenter ainsi l'efficacité de combustion.

D'un point de vue cinétique, l'oxycombustion permet de brûler un mélange de méthane de 5,4 à 59 % vol. dans l'oxygène alors que dans l'air les limites d'inflammabilité s'étendent de 5,3 % à 14 % vol. [37]. Il en résulte un élargissement conséquent de la zone où la combustion est possible. Les vitesses de combustion laminaire de flamme augmentent de 0,3 m/s (méthane air) à 0,9 m/s (méthane-air à 30 % vol d'O_2) pour atteindre 3,9 m/s pour la combustion du méthane avec O_2 pur [37, 42, 43]. Par conséquent, d'un point de vue dynamique, l'enrichissement en O_2 accroît considérablement la stabilité des flammes [44-46]. Dans le cas de flamme jet, l'effet de l'enrichissement en O_2 sur les longueurs de flamme est étudié par de nombreux auteurs [39, 40, 47] avec une tendance à la réduction de la longueur de la flamme lorsque la teneur en O_2 augmente dans l'oxydant.

Nous mentionnons aussi que l'oxycombustion permet une diminution de la formation des oxydes d'azote puisque la quantité d'azote dans l'oxydant est réduite à une valeur négligeable [48]. Cependant, les enrichissements en oxygène (<< 99 % d'O2 dans l'oxydant) conduisent à une augmentation des NO_x produits par la voie thermique via une augmentation de la température de la flamme [38, 49, 50]. Une nuance doit être apportée ici lorsque le rayonnement de la flamme s'intensifie avec la production de suie. Ceci s'accompagne d'une diminution de la température de la flamme ce qui induit une diminution de la production des NO_x thermiques [51-53].

Enfin, dans un contexte de captage du CO_2, l'oxycombustion combinée à une recirculation des gaz brûlés (*EGR* pour « Exhaust Gas Recirculation » en anglais) permet de produire des fumées riches en CO_2 qui pourront être comprimées après séchage [54, 55]. Notons que l'*EGR* est essentielle pour contrôler la température de la flamme. Ainsi, nous retrouvons dans la littérature des études qui traitent des effets du CO_2 sur la stabilisation de la flamme [56] et sur la production des NO_x [57].

Lorsque l'enrichissement en O_2 est adopté, des technologies de captage du CO_2 par perméation membranaire peuvent être envisagées car ces dernières sont sensibles à la pression partielle en CO_2 [58]. Concernant le traitement des fumées, nous soulignons le fait que l'augmentation de la teneur en O_2 résiduel dans les gaz brûlés semble favoriser la réduction des NO_x par réduction sélective non catalytique (*RSNC*) ce qui rend, dans ce cadre, l'utilisation de l'enrichissement en O_2 intéressante [59, 60].

Quelles sont les applications industrielles qui, à ce jour, fonctionnent à l'air enrichi en oxygène ?

L'oxygène est utilisé dans les industries de la sidérurgie, allant de l'enrichissement en air des hauts-fourneaux aux procédés de production d'acier qui nécessite une étape de balayage par oxygène pur pour convertir la fonte en acier. Nous citons aussi les secteurs de la verrerie et de la cimenterie qui nécessitent des températures élevées dans une des étapes des procédés en question.

Nous soulignons aussi la conduite de nombreuses études qui visent à étendre les applications de l'enrichissement en oxygène à des secteurs tels que celui de la production d'énergie (charbon en particulier), de l'incinération, notamment en vue d'un captage du CO_2 [61-66]. Enfin, nous mentionnons les études qui concernent l'enrichissement en O_2 dans les moteurs à combustion interne pour accroître les performances, permettre l'utilisation de carburants à faible pouvoir calorifique, et réduire les imbrûlés et les particules [67, 68].

Quelles sont les contraintes qui limitent le déploiement de la filière enrichissement en oxygène ?

Pour la filière oxycombustion, les solutions technologiques compatibles à l'échelle industrielle pour une production de l'O_2 *in situ* sont principalement les unités de séparation de l'air (*ASU* pour « air separation units »). La dégradation du rendement global d'une centrale à cycle combiné gaz convertie à l'oxycombustion (*ASU*) avec captage du CO_2 est estimé à 10 points [6]. Les contraintes techniques liées à l'oxycombustion ou l'enrichissement en O_2 sont, par exemple, le choix de matériaux de la chambre et d'oxybrûleurs adaptés aux conditions oxydantes et aux hautes températures, la gestion des points chauds dans le foyer, la limitation des entrées d'air parasites (et donc de N_2) dans le système de combustion [69]. Notons qu'il faut ajouter à ces problématiques les contraintes liées aux choix technologiques du captage du CO_2.

1.4 Conclusion

La structure des flammes laminaires non prémélangées dans l'approximation de Burke et Schumann a été présentée de façon synthétique en rappelant les principales hypothèses adoptées. Le régime turbulent des flammes non prémélangées est ensuite abordé en rappelant différents diagrammes de combustion issus de la littérature. Le concept de flamme triple qui a évolué vers celui de flamme à extrémité propagative est introduit puisque pertinent dans le cas des flammes partiellement prémélangées. Les mécanismes de formation des NO_x et du CO sont aussi rappelés en identifiant les étapes clés. Enfin les caractéristiques de la combustion à l'air enrichi en oxygène sont reliées aux problématiques industrielles. Après avoir dressé un aperçu général des notions relatives à la combustion non prémélangée avec enrichissement en oxygène, les aspects dynamiques des écoulements swirlés en non réactif seront décrits dans le chapitre suivant. Les spécificités des flammes swirlées seront soulignées à partir des travaux de la littérature.

2 Dynamique et stabilisation des flammes non prémélangées swirlées

2.1 Dynamique des jets swirlés en non réactif

L'objectif de cette section se résume à décrire l'ensemble des phénomènes dynamiques qui peuvent se manifester dans les jets swirlés via la mise en lumière de l'éclatement tourbillonnaire et du « precessing vortex core » (PVC) (Fig. 7). Un écoulement est dit en giration ou « swirlé » lorsqu'il possède une composante de vitesse azimutale non nulle. Une attention particulière est portée aux travaux théoriques des écoulements hélicoïdaux qui semblent constituer une approche pertinente des écoulements swirlés. Le phénomène d'éclatement tourbillonnaire a été mis en évidence entre autres dans des systèmes de combustion où sa présence permet d'améliorer la stabilité des flammes ([70-72]) et d'augmenter les capacités de mélange ([73, 74]).

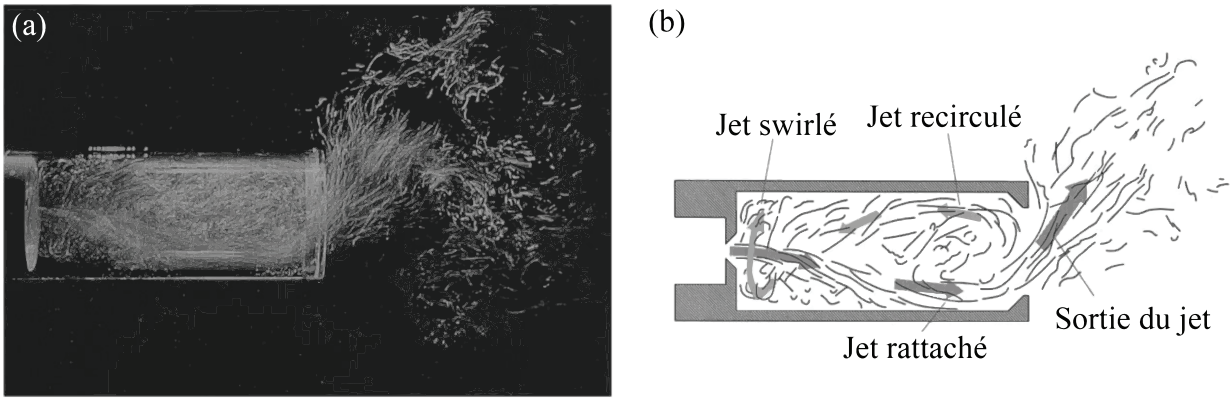


Figure 7 – (a) Visualisation d'un écoulement d'eau swirlé ensemencé de bulles d'air [75]; (b) Schéma des zones caractéristiques de l'écoulement [75].

Dans cette section, l'étude est restreinte aux jets swirlés gazeux libres et non réactifs en expansion sans ou avec bluff-body. Toutefois, les travaux cités qui nous ont semblé pertinents pour la caractérisation de l'éclatement tourbillonnaire sortent parfois de ce cadre.

2.1.1 Techniques de mise en rotation d'un jet

Il existe principalement trois techniques de mise en rotation d'un écoulement [76] :
– Entrée axiale plus une tangentielle de l'écoulement ou entrée purement tangentielle.
– Pales avec une certaine inclinaison dans un tube axial.
– Éléments mécaniques tournants qui donnent à l'écoulement un mouvement de rotation par frottements visqueux.

En guise d'illustration du premier tiret, nous soulignons que le brûleur Sydney est bâti sur le principe d'une composition variable en débit de jets tangentiels et axiaux pour créer un taux de rotation variable [77].

Nous désignons par « swirler » l'élément matériel qui met en rotation l'écoulement. Les brûleurs avec swirler sont généralement employés dans des chambres de combustion de turbines à gaz, dans des chaudières à gaz industrielles, mais aussi dans des installations où intervient la combustion diphasique (charbon, combustible liquide). En effet, le temps de résidence des particules ou des gouttes de combustible est sensiblement plus important pour les jets swirlés que pour les jets classiques. Ce temps supplémentaire est nécessaire à la réalisation des phénomènes limitants qui précèdent la combustion tels que la vaporisation des gouttes ou le transfert de matière/chaleur à l'interface solide-gaz.

Dans une optique de mise au point de brûleurs à swirler, les concepteurs ont généralement le choix entre trois types principaux de swirlers : à volute, à pales tangentielles et à pales axiales [78]. Les pales peuvent éventuellement être mobiles afin de faire varier l'intensité de la rotation comme l'a proposé Leuckel [79]. Notons que la technique des pales mobiles est employée dans le projet TECFLAM [80]. Le swirler à volute correspond par exemple à une volute d'admission tangentielle, ou hélicoïdale pour un moteur diesel 4 temps [81]. Les deux derniers types de swirlers sont largement utilisés dans les configurations de brûleurs diphasiques ou gaz. Le schéma de la figure 8 montre la manière dont l'air est mis en rotation pour les configurations de swirler à pales tangentielles et axiales.

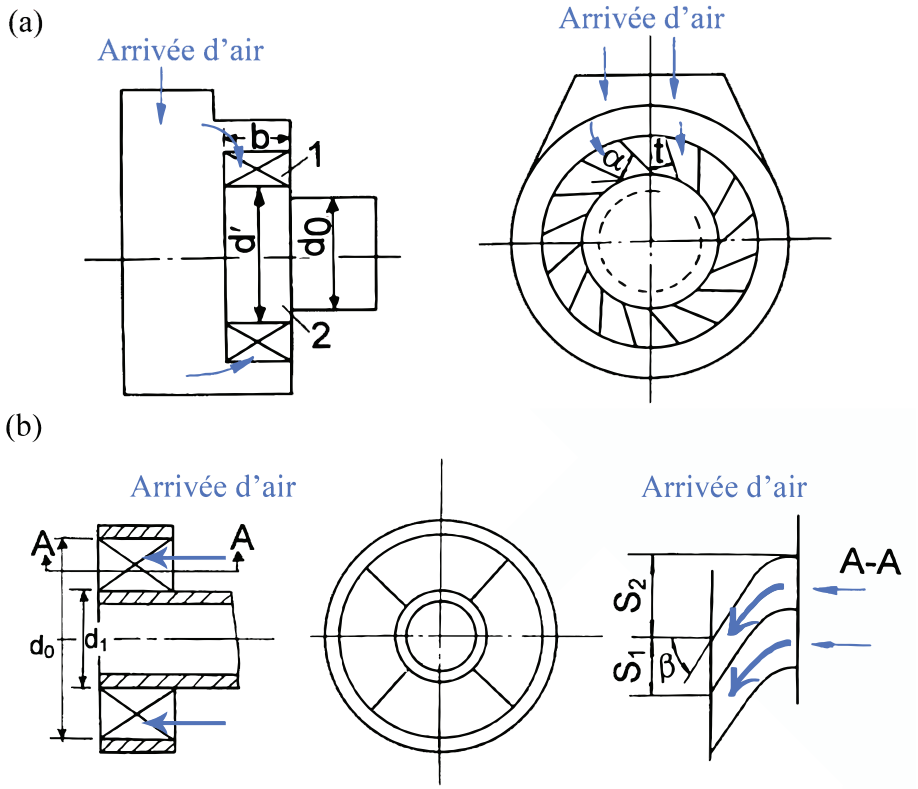


Figure 8 – (a) Schéma d'un swirler à pales tangentielles; (b) Schéma d'un swirler à pales axiales [78].

Le swirler à pales axiales peut se décliner en trois versions suivant la géométrie des pales : hélicoïdales, courbées, droites. En outre, la largeur du swirler peut évoluer entre ses bords interne et externe (Fig. 9).

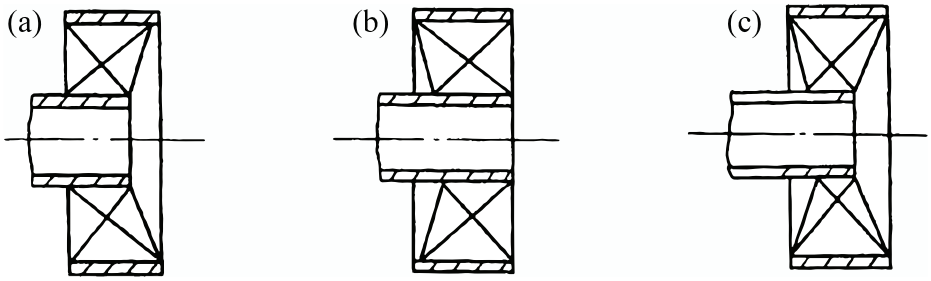


Figure 9 – Trois types de swirlers à pales axiales : élargissement (a) en sortie de swirler ; (b) en entrée de swirler ; (c) en entrée et en sortie de swirler [78].

Le choix du swirler entre les configurations tangentielles et axiales et leurs déclinaisons respectives reste principalement dicté par l'intensité de la rotation et les caractéristiques de l'écoulement désiré, la volonté d'obtenir un écoulement swirlé plus ou moins uniforme et le souci de minimiser les pertes de charge induites par la présence du swirler.

2.1.2 Paramètres de contrôle d'un jet swirlé en non réactif

L'intensité de la rotation est une grandeur pertinente pour caractériser un jet swirlé, mais ce n'est pas la seule. Les paramètres de contrôle d'un écoulement swirlé se résument essentiellement au nombre de swirl S_n, au nombre de Reynolds Re, à la géométrie du confinement et, pour un jet en expansion, à la géométrie de la sortie du jet. Nous rappelons ici, avant d'évoquer le nombre de swirl, que l'évolution de la composante azimutale de la vitesse v_θ avec le rayon r permet de définir trois modèles d'écoulement swirlé : la rotation type corps solide, le vortex libre et la combinaison linéaire des deux modèles précédents nommée vortex de Rankine. Dans ce dernier cas, la vitesse azimutale v_θ est définie par :

$$v_\theta = \Omega r + \frac{\Gamma}{r} \tag{25}$$

où Ω désigne la norme du vecteur rotation, v_θ la vitesse azimutale, Γ la circulation de l'écoulement et r la position radiale dans le jet.

Nombre de swirl

Lors de la mise en rotation d'un jet libre qui débouche dans un environnement au repos, trajectoire fictive illustrée à la figure 10 en coordonnées cartésiennes et cylindriques, l'intégrale du flux de quantité de mouvement axial G_z et l'intégrale du flux de moment angulaire G_θ se conservent sous réserve de certaines hypothèses (voir la thèse de Palies [82]).

Ces deux quantités servent alors à définir un nombre de swirl intégral S_n qui caractérise l'intensité de la rotation [70]. Plus ce nombre est élevé, plus l'intensité de la rotation est importante.

$$S_n = \frac{G_\theta}{RG_z} \tag{26}$$

où

$$\begin{cases} G_z = \int_0^R [\rho v_z^2 + (p - p_\infty)] r \, \mathrm{d}r \\ G_\theta = \int_0^R \rho v_\theta v_z r^2 \, \mathrm{d}r \end{cases} \tag{27}$$

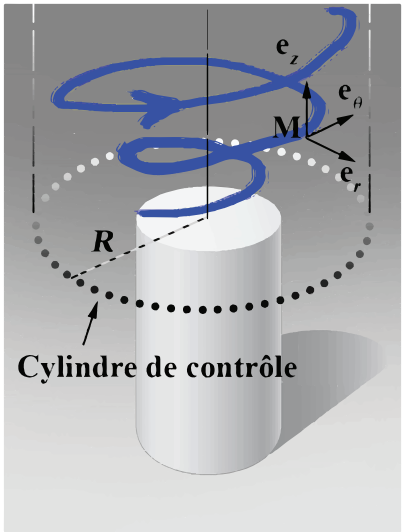


Figure 10 – Trajectoire fictive (en bleu) d'un écoulement swirlé dans un repère cylindrique à la sortie d'un tube.

et (v_r, v_θ, v_z, p) désignent respectivement les composantes du vecteur vitesse en coordonnées cylindriques (r, θ, z) et la pression statique. Le terme p_∞ désigne la pression statique constante dans l'environnement ambiant au repos, loin du jet.

Selon Chigier et al. [83, 84], sous certaines hypothèses, le nombre de swirl S_n peut s'écrire :

$$S_n = \frac{\int_0^R \rho v_\theta v_z r^2 \, \mathrm{d}r}{R \int_0^R \rho [v_z^2 - \frac{1}{2} v_\theta^2] r \, \mathrm{d}r} \tag{28}$$

Nous proposons ici de redémontrer le lien entre pression statique et vitesse azimutale en spécifiant les hypothèses adoptées et les conditions aux limites.

Nous définissons un cylindre de contrôle de rayon R et de hauteur suffisamment grande pour contenir tout le jet (Fig. 10). Nous faisons ici l'hypothèse que les approximations de la couche limite sont valides pour le jet swirlé ce qui signifie notamment que les variations des grandeurs moyennes dans l'axe du jet sont négligeables face aux variations suivant la direction transverse au jet (*c.-à-d.* $\partial/\partial z \ll \partial/\partial r$).

Par conséquent, l'équation de continuité (Éq. 29) et l'équation de Navier-Stokes moyennée (projections suivant r (Éq. 30), θ (Éq. 31), z (Éq. 32)), en coordonnées cylindriques, d'un jet turbulent axisymétrique, incompressible, stationnaire, en négligeant les termes de viscosité moléculaire face aux termes de tension turbulente, deviennent :

$$\frac{\partial r v_z}{\partial z} + \frac{\partial r v_r}{\partial r} = 0 \tag{29}$$

$$-\frac{v_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \overline{v_r'^2}}{\partial r} - \frac{\overline{v_r'^2}}{r} + \frac{\overline{v_\theta'^2}}{r} \tag{30}$$

$$v_z\frac{\partial v_\theta}{\partial z} + v_r\frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_r v_\theta}{r} = -\frac{\partial \overline{v_r' v_\theta'}}{\partial r} - \frac{2\overline{v_r' v_\theta'}}{r} \tag{31}$$

$$v_z\frac{\partial v_z}{\partial z} + v_r\frac{\partial v_z}{\partial r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \overline{v_z' v_r'}}{\partial r} - \frac{\partial \overline{v_z'^2}}{\partial z} - \frac{\overline{v_z' v_r'}}{r} \tag{32}$$

La forme conservative du membre de gauche de la projection de l'équation de Navier-Stokes suivant z est utilisée:

$$v_z\frac{\partial v_z}{\partial z} + v_r\frac{\partial v_z}{\partial r} = \frac{\partial v_r v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_z^2}{\partial z} + \frac{v_r v_z}{r} \tag{33}$$

En injectant la forme conservative dans l'équation (32) puis en la multipliant par r suivie d'une intégration sur un disque A de centre l'axe z et de rayon R, nous obtenons :

$$\iint_A \left[r\frac{\partial v_r v_z}{\partial r} + r\frac{\partial v_z^2}{\partial z} + v_r v_z \right] \mathrm{d}r\,\mathrm{d}\theta = \iint_A \left[-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} r - \frac{\partial \overline{v_z' v_r'}}{\partial r} r - \frac{\partial \overline{v_z'^2}}{\partial z} r - \overline{v_z' v_r'} \right] \mathrm{d}r\,\mathrm{d}\theta \tag{34}$$

Par invariance suivant θ et après réarrangement des termes, nous écrivons :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\int_0^R \left[v_z^2 + \overline{v_z'^2} + \frac{1}{\rho}p \right] r\,\mathrm{d}r = \int_0^R \underbrace{\left[-r\frac{\partial v_r v_z}{\partial r} - v_r v_z \right.}_{-\frac{\partial r v_r v_z}{\partial r}} \underbrace{\left. -\frac{\partial \overline{v_r' v_z'}}{\partial r} r - \overline{v_r' v_z'} \right]}_{-\frac{\partial r \overline{v_r' v_z'}}{\partial r}} \mathrm{d}r \tag{35}$$

L'intégration du membre de droite requiert de préciser les conditions aux limites du cylindre de contrôle :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\int_0^R \left[v_z^2 + \overline{v_z'^2} + \frac{1}{\rho}(p - p_\infty) \right] r\,\mathrm{d}r = -\left[r v_r v_z + r\overline{v_r' v_z'} \right]_0^R \tag{36}$$

$$\text{où} \quad v_r(R) = v_z(R) = v_r'(R) = v_z'(R) = 0$$

Sous ces conditions, nous venons aussi de montrer la conservation du flux de quantité de mouvement axial suivant z (Éq. 36).

Puisque nous cherchons à remplacer la différence de pression statique $p - p_\infty$ par une fonction de la vitesse azimutale v_θ, nous utilisons la projection radiale de l'équation de Navier-Stokes (Éq. 30). En la multipliant par r^2 suivie d'une intégration sur un disque A de centre l'axe z et de rayon R, nous obtenons :

$$\iint_A -r v_\theta^2\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}\theta = \iint_A \left[-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} r^2 - \frac{\partial \overline{v_r'^2}}{\partial r} r^2 - \overline{v_z'^2} r + \overline{v_\theta'^2} r \right] \mathrm{d}r\,\mathrm{d}\theta \tag{37}$$

Par invariance suivant θ et après réarrangement des termes, nous écrivons :

$$\int_0^R \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial (p - p_\infty)}{\partial r} + \frac{\partial \overline{v_r'^2}}{\partial r} \right] r^2 \, \mathrm{d}r = \int_0^R (v_\theta^2 + \overline{v_\theta'^2} - \overline{v_z'^2}) \, r \, \mathrm{d}r \tag{38}$$

Nous intégrons par parties le membre de gauche de l'équation (38), nous obtenons avec les conditions aux limites suivantes :

$$\underbrace{\left[(\frac{1}{\rho}(p - p_\infty) + \overline{v_r'^2}) r^2 \right]_0^R}_{0} - \int_0^R \left[\frac{1}{\rho}(p - p_\infty) + \overline{v_r'^2} \right] 2r \, \mathrm{d}r = \int_0^R (v_\theta^2 + \overline{v_\theta'^2} - \overline{v_z'^2}) \, r \, \mathrm{d}r \tag{39}$$

où $p(R) = p_\infty$ et $\overline{v_r'^2}(R) = 0$

Nous faisons l'hypothèse suivante, qui sera testée au chapitre 6.2.2, afin de simplifier l'équation (39) :

$$\frac{\overline{v_\theta'^2} - \overline{v_z'^2}}{2} - \overline{v_r'^2} \ll \frac{v_\theta^2}{2} \tag{40}$$

Nous montrons ainsi que la composante de vitesse azimutale v_θ réduit la pression dans le jet et participe à la diminution du flux de quantité de mouvement axiale qui entraîne une augmentation du nombre de swirl S_n lorsque v_θ augmente :

$$G_z = \int_0^R [\rho v_z^2 - \frac{1}{2} v_\theta^2] r \, \mathrm{d}r \tag{41}$$

Suivant les hypothèses adoptées et donc suivant les caractéristiques du jet swirlé étudié, une certaine forme du nombre de swirl S_n sera plus pertinente qu'une autre. Ainsi, lorsque les jets sont faiblement swirlés, il est possible de bâtir un nombre de swirl en négligeant la composante de vitesse azimutale face à la composante de vitesse axiale dans l'expression de G_z ce qui revient à négliger le terme de pression p. À l'inverse, lorsque l'intensité de la rotation est importante (typiquement $S_n > 0{,}6$ [70]), il est pertinent de prendre en compte le terme de pression, bien que difficile à mesurer, ou la vitesse azimutale. Une synthèse à jour des différentes définitions de S_n est disponible dans la thèse de Palies [82]. En particulier, il y est détaillé des formes linéarisées du nombre de swirl qui prennent en compte les fluctuations v_θ' et v_z'. En plus des différentes définitions du nombre de swirl S_n [85, 86], il est aussi possible, du point de vue du concepteur, d'évaluer un nombre de swirl dit « géométrique » à partir de considérations sur la géométrie du swirler [70, 87-89]. Notons que le nombre de swirl est une quantité intégrale. Par conséquent, plusieurs profils d'écoulement peuvent donner le même nombre de swirl mais ce nombre n'est pas suffisant pour décrire la dynamique particulière d'un jet swirlé [70, 89].

Nombre de Reynolds

En complément du nombre de swirl S_n, « purement dynamique », le nombre de Reynolds Re est un autre paramètre de contrôle des jets swirlés. Il compare les termes inertiels face aux termes visqueux. Il est défini par :

$$Re = \frac{\rho v D_c}{\eta} \tag{42}$$

Ce nombre sert à distinguer les régimes laminaire et turbulent d'un écoulement donné suivant une longueur caractéristique D_c de l'écoulement. La transition entre les deux régimes se situe typiquement pour un nombre de Reynolds supérieur à 2500 dans le cas des tubes cylindriques. Dans cette région, l'écoulement dépend fortement des propriétés géométriques de l'injecteur du jet. La transition d'un jet annulaire du régime laminaire au régime turbulent dépend du rapport de diamètre bluff-body sur diamètre intérieur. Li et Tankin [90] ont montré que cette transition a lieu pour un *Re* compris entre 700 et 800. La longueur de la zone de recirculation est alors inversement proportionnelle à *Re* en régime laminaire, puis elle devient inversement proportionnelle à *Re* en régime turbulent, analogue à un écoulement de sillage.

Dans le cas de jets swirlés annulaires, avec un rapport de diamètre « bluff-body » sur le diamètre intérieur de 0,48, Sheen et al. [76] ont constaté qu'au-dessous de *Re*=1000, le nombre de swirl S_n est une fonction du nombre de *Re*.

Géométrie de la sortie d'un jet en expansion

La mise au point d'un écoulement en rotation passe aussi par l'examen de la géométrie du nez du brûleur qui influence les caractéristiques du jet en expansion. Les principales configurations rencontrées dans la littérature sont décrites dans la figure 11 :

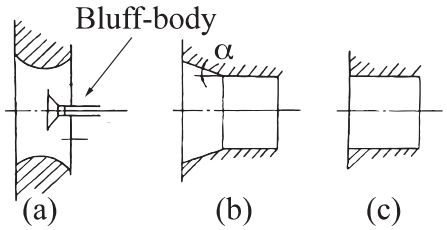


Figure 11 – Géométries de la section de sortie d'un brûleur à jet swirlé : (a) convergente-divergente avec bluff-body ; (b) divergente d'angle α ; (c) droite [78].

Le divergent de la figure 11 (b) permet notamment de rapprocher la zone de recirculation interne (*cf.* Fig. 7 et [91]) de la sortie du brûleur et afin d'éviter que celle-ci ne pénètre plus en amont du brûleur, il est possible de former une section convergente avant la partie divergente. La présence d'un « bluff-body », *c.-à-d.* d'un obstacle, favorise la transition critique du jet swirlé discutée dans la section 2.1.3.

Effets du confinement

Un jet quelconque peut-être qualifié de confiné ou non confiné. Dans ce dernier cas, nous qualifions l'écoulement de libre. En ce qui concerne le terme confiné, nous pouvons distinguer les cas où l'écoulement interagit avec les parois et les cas où il n'y a pas d'interaction. L'influence du confinement se traduit par des conditions aux limites particulières pour les équations du mouvement (Éq. 30-32) telles qu'une condition de non-glissement à la paroi pour les composantes de la vitesse par exemple. Nous définissons naturellement le confinement d'un jet comme une dilution non infinie de la matière du jet dans son environnement. Quant à la notion de confinement avec influence des parois, elle intervient lorsque la section droite d'un jet développé est supérieure à un quart de celle de l'enceinte [92]. Avec ce type de confinement proche parois, le jet peut s'y rattacher lorsque l'intensité du swirl est importante (*cf.* Fig. 7). La figure 12 souligne le comportement d'un jet swirlé confiné lorsque le nombre de swirl augmente.

Chigier [93] distingue trois types de jets swirlés suivant l'intensité du swirl. La configuration « type B », pour laquelle intervient une zone de recirculation interne, est usuellement recherchée dans des configurations de flammes stabilisées par swirl. Elle intervient lorsque l'intensité de la rotation dépasse un certain seuil discuté dans la section 2.1.3.

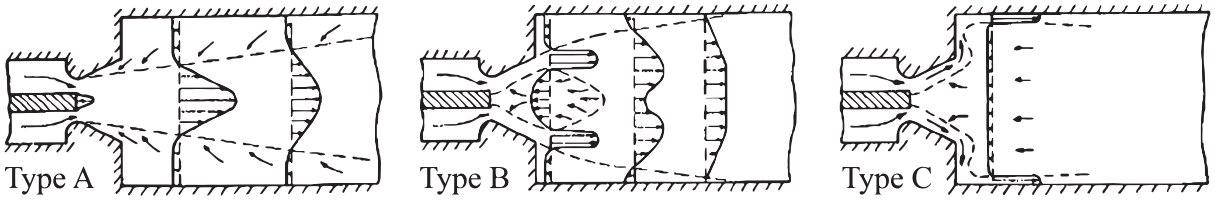


Figure 12 – Distribution des vitesses axiales lorsque l'intensité du swirl augmente du type A au type C [93].

En l'absence de confinement avec influence des parois, le jet libre entraîne une partie du gaz de son environnement (*cf.* section 2.1.4) qui est nommée zone de recirculation externe (*ZRE*).

2.1.3 Définitions d'une structure cohérente, d'un éclatement tourbillonnaire et du PVC

Nous appelons structure cohérente, une structure organisée de la zone turbulente d'un jet quelconque. Le traitement des champs instantanés de vitesse turbulents permet de préciser le concept de structure cohérente. Les critères retenus sont la vorticité [94], l'enstrophie [95] , *c.-à-d.* le carré moyen de la vorticité fluctuante, le minimum de pression [96] mais ces derniers ne suffisent pas à eux seuls à mettre en évidence une structure cohérente. D'autres auteurs ont alors développé des critères fondés sur les invariants du gradient du vecteur vitesse (critère λ_2 par exemple voir Jeong et al. [97]).

Lorsque dans un écoulement swirlé, le nombre de swirl S_n dépasse une certaine valeur notée nombre de swirl critique S_{nc}, le phénomène d'éclatement tourbillonnaire peut apparaître, « vortex breakdown » en anglais. Ce dernier est largement décrit dans la littérature mais les mécanismes fondamentaux qui le gouvernent ne sont pas encore totalement compris. Pour preuve, il souffre encore aujourd'hui d'un manque d'une définition claire. Leibovich [98] propose d'appréhender le phénomène comme un changement brusque de la topologie de l'écoulement, dans un référentiel donné, caractérisée par la formation d'un point d'arrêt interne sur l'axe du vortex suivi par une zone limitée où l'écoulement s'inverse alors que dans la définition de Hall [99] le point d'arrêt n'est pas nécessairement présent et que dans les travaux de Novak et Sarpkaya la recirculation disparaît à grand nombre de Reynolds [100]. Nous retenons, comme définition générale du phénomène, la notion de changement brusque de la topologie de l'écoulement tourbillonnaire qui semble-t-il fait consensus.

Géométrie des éclatements tourbillonnaires

La géométrie de l'éclatement tourbillonnaire est une fonction des nombres de Reynolds et de swirl [101]. Il peut se présenter sous les formes suivantes : spirale (plus rarement en double hélice), bulle et conique. Les distinctions s'opèrent notamment suivant le mouvement du point d'arrêt par rapport à l'axe du jet. À faible nombre de Reynolds, *c.-à-d.* inférieur ou de l'ordre de 10^3, les formes d'éclatement sont plutôt variées et asymétriques.

Les formes bulle et spirale prédominent à grand nombre de Reynolds. Les formes bulle et conique peuvent être symétriques ou asymétriques. Précisément, considérons la forme bulle qui semble être la forme la plus courante que revêt l'éclatement pour des configurations de jet coaxial swirlé. Dans les cas symétriques, le point d'arrêt reste relativement positionné sur l'axe central du jet. Dans les cas asymétriques, l'écoulement ne tourne pas instantanément autour de l'axe central du jet. Le point de vitesse azimutale nulle est décalé par rapport au centre géométrique du jet et c'est ce même point qui effectue une rotation autour du centre géométrique comme le montre la figure 13. Cette précession du cœur du tourbillon est communément référencée « precessing vortex core » (*PVC*) dans la littérature et elle a lieu lorsque l'intensité de la rotation de l'écoulement dépasse un certain seuil. De nombreux auteurs ont observé expérimentalement [74, 87, 94, 96, 102, 103] ce *PVC*. Cette structure en hélice se situe typiquement à la frontière entre la zone de recirculation interne et la couche de cisaillement interne du jet swirlé. Elle est la manifestation d'un mode global [104] qui émerge d'une instabilité linéaire au travers d'une bifurcation de Hopf supercritique. La fréquence du *PVC* est associée au nombre de Strouhal qui est bâti à partir d'une vitesse et d'un diamètre caractéristiques de l'écoulement. Il est important de distinguer le *PVC* des autres structures hélicoïdales qui peuvent exister dans l'écoulement telles que celles dues aux instabilités des couches de cisaillement.

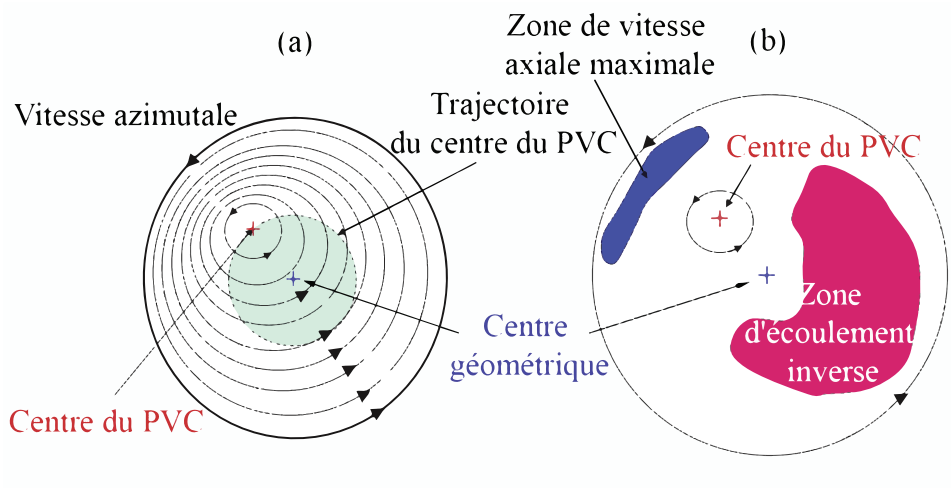


Figure 13 – Représentation du champ de vitesse instantanée (a) azimutale et (b) axiale à l'intérieur d'un éclatement tourbillonnaire bulle avec *PVC* [103].

La distribution, indiquée à la figure 13, des zones de vitesse maximale et d'écoulement inverse est donnée à titre d'exemple. Les deux zones ne sont pas nécessairement en opposition dans les jets réels.

Nous gardons à l'esprit que la géométrie de l'injecteur de l'écoulement influence les conditions d'apparition des éclatements.

Effet du bluff-body

D'une manière générale, l'ajout d'un obstacle dans un écoulement génère un sillage qui possède comme caractéristique commune avec les jets swirlés la création d'une zone de recirculation centrale (*ZRC*), conséquence d'une dépression locale en aval de l'obstacle. Nous soulignons deux aspects relatifs à la présence d'un bluff-body dans l'écoulement.

Tout d'abord, les effets combinés du bluff-body et du jet annulaire swirlé semblent s'ajouter pour favoriser l'éclatement tourbillonnaire [76]. Deuxièmement, suivant la forme géométrique du bluff-body et le rapport diamètre équivalent du bluff-body sur le diamètre du brûleur, les deux zones de recirculation peuvent être plus ou moins couplées [105-107].

Paramètres de contrôle en non réactif

L'éclatement tourbillonnaire ne résulte pas d'un mécanisme local d'instabilité. La globalité de l'écoulement doit être considérée dans le contrôle de l'éclatement tourbillonnaire [108]. Par conséquent, le phénomène dépend du nombre de swirl, du nombre de Reynolds, de la géométrie qui génère l'écoulement, du confinement du jet, du gradient de pression imposé à l'écoulement, des effets thermiques et compressibles et de façon plus générale des conditions aux limites amont/aval.

Modèle des écoulements swirlés

Les théories relatives aux écoulements à vorticité hélicoïdale [109] sont pertinentes pour la description des jets swirlés avec éclatement tourbillonnaire comme le montre l'étude récente de Litvinov *et al*. [110]. Pour les écoulements réels, le cœur du tourbillon a toujours une taille finie. Par conséquent, il est intéressant de considérer un écoulement dont les tubes de vorticité se structurent en hélice avec une taille de vortex bien définie. Le schéma de la figure 14 illustre une représentation typique de cette structure :

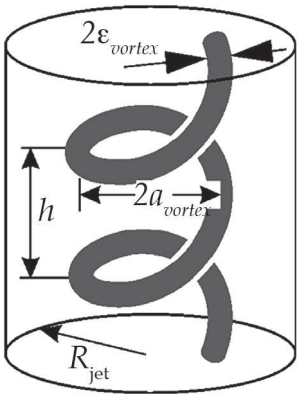


Figure 14 – Représentation typique d'un tube de vorticité hélicoïdal [109] : h pas de l'hélice, R_{jet} le rayon du jet, a_{vortex} le rayon du vortex, ε_{vortex} le rayon du tube de vorticité.

Alekseenko *et al*. [109] montrent qu'il est possible de combiner des tourbillons de différents rayons pour affiner la description d'un jet swirlé du fait d'une relation linéaire entre la vorticité et la vitesse pour un écoulement de Beltrami par exemple. Nous notons que cette description s'applique dans une configuration axisymétrique avec une vorticité radiale nulle. Nous remarquons que ce n'est plus le cas pour des tourbillons qui présentent de fortes évolutions suivant l'axe z. Nous proposons alors l'idée qu'il faille établir un modèle paramétrique du modèle de vortex hélicoïdal dont les paramètres tels que le rayon de l'hélice, la taille du tube de vorticité, le pas *etc*. dépendent de z.

2.1.4 Caractéristiques dynamiques du jet annulaire libre swirlé

Les effets du swirl relatifs au développement du jet annulaire libre ou confiné, mais sans influence des parois sont abordés dans cette section via un éclairage sur les zones de l'écoulement, la décroissance des vitesses dans l'axe du jet et le taux d'entraînement du jet.

Zonage de l'écoulement

Dans les conditions d'un éclatement tourbillonnaire, l'écoulement swirlé d'un fluide à la sortie d'un tube coaxial en milieu non confiné est caractérisé par les structures moyennes mises en évidence dans la figure 15. La géométrie coaxiale impose la formation de deux couches de cisaillement (en rouge, Fig. 15) à gradient transverse qui ont pour origine les bords internes et externes du tube coaxial. La composante azimutale de l'écoulement swirlé génère deux couches de cisaillement (en bleu, Fig. 15). L'écoulement dans ces couches peut être convectivement instable ou absolument instable, le pilotage se faisant notamment par la zone de recirculation et le nombre de swirl [106, 111].

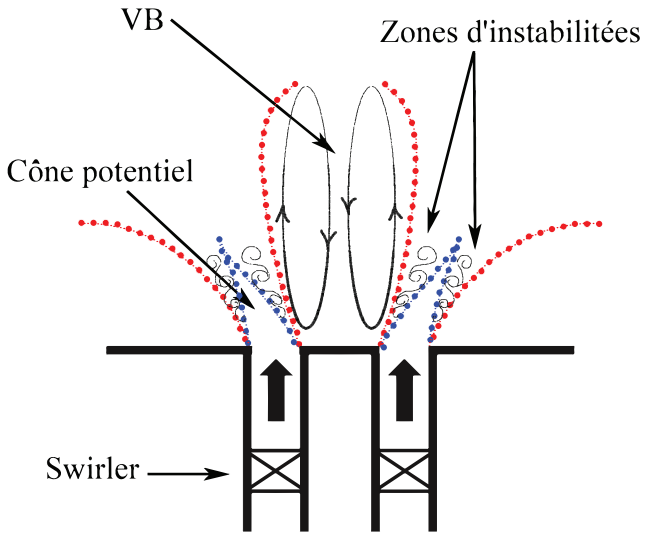


Figure 15 – Couches de cisaillement et zones typiques d'un jet swirlé annulaire avec éclatement tourbillonnaire [106].

Via sa composante azimutale de la vitesse, l'écoulement swirlé induit naturellement, en moyenne, une diminution monotone de la pression de l'extérieur du jet vers l'intérieur comme le montre l'équation (43) déduite de l'équation (30) en négligeant les termes turbulents :

$$\frac{v_\theta^2}{r} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} \tag{43}$$

De plus, l'expansion d'un jet swirlé, à la sortie de son injecteur et qui débouche dans un environnement au repos, induit une décroissance axiale (*c.-à-d.* suivant z) de la vitesse azimutale. Par conséquent, le gradient de pression radial décroît lui aussi axialement et plus rapidement que ne décroît la vitesse azimutale suivant z. Puisque l'environnement au repos est à pression constante, la décroissance du gradient de pression radial implique la mise en place d'un gradient de pression axial au voisinage de l'axe du jet dans le sens d'une diminution de la pression lorsque z diminue à r fixé.

Ce gradient de pression axial permet ainsi de comprendre, bien que partiellement puisque ce n'est pas le seul paramètre de contrôle indépendant, l'origine de la formation de la *ZRC*. La zone de recirculation interne agit en moyenne comme un blocage à l'écoulement comme le montre la figure 16

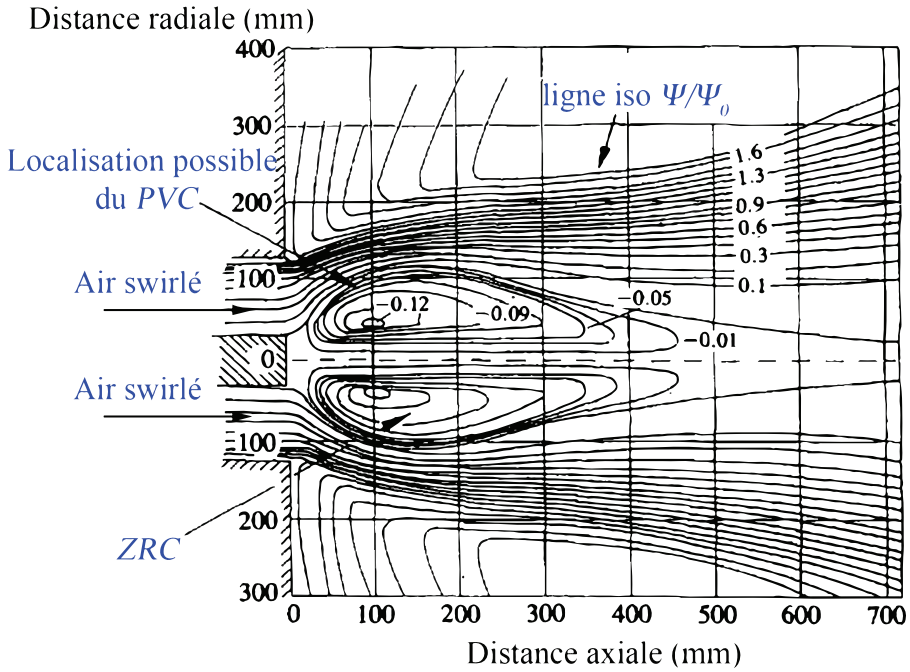


Figure 16 – Lignes de courant typiques d'un écoulement annulaire swirlé avec S_n=1,57 au voisinage de l'injecteur [91].

Décroissance des vitesses

Dans le cas d'un jet rond swirlé développé, l'analyse de similitude d'Ewing [112] montre qu'en régime autosimilaire, la conservation du flux de quantité de mouvement axial G_z impose une décroissance en $1/z$ de la vitesse axiale, tandis que la conservation du flux de moment angulaire G_θ induit une décroissance en $1/z^2$ de la vitesse azimutale. Cette analyse semble prédire correctement les décroissances des vitesses dans des configurations de jets annulaires swirlés. En effet, Chigier et Beér [91] obtiennent des profils de décroissance de vitesses avec les tendances énoncées par Ewing bien que les jets étudiés ne soient pas encore pleinement développés (voir Fig. 17).

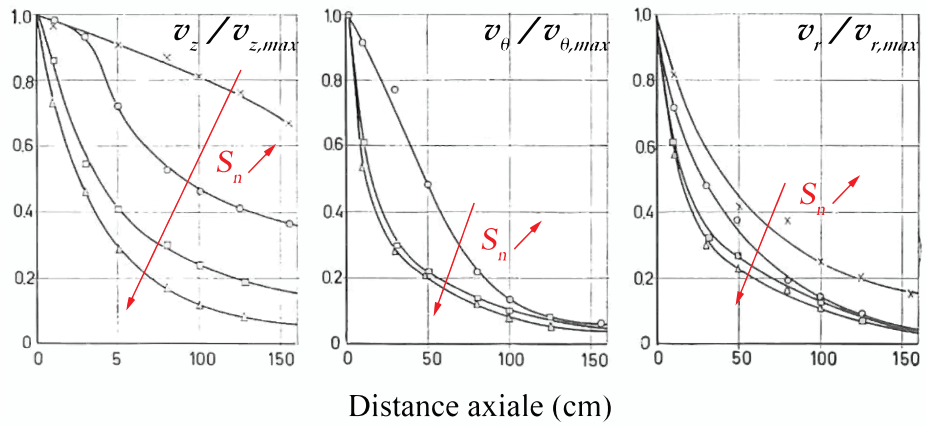


Figure 17 – Décroissance des vitesses adimensionnées axiales, azimutales et radiales suivant l'axe du jet lorsque S_n augmente de 0 à 1,57 [91].

Taux d'entraînement du jet

Pour un jet swirlé axisymétrique, nous pouvons définir une densité massique d'entraînement du jet τ_e par unité de longueur comme suit [113] :

$$\tau_e = \lim_{r\to\infty} \int_0^{2\pi} v_r r \, \mathrm{d}\theta = 2\pi \lim_{r\to\infty} r v_r \tag{44}$$

En pratique, nous définissons un cylindre ou un cône de contrôle, de rayon $R(z)$ suffisamment grand pour contenir l'ensemble du jet. L'entraînement du jet décrit alors l'entraînement de matière de l'extérieur du cylindre ou cône vers l'intérieur via sa surface latérale et la densité massique d'entraînement du jet peut se réécrire :

$$\tau_e(R(z)) = \lim_{r\to R(z)} \int_0^{2\pi} r v_r \, \mathrm{d}\theta = 2\pi R(z) v_r(R(z), z) \tag{45}$$

Un premier calcul de la quantité de masse entraînée $M_e(z)$ par le jet nous donne :

$$M_e(z) = \int_0^z \rho \, \tau_e(R(z)) \, \mathrm{d}z = 2\pi\rho \int_0^z R(z) \, v_r(R(z), z) \, \mathrm{d}z \tag{46}$$

Une autre manière d'évaluer $M_e(z)$ dans le cas de jets axisymétriques consiste à utiliser la vitesse axiale v_z [114, 115]. Nous intégrons ainsi l'équation de continuité (Éq. 29) de 0 à $R(z)$, ce qui nous donne :

$$\int_0^{R(z)} \frac{\partial r v_z}{\partial z} \, \mathrm{d}r = -\left[r v_r \right]_0^{R(z)} = -R(z) \, v_r(R(z), z) \tag{47}$$

Finalement, nous obtenons une seconde expression de τ_e en utilisant la composante axiale de la vitesse v_z :

$$\tau_e(R(z)) = -2\pi \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} \int_0^{R(z)} r \, v_z(r, z) \, \mathrm{d}r \tag{48}$$

La quantité de masse entraînée $M_e(z)$ devient alors :

$$M_e(z) = 2\pi\rho \left(\int_0^{R(0)} r v_z(r,0)\,\mathrm{d}r - \int_0^{R(z)} r\, v_z(r,z)\,\mathrm{d}r \right) \tag{49}$$

La quantité entraînée qui provient de l'environnement augmente linéairement avec l'augmentation du nombre de swirl S_n [83].

2.1.5 Instabilités dans un jet swirlé en non réactif

Par définition, dans le cas d'un écoulement linéairement instable, ce dernier est dit convectivement instable lorsque les instabilités qui croissent dans l'écoulement sont toujours advectées. Par conséquent, pour un jet coaxial ouvert swirlé, les perturbations générées par le swirler par exemple pourront être amplifiées. Toutefois, les perturbations qui siègent dans un écoulement convectivement instable n'ont pas de dynamique propre à l'opposé d'un écoulement dit absolument instable. Dans ce dernier cas, les perturbations sont capables de remonter l'écoulement via leur vitesse de groupe. Une des conséquences de ce comportement est la capacité de l'écoulement à développer un mode global qui oscille à sa propre fréquence. Les instabilités qui peuvent survenir dans un écoulement linéairement instable peuvent être de type Kelvin-Helmholtz, centrifuges ou ondes de Kelvin. Pour plus de détails sur ces instabilités, nous renvoyons le lecteur vers [116].

2.2 Phénoménologie des flammes swirlées dans la littérature

Nous présentons dans cette section les thèmes principaux d'étude des flammes swirlés que nous avons rencontrés. Nous avons privilégié les études expérimentales des flammes de méthane ou gaz naturel-air non prémélangées ou partiellement prémélangées dans des applications brûleurs. Toutefois, lorsque cela nous a semblé pertinent, nous avons cité des études sur d'autres combustibles ou des flammes de prémélange. Les études particulières liées à l'enrichissement en oxygène pour ce type de flamme sont présentées dans la section 2.2.4.

2.2.1 Influence de la configuration géométrique d'injection du combustible et de l'oxydant

Comme nous l'avons vu précédemment en non réactif, la configuration géométrique du brûleur influence la topologie de l'écoulement. Pour les cas réactifs, nous ajoutons que la manière dont le combustible est injecté influence les caractéristiques de la flamme et devient un paramètre de contrôle de la stabilité de la flamme. Généralement, nous distinguons les deux catégories limites suivantes : injection axiale de combustible et injection radiale dans l'écoulement swirlé. De nombreuses déclinaisons de ces deux configurations limites sont possibles, suivant par exemple l'angle d'injection du combustible dans l'oxydant. Ces configurations se combinent à une configuration de jet swirlé plus ou moins complexe.

Milosavljevic *et al*. [117] ont examiné principalement l'influence de trois diffuseurs de méthane (*cf*. Fig. 18) sur la stabilité des flammes et la symétrie de ces dernières pour des richesses globales inférieures ou égales à 1, une gamme de nombres de Reynolds *Re*=[29000 ;45000] et un nombre de swirl de 0,2 à 1,8.

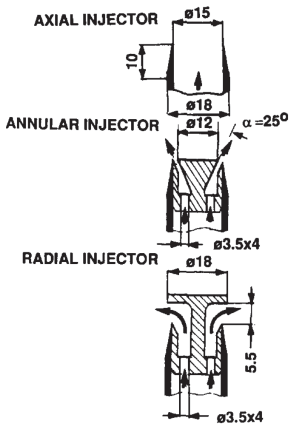


Figure 18 – Vue en coupe du diffuseur de méthane utilisé dans Milosavljevic *et al*. [117].

La rotation est possible grâce à une injection tangentielle d'air. Les trois diffuseurs sont à : injection axiale, injection à 25° (dite annulaire) et injection à 90° (dite radiale). L'angle d'injection est formé à partir de l'axe longitudinal à l'écoulement. Notons que le brûleur se termine par un divergent à 25°.

Pour les aspects de symétrie de la flamme, évalués à partir de profils radiaux de vitesse et de température, ils ont étudié une gamme plus large *Re*=[19000 ;45000] avec un seul diffuseur qui permet une injection à 20° du méthane dans l'écoulement swirlé. Nous retenons que l'injection radiale permet une stabilisation de la flamme pour la plus large gamme du nombre de swirl à cause de l'effet « bluff-body » de l'injecteur. Ils constatent aussi que l'augmentation du nombre de swirl réduit la longueur de flamme mais que la zone de recirculation centrale est insensible à la géométrie de l'injecteur et au nombre de swirl. Nous remarquons que la surface d'injection axiale, définie par la géométrie du diffuseur axial, vaut 1,8 fois la surface d'injection radiale. Si les débits sont conservés lorsque les diffuseurs sont comparés, les vitesses d'injection du méthane dans le jet swirlé, pour les trois diffuseurs, sont alors différentes. Ces effets de vitesse d'injection du méthane ne sont pas explicitement discutés dans l'étude.

Dans une configuration de diffuseur axiale, Iyogun et Birouk [118, 119] ont étudié l'influence de deux géométries du diffuseur : une section circulaire avec rétrécissement et une section rectangulaire (Fig. 19). Les deux sections présentent la même surface équivalente.

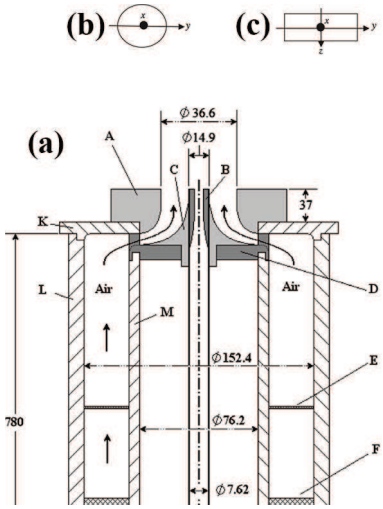


Figure 19 – Représentation schématique du brûleur utilisé par Iyogun et Birouk [118, 119] : (a) vue en coupe du brûleur ; (b) schéma du diffuseur à section circulaire ; (c) schéma du diffuseur à section rectangulaire.

Dans l'étude [119], ils ont mené essentiellement des mesures *PIV* qui leur permettent de caractériser les décroissances de la vitesse dans l'axe du jet, et de mesurer la taille de la zone de recirculation centrale (*ZRC*). Dans leur étude, le nombre de Reynolds est de l'ordre de 20000. Deux nombres de swirl, 0,31 et 0,79 et un cas sans swirl, sont considérés. L'effet swirl est généré par un swirler à pales inclinées. La richesse globale à l'injection, non précisée dans l'étude, semblerait varier entre 1,4 et 5,6 ce qui suggère, soit qu'une partie du méthane ne brûle pas, car probablement éjecté trop rapidement hors de la zone réactionnelle, soit que les vitesses données dans l'étude ne permettent pas de remonter aux débits massiques des réactifs. Nous retenons que la géométrie rectangulaire du diffuseur permet une meilleure stabilisation de la flamme puisqu'ils constatent qu'elle intensifie la *ZRC*, tout comme l'effet swirl, comparativement à la géométrie circulaire. Cette intensification favorise le retour d'intermédiaires réactionnels à la base de la flamme d'où l'amélioration de la stabilité observée dans l'étude [118]. Les auteurs relient les décroissances de vitesse importantes à des taux turbulents importants. Ils constatent que la géométrie rectangulaire engendre des décroissances de vitesse plus importantes que dans la géométrie circulaire.

Nous soulignons que dans l'écoulement swirlé étudié par les auteurs, la composante hors du plan non mesurée joue certainement un rôle dans le mécanisme de stabilisation de la flamme.

L'interaction entre la *ZRC* et le type d'injection du gaz naturel dans l'air est examinée par Olivani *et al*. [120] dans les cas d'une injection axiale et radiale. Cette dernière est réalisée par un diffuseur à 8 trous, situés à 3 mm au-dessous du plan de sortie du brûleur, uniformément répartis qui, *a priori*, sont à l'origine de 8 flammes qui peuvent fusionner plus en aval dans l'écoulement swirlé. La rotation de l'écoulement est contrôlée par une injection tangentielle d'air. Le nombre de swirl étudié est de 0,82, la richesse globale est strictement inférieure à 1 et le nombre de Reynolds autour de 20 000 [121]. Il n'y a pas de divergent à la sortie du brûleur. Nous retenons qu'ils observent un phénomène intermittent de pénétration du combustible dans la *ZRC* à l'origine d'une formation d'un panache de suie central dans le cas d'une injection axiale. Ce phénomène disparaît totalement dans l'autre configuration. Ils affirment que le caractère partiellement prémélangé de la flamme est plus prononcé pour le cas d'une injection radiale que pour celui d'une injection axiale en cohérence avec une étude ultérieure [122] sur la formation des polluants que nous soulignons dans la section suivante. L'observation de l'intermittence est possible par une combinaison des mesures *PIV* et *LDA*.

Soulignons aussi l'étude de Cheng *et al*. [123], que nous évoquons dans la section suivante qui abonde dans le sens d'un prémélange des réactifs plus marqué pour une injection annulaire à 45° du combustible dans l'air, que pour une configuration axiale.

2.2.2 Émissions des espèces stables dans les gaz brûlés

Les espèces présentes dans les gaz brûlés renseignent, par exemple, sur la qualité de la combustion en observant la teneur en CO dans ces derniers en fonction de paramètres tels que la richesse globale, le nombre de swirl et les nombres de Reynolds côté oxydant et combustible. De plus, la réduction des teneurs en NO_x est de première importance dans des applications brûleurs gaz pour lesquels les efforts de développement ont pour objectif principal la réalisation de performances dites « bas-NO_x ». Par ailleurs, ces efforts sont motivés par des réglementations de plus en plus contraignantes pour les industriels notamment en ce qui concerne les émissions de CO_2.

Ainsi, de nombreuses études s'inscrivent dans une volonté de comprendre les tendances observées sur la formation des espèces présentes dans les gaz brûlés en examinant la dynamique et le mélange en amont et dans la zone réactionnelle. Nous proposons ici de mettre en lumière les principales conclusions issues de quelques unes de ces études.

Une technique de réduction des NO_x consiste à effectuer une combustion avec étagement d'air ce qui signifie une combustion qui a lieu successivement dans des zones à richesses différentes. Cozzi et Coghe [122] ont adopté une technique classique [124] qui permet une combustion en deux étapes. La première étape de combustion est riche en combustible. Une dilution rapide par de l'air de combustion secondaire constitue la seconde étape dont l'objectif est de minimiser le temps de séjour des réactifs aux conditions proches de la stœchiométrie pour limiter la production des NO_x. Les auteurs travaillent donc avec deux richesses. Le brûleur utilisé est le même que pour Olivani et al. [125]. Les auteurs ont alors pu évaluer l'influence d'une injection axiale sur la formation des NO_x comparativement à une injection radiale.

Ici, ce n'est plus du gaz naturel pur qui est injecté via le diffuseur mais un prémélange avec de l'air afin de constituer la première étape de combustion. Les conditions opératoires regroupent une richesse globale inférieure à 1, une richesse de la première zone de combustion de 1 à 100, un nombre de swirl de 0,8 à 2,1 et un nombre de Reynolds autour de 20 000. Nous retenons que l'injection radiale permet de réduire la production des NO_x pour un prémélange à une richesse inférieure à 4 comparativement au cas axial. Précisément, les NO_x passent de 150 mg/Nm^3 à 45 mg/Nm^3 à 3 % d'O_2 pour une richesse globale de 0,62, une richesse du prémélange de 4 et un swirl de 1,5. Les émissions sont rapportées sous forme d'un indice donné en mg par Nm^3 de gaz naturel lorsque la teneur en O_2 est ramenée à 3 % dans les gaz brûlés. Nous renvoyons le lecteur à la section 5.3 pour plus de détails. Ils constatent que l'augmentation du nombre de swirl réduit aussi la production des NO_x. Les auteurs mentionnent la présence de CO dans les gaz brûlés sans en préciser la teneur. Ils invoquent des raisons liées à des taux d'étirement importants et des extinctions locales à cause de l'effet swirl et du mélange centrifuge rapide avec l'air secondaire. Ils notent qu'une faible richesse de prémélange et une injection radiale tendent à réduire la formation de CO. Le mécanisme dynamique, alimenté par des mesures PIV, qui est suggéré pour justifier la diminution drastique des NO_x repose sur une diminution de la taille de la zone de recirculation qui semble être consécutive à une réduction de la taille de la zone réactionnelle observée par des photographies de la flamme. Par conséquent, le temps de résidence des espèces réactives diminue ce qui conduit à une diminution des NO_x. Il manquerait ici une estimation de ce temps de résidence en fonction des paramètres de l'étude afin de le relier directement aux évolutions des NO_x constatées. Nous notons que la structure tridimensionnelle de la flamme swirlée n'est pas capturée par les mesures PIV de cette étude, ce qui rend donc difficile une estimation des temps de résidence.

Une étude plus ancienne de Terasaki et Hayashi [126] porte sur des mesures dans les gaz brûlés mais aussi dans la flamme via des prélèvements directs pour trois géométries de brûleur dont une qui présente un double swirler. Nous renvoyons le lecteur à l'étude en question pour les détails. Nous retenons ici, en guise de complément à l'étude de Cozzi et Coghe [122], que l'homogénéité de la richesse cette fois-ci locale, recalculée à partir des mesures locales des espèces produites par la combustion, participe à réduire les émissions de NO_x. Cette homogénéisation de la richesse locale est une conséquence d'un mélange plus efficace qui est favorisé par la configuration du double swirler. Nous notons qu'il manque les données relatives à la dynamique de l'écoulement associé qui est probablement perturbé par l'intrusion des sondes de prélèvement.

Cheng *et al*. [123] observent des tendances cohérentes avec les auteurs évoqués ci-dessus concernant la diminution des NO_x lorsque le nombre de swirl augmente et lorsque l'injection de méthane passe d'une configuration axiale à radiale. Ils observent toutefois une tendance contraire quant à la formation du CO. Ils l'expliquent à partir d'un mélange intense entre les gaz recirculés et l'air qui favorise un relatif figeage des réactions d'oxydation lorsque le nombre de swirl augmente.

Schmittel *et al*. [80] examinent l'influence de la pénétration du combustible dans la *ZRC* sur le type flamme généré et les NO_x produits. Le diffuseur est de type axial. Il y a un divergent à la sortie du brûleur. La *ZRC* se positionne au-dessus du diffuseur. Lorsque sa quantité de mouvement est suffisante, le gaz naturel peut envahir la zone de recirculation et la flamme (type I *cf*. Fig. 20) qui en résulte présente une *ZRC* globalement riche en combustible.

Lorsque la quantité de mouvement n'est pas suffisante, la *ZRC* agit comme un obstacle au trajet du combustible et va lui imposer de suivre les lignes de courant du jet swirlé annulaire ce qui donne une flamme plus compacte et plus stable (type II *cf*. Fig. 20).

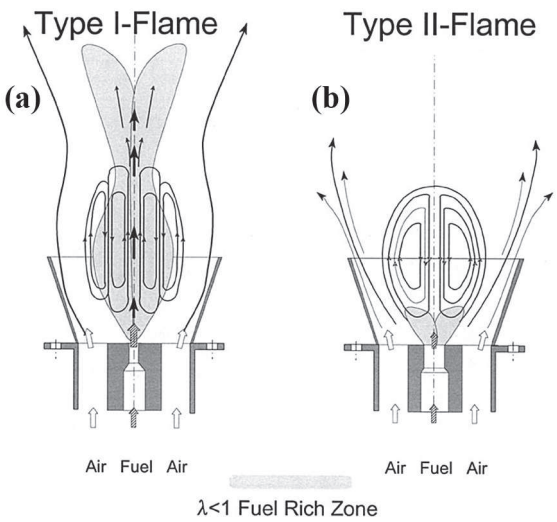


Figure 20 – Dynamique et mélange des flammes swirlées étudiées par Schmittel *et al*. [80]: (a) flamme type I; (b) flamme type II.

Ainsi, dans ce dernier cas, nous remarquons que c'est comme si l'injection de combustible se fait par un diffuseur annulaire. Ils observent, que pour les flammes de type II, l'augmentation du nombre de swirl conduit à diminuer les NO_x d'origine thermique. Ils expliquent cette tendance par une augmentation de la masse recirculée dans la *ZRC* qui conduit à un temps de résidence plus court lorsque le nombre de swirl augmente. Nous soulignons que ces données expérimentales sont comparées aux calculs réalisés par Frassoldati *et al*. [127].

Nous apprenons, de ces quelques travaux, qu'il faut bien se garder de généraliser les tendances observées sur la formation des polluants en fonction de paramètres globaux. En effet, les particularités du brûleur étudié et des conditions opératoires suscitent des dynamiques différentes pour lesquelles une étude seule consacrée aux mesures des polluants est insuffisante. La dynamique de l'écoulement, les caractéristiques des couches de mélange, le mélange des réactifs, la richesse locale, le temps de séjour des espèces dans une zone à une certaine température sont autant d'aspects à considérer pour espérer pouvoir expliquer ces tendances.

2.2.3 Dynamique et mélange dans les flammes swirlées

De nombreux auteurs se consacrent à l'étude de la dynamique et du mélange des réactifs dans le cas des flammes swirlées. Nous souhaitons ici souligner quelques unes de ces études.

Stabilité de la flamme swirlée

Feikema *et al*. [128] mettent en avant la *ZRC* dans son rôle de stabilisation de la flamme. Dans le cas d'un jet de combustible entouré d'un coflow swirlé ou non, ils étudient l'influence des paramètres géométriques (diamètres du tube combustible et air) et de paramètres dynamiques (vitesses des réactifs, nombre de swirl) sur les limites de la stabilité de la flamme. Ils montrent que le swirl favorise la stabilisation de celle-ci du fait de la création de zones à faible vitesse (à la frontière entre la *ZRC* et le jet swirlé). Ils identifient un paramètre d'étirement, défini comme le rapport de la vitesse du coflow d'air sur le diamètre caractéristique du tube d'air, afin d'établir des corrélations sur la stabilité de la flamme. D'autres auteurs comme Yuasa *et al*. [129] et Ahmed *et al*. [130] étudient aussi la stabilité de la flamme en soulignant l'effet swirl sur l'accroissement des niveaux de turbulence dans le jet, et l'effet sur les capacités de mélange du jet.

Un autre aspect que nous utiliserons plus tard dans ce travail (*cf*. section 6.2.1) repose sur le phénomène d'éclatement tourbillonnaire induit par combustion (*CIVB* pour « Combustion Induced Vortex breakdown » en anglais). Kiesewetter *et al*. [131] montrent que ce phénomène a tendance à favoriser le flash-back des flammes de prémélange lorsque les zones de recirculation sont trop intenses. Il a pour origine une production de vorticité barocline à la traversée du front de flamme qui à son tour engendre une vitesse dans le sens de propagation de la flamme [73, 132].

Rôle du PVC en combustion

En réactif, les caractéristiques des jets swirlés observés précédemment sont encore présentes mais elle sont fortement altérées. La région de l'éclatement tourbillonnaire change de forme et de taille, ce qui impacte le champ de vitesse. L'interaction flamme-*PVC* n'est pas encore bien comprise en combustion [111, 133]. Nous soulignons ici une étude récente de Stöhr *et al*. [73] qui met en avant le rôle du *PVC* dans sa capacité à favoriser la stabilisation de la flamme. Ils montrent que le passage intermittent des bras de vorticité du *PVC* favorise le mélange des réactifs. L'apport de gaz recirculés fournit l'énergie nécessaire pour enflammer le mélange créé localement. Le dégagement de chaleur rétroagit à son tour sur l'écoulement, et des enroulements tourbillonnaires de flamme sont formés. Galley *et al*. [87] montrent clairement l'existence d'une trajectoire hélicoïdale résultant de la propagation axiale du jet tourbillonnaire à l'aide de plans transverses de *LIF* (pour « *Laser Induced Fluorescence* » en anglais) du traceur acétone mélangé au propane. De plus, des images de l'émission spontanée de la flamme à haute cadence permettent de détecter une rotation du point de stabilisation de la flamme dont la fréquence augmente avec le débit. Les auteurs élaborent un mécanisme de stabilisation dans lequel le rôle du *PVC* est prépondérant sur la dilution du mélange local.

Instabilités de combustion

D'autres études [82, 85, 106, 133] s'attachent à examiner la réponse de la flamme swirlée à des perturbations de vitesse qui accompagnent les fluctuations de pression, ou des perturbations de la fraction de mélange [111, 134].

L'intérêt est de déterminer une fonction de transfert qui puisse prédire le comportement de la flamme lorsqu'elle est soumise à des perturbations maîtrisées. Ces études sont motivées par l'observation, par exemple, de phénomènes de résonnance, dans des applications industrielles, qui n'apparaissent seulement que pour certaines conditions de pression et de débit par exemple. Ces évènements sont souvent préjudiciables au bon fonctionnement des machines dans lesquelles la combustion a lieu (turbine à gaz, chaudière, etc.). L'étude de ces instabilités de combustion dépasse largement le cadre de ce travail de thèse.

2.2.4 Flammes non prémélangées swirlées enrichies en oxygène dans la littérature

Les études récentes qui traitent des effets de l'enrichissement en oxygène sur des flammes non prémélangées swirlées (combustible gazeux) sont plutôt rares. Nous avons vu l'importance des effets de la géométrie du diffuseur sur les caractéristiques de la flamme dans la section 2.2.1. La configuration du brûleur coaxial à swirler imposée dans cette étude, détaillée dans la section 3.2, est à injection radiale de combustible. Les études qui portent sur une configuration de brûleur similaire sont nombreuses [125, 130, 135] parmi d'autres. Toutefois, très peu d'auteurs ont étudié l'impact de l'enrichissement en oxygène sur ce type de flamme [136, 137]. Les résultats issus de ces études sont centrés sur les émissions de polluants, les températures de la flamme et les transferts de chaleur principalement. Notons que le brûleur étudié par Zhen *et al*. [138] présente une injection de combustible vers l'intérieur du jet tournant d'où l'appellation de flamme non prémélangée *inverse* swirlée. Les aspects dynamiques n'y sont pas étudiés.

2.3 Conclusion

La dynamique des jets swirlés en non réactif a été abordée en première partie de ce chapitre. Une revue des techniques classiques de mise en rotation des jets appliquées aux brûleurs y est décrite. Les paramètres de contrôle liés à la géométrie du brûleur, le nombre de Reynolds et le nombre de swirl sont ensuite détaillés. Un soin particulier a été apporté à la démonstration de l'équivalence entre la réduction de la pression dans le jet et la vitesse azimutale pour une des expressions possibles du nombre de swirl. Il intervient ensuite une description des principales structures au sein de l'écoulement telles que la zone de recirculation centrale (ZRC), le « Precessing Vortex Core » (PVC) et les instabilités. Les spécificités du jet annulaire swirlé sont aussi mentionnées via la présence d'un « bluff-body ». Les caractéristiques de la décroissance des composantes de la vitesse et de l'entraînement par la recirculation externe sont mises en lumière pour ces types de jet.

La combustion modifie en profondeur la structure des jets. Un parcours de la littérature permet d'identifier les thèmes d'étude principaux des flammes swirlées turbulentes non prémélangées. Par conséquent, l'état de l'art a été structuré, dans un premier temps, autour de l'étude du couplage entre les configurations géométriques d'injection du combustible dans l'oxydant swirlé et les types de flamme générés. L'injection radiale de combustible dans le jet d'oxydant annulaire, comparée à une injection axiale, favorise le mélange des réactifs à la base de la flamme. Ensuite, les effets du nombre de swirl, de la richesse locale et de la ZRC sur la formation des polluants sont traités à partir des éléments de la littérature. Enfin, la stabilité de la flamme swirlée, la dynamique associée et le mélange sont abordés via la mise en lumière de certains travaux qui explicitent les rôles de la ZRC et du PVC. Les travaux qui portent spécifiquement sur l'étude des flammes swirlées non prémélangées enrichies en

oxygène sont peu nombreux. Ainsi, il est nécessaire d'apporter de nouvelles données expérimentales sur ces types de flamme afin d'approfondir la connaissance de la dynamique riche et complexe de ces jets. Par ailleurs, ces précédentes études ont constitué un socle de référence qui nous a permis de concevoir un brûleur à swirler adapté à l'étude des flammes enrichies en oxygène. Le détail des moyens expérimentaux mis en œuvre dans cette étude est présenté dans la deuxième partie.

Deuxième partie

Moyens expérimentaux

3 Chambre de combustion, brûleurs et paramètres de l'étude

Durant cette thèse, nous avons dimensionné et mis en place une nouvelle installation expérimentale dont l'objectif général est d'étudier la combustion dans un four à l'échelle de la dizaine de kilowatts. Cette dernière, dont la mise en œuvre a débuté en juillet 2012, est désormais opérationnelle depuis décembre 2012. L'installation, sans les diagnostics, comprend principalement une chambre de combustion, un panneau d'alimentation en gaz et l'ensemble des connectiques gaz, eau et électrique.

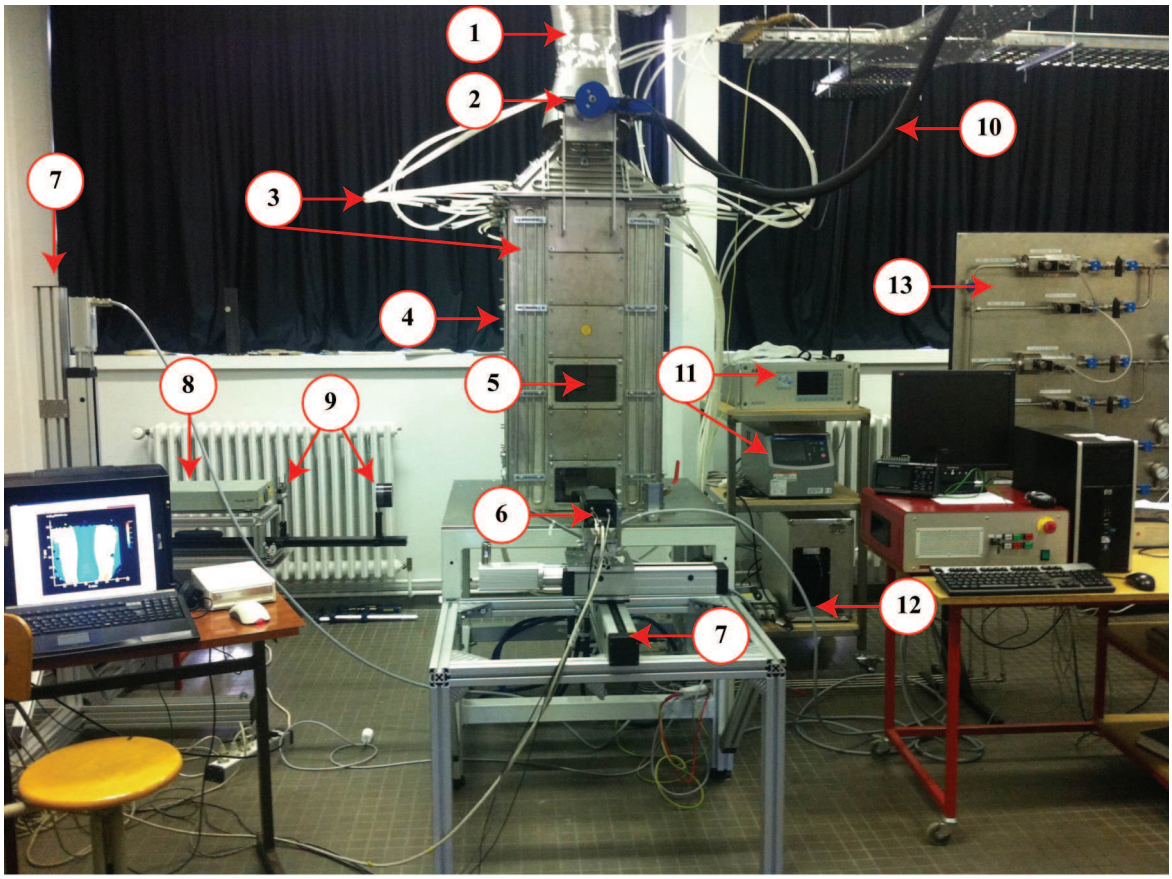
3.1 Caractéristiques de la chambre

Nous détaillerons dans cette section les caractéristiques de la chambre de combustion. Le cahier des charges associé comportait les points principaux suivants :

(1) Confinement du brûleur sans influence des parois et maintien d'un environnement chaud autour de la flamme
(2) Résistance du foyer à un environnement oxydant
(3) Accès optiques qui permettent la visualisation de la flamme
(4) Puissance nominale de fonctionnement de 20 kW à l'air et à 35 % d'O_2 vol. dans l'oxydant
(5) Sécurité de l'expérimentateur, ergonomie et modularité de l'installation

Nous présentons ici les solutions techniques retenues pour répondre à ce cahier des charges. Le confinement du brûleur est réalisé par une chambre de combustion en acier inoxydable, à section carrée de taille 48 x 48 cm^2 avec une hauteur de 1 m, fixée sur un châssis. Le rapport de la taille caractéristique du brûleur sur la taille caractéristique de la chambre est de 4,8 % ce qui révèle un confinement avec un effet négligeable des parois sur la flamme. Le haut de la chambre se termine par un convergent de 200 mm de hauteur avec une section circulaire finale de 100 mm afin de limiter les infiltrations d'air à ce niveau. La figure 21 est une photographie de l'installation expérimentale accompagnée des diagnostics de *PIV* et d'analyse des gaz que nous détaillerons dans la section 4. La chambre de combustion, fonctionne à une puissance maximale de 25 kW à pression atmosphérique (point 4). La solution technique adoptée pour répondre aux points (1) et (2) est inspirée des fours de combustion industriels. Nous avons choisi des panneaux réfractaires rigides qui permettent grâce à leur faible conductivité thermique (0,07 W/(m.K) à 400 °C et 0,14 W/(m.K) à 800 °C) d'isoler le foyer et assurent une protection des parois internes de la chambre du contact direct avec les fumées de combustion. Ce sont des panneaux Insulfrax à base de laine de silicate alcalino-terreux de 12 mm d'épaisseur. Ils sont fixés aux parois de la chambre à l'aide d'une colle haute température (1500 °C) pour réfractaires. Les murs de la chambre sont refroidis par l'extérieur via une circulation d'eau à température ambiante en circuit ouvert. L'eau circule dans des tubes, en acier inoxydable, en contact direct avec les parois de la chambre.

Le débit principal d'eau est divisé en 8 sous-débits par un manifold qui comporte des vannes d'équilibrage. La taille et le nombre des différents accès optiques ont été décidés afin de pouvoir étudier, si besoin, différentes longueurs de flamme (point 3). Six fenêtres de visualisation sont découpées sur chaque face de la chambre, ce qui permet l'utilisation de diagnostics optiques à différentes hauteurs. Il y a deux types d'ouverture : des grandes ouvertures 120 x 200 mm et des petites ouvertures 80 x 120 mm. Les fenêtres de visualisation peuvent être en verre ou en quartz selon le besoin et elles peuvent être déplacées aux différentes ouvertures pratiquées dans la chambre.



1 Conduit d'évacuation des fumées
2 Sonde de prélèvement des fumées
3 Circuit eau de refroidissement
4 Chambre de combustion
5 Fenêtre de visualisation en quartz
6 Caméra PIV CCD
7 Système de déplacement
8 Laser PIV Nd:YAG
9 Optiques: jeu de lentilles
10 Ligne chauffée de transport des gaz
11 Analyseurs multi-gaz
12 Groupe de refroidissement des gaz
13 Panneau de contrôle des débits gaz

Figure 21 – Photographie de la chambre de combustion et des diagnostics *PIV* et prélèvement/analyses des gaz brûlés.

L'analyse de risque menée en amont pour répondre au point (5) nous a permis d'identifier les dangers suivants : risque de brûlures (probable, minime à grave), risque d'explosion (peu probable, grave), risque d'intoxication (peu probable, minime à grave), risque d'exposition aux poussières réfractaires (peu probable, minime à grave).

Une étude thermique de la chambre de combustion sera présentée à la section 5.2.1.

La régulation des gaz est assurée par des débitmètres massique thermique Brooks *SLA* 5851S et 5853S. Les débitmètres sont fixés sur un panneau dit d'alimentation (mobile pour satisfaire le point (5)). Pour réaliser l'enrichissement en oxygène de l'oxydant, l'air en provenance du circuit d'air comprimé du laboratoire est mélangé, via un réservoir, à de l'oxygène (qualité ALPHAGAZ 1™ de chez Air Liquide) stocké dans des bouteilles haute-pression (B50). Les composants de la ligne O_2 (tubes, filtres et raccords) sont dégraissés suivant les bonnes pratiques de la norme NFPA 53 sur les équipements en atmosphère enrichie en O_2 [139]. Le méthane est issu de bouteilles pressurisées (qualité G20™ de chez Air Liquide).

Nous mentionnons également que l'expérimentateur peut facilement intervenir sur le brûleur (point (5)) puisque ce dernier est fixé sur une sole amovible par une poulie comme l'illustre le schéma de la figure 22. Les caractéristiques du brûleur sont détaillées dans la section suivante.

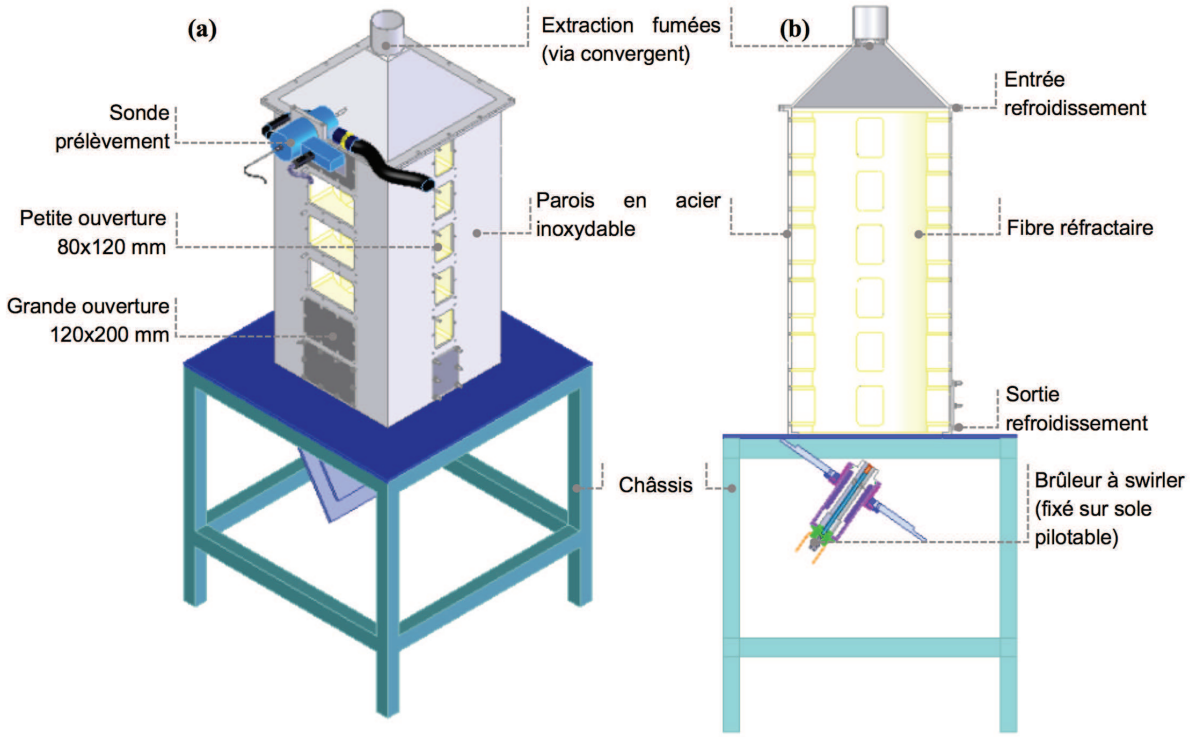


Figure 22 – Représentation schématique de la chambre de combustion : (a) vue en perspective ; (b) vue en coupe.

3.2 Brûleur à swirler coaxial

La configuration adoptée est celle d'un brûleur à swirler coaxial qui a été précédemment utilisé par Olivani dans sa thèse de doctorat [120]. La figure 23 illustre une représentation schématique du brûleur coaxial à swirler.

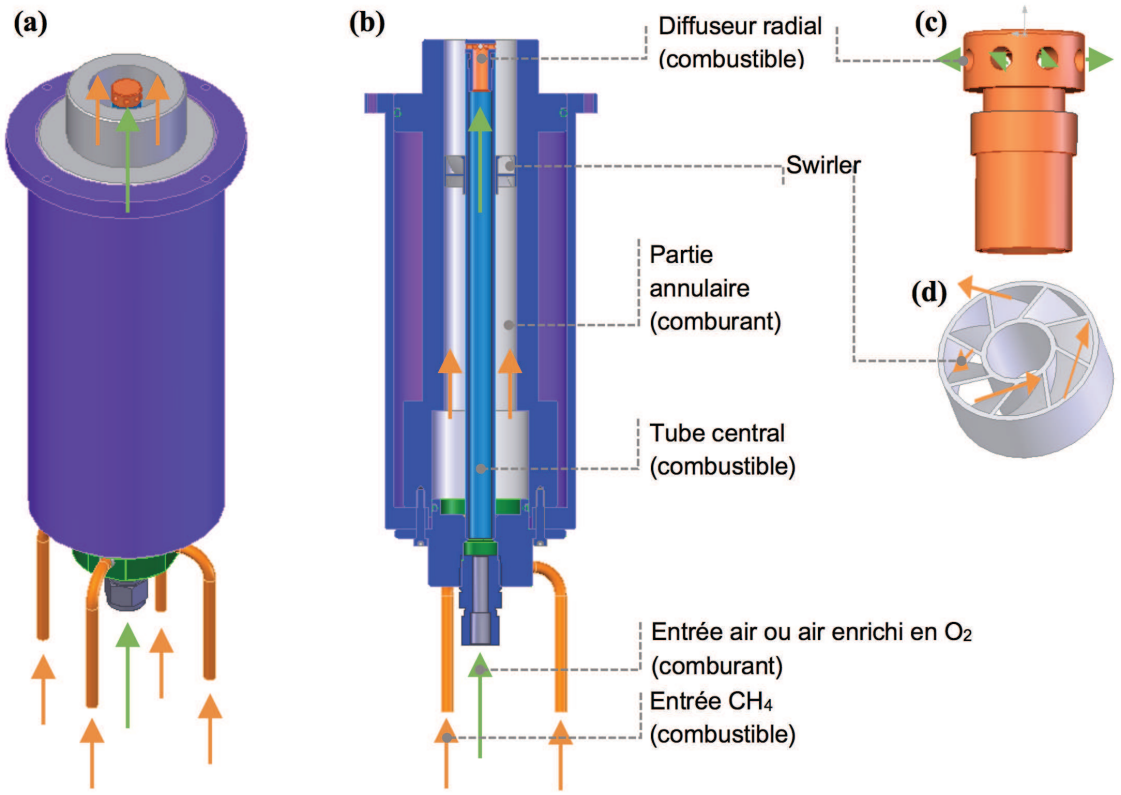


Figure 23 – Représentation schématique du brûleur, de ses composantes et circulation des réactifs : (a) vue en perspective ; (b) vue en coupe ; (c) vue en perspective du diffuseur radial ; (d) vue en perspective du swirler.

Le brûleur à swirler coaxial peut être décomposé en plusieurs éléments :
– Le tube central (diamètre extérieur D_{tube} de 15 mm et diamètre intérieur de 12 mm) qui achemine le méthane jusqu'à la tête d'injecteur.
– L'injecteur placé à l'extrémité du tube central, il comporte 8 trous uniformément répartis de diamètre 3 mm permettant l'injection du méthane perpendiculairement à l'écoulement d'air annulaire. L'injection radiale de méthane est adoptée pour favoriser le mélange au voisinage de la sortie du brûleur.
– L'arrivée d'air co-courant est assurée par 4 tubes dans la partie basse, une zone de tranquillisation avec des billes de verre, et le tube coaxial de diamètre D_b 38 mm.
– Le swirler est disposé dans ce tube coaxial d'air. Il comporte 8 pales avec des orientations définies en fonction du nombre de swirl souhaité.

Ce swirler peut être disposé à différentes distances de la sortie du brûleur. Dans ce travail, la position du swirler z_S est fixée à -60 mm du plan de sortie du brûleur. Il est, soit en matériau composite (type Nanotool de DMS Somos) réalisé par impression 3D stéréolithographie, soit en acier inoxydable réalisé avec la technique de frittage de poudre métalllique (*DMLS* pour « Direct Metal Laser Sintering » en anglais).

À chaque nombre de swirl géométrique de cette étude est associé un swirler. Nous donnons les détails relatifs à la conception du swirler dans l'annexe **A**. L'ensemble du dispositif est ensuite placé à l'intérieur de la chambre de combustion.

3.3 Paramètres de l'étude et conditions opératoires

Nous définissons les paramètres globaux qui nous permettent d'identifier les cas d'étude présentés dans cette thèse.

La teneur en oxygène dans l'oxydant

L'enrichissement en oxygène de l'oxydant (air) est réalisé par injection d'oxygène pur dans le flux d'air afin d'obtenir la teneur volumique en oxygène souhaité dans le mélange final.

La richesse globale Φ

L'expression de la richesse globale Φ est définie en volumique par :

$$\Phi = \frac{2\,Q_{v,\mathrm{CH_4}}}{Q_{v,tot,\mathrm{O_2}}} = \frac{2\,Q_{v,\mathrm{CH_4}}}{Q_{v,\mathrm{O_2}} + x_{O_2}^{\mathrm{air}} Q_{v,\mathrm{air}}} \tag{50}$$

Q_{v,CH_4} désigne le débit volumique de CH_4. Q_{v,tot,O_2} désigne le débit total d'oxygène contenu dans l'oxydant. Q_{v,O_2} se rapporte au débit d'oxygène pur ajouté à l'air pour réaliser l'enrichissement en oxygène de l'air. $Q_{v,air}$ correspond au débit d'air et $x_{O_2}^{\mathrm{air}}$ désigne la fraction volumique d'oxygène contenue dans l'air. Le rapport débit de méthane sur débit d'oxygène à la stœchiométrie est de 0,5 d'où le facteur 2 au numérateur de l'expression de Φ.

Le nombre de Reynolds

L'expression du nombre de Reynolds *Re* dépend du diamètre caractéristique *D* choisi. Nous le précisons en exposant dans l'écriture du nombre de Reynolds. Les conditions normales de température et de pression (*CNTP*) sont de 0°C et 1 atm. En indice de ce nombre, le/les débit(s) pris en compte y sont spécifié(s).

$$Re^{CNTP,D}_{\text{débit considéré}} = \frac{\rho v D}{\eta} \tag{51}$$

Nous proposons deux diamètres pour le brûleur étudié. D_h est le diamètre hydraulique et D_{eq} est le diamètre équivalent d'une surface circulaire équivalente à la surface annulaire au plan de sortie du brûleur. Ici, D_{eq}=35 mm et D_h=23 mm. Le nombre de Reynolds calculé sur la base du D_{eq} est alors augmenté de 50 % par rapport à celui calculé sur la base du D_h. Le nombre de Reynolds peut être considéré comme constant lorsque l'enrichissement en oxygène évolue.

Les nombres de swirl S_n et S_{ng}

Nous distinguons deux expressions du nombre de swirl. La première expression que nous notons S_n est rappelée ici (Gupta *et al.* ,1984) [70]:

$$S_n = \frac{G_\theta}{RG_z} \tag{52}$$

où

$$\begin{cases} G_z = \int_0^R [\rho v_z^2 + (p - p_\infty)] r \, \mathrm{d}r \\ G_\theta = \int_0^R \rho v_\theta v_z r^2 \, \mathrm{d}r \end{cases} \tag{53}$$

G_z est l'intégrale du flux de quantité de mouvement axial et G_θ l'intégrale du flux de moment angulaire et R un rayon caractéristique. Plus ce nombre est élevé, plus l'intensité de la rotation est importante.

Nous pouvons aussi définir une autre expression théorique du nombre de swirl, que nous notons S_{ng} à partir de la géométrie du swirler [140] :

$$S_{ng} = \frac{1}{1-\Psi}\left(\frac{1}{2}\right)\frac{1-\left(\frac{R_{tube}}{R_b}\right)^4}{1-\left(\frac{R_{tube}}{R_b}\right)^2}\tan(\alpha_0) \tag{54}$$

où R_{tube} désigne le rayon externe du tube central, R_b le rayon du tube coaxial, Ψ le coefficient de blocage, et α_0 l'angle de la pale sur le bord externe du swirler comme le montre la figure 24.

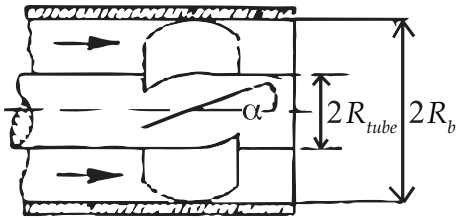


Figure 24 – Paramètres géométriques du swirler [70].

Le nombre de swirl *géométrique* S_{ng} est conservé lorsque l'enrichissement en oxygène évolue.

Tableau des conditions opératoires

Nous avons opté pour trois richesses globales 0,8 ; 0,9 et 1. Pour chacune de ces richesses, la teneur en O_2 varie de 21 à 30 % dans l'oxydant. Nous avons considéré trois nombres de swirl 0,8 ; 1,1 et 1,4. Les caractéristiques en termes de stabilité de la flamme ont conditionné les valeurs des débits. Cet aspect est développé dans la section 5.1.1. Typiquement, nous avons choisi un nombre de Reynolds de l'ordre de 8000 qui prend en compte les débits de combustible et de comburant. Nous ajoutons que nous nous sommes limités à une puissance calculée à partir du *PCI* du méthane, notée $\boldsymbol{P}_{PCI}$, inférieure à 25 kW pour l'ensemble des conditions opératoires afin de se maintenir dans une plage proche du

fonctionnement nominal de la chambre de combustion. Le tableau 3 rassemble ces données pour le couple (% O_2, Φ) dans la gamme spécifiée.

Table 3 – Tableau récapitulatif des conditions opératoires dans les *CNTP*.

% O_2 (% vol.)	**Φ**	$\dot{m}_{CH_4}$ (g/s)	$\dot{m}_{Air}$ (g/s)	$\dot{m}_{O_2}$ (g/s)	$v_{CH_4}^{CNTP,deb}$ (m/s)	$v_{CH_4+Ox}^{CNTP,deb}$ (m/s)	$Re_{CH_4+Ox}^{CNTP,D_h}$	P_{PCI} (kW)
21	0,8	0,244	5,218	0	6,0	4,6	7896	12,19
23	0,8	0,267	5,086	0,153	6,6	4,6	7959	13,36
25	0,8	0,291	4,960	0,299	7,2	4,7	8021	14,52
27	0,8	0,314	4,821	0,460	7,7	4,7	8084	15,68
30	0,8	0,348	4,616	0,698	8,6	4,8	8177	17,39
21	0,9	0,274	5,218	0	6,7	4,6	7848	13,69
23	0,9	0,301	5,086	0,153	7,4	4,7	8038	15,03
25	0,9	0,327	4,960	0,299	8,0	4,7	8106	16,32
27	0,9	0,353	4,821	0,460	8,7	4,8	8176	17,64
30	0,9	0,391	4,616	0,698	9,6	4,9	8278	19,54
21	1	0,305	5,218	0	7,5	4,7	7749	15,24
23	1	0,334	5,086	0,153	8,2	4,7	7796	16,70
25	1	0,363	4,960	0,299	8,9	4,8	7841	18,11
27	1	0,393	4,821	0,460	9,7	4,8	7889	19,61
30	1	0,436	4,616	0,698	10,7	4,9	7957	21,75

Les débits massiques pour chacun des réactifs sont notés $\dot{m}$ en g/s. Les vitesses débitantes, notées $v^{CNTP,deb}$ dans les *CNTP*, sont calculées à partir des débits massiques et de la section débitante. Ainsi, $v_{CH_4}^{CNTP,deb}$ désigne la vitesse débitante du méthane à la sortie d'un seul trou d'injection du diffuseur radial. $v_{CH_4+Ox}^{CNTP,deb}$ désigne la vitesse débitante de la somme des débits de méthane et de l'oxydant à la sortie de la section annulaire. Pour chaque essai, nous avons relevé les données de température de la pièce que nous assimilons à la température des gaz injectés dans le brûleur. La pression ambiante est considérée constante égale à 1 atm.

Remarques

(1) Les données thermodynamiques et de transport sont issues de la base « PURE 25 » via le logiciel Aspen Plus™ [141]. La méthode de calcul repose sur la loi des gaz parfaits (modèle IDEAL dans Aspen Plus™). La masse volumique du méthane est de 0,718 kg/Nm^3 et sa viscosité dynamique de 1.0245.10^{-5} Pa.s dans les *CNTP*. Le PCI de méthane est de 49,95 MJ/kg. À titre d'exemple, nous présentons dans le tableau 4 les données thermodynamiques utiles pour le cas Φ=0,8 et une teneur en O_2 de 21 à 30 % vol.

Table 4 – Données thermodynamiques pour le cas Φ=0,8 et une teneur en O_2 de 21 à 30 % vol.

% O_2 vol. (%)	Φ	ρ_{Ox} (kg/m^3)	ρ_{CH_4+Ox} (kg/m^3)	η_{Ox} (Pa.s)	η_{CH_4+Ox} (Pa.s)
21	0,8	1,288	1,244	1,712x10^{-5}	1,662 x 10^{-5}
23	0,8	1,292	1,243	1,717x10^{-5}	1,662 x 10^{-5}
25	0,8	1,295	1,243	1,722x10^{-5}	1,662 x 10^{-5}
27	0,8	1,299	1,242	1,728x10^{-5}	1,663 x 10^{-5}
30	0,8	1,305	1,242	1,736x10^{-5}	1,664 x 10^{-5}

(2) Nous pouvons définir un rapport des quantités de mouvement *MR* entre le combustible et l'oxydant comme suit :

$$MR = \frac{\rho_{\mathrm{CH_4}}(v_{CH_4}^{\mathrm{CNTP,deb}})^2}{\rho_{\mathrm{Ox}}(v_{Ox}^{\mathrm{CNTP,deb}})^2} \tag{55}$$

Dans le cas d'une injection radiale, il nous permet d'évaluer la pénétration du jet combustible dans l'air swirlé. Si nous oublions l'effet swirl, nous pouvons considérer chaque jet de combustible issu des trous du diffuseur et l'oxydant réductible à l'interaction entre deux jets transverses à 90°. Norster, dans l'ouvrage de Lefebvre *et al*. [142], propose la corrélation suivante pour déterminer la longueur de pénétration Y_{max} d'un jet transverse à 90 ° dans un autre :

$$Y_{max} = 1{,}15\, d_j MR^{0{,}5} \tag{56}$$

où d_j est le diamètre du jet transverse, ici c'est le jet combustible et il vaut 3 mm. Y_{max} est définie comme la distance par rapport à l'injection où la ligne centrale du jet, initialement transverse, prend la direction de l'écoulement principal. Les résultats sont regroupés dans le tableau 5 pour le cas Φ=0,8 de 21 à 30 % d'O_2 vol :

Table 5 – Évolution de MR et de Y_{max}/R_h pour Φ=0,8 et 21 à 30 % d'O_2 vol.

% O_2 vol. (%)	Φ	MR	Y_{max}/R_h (%)
21	0,8	1,1	28
23	0,8	1,3	30
25	0,8	1,6	33
27	0,8	1,8	35
30	0,8	2,2	39

où R_h=D_h/2.

Le jet de combustible présente une relative faible pénétration dans l'écoulement swirlé. Nous nous attendons à un effet d'hétérogénéité du mélange des réactifs au voisinage de la sortie du brûleur. Toutefois, nous comptons sur la turbulence qui tendra à homogénéiser par diffusion les réactifs.

Notons par ailleurs que Ψ le coefficient de blocage a tendance à réduire la section de passage annulaire ce qui engendre une augmentation de la vitesse côté oxydant. Par conséquent, *MR* peut être plus faible que les valeurs indiquées dans le tableau 5 ainsi que Y_{max}.

(3) Les débits évoqués dans la thèse sont mentionnés généralement en NL/min. Nous explicitons les valeurs dans le tableau 6 pour un extrait représentatif des cas du tableau 3.

Table 6 – Extrait des conditions opératoires en NL/min.

	Débits volumiques Q_v (NL/min)								
	Φ=0,8			**Φ=0,9**			**Φ=1**		
% O_2 vol.	CH_4	O_2	Air	CH_4	O_2	Air	CH_4	O_2	Air
21	20,4	0	243	22,9	0	243	25,5	0	243
25	24,3	12	231	27,3	12	231	30,3	12	231
30	29,1	28	215	32,7	28	215	36,4	28	215

Dans le cas des études en non réactifs, le CH_4 sera remplacé par du N_2, le calcul des débits équivalents est reporté dans l'annexe **B**.

3.4 Conclusion

Afin d'étudier les flammes turbulentes non prémélangées stabilisées par effet swirl, il a été conçu et mis en place une chambre de combustion de puissance nominale de 20 kW. Le brûleur utilisé est un brûleur coaxial à swirler avec injection radiale de méthane. Les paramètres d'étude sont la teneur en oxygène dans l'oxydant, la richesse globale à l'injection, le nombre de Reynolds et le nombre de swirl. Dans le cadre du projet CO2-Energicapt, les taux d'enrichissement en oxygène compatibles avec les spécificités du procédé de captage du CO_2 sont relativement faibles. Ainsi, dans cette étude, il a été décidé de faire varier la teneur en oxygène de 21 à 30 % vol. La richesse globale varie de 0,8 à 1 afin de maintenir la flamme dans des régimes pauvres qui sont aussi des régimes de combustion classiques pour des installations de type four de combustion. Le nombre de swirl varie de 0,8 à 1,4 afin de garder un taux de rotation de l'écoulement suffisamment important pour favoriser le mélange des réactifs d'après les résultats de la littérature.

Dans l'objectif de conserver une dynamique équivalente en sortie du brûleur entre les différents cas d'enrichissement en oxygène et de richesse globale, il a été décidé de maintenir un nombre de Reynolds équivalent lorsque les autres paramètres mentionnés précédemment varient. Le choix du nombre de Reynolds (de l'ordre de 8000) est conditionné par la nécessité de maintenir la flamme en régime turbulent et par le souhait d'obtenir une flamme stabilisée pour l'ensemble des conditions présentées. En contre-parti, le débit de méthane augmente lorsque la teneur en O_2 et la richesse globale augmentent. Les résultats sur la stabilité de la flamme seront présentés au début de la troisième partie qui regroupe l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus. Le chapitre suivant est dédié aux techniques expérimentales mises en œuvre dans cette étude.

4 Techniques de mesure et traitement des résultats

4.1 Chimiluminescence sur OH^* de la flamme

4.1.1 Objectifs de l'étude et principe général

Nous cherchons à caractériser la forme et la dynamique de la flamme notamment via la détermination de sa répartition dans l'espace : soit la position de la base et la hauteur de la flamme. Pour repérer ces positions du front de flamme, la technique choisie repose sur l'observation de l'émission spontanée du radical OH^* (l'étoile indique l'état excité de l'espèce), sur la bande principale (0-0) à 306,4 nm, dans le domaine de l'ultraviolet. Ce phénomène est connu sous le terme de chimiluminescence du radical OH^*. Nous rappelons que l'espèce OH^* n'est pas un produit de combustion mais un intermédiaire réactionnel présent dans le front de flamme. Il a une courte durée de vie, qui peut varier de quelques à plusieurs centaines de ns à 0,1 MPa en fonction de l'importance des phénomènes de relaxation non radiative par collisions, dit « quenching collisionel », avec d'autres espèces [143]. Il est aussi possible d'observer la chimiluminescence d'espèces telles que CH^*, C_2^* comme l'illustre la figure 25 qui présente un spectre d'émission typique d'une flamme prémélangée de méthane-air à la stœchiométrie.

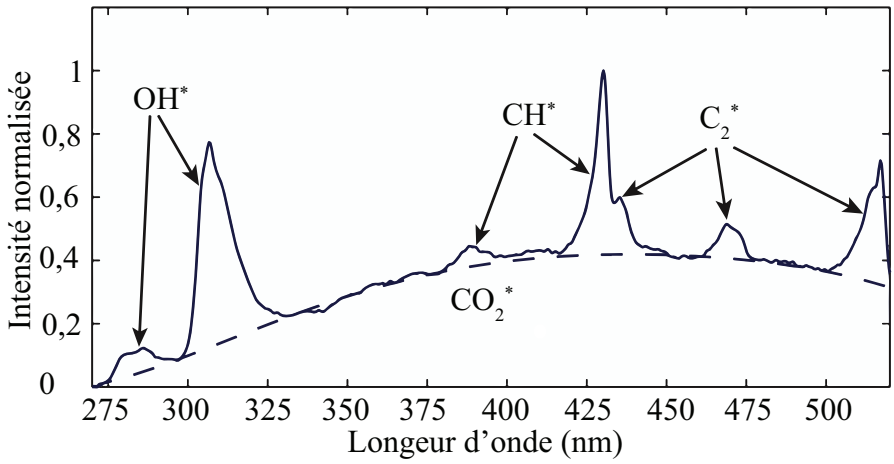


Figure 25 – Spectre d'émission typique d'une flamme méthane-air prémélangée à pression atmosphérique [144].

Les résultats issus de cette technique ne sont pas quantitatifs ce qui signifie que nous ne pouvons pas déterminer la concentration du radical OH^* dans la flamme. Toutefois, nous pouvons déterminer la position des fronts de flamme comme le mentionne la section 4.1.3. Notons par ailleurs que le signal de chimiluminescence collecté est intégré sur la ligne de visée. Dans les cas de flammes qui fournissent un signal de chimiluminescence axisymétrique, les algorithmes d'inversion (de type inversion d'Abel, de Radon) permettent de remonter à l'évolution radiale moyenne du signal de chimiluminescence dans le plan de

symétrie. Dans les autres cas de flammes, il est nécessaire d'observer la flamme à différents angles de vue afin de reconstruire soit la répartition moyenne ou instantanée sur un plan transverse, soit la répartition volumique du signal de chimiluminescence. Nous parlons alors de reconstruction tomographique de la flamme [145, 146]. Enfin, dans le cas de flammes rotatives périodiques ou pseudopériodiques, il est possible d'exploiter la rotation de la flamme pour obtenir plusieurs projections à partir d'un seul détecteur [147]. Cela suppose de pouvoir résoudre temporellement l'écoulement afin de reconstruire l'évolution en phase de la flamme.

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons fait le choix de n'étudier que le positionnement spatial de la flamme via une caractérisation des hauteurs d'accrochage et des longueurs de flamme. En effet, les tentatives de reconstruction du signal de chimiluminescence par les algorithmes d'inversion n'ont pas donné de résultats satisfaisants à cause de l'absence d'axisymétrie des flammes étudiées.

Le dispositif expérimental qui permet une visualisation directe de la chimiluminescence OH* est décrit dans la section suivante 4.1.2.

4.1.2 Montage

La figure 26 représente schématiquement le dispositif expérimental pour les mesures de chimiluminescence OH*. Ce montage est composé d'une caméra CCD intensifiée munie d'un objectif UV Nikkor de 105 mm de focale (*f*/4,5), d'un dispositif de contrôle de la caméra (refroidissement par effet Peltier et système de synchronisation), d'un filtre 306BP20 (Omega Optical), centré sur 306 nm avec une bande passante de 20 nm, et d'un ordinateur pour acquérir et stocker les images en temps réel. La caméra utilisée est de type PIMAX Gen II (Princeton Instrument). Elle est composée principalement d'un capteur CCD 16 bits (1024x1024 pixels^2). L'acquisition des images est assurée par le logiciel WinView32. Suivant les différents cas expérimentaux, il est possible de contrôler le gain, la durée de la porte d'intensification de la caméra et l'indice d'ouverture de l'objectif pour conserver un rapport signal sur bruit satisfaisant et ne pas saturer la caméra. Un temps d'intégration typique est de 40 ms. Le champ de mesure est de 80x80 mm^2 avec une résolution spatiale de 12 pixels/mm. L'acquisition est effectuée sur 400 images pour permettre, lors du traitement des images, le calcul de grandeurs statistiques (moyenne convergée et écart type).

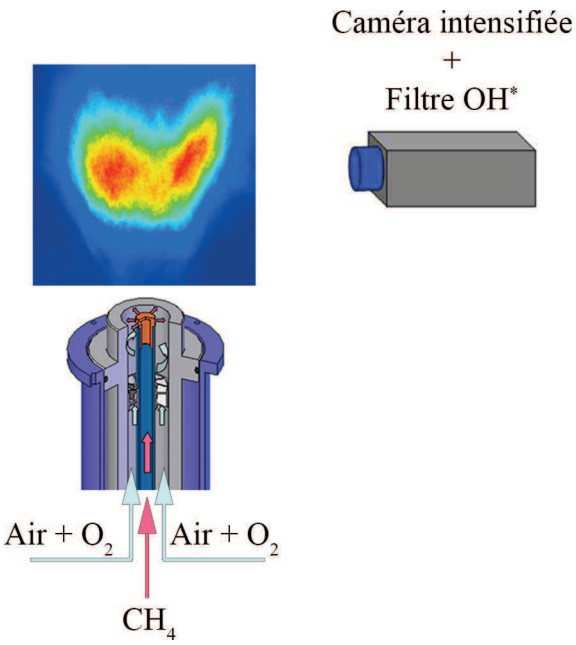


Figure 26 – Schéma du dispositif pour l'imagerie directe de la flamme par chimiluminescence. L'ordinateur, le système de contrôle de la caméra et les connectiques ne sont pas représentés.

4.1.3 Traitement des contours et incertitudes

Les hauteurs d'accrochage et de fin de la flamme sont obtenues à partir d'une détection de contours illustrée à la figure 27 (b). Elle consiste à repérer un seuil de niveau d'intensité qui délimite nettement le bruit du signal de chimiluminescence. Ce seuil peut être choisi à partir du niveau d'intensité maximum qui correspond à la zone de bruit. Il peut aussi correspondre au point d'inflexion du signal de chimiluminescence déterminé à chaque position radiale sur l'image. Bien que le rapport signal sur bruit *RSB* soit satisfaisant pour les cas expérimentaux traités (supérieur à 10), nous avons retiré à chaque image instantanée le bruit de fond moyen (sur 50 images) de la caméra. Le programme de détection des contours est développé sur MATLAB™.

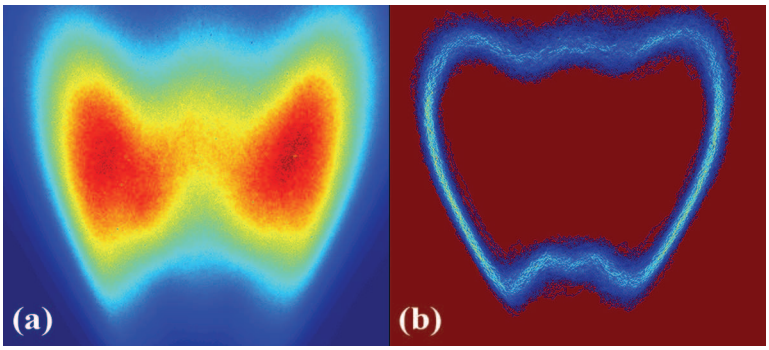


Figure 27 – Image de chimiluminescence du radical OH^* : (a) image moyenne ; (b) sommation des contours détectés par seuillage pour chaque image instantanée.

4.2 Stéréovélocimétrie par images de particules (SPIV)

4.2.1 Principe général de la PIV

La vélocimétrie par image de particules (Particle Image Velocimetry en anglais) est une technique de mesure, en premier lieu, d'un champ de déplacement d'un écoulement ensemencé par des gouttelettes d'un liquide ou des particules solides de taille suffisamment faible pour être advectées passivement par l'écoulement. Dans un second temps, la mesure des déplacements au sein de l'écoulement permet, par le calcul, de déterminer le champ de vitesses associé, à différents instants. La technique consiste à éclairer, à l'aide d'un plan laser, pendant un intervalle de temps très court, la zone de l'écoulement ensemencé à mesurer, à deux instants séparés d'un intervalle de temps dt également court (Fig. 28) qui dépend des vitesses à mesurer.

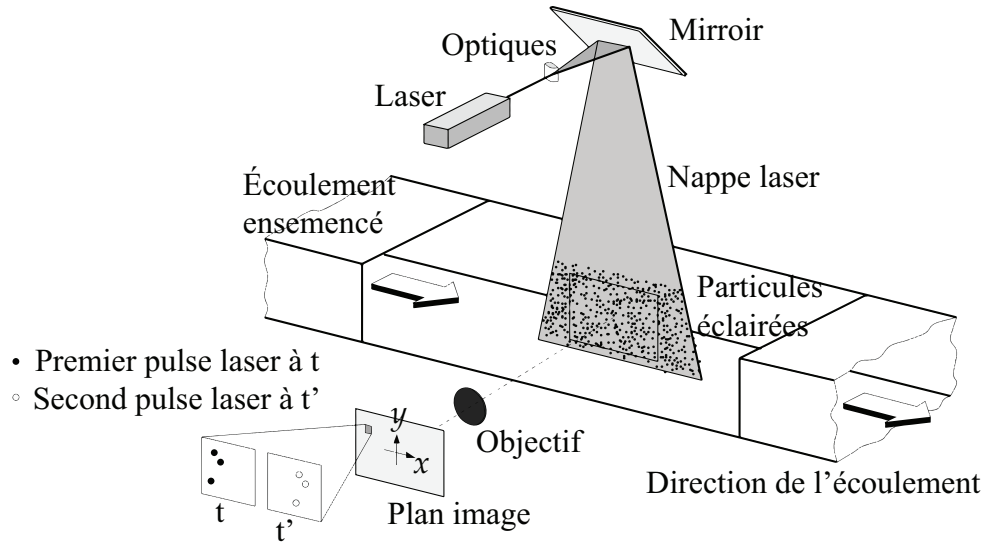


Figure 28 – Principe général de la PIV d'après Raffel *et al.* [148].

Une caméra à capteur CCD récolte et enregistre la lumière diffusée par les particules (diffusion de Mie) à chaque illumination. L'information collectée correspond alors aux intensités lumineuses I et I' reçues par chaque pixel du capteur CCD aux instants t et $t + \mathrm{d}t$. La reconstitution du déplacement des particules entre les deux instants est obtenue par subdivision de chaque image en un grand nombre de fenêtres d'interrogation de taille fixée. Supposons qu'un écoulement évolue dans le plan (x, y). Au sein d'une même fenêtre d'interrogation, la fonction de corrélation croisée des intensités lumineuses $R_{II'}(\Delta x, \Delta y)$ est calculée aux instants t et $t + \mathrm{d}t$ par :

$$R_{II'}(\Delta x, \Delta y) = \sum_{i=-m}^{m} \sum_{j=-n}^{n} I(i,j) I'(i + \Delta x, j + \Delta y) \tag{57}$$

Le déplacement $(\Delta x, \Delta y)$ le plus probable correspond au maximum de $R_{II'}$ pour l'ensemble des déplacements possibles avec une incertitude absolue typique de l'ordre de ±0,5 pixel.

Pour améliorer la précision de la mesure, l'utilisation de particules qui produisent une taille image plus petite de l'ordre de 2 x 2 pixels permet d'atteindre une estimation du déplacement au 1/10ème de pixel près par interpolation en supposant que l'intensité de l'image de chaque particule sur le CCD suit une évolution en forme de gaussienne. Toutefois, lorsque la taille des particules est trop petite, un biais de mesure est introduit de type « peak-locking » qui tend à concentrer les déplacements vers des valeurs entières de pixels (voir Raffel *et al.*[148]). Il peut être éliminé en introduisant, par exemple, un léger floutage pour augmenter artificiellement la taille des particules [149]. Une fois le déplacement le plus probable estimé, les composantes du vecteur vitesse de l'écoulement dans le plan (x, y) peuvent être calculées par $(v_x, v_y) = (\Delta x/dt, \Delta y/dt)$. Lorsque, pour chaque pulse laser, une image distincte est enregistrée, la mesure du déplacement est réalisée par un algorithme dit d'intercorrélation. L'algorithme n'utilise pas exactement la fonction de l'équation (57) mais plutôt sa Transformée de Fourier Rapide afin de diminuer les temps de calcul, après avoir au préalable rendu les signaux périodiques. Il faut veiller à éviter le phénomène de repliement spectral en choisissant des valeurs de $\mathrm{d}t$ qui autorisent un déplacement maximal inférieur ou égal à 1/4 de la fenêtre d'interrogation [148]. Par ailleurs, les particules qui, à l'instant t, se trouvent au bord d'une fenêtre d'interrogation donnée ne sont pas capturées à l'instant $t + \mathrm{d}t$. Par conséquent, un autre biais apparaît, qui a pour effet de favoriser les petits déplacements, celui-ci est corrigé dans l'algorithme utilisé dans ce travail et développé par la société TSI, en effectuant le recouvrement des fenêtres d'interrogation (50 %).

4.2.2 Principe général de la PIV stéréoscopique (*SPIV*)

Lorsqu'un écoulement présente un fort caractère tridimensionnel, la PIV deux composantes ne permet plus d'explorer le jet dans toutes ses dimensions. La PIV stéréoscopique ou stéréo-PIV permet d'accéder au déplacement de l'écoulement dans les trois directions sur un plan de mesure défini par la nappe laser à l'aide de deux caméras qui imitent la vision binoculaire (Fig. 29). Le déplacement hors du plan est reconstruit à partir des déplacements mesurés issus des acquisitions de chaque caméra.

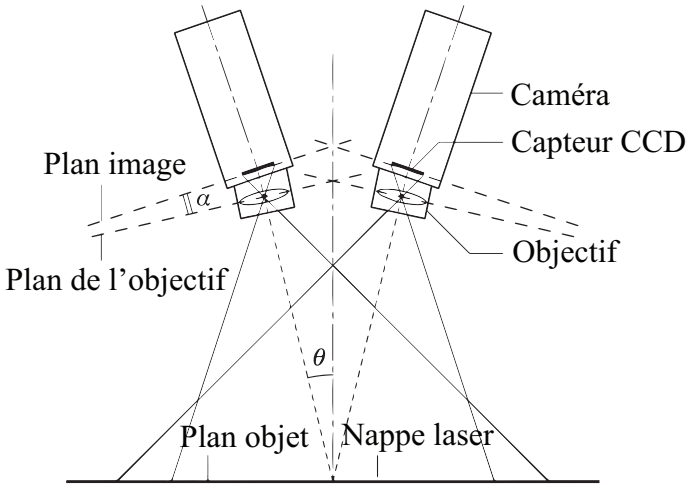


Figure 29 – Schéma de principe d'une configuration *SPIV* avec condition de Scheimpflug, d'après [149].

Chacune des caméras est équipée d'une monture Scheimpflug qui permet de donner une image nette de la zone de mesure malgré le décalage entre l'axe de visualisation et la perpendiculaire au plan de mesure. La règle géométrique de Scheimpflug énonce que lorsque les plans image, objectif et objet se coupent en un même point, il est possible de complètement focaliser un plan objet qui n'est pas parallèle au plan image. Toutefois, ces conditions engendrent une distorsion du plan objet qu'il est nécessaire de corriger par une calibration appropriée.

4.2.3 Plans de mesure et dispositif

Les mesures de stéréo-PIV en non réactif et en réactif ont été réalisées dans quatre plans :

– Un plan longitudinal à l'écoulement qui passe par l'axe central du brûleur : configuration 1
– 3 plans transverses à l'écoulement situés à z=10, 30 et 50 mm au-dessus du plan de sortie du brûleur : configuration 2

Nous précisons ici que nous avons également réalisé une campagne de mesures de PIV « classique » en non réactif dans le plan longitudinal. Les résultats des deux techniques sont comparés dans l'annexe **C**.

Nous définissons ici à la figure 30 les composantes de la vitesse mesurées pour les deux types de plan : longitudinal et transverse. Les composantes radiales, azimutales et axiales de la vitesse sont respectivement notées v_r, v_θ et v_z.

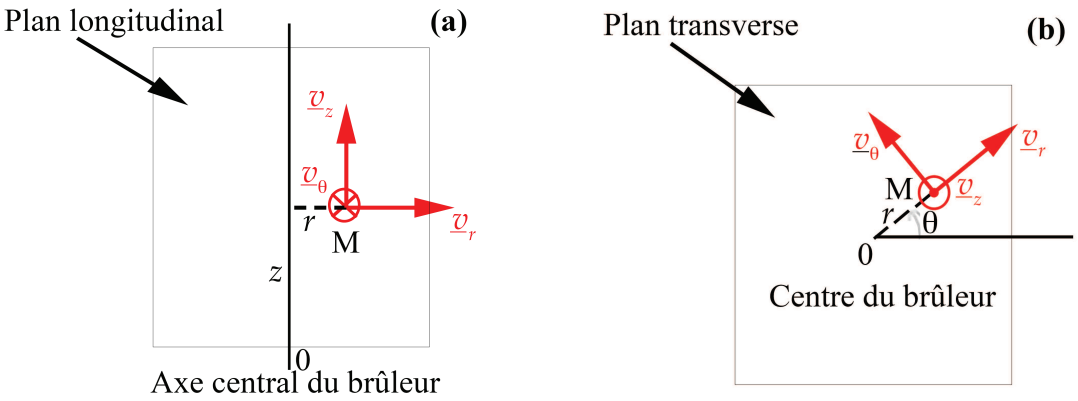


Figure 30 – Composantes des vecteurs vitesse : (a) dans le plan longitudinal en coordonnées cylindriques (r, θ, z) ; (b) dans le plan transverse en coordonnées polaires (r, θ).

La disposition des caméras suivant les configurations 1 et 2 est illustrée à l'ensemble de figures 31. La figure 32 montre une photographie de la configuration 2 à titre d'exemple.

Le dispositif expérimental destiné aux mesures de stéréo-PIV comprend un laser bipulses YAG Minilite utilisé comme source de lumière. Il émet deux faisceaux lasers à une longueur d'onde de 532 nm, d'une énergie de 25 mJ chacun à la cadence de 10 Hz. Le laser ainsi que le système optique sont montés sur un système de déplacement vertical afin de permettre la réalisation des plans transverses à différentes hauteurs pour la configuration 2.

La synchronisation entre les deux caméras et le laser est réalisée par un boîtier de synchronisation TSI Laser Pulse 610035. Le temps entre les deux tirs a été adapté pour les différents cas étudiés, il varie dans cette étude entre 20 à 30 µs afin que le déplacement maximal des particules n'excède pas un tiers de l'épaisseur de la nappe laser. Un système optique, composé d'une lentille cylindrique plan-convexe (de distance focale de 12,7 mm) et d'une lentille sphérique (de distance focale de 592 mm), transforme le faisceau laser en une nappe de 500 µm d'épaisseur et de 100 mm de hauteur au centre de la fenêtre de mesure. Les deux caméras CCD (TSI Powerview Plus 4MP, 12 bits en sortie et 2048 x 2048 pixels^2) sont montées sur des montures Scheimpflug et disposées du même côté du plan laser. Pour la configuration 1, l'angle entre les deux caméras est limité à 30 ° du fait d'un accès optique réduit par la taille des fenêtres de la chambre tandis que pour la configuration 2, l'angle est de 60 °. Les caméras sont toutes deux équipées d'un objectif Nikon AF Micro-Nikkor 105 mm F/2.8. Un filtre interférentiel centré à 532 nm avec une bande passante de 10 nm est placé devant chaque caméra afin de ne récolter que la diffusion de Mie des particules qui ensemencent l'écoulement d'oxydant et limiter ainsi l'émission propre de la flamme. Les particules d'Al_2O_3 sont utilisées avec un diamètre moyen de 0,75 µm. Le diamètre apparent sur le capteur Ces particules suivent bien l'écoulement, car le nombre de Stokes, *St*, calculé dans les conditions de nos expériences est très inférieur à 1. Nous rappelons que le nombre de Stokes est défini comme le rapport entre le temps de réponse des particules et un temps caractéristique de l'écoulement. Ces particules sont bien adaptées aux milieux hautes températures avec leur température de fusion supérieure à 2000 °C et affichent un bon indice de réfraction de 1,8 à 532 nm. En considérant une taille de maille de 32x32 pixels, un grandissement de 0,11 et un recouvrement spatial de 50 %, la résolution spatiale typique pour le champ de vecteur est de 1,1 mm dans les deux directions. La taille du champ de mesure est de 115x95 mm pour la configuration 1 et de 90x90 mm pour la configuration 2. De 500 à 1000 paires d'images pour chaque caméra, selon les cas, sont enregistrées par le PC d'acquisition. Le logiciel Insight 4G™ de TSI est utilisé pour analyser les images.

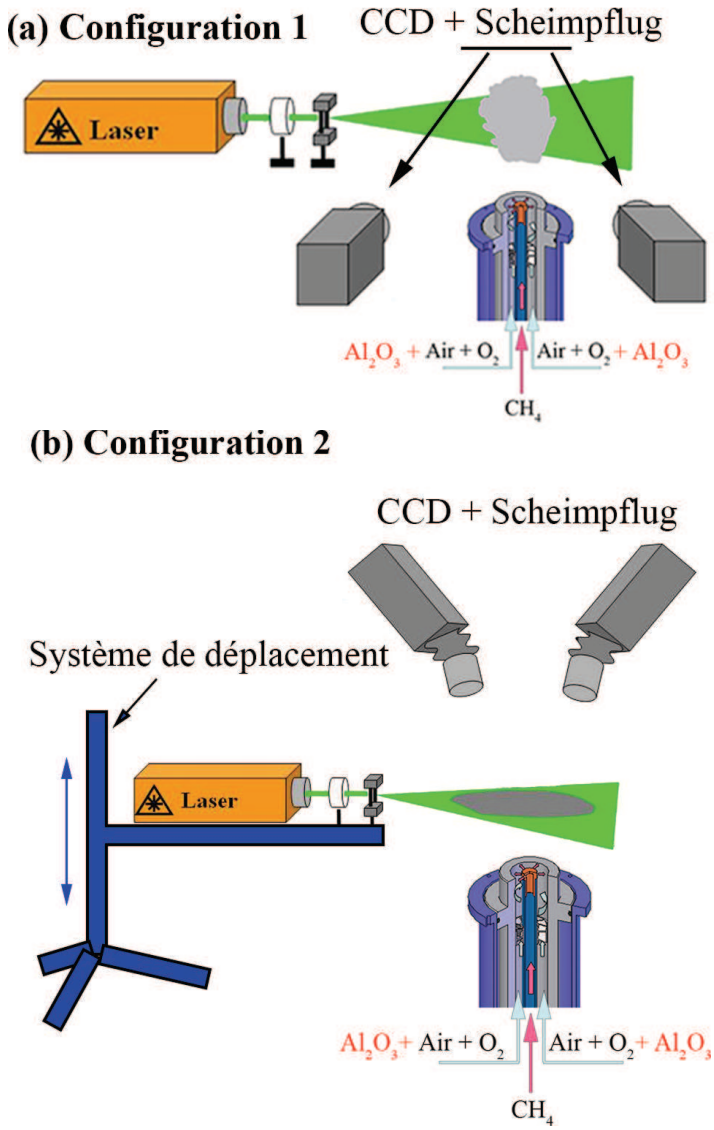


Figure 31 – Disposition des caméras pour le dispositif *SPIV* : (a) Configuration 1 pour une mesure dans le plan longitudinal ; (b) Configuration 2 pour une mesure dans un plan transverse. La chambre de combustion n'est pas représentée.

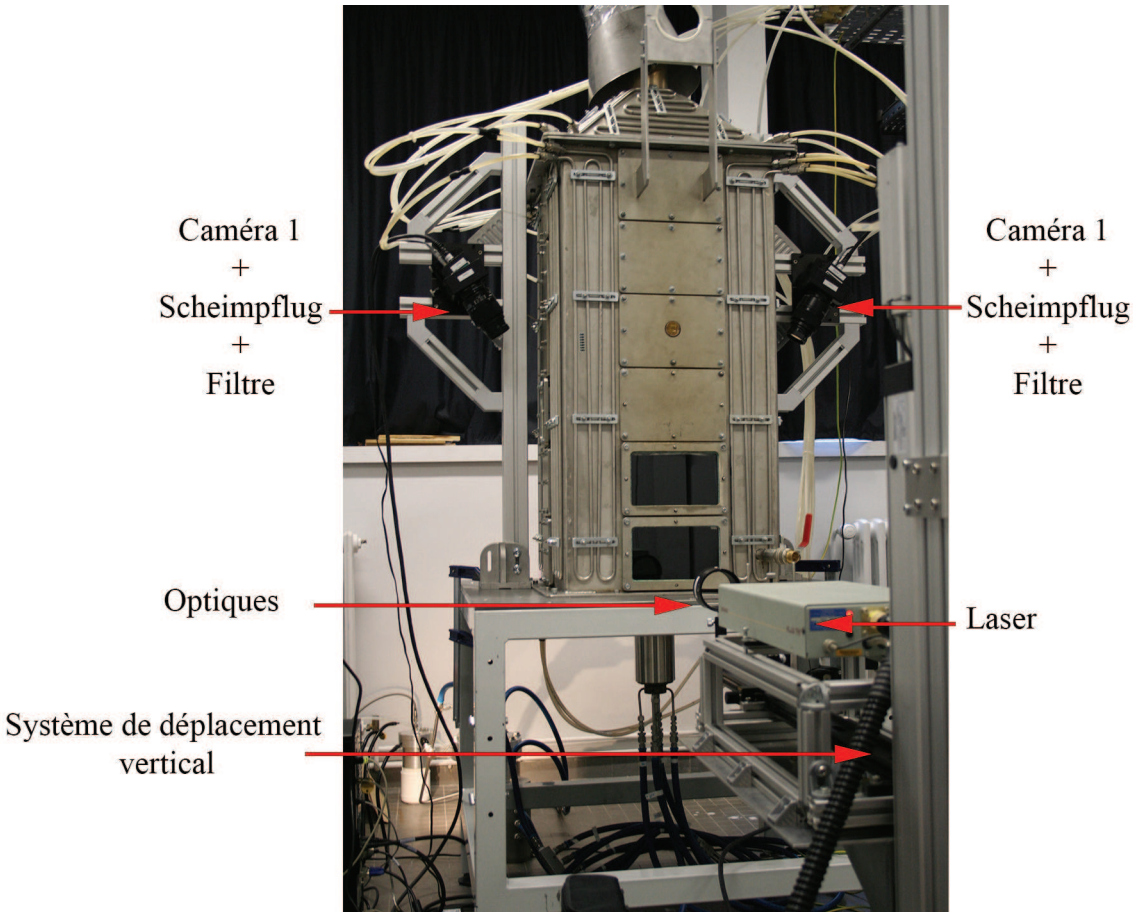


Figure 32 – Photographie de l'installation avec le dispositif stéréo-*PIV* en configuration 2.

4.2.4 Calibration et correction des images

La calibration est réalisée grâce à une mire parfaitement centrée sur le brûleur, à l'aide d'éléments de centrage que nous avons conçus au laboratoire suivant les configurations, et alignée sur le plan laser. Elle sert d'une part à fournir un repère absolu pour les champs de vitesse mesurés et d'autre part à établir les relations entre les points du plan objet et du plan image ainsi qu'à corriger la déformation des images obtenues liée à la configuration des caméras. Cette mire est pourvue de marques (ronds et une croix au centre) de tailles identiques et régulièrement espacées en un maillage carré. Les marques sont disposées alternativement sur deux plans différents puisque la mire possède des rainures diagonales régulièrement espacées comme l'illustre la figure 33.

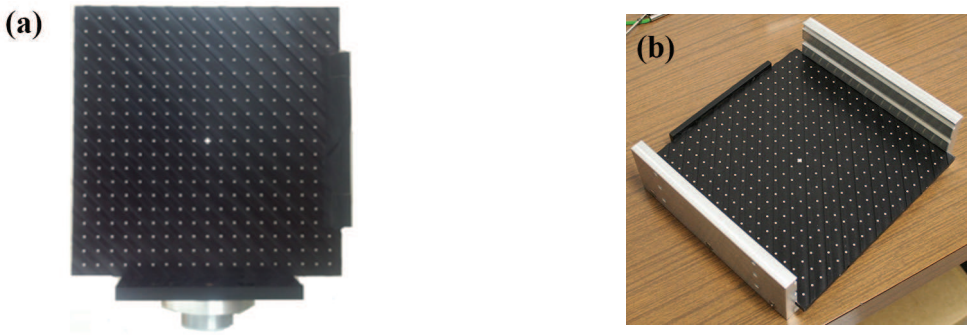


Figure 33 – Mire de calibration TSI avec rainures : (a) élément de centrage au bas de la mire pour la configuration 1 ; (b) élément de centrage à 3 hauteurs pour la configuration 2.

Ainsi, il n'est pas nécessaire de déplacer la mire lors de l'étape de calibration. Les différentes étapes de la calibration réalisée à l'aide du logiciel Insight 4G™ sont :

– Définition des paramètres géométriques de la mire : type de mire, distance entre les marques, profondeur de la rainure
– Acquisition des images de la mire par les deux caméras ; la mire est centrée sur le brûleur et alignée sur le plan laser
– Calcul de la fonction de distorsion à partir des deux images obtenues

En pratique, nous prenons plusieurs paires d'images de la mire afin d'obtenir une fonction de distorsion moyenne. Une source d'erreur à prendre en compte, qui peut conduire à des erreurs de reconstruction non négligeables, est un mauvais alignement entre la mire et la nappe laser [150]. Nous utilisons la fonction « de stéréo auto-mapping » développée par TSI (comme définie dans la documentation TSI) pour corriger cet éventuel écart. Typiquement, la correction appliquée dans notre étude sur le facteur de conversion μm/pixels est inférieure à 0,5 %.

4.2.5 Traitement et post-traitement des images

L'analyse des images de *SPIV* se décompose en quatre étapes :

– Soustraction du bruit caméra et soustraction du bruit de fond à l'aide d'une recherche du minimum d'intensité sur un ensemble de clichés [151]
– Correction des déformations d'images sur les clichés de PIV
– Analyse des images corrigées de chaque caméra par une technique d'intercorrélation pour obtenir des champs de vitesse 2 composantes
– Reconstruction des champs de vitesses 3 composantes à partir des champs de vitesses 2 composantes précédemment calculés

L'algorithme de calcul des vecteurs, pour le troisième tiret, est de type « Nyquist récursif ». Dans une première étape (étape A), les images sont découpées en mailles de taille 64x64 pixels^2 pour le calcul des vecteurs intermédiaires. Ces derniers sont utilisés dans une deuxième étape (étape B) durant laquelle le déplacement des mailles est optimisé suivant la direction moyenne donnée par les vecteurs intermédiaires [152]. Un masque gaussien est appliqué à chaque maille de départ afin de donner plus de poids au centre de la maille par rapport à ses bords. L'étape de corrélation est effectuée à l'aide d'un calcul de Transformée de Fourier Rapide.

L'interpolateur appliqué au pic de déplacement pour déterminer une valeur subpixel du déplacement est de type gaussien. Le taux de recouvrement de chaque maille est de 50 %.

Les champs de vitesses obtenus après le calcul d'intercorrélation peuvent contenir des vecteurs aberrants qui peuvent être détectés à partir de valeurs seuils ainsi définies:

– seuil qui repose sur la taille des vecteurs. Un vecteur aberrant peut être un vecteur dont la taille dépasse la valeur seuil sélectionnée

– seuil basé sur le rapport signal sur bruit (*RSB*), défini par le rapport de la hauteur du pic de corrélation sur la hauteur du deuxième pic le plus haut (détection parasite). Si un vecteur calculé a un rapport trop faible, il est considéré comme vecteur aberrant.

Dans cette étude, nous avons remplacé les vecteurs aberrants par le vecteur médian calculé à partir de ses premiers voisins lors de la première étape uniquement (étape A) [153, 154]. Le seuil sur la taille des vecteurs est basé sur l'écart type avec un facteur de 5. Le *RSB* est fixé à 1,1.

4.3 Fluorescence de l'acétone induite par plan laser (PLIF)

4.3.1 Application de la fluorescence de l'acétone à l'étude des mélanges réactifs

Afin de suivre la diffusion du méthane dans l'air swirlé au voisinage de la sortie du brûleur et dans l'objectif de qualifier le mélange à la base de la flamme suivant différentes conditions opératoires, la technique de fluorescence induite par plan laser de l'acétone (PLIF de l'anglais « Planar Laser Induced Fluorescence ») est utilisée en non quantitatif.

Pour conduire, par exemple, une étude quantitative de la fraction de méthane en réactif avant le front de flamme, il est nécessaire de maîtriser/contrôler l'énergie laser, la quantité d'acétone introduite dans le méthane, et la température du milieu étudié à chaque pulse laser. Puisqu'il n'a pas été possible de contrôler l'ensemble de ces paramètres, l'étude menée dans cette thèse relève simplement d'un apport d'éléments qui visent à qualifier le mélange en réactif et plus précisément la dilution du méthane dans le mélange air et gaz recirculés.

4.3.2 Principe de la fluorescence

Le principe repose sur la mesure de l'émission spontanée d'un rayonnement par un atome ou une molécule lors de sa désexcitation d'un état excité vers un état d'énergie inférieure. Cette émission résulte de l'absorption d'un rayonnement laser accordé sur une transition de ces molécules ou atomes. La molécule excitée par absorption du rayonnement laser, se désexcite après un certain temps, en émettant un photon. Pour plus de détails sur les mécanismes de la fluorescence, nous renvoyons le lecteur vers la description du cours de Cessou d'un modèle simplifié à deux niveaux [155] et pour plus de détails vers l'article de Schulz *et al*. [156].

4.3.3 Dispositif

Un schéma de principe de la LIF et une photographie du montage sont illustrés à la figure 34 et 35. Le laser utilisé est un Spectra-physics modèle 130-10 de Quanta-Ray. Il fournit un faisceau de 9 mm de diamètre à 266 nm avec une énergie mesurée de 46 mJ/pulse cadencé à 10 Hz. La durée d'impulsion mesurée se situe entre 10 et 20 ns. Un jeu de deux miroirs dichroïques (diamètres : 50 mm, traités à 266 nm), positionnés à 45° sur le trajet du faisceau, permet une translation du faisceau laser. Les miroirs sont disposés sur des montures avec vis de réglages qui permettent de régler la direction du faisceau laser. Une première lentille UV (Ultra-Violet) divergente (f=-150 mm) permet d'éclater le faisceau en une nappe qui sera affinée dans son épaisseur grâce à une deuxième lentille UV plano-cylindrique (f=200 mm). Le signal de LIF est récolté par une caméra CCD intensifiée de type PIMAX Gen III (Princeton Instrument). Elle est composée principalement d'un capteur CCD 16 bits (1024x1024 pixels^2). La caméra est montée sur un système de déplacement. Par conséquent, nous avons pu réaliser plusieurs plans de mesure sans changer le grandissement. L'acquisition des images est assurée par le logiciel WinView32. Un objectif Nikon AF Micro-Nikkor 105 mm F/2.8 est utilisé. La transmission de l'objectif pour des longueurs d'onde inférieures à 350 nm est en théorie nulle, nous n'avons pas eu besoin d'ajouter un filtre supplémentaire.

Le débit de méthane est scindé en deux. Une partie est saturée en acétone à la température ambiante via un réservoir qui permet de faire buller le méthane dans un bain d'acétone. L'autre partie du méthane sert de diluant. Les deux débits de combustible sont contrôlés en amont par des débitmètres massique thermique. Ceci nous permet de faire diminuer la quantité d'acétone via un contrôle des débits (méthane saturé en acétone et méthane pur) et non pas une régulation sur la température de saturation.

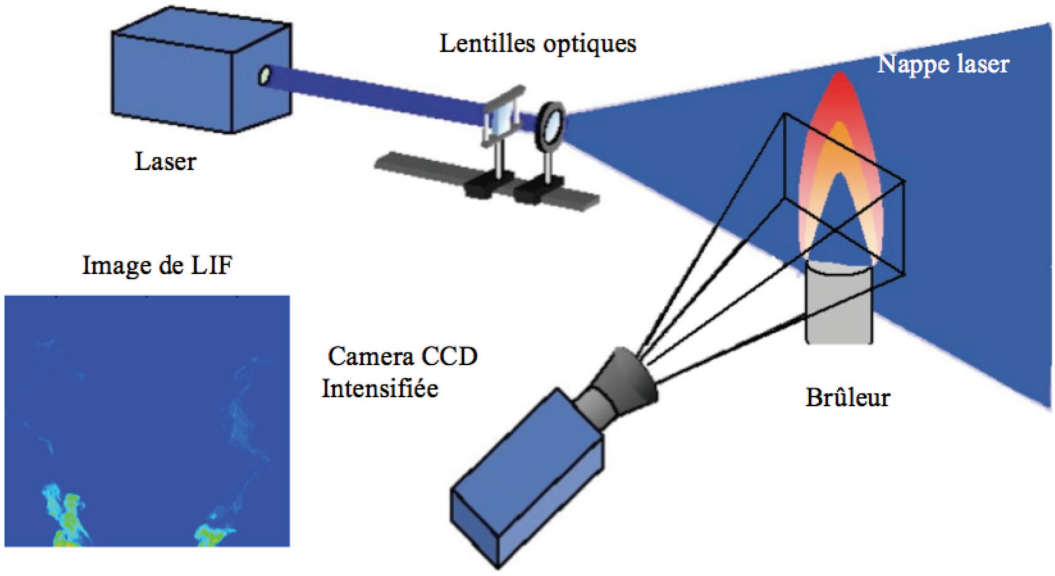


Figure 34 – Schéma de principe de la LIF.

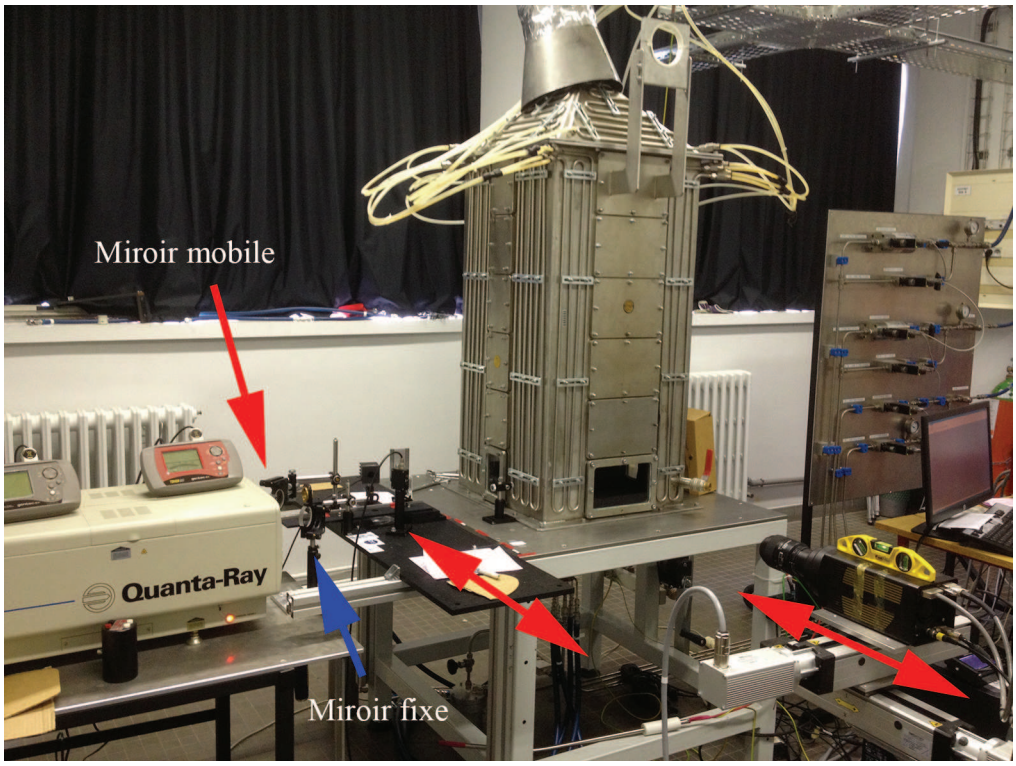


Figure 35 – Photographie du montage LIF acétone.

4.3.4 Photo-physique de l'acétone

Nous notons ici que le signal de fluorescence de l'acétone excité à 266 nm décroît avec la température variant de 300 à 1000 K [157]. Au-delà de 1200 K, la pyrolyse de l'acétone affiche des temps caractéristiques inférieurs à la seconde, d'où la nécessité de la prendre en compte dans des écoulements avec des temps caractéristiques similaires avant le front de flamme.

L'ajout d'acétone dans le méthane augmente la richesse locale du mélange. Nous ne connaissons pas en absolue la quantité d'acétone qui sature le méthane. Par conséquent, nous avons comparé qualitativement des images de chimiluminescence de la flamme avec et sans acétone afin de déterminer les conditions opératoires pour lesquelles l'ajout d'acétone ne perturbe pas la flamme.

Il faut par ailleurs s'assurer que l'acétone diffuse de façon similaire au méthane. La diffusivité moléculaire du méthane dans l'air diffère de celle de l'acétone d'un facteur 3. Toutefois, nous pouvons considérer que pour des distances plus grandes que le diamètre des trous d'injection du méthane (3 mm), les différences de concentration sont inférieures à 5 % [158].

4.3.5 Traitement des images

L'objectif de cette section est d'expliciter les étapes du traitement d'images car ce dernier est crucial pour l'interprétation des mesures. Nous résumons le post-traitement utilisé pour corriger l'inhomogénéité de l'intensité de la nappe laser, et que nous appliquons à chaque image instantanée. La correction de l'intensité de la nappe est déterminée à partir du signal de fluorescence moyen émis par un jet axial de N_2 saturé en acétone comme le montre la

figure 36 (a). Elle repose sur l'hypothèse que la concentration d'acétone reste constante le long du jet. La figure 36 détaille les étapes qui permettent de déterminer un profil correctif de l'intensité des images de LIF. Nous identifions sur l'image un domaine où les fluctuations d'intensité ne sont pas trop importantes (Fig. 36 (b)) et proche de l'axe central du brûleur. Les coefficients de correction sont déterminés dans cette zone. Ensuite, nous cherchons à déterminer la direction des faisceaux lumineux afin de translater le profil correctif en fonction de la position radiale (Fig. 36 (c)). Enfin, nous supposons que l'atténuation du faisceau laser incident est négligeable lorsqu'il traverse le milieu ensemencé en acétone. La figure 36 (d) présente l'image 36 (a) corrigée.

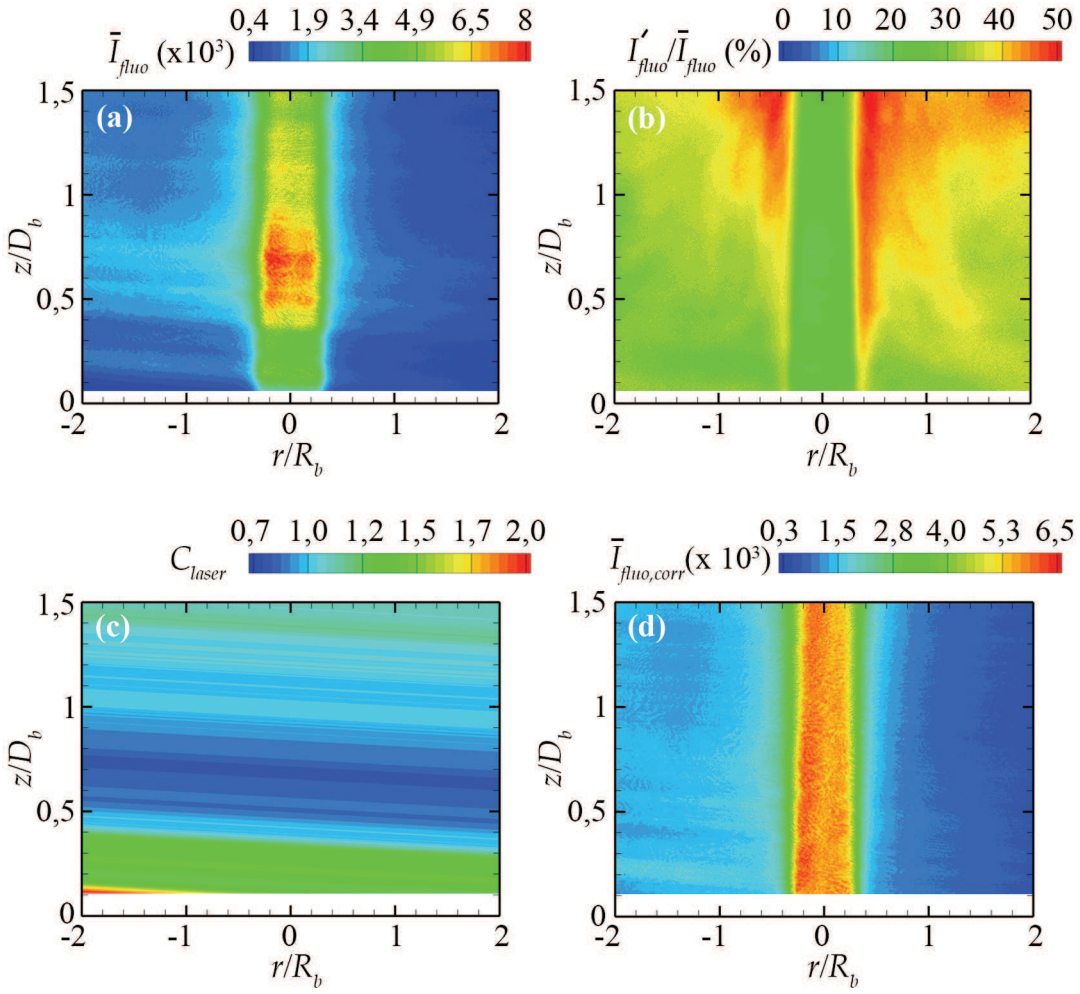


Figure 36 – Illustrations des étapes de la correction de l'énergie laser pour les images de LIF.

La fonction de correction de l'énergie laser est notée C_{laser}. L'ensemble des figures 37 illustre l'application de la correction à une image instantanée (Fig. 37 (b)) et à l'image moyenne effectuée sur 400 images (Fig. 37 (d)). Les corrections de bruit qui correspond au bruit électronique de la caméra et le bruit lié à une éventuelle fluorescence de l'environnement en présence de la flamme ont été effectuées. Nous avons supposé que la réponse de la caméra, quelque soit la cellule CCD considérée, reste la même. Par conséquent, nous n'avons pas réalisé de bruit blanc caméra.

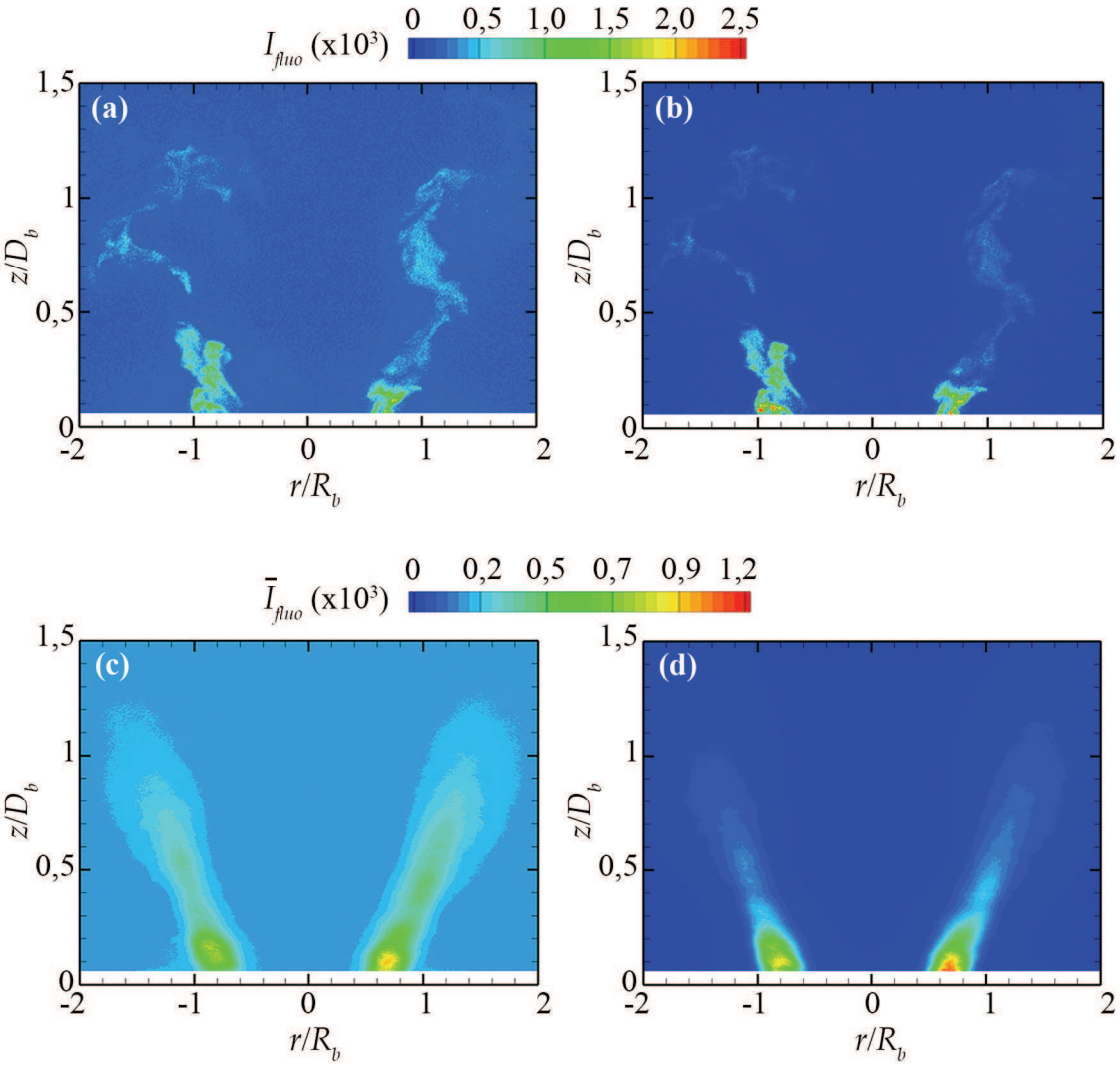


Figure 37 – Image instantanée de fluorescence : (a) sans correction de l'intensité laser C_{laser} avec bruit ; (b) avec correction de l'intensité laser C_{laser} sans bruit. Image moyenne de fluorescence : (c) sans correction de l'intensité laser C_{laser} avec bruit ; (d) avec correction de l'intensité laser C_{laser} sans bruit.

4.4 Analyse des gaz de combustion

4.4.1 Montage

Les mesures de concentrations de gaz sont effectuées en haut de la chambre de combustion, à 1,2 m du plan de sortie du brûleur, à l'aide d'une sonde de prélèvement de type PSP4000–HCT, comme l'indique la figure 21. La sonde de prélèvement contient une cartouche filtrante qui permet de filtrer les gaz prélevés. La sonde et le tube de prélèvement sont maintenus à 180 °C pour éviter la condensation des gaz lors du prélèvement qui peuvent absorber une certaine quantité de CO_2 et autres polluants [159].

Ces derniers sont acheminés à l'analyseur Horiba PG250 qui permet de mesurer les concentrations de NO_x ($NO + NO_2$), CO, SO_2, CO_2 et O_2 et à l'analyseur ABB AO2020 qui est utilisé pour mesurer le CH_4. Le tube de prélèvement est équipé d'un thermocouple Fe-CuNi qui permet la mesure de température au point de prélèvement. Le transport des gaz s'effectue dans une gaine chauffée à 150°C afin d'éviter la condensation de l'eau qui pourrait dégrader l'analyse des gaz. Un groupe froid (pré-échantillonneur PSS5) précède l'analyseur et permet d'éliminer la vapeur d'eau contenue dans les gaz de combustion avant que ceux-ci n'entrent dans les analyseurs ; les mesures obtenues sont dites sur fumées sèches. Le temps de réponse est de l'ordre de la dizaine de secondes pour les deux analyseurs. Le débit de gaz analysé est de 0,4 NL/min pour le PG250 et de 0,8 à 1 NL/min pour AO2020. Le tableau 7 donne les principes de mesure et les gammes d'échelles de mesure de l'analyseur multigaz HORIBA PG250 et l'analyseur ABB AO2020 pour le CH_4.

Table 7 – Caractéristiques des analyseurs de gaz (documentations techniques de Horiba PG250 et ABB AO2020)

Espèces	Principe de mesure	Gammes
NO_x	Chimiluminescence	0 à 5000 ppm
O_2	Paramagnétisme	0 à 25 %
CO	Infrarouge non dispersif avec détecteur de type pneumatique	0 à 5000 ppm
CO_2	Infrarouge non dispersif avec détecteur de type pyroélectrique	0 à 25 %
CH_4	Infrarouge non dispersif avec détecteur de type pneumatique	0 à 5000 ppm

Les mesures sont enregistrées dès que le régime permanent est atteint (temps caractéristique d'une minute), et elles sont moyennées sur des durées de cinq à dix minutes.

4.4.2 Principe de mesures

Détection des NO_x par chimiluminescence

Les oxydes d'azote NO_x désignent un ensemble d'espèces chimiques dans lequel l'azote est lié à au moins un atome d'oxygène et dont le nombre d'oxydations est au moins égal à 2. Typiquement, en combustion, les NO_x regroupent le NO, majoritaire, et le NO_2. La technique implémentée dans l'analyseur multigaz pour doser les NO_x est la détection par chimiluminescence du radical NO_2^* produit de la réaction entre NO et O_3 :

$$NO + O_3 \rightarrow NO_2^* + O_2 \quad (58)$$
$$NO_2^* \rightarrow NO_2 + h\nu \quad (59)$$

L'analyseur est équipé d'un ozoneur qui utilise l'air ambiant filtré pour produire O_3. Les photons issus de la désexcitation du radical NO_2^* sont collectés par une photodiode. En présence d'excès d'O_3, le signal est proportionnel à la concentration de NO.

Pour détecter le NO_2 dans les gaz brûlés, le débit de gaz à analyser est scindé en deux. Le premier flux subit les réactions (58) et (59), le second flux est converti en NO à l'aide d'un catalyseur métallique très spécifique du NO_2. Par différence avec le premier débit, la teneur en NO_2 en est déduite. Le rendement de la conversion est de l'ordre de 95 %.

Mesure de la teneur en oxygène par paramagnétisme

La mesure de O_2 est basée sur les propriétés magnétiques de cette espèce. Le gaz circule dans l'entrefer d'un électroaimant produisant un champ magnétique non uniforme. La présence de O_2 crée une différence de pression proportionnelle à la teneur en oxygène.

Détection par rayonnement infrarouge

Les mesures de CO, CO_2 et CH_4 sont effectuées par rayonnement infrarouge via des analyseurs de type NDIR (Infrarouge Non Dispersif). Un gaz échantillon et un gaz de référence sont introduits dans des cellules de mesure. Le principe repose sur la proportionnalité entre l'absorption du signal infrarouge par l'échantillon et la concentration de l'espèce à doser. La longueur d'onde du rayonnement IR dépend du gaz à analyser.

Les incertitudes sont estimées à $\pm$ 1 % de la pleine échelle pour l'ensemble des gaz étudiés. Toutefois, avec ces techniques de mesure, il peut exister des interférences entre les gaz qui, suivant la concentration des gaz qui interfèrent, peuvent élargir les incertitudes relatives. Typiquement, une concentration en CO de 5000 ppm dans les gaz à analyser élargira les incertitudes sur la mesure de NO, CO_2 et O_2 à $\pm$ 2 % de la pleine échelle.

4.5 Mesure de températures par thermocouple

Les mesures par thermocouples sont employées dans cette thèse pour mesurer la température des fumées au point de prélèvement, les températures dans la chambre et les températures dans la flamme. Nous ne revenons pas sur la mesure de température des fumées mentionnée dans la section 4.4.1. Nous présentons succinctement le principe des mesures dans la chambre et dans la flamme.

4.5.1 Température dans la chambre

Afin de réaliser le bilan thermique présenté dans la section 5.2.1, il a été décidé d'instrumenter la chambre à l'aide de thermocouples disposés le long de la chambre comme il est montré sur la figure 38 :

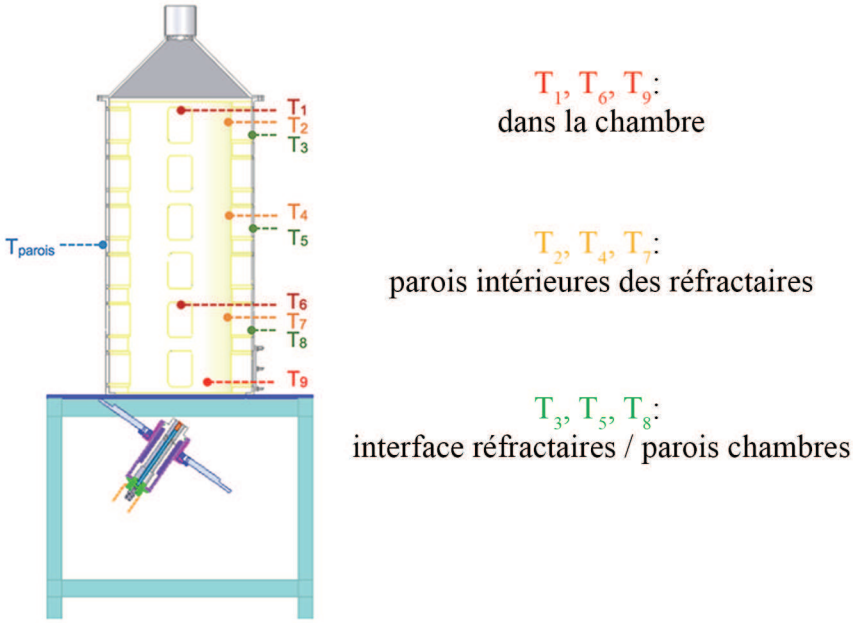


Figure 38 – Disposition schématique des thermocouples pour la chambre de combustion.

Les thermocouples sont de type K (nickel-chrome/nickel-aluminium) à gaine métallique (Inconel 600) semi-rigide de diamètre 3 mm et de différentes longueurs suivant leur disposition dans la chambre : 100 à 300 mm. Des raccords coulissants ont été placés dans les fenêtres en acier pour assurer un passage étanche des thermocouples dans la chambre. L'acquisition est réalisée par une centrale d'acquisition.

4.5.2 Température dans la flamme

Afin de déterminer la distribution de température dans la flamme, un thermocouple de type S (Platinum-10%Rhodium/Platinum) de 250 μm de diamètre est utilisé. Il est supporté par une tige céramique de 3 mm de diamètre et de 80 mm de longueur. L'ensemble est inséré et fixé dans un tube en acier de 12 mm de diamètre externe lui-même raccordé à un déplacement tridimensionnel. La mesure de température est compensée électroniquement. Le schéma de déplacement du thermocouple est donné en annexe **D** ainsi que le programme machine développé à cet effet. C'est un déplacement en cylindrique qui permet d'avoir une

résolution plus importante au cœur de la flamme comparé à un échantillonnage cubique. Un système de plaque et contre plaque est mis en place pour assurer l'étanchéité au niveau du passage du tube acier dans la chambre de combustion. Le temps d'acquisition est de 20 secondes avec une fréquence d'acquisition de 10 Hz. Le centre du brûleur est repéré à l'aide d'une mire sur laquelle le thermocouple vient se centrer.

Chaque mesure de température résulte d'un équilibre thermique entre le thermocouple et le milieu mesuré. Dans les cas de mesures dans une flamme, la température du milieu est telle que le thermocouple évacue une part sensible de l'énergie par rayonnement ce qui entraîne une différence entre la température mesurée et la température réelle du milieu réactif. Les pertes par conduction peuvent être négligées lorsque le fil du thermocouple est suffisamment long par rapport à son diamètre (longueur/diamètre>50) et que l'environnement dans lequel il baigne est à température uniforme [160]. En ce qui concerne les pertes par rayonnement, nous reprenons la méthode présentée dans l'ouvrage de Holman [161]. Nous faisons l'hypothèse que la flamme peut être considérée comme un milieu transparent, et que l'environnement est à température uniforme, nous obtenons :

$$h\,A\,(T_r, g - T_m) = \epsilon\,\sigma\,A\,(T_m^4 - T_a^4) \tag{60}$$

où h est le coefficient de transfert convectif, A la surface du thermocouple, $T_{r,g}$ est la température réelle des gaz, T_m est la température mesurée des gaz, T_a est la température ambiante (c.-à-d. la température des réfractaires de la chambre de combustion), ε est l'émissivité surfacique du thermocouple et σ la constante de Stefan-Boltzmann. L'émissivité du thermocouple est une fonction de la température et nous utilisons la formule suivante [162]:

$$\epsilon = 9,5.10^{-5}T + 0,052 \ \text{(T en degré Celsius)} \tag{61}$$

La jonction du thermocouple peut être assimilée à une sphère. Par conséquent, le coefficient de transfert h est calculé par [163] :

$$\frac{hD_j}{k} = 2 + 0,31\left(\frac{vD_j}{\nu}\right)^{0,62} \tag{62}$$

où k est la conductivité thermique du fluide, D_j est le diamètre de la jonction, ν est la viscosité cinématique du fluide, v, est la vitesse moyenne du fluide (obtenue par les mesures PIV). Les données k et ν sont assimilés à ceux de l'air à la température de la soudure chaude [163]. L'ordre de grandeur de la correction appliquée est une augmentation au maximum de 7,5 % de la température mesurée pour le cas à enrichi à 25 % d'O_2 dans l'oxydant.

Le calcul des incertitudes est reporté dans l'annexe **E** dédiée à cet effet.

4.6 Conclusion

Le tableau 8 synthétise les différents diagnostics utilisés dans cette étude ainsi que les grandeurs mesurées.

Table 8 – Synthèse des techniques mises en œuvre dans l'étude.

Technique	Grandeur physique mesurée	Commentaire
Chimiluminescence OH^* Émission directe de la flamme à 306 nm	Concentration OH*	- Acquisitions à 10 Hz - Inversion d'Abel non applicable
Vélocimétrie par image de particules : - PIV - Stéréo-PIV - PIV volumique	Champ de déplacements qui permet d'en déduire un champ de vitesses	- Acquisitions à 10 Hz - PIV : non réactif - Stéréo-PIV : non réactif/réactif multi plans PIV volumique : non réactif
PLIF Acétone (traceur) dans le combustible	Concentration d'un traceur injecté dans l'écoulement	- Acquisitions à 10 Hz - Multi plan - Mesure non quantitative mais relative à un signal de référence
Analyse des gaz	Concentration des espèces stables dans les gaz brûlés : CO, CO_2, NO_x, O_2 et CH_4 résiduels	- Acquisitions à 10 Hz - Analyses sur gaz secs - Analyses en continue
Thermocouple K	Température de la chambre et des gaz brûlés	- Acquisitions à 10 Hz - Mesures au point de prélèvement des fumées - Mesures multi points pour réaliser le bilan thermique de la chambre
Thermocouple S	Température de la flamme	- Acquisitions à 10 Hz - Thermocouple couplé à un système de déplacement tridimensionnel

Troisième partie

Résultats

5 Caractérisation globale des flammes swirlées avec enrichissement en oxygène

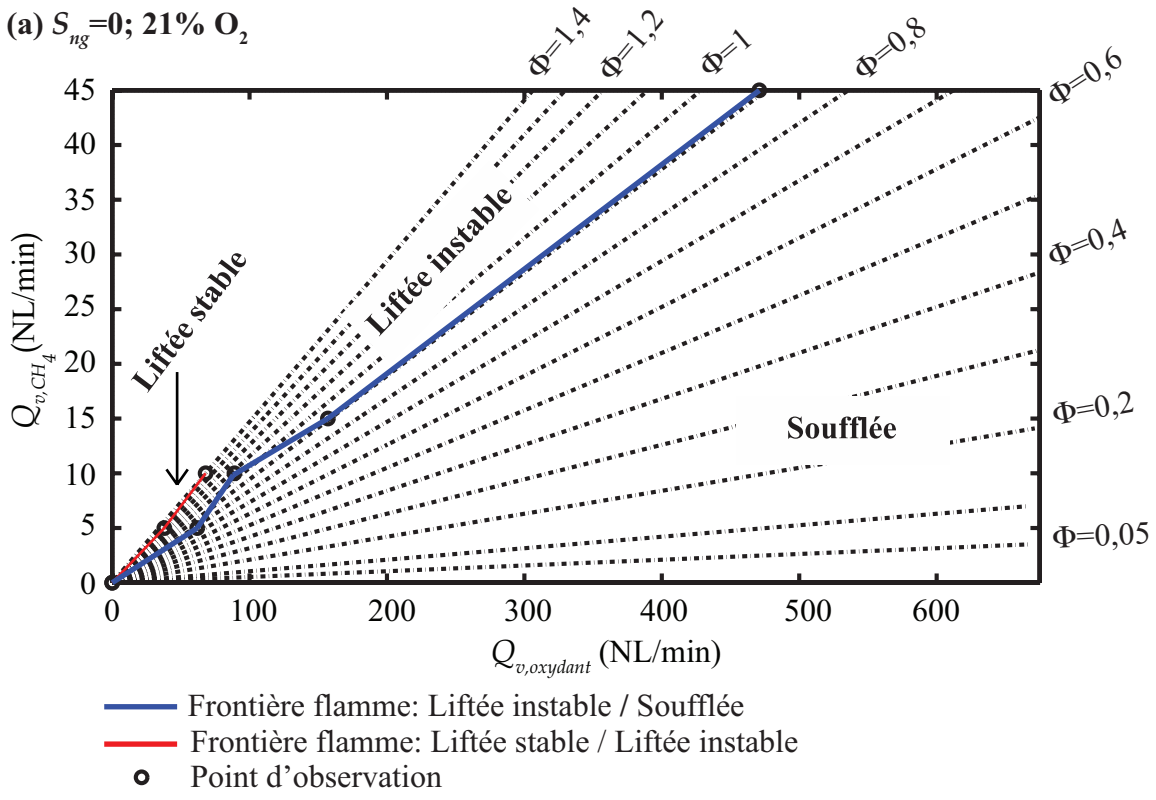
5.1 Stabilité, visualisation et localisation spatiale des flammes

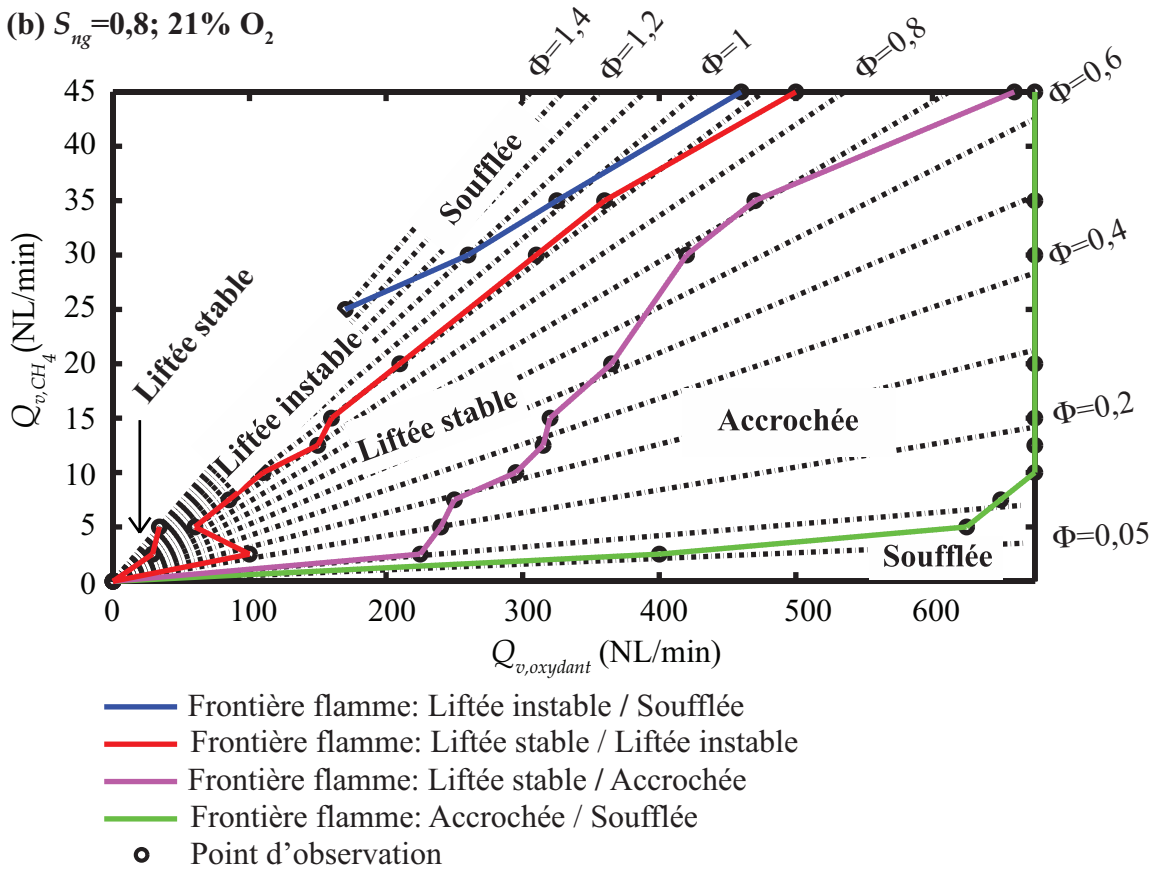
Dans cette section, nous expliciterons les différents régimes de stabilisation de la flamme rencontrés en fonction du couple débit d'air/débit de méthane dans le cas du brûleur coaxial à swirler décrit dans la section 3.2. Les paramètres abordés sont le nombre de swirl S_{ng}, la richesse globale à l'injection Φ et l'enrichissement en oxygène. Cette étude de stabilité justifie le choix des conditions opératoires présentées dans la section 3.3. Une fois le domaine d'exploration défini et justifié, nous commenterons alors le comportement des flammes pour ces conditions opératoires particulières. Ensuite, nous observerons quantitativement l'évolution des hauteurs de décrochage, dite « de lift », et des longueurs de la flamme visualisée par chimiluminescence de OH^* afin de caractériser la localisation et la stabilité de la flamme en fonction des paramètres de l'étude.

5.1.1 Cartographie de la stabilité des flammes

Dans cette étude, nous avons distingué quatre régimes de stabilisation de la flamme : flamme accrochée, flamme décrochée (ou liftée) stable, flamme décrochée (ou liftée) instable, flamme soufflée. Les diagrammes de stabilité présentés à l'ensemble des figures 1 synthétisent les différents régimes rencontrés en fonction du débit d'oxydant et de méthane. La figure 1 (a) traite du cas air sans swirler. La figure 1 (b) présente le cas air et S_{ng}=0,8. La figure 1 (c), qui correspond au cas air et S_{ng}=1,4, permet de montrer l'effet d'une augmentation de S_{ng} sur la stabilisation de la flamme tandis que la figure 1 (d) met en évidence l'effet de l'enrichissement en oxygène : cas 25 % d'O_2 et S_{ng}=1,4.

Les cartes sont élaborées en fixant un débit de méthane constant puis en augmentant le débit d'air afin de déterminer les zones de transition qui caractérisent les modes de stabilisation de la flamme. Ces zones sont matérialisées par les points d'observation. En réalité, les frontières entre les zones sont plus larges que l'épaisseur des traits des figures 39. Un deuxième balayage des cartes de stabilité en diminuant le débit d'air est réalisé pour détecter d'éventuels phénomènes d'hystérésis.


(a) S_{ng}=0; 21% O_2
Φ=1,4
Φ=1,2
Φ=1
Φ=0,8
Φ=0,6
Φ=0,4
Φ=0,2
Φ=0,05
Liftée stable
Liftée instable
Soufflée
Q_{v,CH_4} (NL/min)
$Q_{v,oxydant}$ (NL/min)
0
5
10
15
20
25
30
35
40
45
0
100
200
300
400
500
600
Frontière flamme: Liftée instable / Soufflée
Frontière flamme: Liftée stable / Liftée instable
Point d'observation


(b) S_{ng}=0,8; 21% O_2
Φ=1,4
Φ=1,2
Φ=1
Φ=0,8
Φ=0,6
Φ=0,4
Φ=0,2
Φ=0,05
Soufflée
Liftée stable
Liftée instable
Liftée stable
Accrochée
Soufflée
Q_{v,CH_4} (NL/min)
$Q_{v,oxydant}$ (NL/min)
0
5
10
15
20
25
30
35
40
45
0
100
200
300
400
500
600
Frontière flamme: Liftée instable / Soufflée
Frontière flamme: Liftée stable / Liftée instable
Frontière flamme: Liftée stable / Accrochée
Frontière flamme: Accrochée / Soufflée
Point d'observation

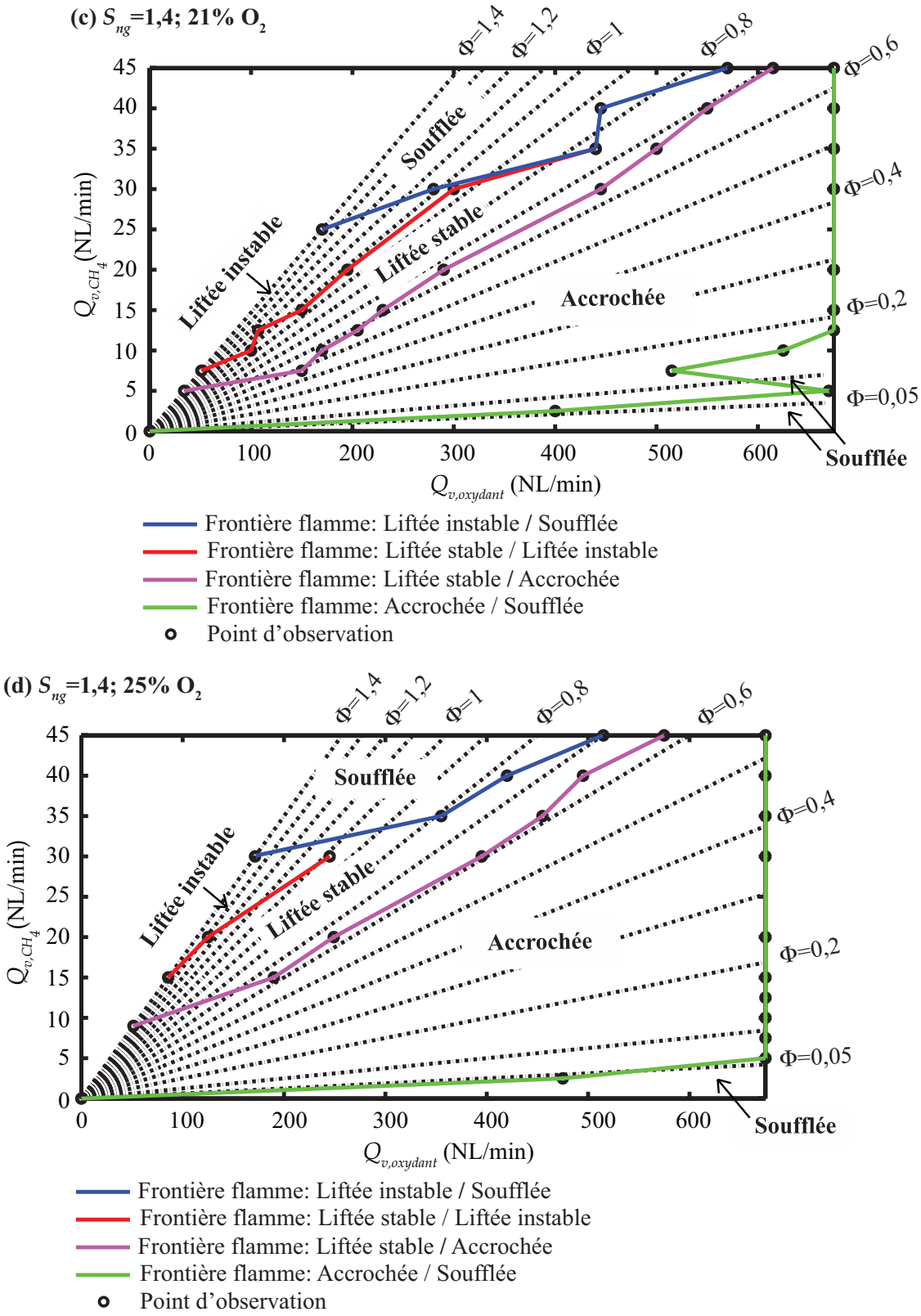


Figure 39 – Cartographies des limites de stabilité des flammes non prémélangées issues du brûleur coaxial à swirler en fonction du débit d'oxydant et de méthane : (a) sans swirler à 21 % O_2; (b) avec swirler S_{ng}=0,8 à 21 %O_2; (c) avec swirler S_{ng}=1,4 à 21 %O_2; (d) avec swirler S_{ng}=1,4 à 25 %O_2.

Nous précisons que les nombres de Reynolds qui seront mentionnés dans cette section sont basés sur le diamètre hydraulique D_h de la section 3.3.

Flamme accrochée : la base de la flamme est accrochée à la partie supérieure de l'injecteur radial de méthane ou bien sur les côtés au niveau de la sortie du méthane pour certains cas d'enrichissement en O_2 importants. Notons que suivant les conditions d'allumage, elle peut aussi se stabiliser juste au-dessous des trous d'injection de méthane sous une forme toroïdale dans la partie annulaire du brûleur traversée par l'air, soit à moins de 10 mm du plan de sortie du brûleur. En augmentant le débit de CH_4 puis en le ramenant à sa valeur initiale, il est possible d'éteindre cette zone réactionnelle installée dans le brûleur. Ceci témoigne d'un phénomène d'hystérésis qui n'est pas étudié ici car il a lieu dans le brûleur ce qui rend difficile son étude. Il a été du moins évité pour toutes les expériences. En l'absence de cette stabilisation dans le brûleur, la zone réactionnelle forme un ensemble continu sur toute la longueur de la flamme. La figure 40 (a) présente le cas d'une flamme de diffusion laminaire swirlée accrochée dans le cas S_{ng}=0,8 ; Φ=0,2 ; 21 % vol. d'O_2 ; 15 NL/min d'air (Re_{Ox}=452). C'est un cas de flamme typiquement rencontré lors du parcours du diagramme de stabilité pour de faibles débits d'air et de méthane. A priori, le taux de rotation effectif semble relativement faible puisque nous retrouvons la forme classique d'une flamme de diffusion jet accrochée, caractérisée à sa base par un rayonnement faiblement bleuté, qui provient de l'émission des radicaux produits dans la zone de réaction, suivie d'un long panache jaune de suie. La figure 40 (b) illustre le cas d'une flamme de diffusion turbulente swirlée qui est aussi attachée au brûleur mais pour un débit d'air beaucoup plus important qui correspond aux conditions S_{ng}=0,8 ; Φ=0,4 ; 21 % vol. d'O_2 ; 450 NL/min (Re_{Ox}=13560). La flamme prend la forme d'une tulipe et elle est caractérisée par une zone compacte bleutée où la combustion semble intense. Au sommet de la flamme, et donc dans les gaz brûlés, nous observons une zone légèrement rouge qui se retrouve aussi à la base de la flamme au-dessus du diffuseur radial. Nous commenterons davantage cette topologie de flamme, suite aux informations apportées par le champ dynamique en réactif étudié au chapitre 6. Notons que pour ce mode de stabilisation, les échanges thermiques avec le brûleur sont a priori plus importants que dans les cas de flammes décrochées.

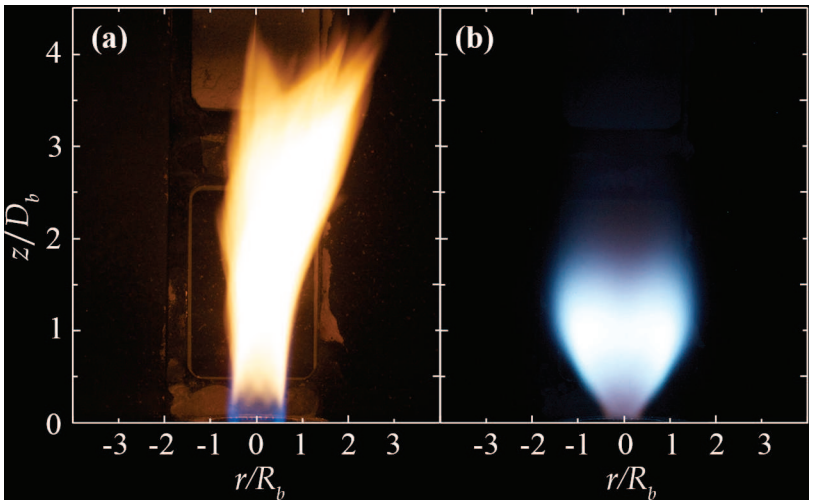


Figure 40 Exemple de photographies de la flamme non prémélangée swirlée accrochée dans le cas S_{ng}=0,8 ; 21 % vol. d'O_2 : (a) Flamme laminaire accrochée aux trous d'injection de CH_4 pour Φ=0,2, 15 NL/min d'air (Re_{Ox}=452) ; (b) Flamme turbulente accrochée au nez de l'injecteur pour Φ=0,4, 450 NL/min d'air, Re_{Ox}=13560.

Flamme décrochée/liftée stable : En régime laminaire, lorsque le débit de méthane augmente à débit d'oxydant fixé, la flamme se décroche progressivement du brûleur en présentant des points de rupture qui sont généralement proches de la sortie du brûleur. Le décrochage complet de la flamme est illustré à l'ensemble des figures 41 (a) et 41 (b) dans le cas S_{ng}=0,8, 21 % vol. d'O_2. La figure 41 (a) présente le cas d'une flamme non-prémélangée laminaire swirlée décrochée du brûleur pour Φ=0,95; 15 NL/min d'air (Re_{Ox}=452). Cette flamme liftée stable est typiquement rencontrée lors du parcours du diagramme de stabilité pour de faibles débits d'air et de méthane. La figure 41 (b) illustre le cas d'une flamme non-prémélangée turbulente swirlée décrochée du brûleur pour Φ=0,8 ; 390 NL/min (Re_{Ox}=11750).

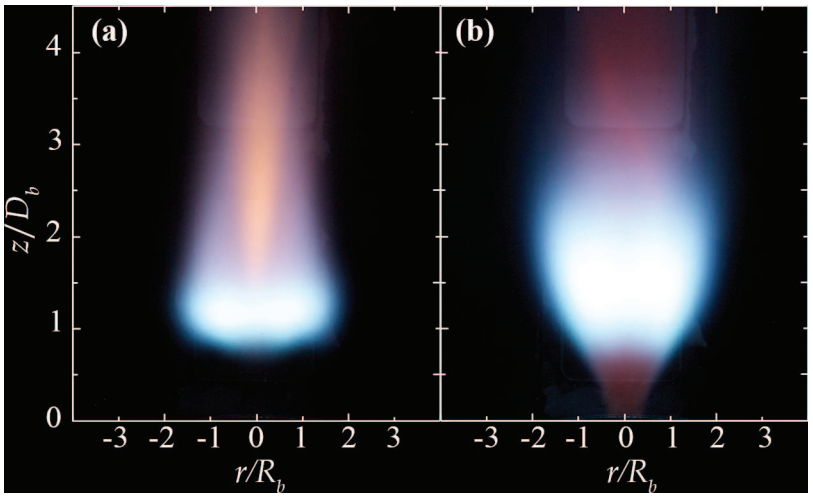


Figure 41 – Exemple de photographies de la flamme de non prémélangée swirlée liftée stable dans le cas S_{ng}=0,8, 21 % vol. d'O_2 : (a) Flamme laminaire pour Φ=0,95, 15 NL/min d'air (Re_{Ox}=452) ; (b) Flamme turbulente pour Φ=0,8, 390 NL/min d'air (Re_{Ox}=11750).

Dans le cas 41 (a), la base de la flamme est bleutée suivie d'une traînée rougeâtre qui se rétrécit au fur et à mesure que les gaz brûlés s'élèvent. Ils entourent une zone centrale jaune qui résulte de l'émission de suies. Cette configuration rappelle dans une certaine mesure un mode de stabilisation de type « blue ring » qui repose sur le concept de flamme triple [164]. Nous précisons que sur la figure 41 (b), la base rougeâtre de la flamme est l'effet de la zone centrale de recirculation qui ramène les gaz brûlés vers le brûleur (*cf.* chapitre 6). Nous verrons dans les sections 5.1.2 et 5.1.3 que cette zone rougeâtre ne produit pas de rayonnement OH^* d'où l'appellation flamme décrochée.

Flamme décrochée/liftée instable : la base de la flamme sautille avec des amplitudes spatiales notables. Notons que pour les photographies de la figure 42 (dont les caractéristiques de la prise de vues sont f/4, 1/20, ISO400), le temps d'exposition est plus court que celui des photographies des figures 40 et 34 (f/29, 30, ISO400). La figure 42 (a) fait référence au cas d'une flamme laminaire liftée instable pour S_{ng}=0,8 ; Φ=0,3 ; 21 % vol. d'O_2 ; 18 NL/min d'air (Re_{Ox}=542). Elle est typiquement rencontrée lors du parcours du diagramme de stabilité pour de faibles débits d'air et de méthane. La forme de la flamme dans le cas 42 (a) ressemble à celle associée à la figure 41 (a) sauf que pour le cas 42 (a) la base bleutée fluctue davantage et présente parfois des extinctions locales suivant les conditions de débits d'air ou de méthane. Les figures 42 (b) et (c) présentent le cas d'une flamme turbulente liftée instable pour S_{ng}=0,8 ; Φ=0,9, 21 % vol. d'O_2 ; 390 NL/min d'air (Re_{Ox}=11750). Le caractère instable de la flamme se manifeste par le fait que cette dernière oscille entre deux modes, caractérisés par deux angles d'ouverture α_1 et α_2 différents, définis comme l'angle entre le bord de la flamme et l'horizontal. Ces instabilités peuvent être vues comme une intermittence de l'écoulement swirlé réactif qui résulte de trois phénomènes selon Tangirala *et al.* [165] : le mouvement de précession de l'écoulement, les vortex à grande échelle et le déplacement instationnaire de la zone de réaction.

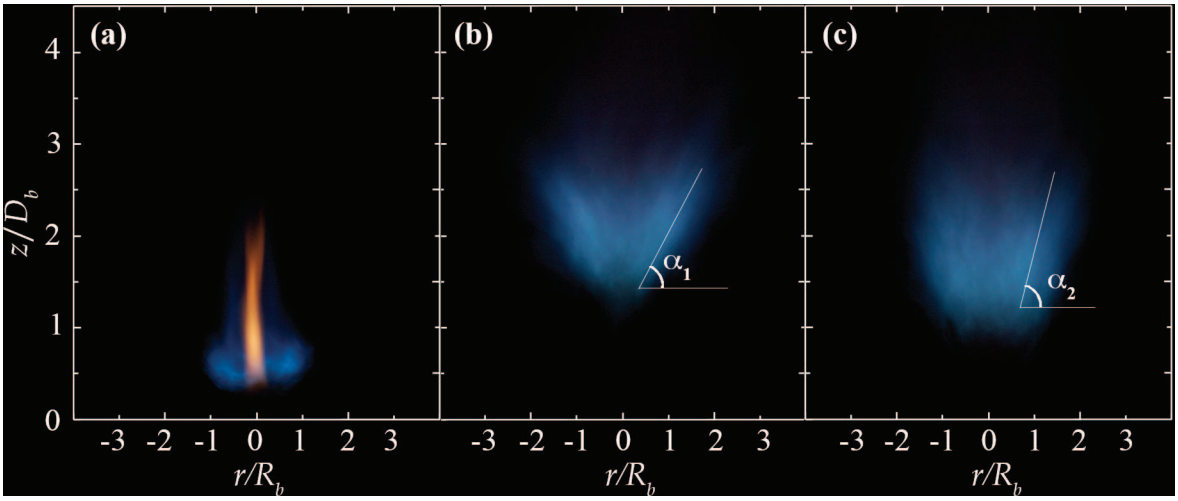


Figure 42 – Exemple de photographies de la configuration flamme non prémélangée swirlée liftée instable : (a) Flamme laminaire avec pour conditions S_{ng}=0,8, Φ=0,3, 21 % vol. d'O_2, 18 NL/min d'air (Re_{Ox}=542) ; (b) et (c) Flamme turbulente intermittente avec pour conditions S_{ng}=0,8, Φ=0,9, 21 % vol. d'O_2, 390 NL/min d'air (Re_{Ox}=11750).

Flamme soufflée : la flamme peut être brusquement soufflée soit à partir de l'état lifté instable soit à partir de l'état accroché stable suivant les conditions opératoires.

La comparaison entre la figure 39 (a) et la figure 39 (b) permet de souligner l'impact du swirl sur l'amélioration de la stabilité de la flamme. En l'absence de swirler, le domaine où la flamme est liftée stable est très restreint et se limite à une richesse globale de 1,4 et un débit de CH_4 inférieur à 10 NL/min. À l'instar des jets annulaires avec bluff-body, l'augmentation du débit d'air déstabilise la flamme à débit de combustible fixé jusqu'au soufflage de cette dernière. Cette tendance à déstabiliser la flamme lorsque le débit d'oxydant augmente dans la configuration de jets annulaires avec bluff-body est aussi observée expérimentalement par différents auteurs [166, 167]. Esquiva-Dano *et al*. [166] soulignent que le mécanisme de stabilisation des flammes non prémélangées dépend du rapport de la vitesse du combustible sur la vitesse de l'oxydant ainsi que de la forme géométrique du bluff-body. Nous ajoutons que la façon dont le combustible est injecté dans l'oxydant modifie aussi la stabilité de ces flammes comme l'ont étudié Gomes *et al*. [168]. Ces derniers ont fait varier notamment l'angle d'incidence d'un jet de méthane dans un jet d'air à direction fixée afin d'observer son influence sur les limites de soufflage de la flamme. Ils ont montré que lorsque cet angle d'injection du méthane dans l'air augmente, les limites de soufflage de la flamme sont repoussées. Dans notre étude, l'injection radiale de méthane dans l'oxydant swirlé peut être vue comme une injection de type jets croisés.

La mise en rotation de l'écoulement de l'air permet d'une part d'accroître la zone dans laquelle la flamme est liftée stable ou instable et d'autre part de permettre l'accroche de la flamme sur la partie supérieure de l'injecteur pour une large gamme de puissance et de forts débits d'air, typiquement supérieurs à 200 NL/min. À l'inverse des jets annulaires avec bluff-body, la stabilisation des flammes swirlées est accrue lorsque le débit d'air augmente du fait d'un déplacement de la zone de recirculation en amont de l'écoulement comme le décrivent Kröner et Sattelmayer [169]. Ce phénomène est connu sous le terme d'éclatement tourbillonnaire induit par la combustion. Pour des débits d'air supérieurs à 400 NL/min, nous émettons l'hypothèse que l'intensité de la zone de recirculation est telle qu'elle progresse en amont de l'écoulement au point d'attacher la flamme au nez de l'injecteur comme l'a montrée la figure 40 (b). En effet, la zone de recirculation permet de ramener des intermédiaires réactionnels à haute température à la base de la flamme qui favorisent la stabilisation de celle-ci. Nous notons que la présence du swirler permet l'existence d'une zone où la flamme transite de l'état lifté instable à l'état soufflé comme le montre la figure 39 (b) pour des débits de CH_4 supérieurs à 25 NL/min et des richesses globales supérieures à 1.

La comparaison entre la figure 39 (b) et la figure 39 (c) montre l'effet d'une augmentation du nombre de swirl de 0,8 à 1,4 sur la stabilisation de la flamme dans le cas avec de l'air. Nous observons que l'augmentation de l'intensité de la rotation, tendance confirmée lorsque le nombre de swirl S_{ng} augmente, induit un élargissement de la zone où la flamme est accrochée pour des débits d'air inférieurs à 400 NL/min. Cet élargissement se fait au détriment de la zone où la flamme est considérée liftée stable. Comparativement au cas S_{ng}=0,8, le cas S_{ng}=1,4 présente un domaine, dans lequel la flamme est soufflée, qui apparaît plus tôt lorsque le débit de méthane augmente à débit d'air fixé supérieur à 300 NL/min. Notons aussi de façon étonnante la présence d'une zone soufflée pour des débits d'air supérieurs à 500 NL/min et de faible débits de méthane dans le cas S_{ng}=1,4.

La comparaison entre la figure 39 (c) et la figure 39 (d) illustre l'effet de l'enrichissement en oxygène sur la stabilisation de la flamme. Nous pouvons observer une extension du domaine pour lequel la flamme est accrochée, qui est une conséquence directe de l'élargissement des limites d'inflammabilité et une augmentation de la vitesse de combustion laminaire avec l'enrichissement en oxygène. Par conséquent, la flamme peut se stabiliser dans des régions où l'écoulement est plus rapide, où le mélange local est davantage éloigné de la stœchiométrie (régions plus pauvres ou plus riches en combustible), et où les gradients de vitesse et de fraction de mélange qui y règnent sont plus élevés comparativement aux cas de combustion à l'air. Nous remarquons, par ailleurs, un rétrécissement de la zone liftée instable notamment pour des régimes de combustion plutôt laminaires et des richesses globales supérieures à 1.

Les conditions opératoires mentionnées dans le tableau 3 de la section 3.3 délimitent la zone d'étude de cette thèse dans laquelle nous souhaitons que l'enrichissement en oxygène permette une transition de la flamme de l'état lifté instable/stable vers la frontière de l'état flamme accrochée dans les cas les plus enrichis en oxygène, *c.-à-d.* jusqu'à 30 % O_2 vol. Notons que la configuration du brûleur étudiée favorise la stabilisation de flammes globalement pauvres en combustible. Nous présentons via l'ensemble des figures 43, l'aspect des flammes en fonction du couple, teneur en O_2 dans l'oxydant de 21 à 30 % vol., richesse globale à l'injection de 0,8 à 1, qui constituent les conditions opératoires (rappelées dans le tableau 3) représentatives des cas traités dans cette thèse. Le swirler utilisé correspond à S_{ng}=0,8. À richesse globale fixée, lorsque l'enrichissement en oxygène augmente, nous observons que la zone bleutée, que nous considérons comme le cœur de la flamme, se rapproche du plan de sortie du brûleur et s'étend davantage, puisque le débit de méthane augmente. Pour une teneur en O_2 donnée, l'augmentation de la richesse conduit à déstabiliser la flamme en déplaçant la zone bleutée en aval de l'écoulement. Pour les cas à 30 % d'O_2 dans l'oxydant, la flamme présente trois zones distinctes. Une première zone centrale, jaune orangée, attachée au nez de l'injecteur, animée d'un mouvement de rotation laminarisé puisque nous pouvons pratiquement y discerner les lignes de courant. Elle s'étend sur toute la longueur de la flamme et se prolonge dans les gaz brûlés en développant son mouvement de rotation accompagné d'une expansion radiale. L'émission visible de cette zone dans le jaune orangée peut faire penser à l'émission de suie plutôt qu'à un arrachement d'atomes de fer et/ou de zinc issu de l'injecteur en laiton suivi d'une oxydation à haute température. Cela conduirait alors à une émission visible de la flamme dans le bleu vert pour Zn par exemple que nous ne constatons pas. Par ailleurs, un dépôt de suie est observé sur la partie supérieure du brûleur et plus abondamment sur le nez de l'injecteur de méthane à la fin d'une expérience avec une teneur en O_2 de 30 %. À moins d'un diamètre du brûleur (z/D_b<1), nous retrouvons le cœur bleuté de la flamme swirlée qui semble entourer la zone centrale jaune. Ce cœur est suivi d'une région de postcombustion qui contient des gaz brûlés produits en amont et qui subissent l'expansion due à la présence de la flamme. Ils présentent une émission plutôt dans le rouge qui pourrait faire penser à la chimiluminescence d'H_2O^* comme l'a étudié Matynia [170], bien que, pour l'auteur, le phénomène ait été constaté à haute pression typiquement 0,5 MPa dans le cas de flammes plates laminaires, méthane-air, stœchiométriques à jets opposés. En effet, la teneur en vapeur d'eau des gaz brûlés augmente avec l'enrichissement en O_2. Les photographies ont été réalisées avec les paramètres suivants : f/4, 1/20 et ISO400.

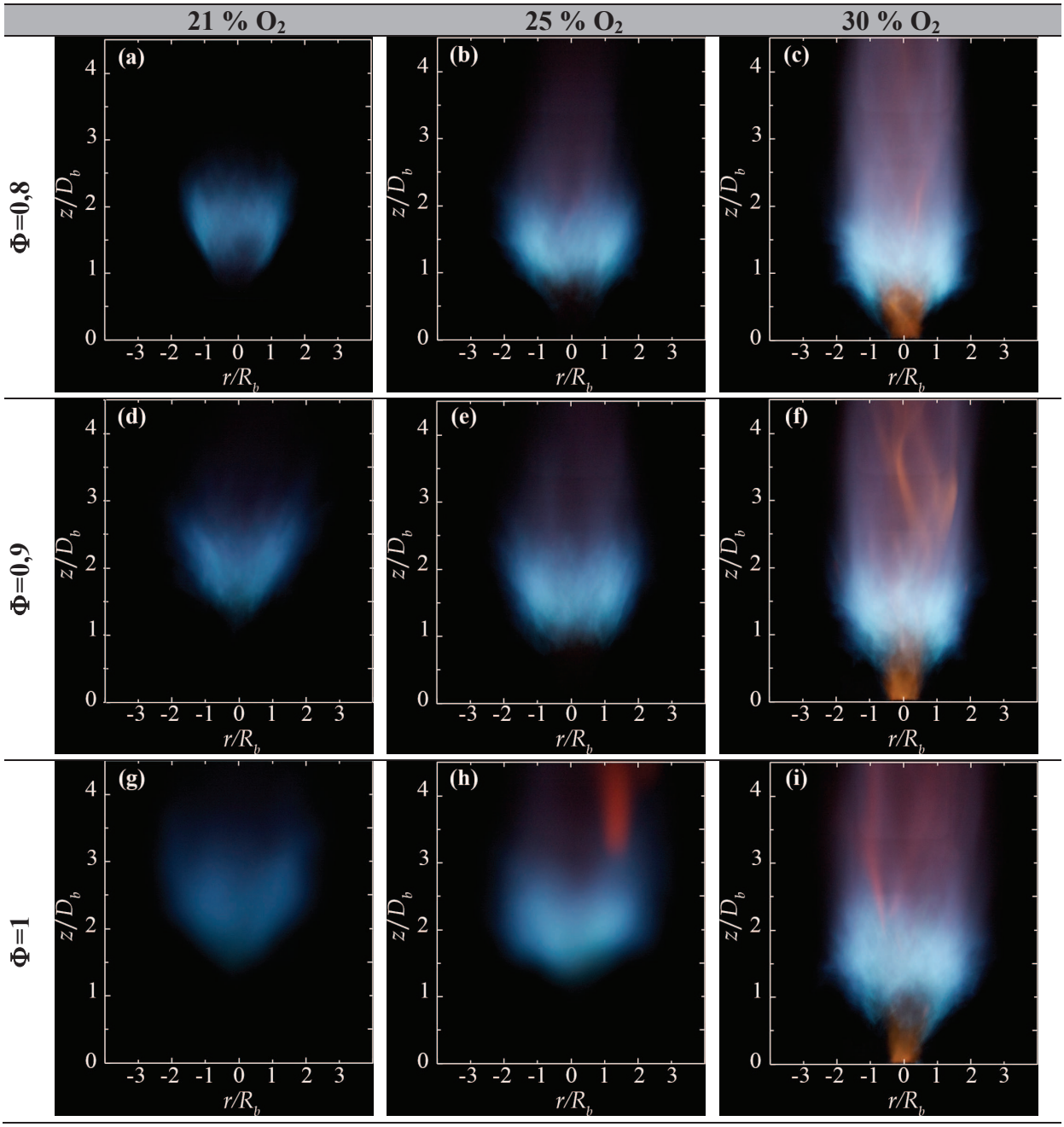


Figure 43 – Exemples de photographies de la flamme en fonction de l'enrichissement en oxygène et de la richesse globale Φ pour S_{ng}=0,8 : (a) 21 % O_2 Φ=0,8; (b) 25 % O_2 Φ=0,8; (c) 30 % O_2 Φ=0,8; (d) 21 % O_2 Φ=0,9; (e) 25 % O_2 Φ=0,9; (f) 30 % O_2 Φ=0,9; (g) 21 % O_2 Φ=1; (h) 25 % O_2 Φ=1 ; (i) 30 % O_2 Φ=1.

5.1.2 L'effet de l'enrichissement en O_2 sur la localisation de la flamme

Cette section a pour objectif de décrire l'effet de l'enrichissement en oxygène sur les flammes non prémélangées turbulentes swirlées via l'observation directe de la flamme ainsi qu'une détermination des hauteurs d'accrochage et des longueurs de flamme à partir de la visualisation par chimiluminescence OH^*. Les conditions opératoires sont celles mentionnées dans le tableau 3.

Afin de localiser la zone de réaction dans l'espace, nous présentons, à la figure 44, des images instantanées de l'émission OH^* de la flamme pour trois teneurs en O_2 dans l'oxydant : 21 %, 25 % et 30 % vol. avec S_{ng}=0,8 et Φ=0,8. Les images moyennes réalisées à partir de 600 images instantanées sont présentées au bas de la figure 44. Nous pouvons observer une forme de flamme qui s'ouvre progressivement lorsque z augmente et qui présente une structure relativement asymétrique. La vision 2D intégrée dans la ligne de visée ne permet pas de prendre en compte le couplage dans le positionnement des pales du swirler avec l'axe des trous d'injection du CH_4 qui suscite un entraînement différencié du CH_4 dans l'air swirlé. Nous rappelons que l'inversion d'Abel n'est pas applicable pour ce type de flamme du fait de l'absence d'axisymétrie du signal OH^*. La forme de la flamme capturée par l'imagerie OH^* ressemble à celle étudiée par Olivani *et al*. [125] et elle est référencée sous le terme de flamme en forme de tulipe. Dans les cas de flammes décrochées, *c.-à-d.* avec des teneurs en O_2 de 21 % à 25 %, et les cas de flammes quasi accrochées au brûleur, *c.-à-d.* avec des teneurs en O_2 supérieures à 27 %, les images moyennes de la flamme sont caractérisées par la présence de deux à trois lobes plus intenses qui résultent de l'intégration du signal de chimiluminescence de la flamme sur la ligne de visée. L'enrichissement en oxygène a pour effet de rapprocher la base de la flamme vers le brûleur. Nous rappelons que l'enrichissement en oxygène se fait à débit d'oxydant constant, et par conséquent c'est le débit de méthane qui augmente lorsque l'enrichissement en oxygène augmente à richesse globale constante. Dans le cas air, la base est située à environ un diamètre du brûleur, tandis qu'à 30 % d'O_2 dans l'oxydant, la base de la flamme n'est plus qu'à un demi-diamètre du brûleur. Nous notons qu'elle est plus lobée en moyenne lorsque l'enrichissement en oxygène augmente et notamment pour les cas de flammes accrochées. De plus, nous observons que l'enrichissement en oxygène accentue la séparation des zones réactionnelles issues des 8 trous d'injection du CH_4. En effet, dans les cas air, la flamme est relativement homogène en terme d'intensité intégrée du signal OH* qui génère donc deux lobes de maximum d'intensité OH^* comme le montre la figure 44 (moyenne à 21 %). En revanche, pour les cas à 30 % d'oxygène, un lobe supplémentaire apparaît, comme le montre la figure 44 (moyenne à 30 %), qui résulte d'une différenciation plus marquée entre les zones réactionnelles qui constituent la flamme et qui ont pour origine les 8 trous d'injection du méthane.

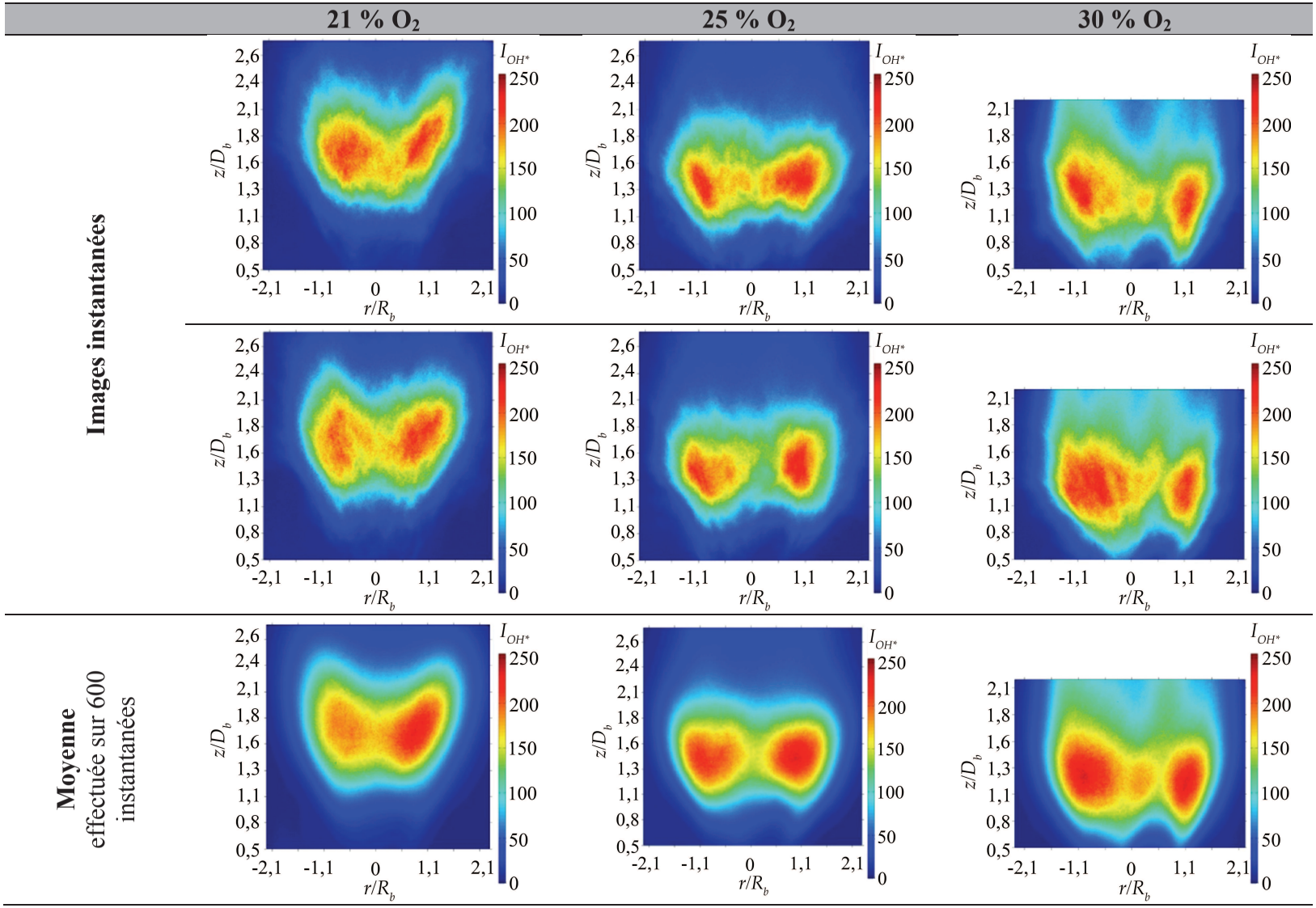


Figure 44 – Imagerie des flammes par chimiluminescence OH* pour trois teneurs en O_2 : 21 %, 25 % et 30 % vol. dans le cas S_{ng}=0,8 et Φ=0,8.

À partir des images de chimiluminescence de la flamme, nous pouvons obtenir une quantification des hauteurs moyennes d'accrochage de la flamme ainsi qu'un positionnement des hauteurs moyennes de la fin de la flamme. La figure 45 (a) présente la hauteur d'accrochage (H_{ac}) et la hauteur de flamme (H_f) en fonction de l'enrichissement en oxygène de l'oxydant pour le cas S_{ng}=1,4 et Φ=0,8. Ces points particuliers sont déterminés à partir d'une détection du point d'inflexion de l'intensité de chimiluminescence OH* ce qui permet de définir un contour de la flamme dans le champ d'acquisition (*cf.* section 4.1.3). Nous obtenons alors dans un premier temps un ensemble de points H_{ac} et un ensemble de points H_f.

L'enrichissement en oxygène conduit à stabiliser la flamme ce qui se traduit par une diminution de H_{ac} lorsque l'enrichissement en O_2 augmente. De plus, nous observons une diminution de l'amplitude des fluctuations avec l'enrichissement en O_2. Notons que la partie centrale jaune de la flamme pour les cas supérieurs à 27 % (qui visuellement est accrochée au diffuseur comme le montre la figure 43 (c) (f) et (i)) n'émet que très faiblement en OH^* comparativement à la zone bleue qui l'entoure. Nous pouvons aussi évaluer une longueur de flamme équivalente notée L_f. Elle est définie comme la moyenne sur la position radiale de la différence entre H_f et H_{ac}. La moyenne est effectuée sur un domaine borné des positions radiales. Les bornes inférieures et supérieures sont définies lorsque H_{ac} est minimale.

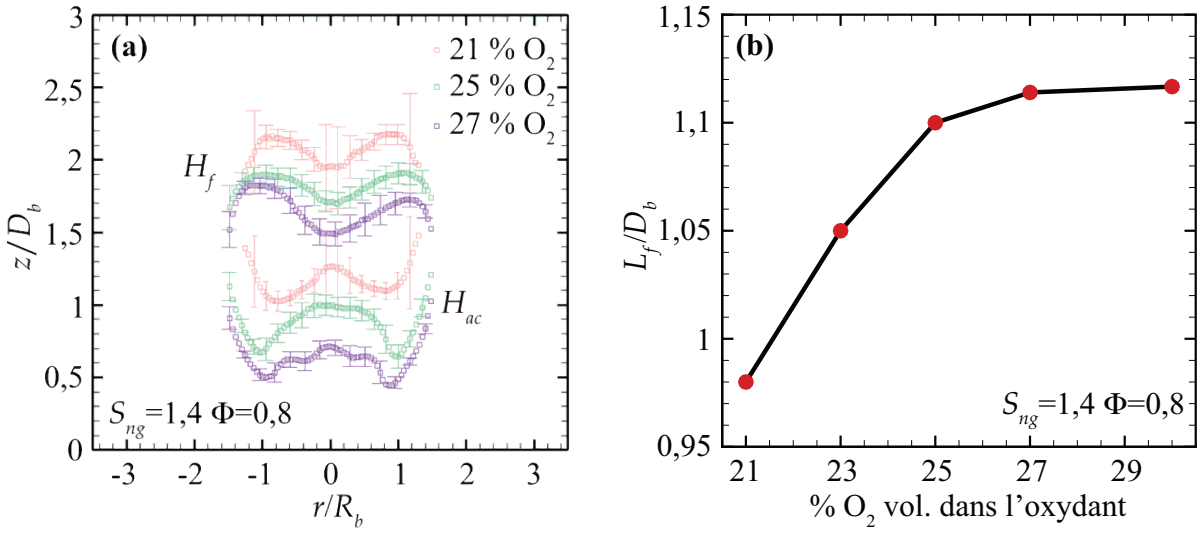


Figure 45 – Influence de l'enrichissement en oxygène sur les positions du front de flamme et leurs fluctuations *RMS* suivant la position radiale r/R_b pour trois teneurs en oxygène dans l'oxydant : 21 %, 25 % et 27 % vol. pour S_{ng}=1,4 et Φ=0,8 : (a) Hauteurs d'accrochage H_{ac} et hauteurs de fin de la flamme H_f; (b) Moyenne des longueurs de flamme L_f relative aux cas considérés.

Puisque le débit de méthane augmente lorsque l'enrichissement en oxygène augmente à richesse globale constante, il semble cohérent de retrouver une augmentation de L_f avec l'enrichissement en oxygène. Notons que l'accroissement de L_f s'atténue pour des enrichissements importants (≥ 27 %). Nous interprétons cette tendance comme une combustion plus intense dans un même volume (caractérisé par la constance de L_f) lorsque l'enrichissement en O_2 augmente.

Nous pouvons aussi définir la hauteur d'accrochage H_{ac} de la flamme comme le point le plus bas du contour inférieur présenté à la figure 45 (a). De façon équivalente, la hauteur de la fin de la flamme H_f peut être vue comme le point le plus haut du contour supérieur de cette même figure. En outre, nous pouvons associer des fluctuations *RMS* de ces points particuliers, fluctuations qui représentent l'ensemble des extremums atteints par le contour inférieur pour les hauteurs d'accrochage, et par le contour supérieur pour les hauteurs de fin de flamme, quelle que soit la position radiale de la flamme.

5.1.3 L'effet du nombre de swirl et de la richesse globale sur la localisation spatiale de la flamme

Après avoir observé l'effet de l'enrichissement en oxygène, nous abordons ici l'effet dynamique du nombre de swirl S_{ng} et celui de la richesse globale à l'injection Φ sur les flammes via la même technique que dans la section précédente 5.1.2. Les conditions opératoires sont celles mentionnées dans le tableau 3.

La figure 46 présente un ensemble de trois images de la chimiluminescence OH^* pour les richesses 0,8, 0,9 et 1 avec S_{ng}=1,4 à 21 % d'O_2 dans l'oxydant. Le trait blanc en pointillés repère l'altitude z/D_b=1,5 pour faciliter la comparaison entre les figures. La flamme se déstabilise davantage lorsque la richesse globale Φ augmente ce qui se traduit par une augmentation de la hauteur de lift de la flamme avec Φ ainsi qu'une augmentation de l'amplitude des fluctuations. En moyenne, il vient aussi que l'angle α diminue lorsque Φ augmente ce qui se traduit par une ouverture plus large de la flamme lorsque elle est davantage instable.

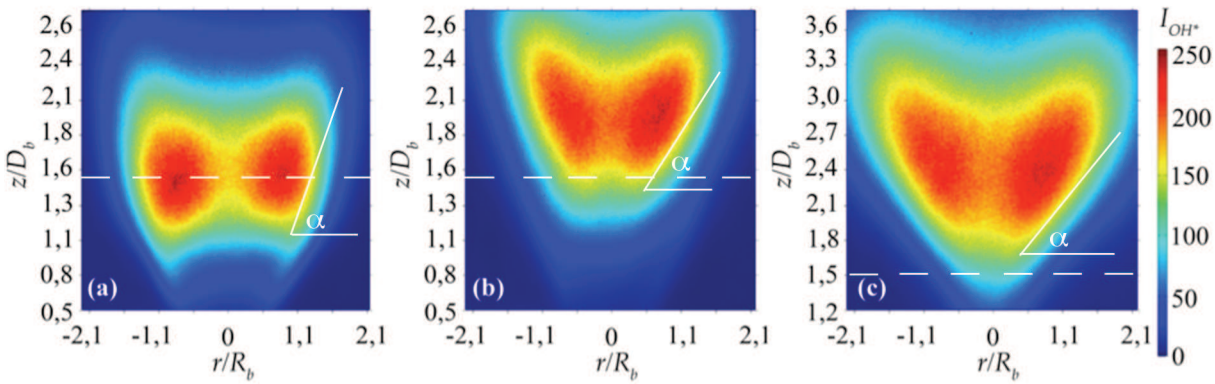


Figure 46 – Images moyennes de la chimiluminescence OH^* de la flamme S_{ng}=1,4 à 21 % d'O_2 dans l'oxydant, pour les richesses globales : (a) Φ=0,8; (b) Φ=0,9; (c) Φ=1.

La figure 47 permet de quantifier les tendances relatées à partir de la figure 46 pour ce qui est des hauteurs de lift H_{ac}, de fin de flamme H_f et des longueurs de flamme L_f.

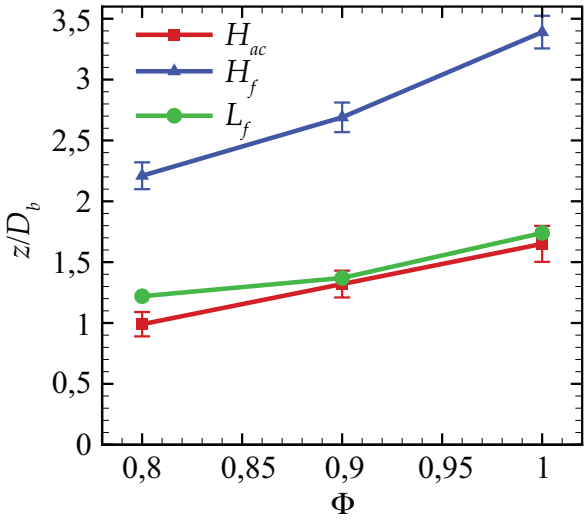


Figure 47 – Influence de la richesse globale à l'injection Φ sur les positions du front de flamme, H_{ac} et H_f et leurs fluctuations *RMS*, ainsi que la longueur de flamme L_f pour le cas S_{ng}=1,4 et 21 % vol. d'O_2.

Nous observons ensuite l'effet du nombre de swirl S_{ng} sur le positionnement et la stabilisation de la flamme. La figure 48 présente un ensemble de trois images de la chimiluminescence OH^* de la flamme lorsque le nombre de swirl S_{ng} varie de 0,8 à 1,4 pour Φ=0,8 à 25 % d'O_2 dans l'oxydant. L'augmentation de l'intensité de la rotation en amont de la zone de réaction induit une amélioration de la stabilité de la flamme puisque sa hauteur de lift semble diminuer lorsque S_{ng} augmente comme le montre quantitativement la figure 49.

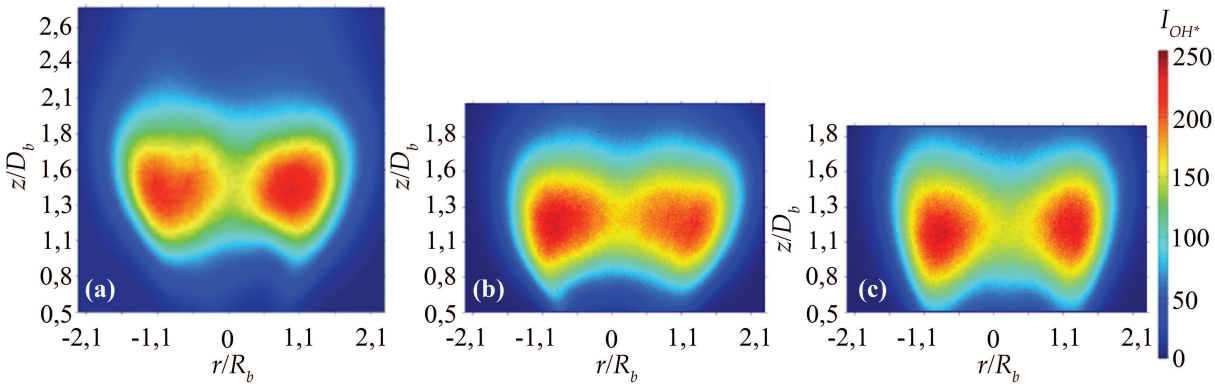


Figure 48 – Images moyennes de la chimiluminescence OH^* de la flamme pour Φ=0,8 à 25 % d'O_2 dans l'oxydant, pour les nombres de swirl : (a) S_{ng}=0,8; (b) S_{ng}=1,1; (c) S_{ng}=1,4.

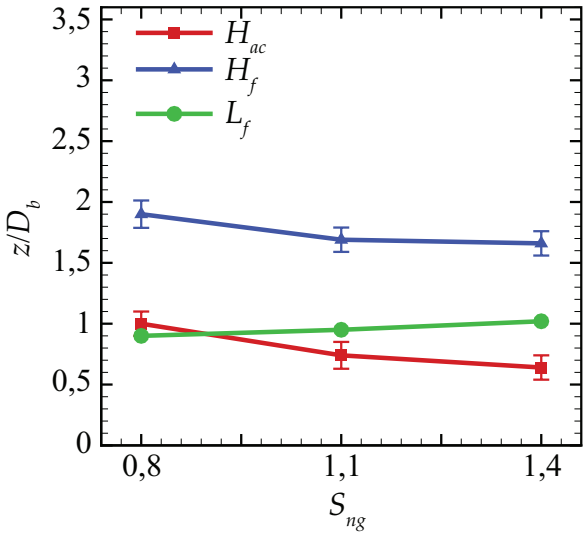


Figure 49 – Influence du nombre de swirl S_{ng} sur les positions du front de flamme, H_{ac} et H_f et leurs fluctuations *RMS*, ainsi que la longueur de flamme L_f pour le cas Φ=0,8 et 25 % vol. d'O_2.

5.2 Mesures de températures

Comme il s'agit d'une nouvelle chambre de combustion, conçue et réalisée dans le cadre de cette thèse, il nous est apparu intéressant d'étudier son bilan thermique. Nous présenterons tout d'abord les aspects liés à la thermique de la chambre de combustion, puis nous observerons les températures de la flamme pour un cas air et un cas à 25 % d'O_2 dans l'oxydant. Nous comparerons aussi les températures de flamme pour deux cas de richesse globale 0,8 et 0,9 à l'air. Les mesures de température dans la flamme, bien qu'intrusives, peuvent se révéler utiles pour mieux comprendre les évolutions des émissions polluantes comme nous le décrivons dans les sections 5.3 et 5.4.

5.2.1 Bilan thermique de la chambre de combustion

Nous définissons le système d'étude qui comprend la chambre de combustion, décrite dans la section 3.1, délimitée par une frontière théorique qui nous permet d'identifier les puissances entrantes et sortantes, comme l'indique la figure 50, afin de réaliser un bilan thermique comparatif entre un cas de combustion dans l'air Φ=0,8, S_{ng}=1,4 et un cas de combustion à 25 % d'O_2 dans l'oxydant, Φ=0,8, S_{ng}=1,4.

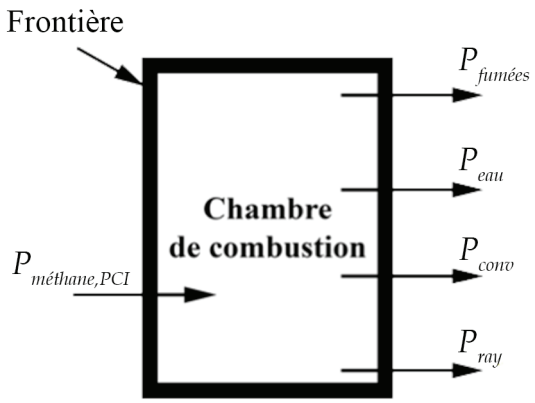


Figure 50 – Représentation schématique du système d'étude adopté pour l'étude thermique de la chambre de combustion.

Nous supposons que l'équilibre thermique est atteint lors des acquisitions de température, ce qui est le cas expérimentalement après deux à trois heures de mise en régime. À l'équilibre thermique, les flux entrants sont égaux aux flux sortants aux erreurs de mesure près. Nous explicitons ici les expressions des diverses puissances considérées. Le détail des valeurs des grandeurs utilisées est donné en annexe **E**.

Puissance entrante fournie par le combustible

Classiquement, la puissance libérée par la combustion du méthane, $P_{méthaee,PCI}$, est définie sur la base du pouvoir calorifique inférieur (PCI) :

$$\mathrm{P}_{\mathrm{méthane,PCI}} = Q_{v,\mathrm{CH_4}}\,\mathrm{PCI}_{\mathrm{CH_4}} \tag{63}$$

où $Q_{v,CH4}$ est le débit d'injection du méthane en $Nm^3.s^{-1}$. La combustion est supposée complète dans cette étude thermique.

Puissance sortante transférée à l'eau de refroidissement

L'eau, qui circule dans les tubes en contact avec les parois de la chambre, est le fluide caloporteur qui permet d'évacuer les calories par transfert conducto-convectif forcé. En pratique, le débit d'eau et les températures entrée/sortie sont mesurés afin d'en déduire la puissance évacuée P_{eau} comme suit :

$$\mathrm{P}_{\mathrm{eau}} = Q_{v,\mathrm{eau}}\,\rho_{\mathrm{eau}}\,\mathrm{C}_{\mathrm{p,eau}}\,\Delta\mathrm{T}_{\mathrm{eau}}^{\mathrm{in,out}} \tag{64}$$

où $Q_{v,eau}$ est le débit d'eau de refroidissement en $m^3.s^{-1}$, ρ_{eau} est la masse volumique de l'eau à la température moyenne entrée-sortie, $C_{p,eau}$ est la capacité thermique massique de l'eau et ΔT est la différence de température de l'eau entre la sortie et l'entrée du système.

Puissance sortante évacuée par les fumées

La puissance évacuée par les fumées $P_{fumées}$ est donnée par :

$$P_{fumées} = \frac{Q_{v,f}}{V_m} \mathcal{H}_f \tag{65}$$

où $Q_{v,f}$ ($m^3.s^{-1}$) est le débit volumique des fumées calculé à partir des débits massiques en entrée du système puis, sur la base d'une combustion complète et de mesures de température des gaz brûlés juste en sortie du convergent de la chambre, la composition et la masse volumique en sont déduites. V_m désigne le volume molaire ($m^3.mol^{-1}$) dans les conditions opératoires. $\mathcal{H}_f$ désigne l'enthalpie de réaction totale des fumées ($J.mol^{-1}$) calculée à partir de la composition théorique des fumées sur base humide et les données de la JANAF concernant les enthalpies de formation des espèces majoritaires dans les gaz brûlés.

Puissance sortante évacuée par les parois externes de la chambre par convection naturelle

Le transfert de puissance dans le cas convectif est exprimé ainsi :

$$P_{conv} = h\,S\,(T_{paroi} - T_{amb}) \tag{66}$$

où h ($W.m^{-2}.K$) est le coefficient de transfert convectif, S (m^2) la surface de la paroi d'échange considérée et (T_{paroi}-T_{amb}) (K) l'écart entre les températures moyennes de la paroi d'échange et l'air ambiant. Dans le cas d'une convection naturelle, le coefficient de transfert convectif peut s'exprimer en fonction du nombre de Nusselt Nu :

$$h = \frac{Nu\,k}{L_c} \tag{67}$$

où k ($W.m^{-1}.K$) est la conductivité thermique du fluide en mouvement, ici l'air, et L_c désigne la longueur caractéristique de la paroi d'échange considérée qui est la longueur réelle de la paroi dans la direction principale du mouvement convectif. Il est possible d'établir des corrélations qui permettent de calculer le nombre de Nusselt en fonction de la géométrie considérée et les propriétés thermo-physiques du fluide environnant. Ces propriétés sont exprimées par des nombres adimensionnels comme le nombre de Prandtl Pr, de Grashof Gr et Rayleigh Ra. Ce dernier étant défini par le produit des deux nombres précédents.

$$Pr = \frac{\nu_{air}}{D_{air}} \tag{68}$$

où ν_{air} ($m^2.s^{-1}$) désigne la viscosité cinématique de l'air et D_{air} ($m^2.s^{-1}$) la diffusivité thermique de l'air.

$$Gr = \frac{g\,\beta\,(T_{paroi} - T_{amb})\,L_c^3}{\nu_{air}^2} \tag{69}$$

avec

$$\beta = \frac{1}{T_{film}} = \frac{2}{T_{paroi} + T_{amb}} \tag{70}$$

où g ($m.s^{-2}$) désigne l'accélération de la pesanteur et β (K^{-1}) le coefficient de dilatation isobare. Le fluide environnant est supposé se comporter comme un gaz parfait.

Le tableau des corrélations du nombre de Nu=f(Gr,Pr)=f(Ra) est donné en annexe **E** [171].

Puissance sortante évacuée par rayonnement

Classiquement, la puissance rayonnée, notée P_{ray}, par les parois de la chambre portées à température du fait de la combustion dans l'enceinte s'exprime ainsi :

$$P_{ray} = \epsilon\sigma\,(T^4_{paroi} - T^4_{amb})\,S \tag{71}$$

où ε correspond à l'émissivité du corps rayonnant considéré (0,75 pour l'acier inoxydable et 0,93 pour la silice) et σ est la constante de Stefan-Boltzmann.

Bilan dans le cas air et le cas 25 % d'O_2 dans l'oxydant

Le bilan est bouclé à 1-2 % près dans les deux cas expérimentaux traités. Le tableau 9 synthétise la répartition des puissances sortantes pour le cas air et le cas à 25 % d'O_2 :

Tableau 9 Répartition des déperditions thermiques suivant les puissances sortantes du système chambre de combustion pour un cas air et un cas à 25 % d'O_2 dans l'oxydant, Φ=0,8, S_{ng}=1,4.

	21 % d'O_2 vol.	25 % d'O_2 vol.
P_{eau}	53 %	52 %
$P_{fumées}$	25 %	24 %
P_{conv}	18 %	20 %
P_{ray}	4 %	4 %

Nous constatons que l'enrichissement en oxygène jusqu'à 25 % d'O_2 n'a pas d'influence notable sur la répartition des puissances sortantes de la chambre. Nous notons par ailleurs que plus de la moitié de la puissance entrante est évacuée par le circuit d'eau de refroidissement. Même si la répartition des déperditions reste inchangée avec un faible enrichissement en oxygène, l'intérieur de la chambre voit sa température augmenter lorsque l'enrichissement en O_2 s'intensifie. À titre indicatif, les figures 51 (a) et 51 (b) fournissent respectivement les évolutions de la température adiabatique et les températures des fumées mesurées expérimentalement en fonction de l'enrichissement en O_2 du cas air à 30 % d'O_2 dans l'oxydant, et ce pour trois richesses globales 0,8 ; 0,9 et 1. Les calculs sont réalisés à l'aide du code STANJAN [172] de la suite CHEMKIN II [173]. Le mécanisme réactionnel GRI3.0 [174] comprenant 53 espèces impliquées dans 325 réactions élémentaires réversibles a été utilisé.

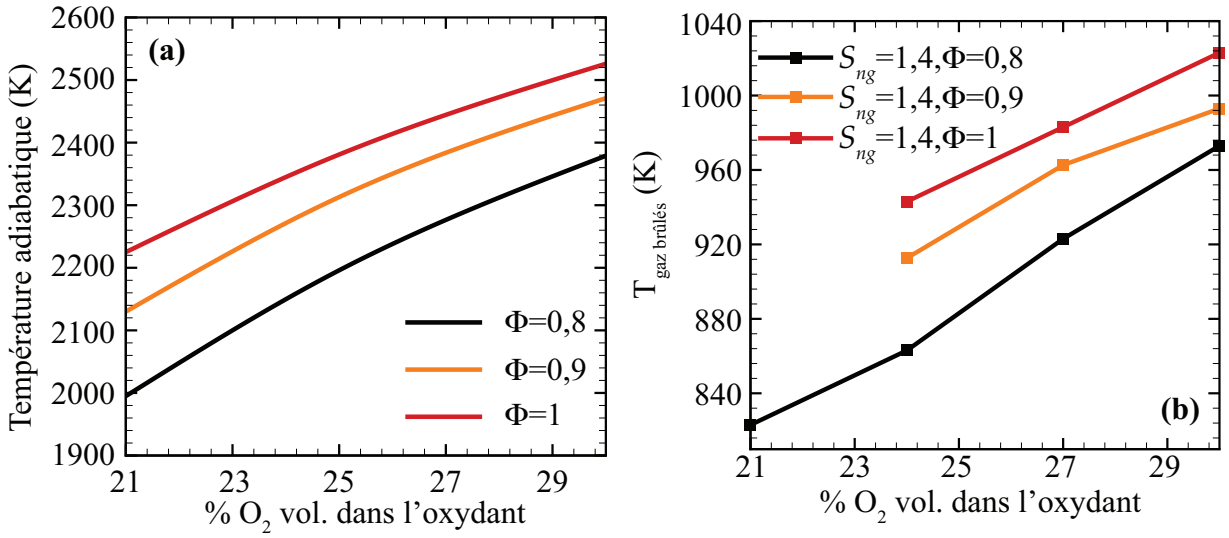


Figure 51 – (a) Évolution des températures adiabatiques pour la combustion du CH_4 avec enrichissement en oxygène, de 21 % à 30 % d'O_2 dans l'oxydant, calculées à l'aide du code STANJAN associé au mécanisme GRI3.0 pour Φ=0,8, 0,9 et 1 ; (b) Évolution des températures mesurées dans les gaz brûlés pour Φ=0,8, 0,9 et 1 et S_{ng}=1,4.

5.2.2 Évolutions des températures de la flamme

La technique utilisée ici est une mesure par thermocouple de type S. Le capteur évolue à différentes positions dans la flamme grâce à un système de déplacement 3D (*cf.* section 4.5.2 et annexe **D**). L'objectif de cette section est de caractériser les évolutions de la température de la flamme avec l'enrichissement en O_2 et la richesse globale qui permettront d'apporter des éléments de réponse aux tendances des émissions polluantes examinées dans la section suivante 5.3.

Nous observons tout d'abord l'effet de l'enrichissement en oxygène sur la température de la flamme pour deux teneurs en O_2 dans l'oxydant 21 et 25 % avec Φ=0,8 S_{ng}=0,8. L'ensemble des figures 52 présente la reconstruction des mesures 3D de température corrigée de la flamme, obtenue par interpolation linéaire des points de mesures, explicitée dans l'annexe **D**. Les figures 52 (a) et 52 (c) représentent respectivement les contours de température moyenne pour les cas à 21 % d'O_2 et 25 % d'O_2. Les figures 52 (b) et 52 (d) illustrent respectivement les fluctuations *RMS* (fréquence d'échantillonnage à 10 Hz) des températures de la flamme pour les deux cas de combustion. La flamme présente, dans les deux cas, un cœur chaud qui s'étend radialement lorsque z augmente entouré d'une zone réactionnelle relativement plus froide qui sépare le cœur de la flamme du milieu extérieur. Typiquement, dans le cas à 21 % d'O_2 dans l'oxydant, le cœur de la flamme est à 1600 °C tandis qu'à 25 % d'O_2, la température dépasse les 1700 °C. Il semble se déplacer en amont de l'écoulement lorsque l'enrichissement en oxygène augmente ce qui est en cohérence avec le déplacement de la zone réactionnelle observée en chimiluminescence dans la section 5.1. Par ailleurs, la zone réactionnelle s'étend en volume lorsque l'enrichissement en O_2 augmente ce qui rejoint le fait d'une augmentation de la quantité de CH_4 brûlé à richesse globale constante lorsque l'enrichissement en O_2 augmente. Les fluctuations *RMS* présentées aux figures 52 (b) et 52 (d) pour les deux cas de teneur en O_2, révèlent le passage intermittent des bords de la flamme sur le thermocouple. On y remarque que le cœur de la flamme présente de faibles fluctuations de température de l'ordre de 10 °C tandis que les bords affichent des fluctuations jusqu'à plus de 60 °C.

L'enrichissement en oxygène semble intensifier les fluctuations de la flamme qui progressent en amont de celle-ci.

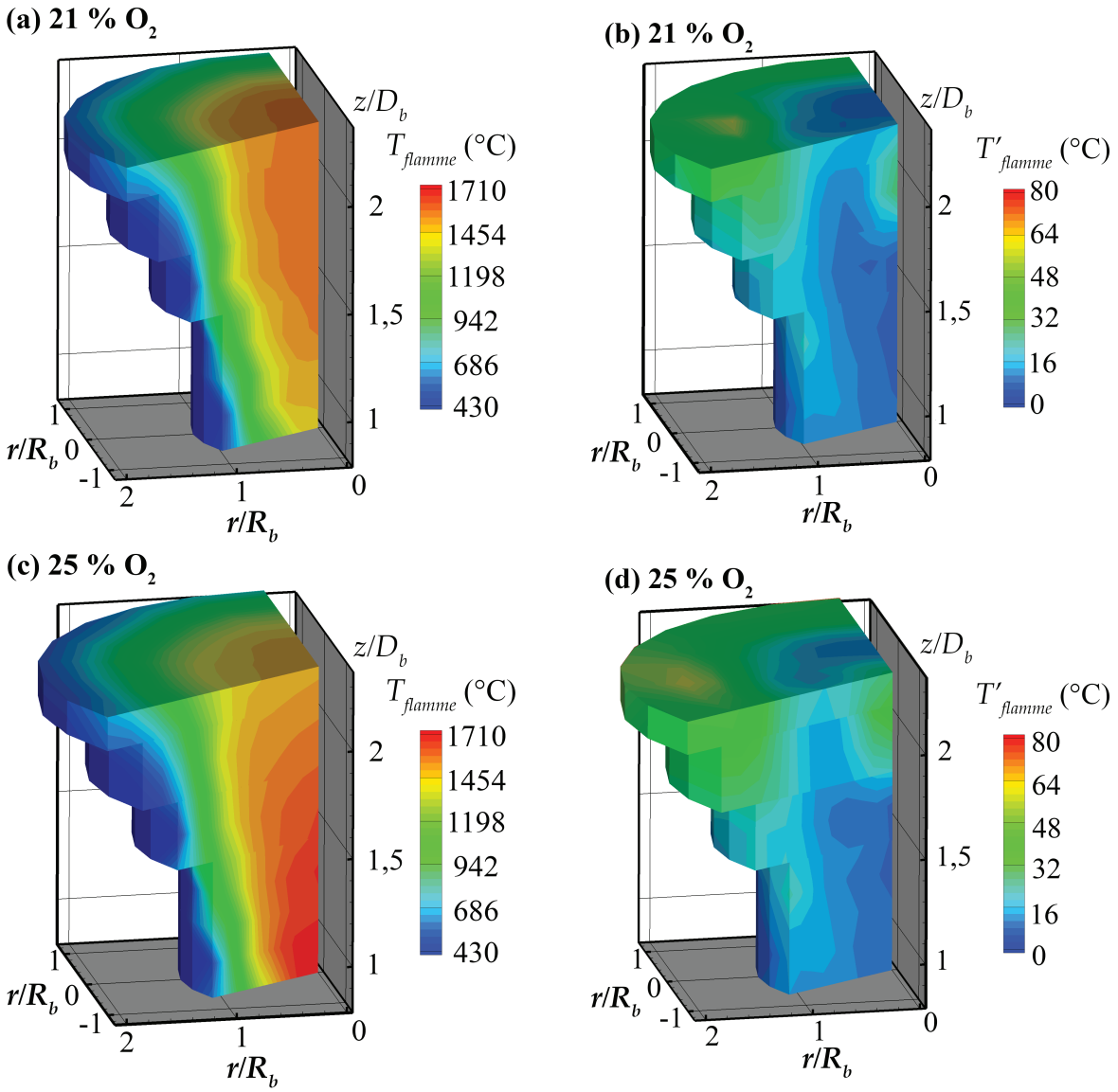


Figure 52 – Cartographie des températures moyennes corrigées de la flamme pour le cas Φ=0,8 S_{ng}=0,8 : (a) 21 % d'O_2, températures moyennes ; (b) 21 % d'O_2, fluctuations *RMS* de la température ; (c) 25 % d'O_2, températures moyennes ; (d) 25 % d'O_2, fluctuations *RMS* de la température.

Afin de mieux visualiser la répartition des températures, nous réalisons une moyenne angulaire des plans qui passent et par l'axe *z* et par les points d'acquisition pour les deux cas de combustion. Les figures 53 (a) et 53 (c) représentent respectivement les contours moyennés angulairement de température moyenne pour les cas à 21 % d'O_2 et 25 % d'O_2. Les figures 53 (b) et 53 (d) illustrent respectivement les fluctuations *RMS* moyennées angulairement des températures de la flamme pour les deux cas de combustion.

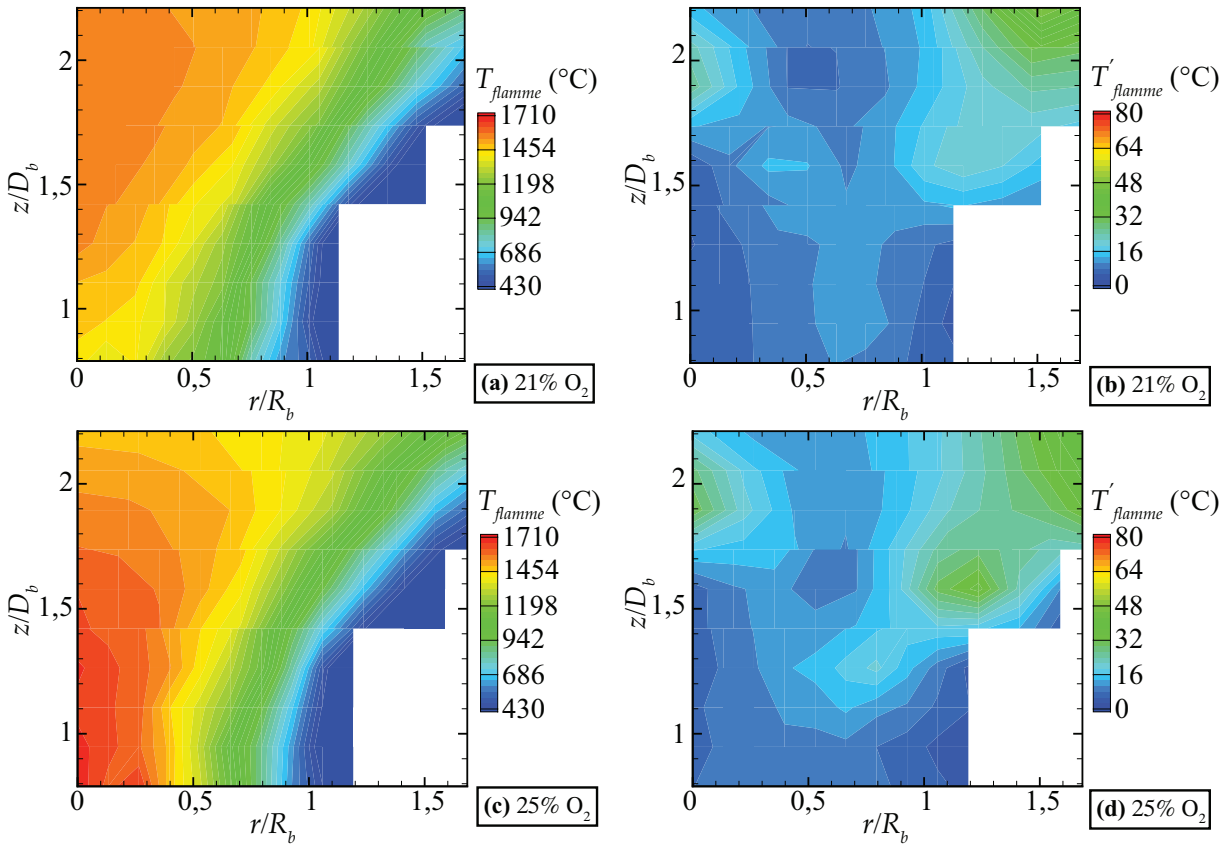


Figure 53 – Moyenne angulaire des températures moyennes corrigées de la flamme swirlée pour le cas Φ=0,8 S_{ng}=0,8 : (a) 21 % d'O_2, températures moyennes ; (b) 21 % d'O_2, fluctuations *RMS* de la température ; (c) 25 % d'O_2, températures moyennes ; (d) 25 % d'O_2, fluctuations *RMS* de la température.

Nous observons ensuite l'influence de la richesse globale à l'injection Φ sur la température de la flamme. Nous comparons le cas Φ=0,8 S_{ng}=0,8 à 21 % d'O_2 dans l'oxydant avec le cas Φ=0,9 S_{ng}=0,8 à 21 % d'O_2 dans l'oxydant comme l'illustre l'ensemble de figures 54.

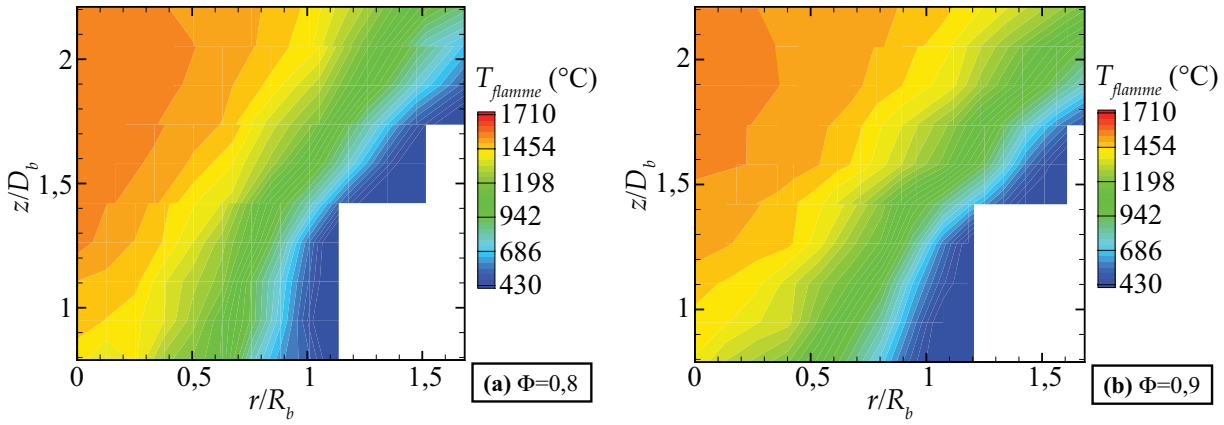


Figure 54 – Moyenne angulaire des températures moyennes corrigées de la flamme pour le cas 21 % d'O_2 S_{ng}=0,8 : (a) Φ=0,8 ; (b) Φ=0,9.

Nous observons un déplacement de la zone la plus chaude de la flamme vers l'aval de l'écoulement avec un élargissement de l'ouverture angulaire de la flamme ce qui est cohérent avec une déstabilisation de la flamme lorsque la richesse globale augmente. Il est difficile de conclure sur une éventuelle baisse de température de la flamme à partir de la figure 54 lorsque Φ augmente.

5.3 Évolutions de la formation du CO_2, du CO et du CH_4 résiduel

Dans cette section, les produits de combustion tels que le CO_2, le CO, le CH_4 résiduel sont étudiés en fonction de l'enrichissement en oxygène, du nombre de swirl et de la richesse globale à l'injection. L'objectif est ici de dégager les principales tendances que nous cherchons à expliquer à l'aide de la dynamique et des capacités de mélange de l'écoulement, aspects traités dans le chapitre 5.5.

5.3.1 Influence de l'ajout d'oxygène

Afin de mettre en évidence les effets de l'enrichissement en oxygène sur la composition des gaz brûlés, nous avons choisis des conditions opératoires (*cf.* section 5.1) pour lesquelles la combustion est incomplète.

Il est nécessaire de s'affranchir de la variabilité des teneurs en O_2 résiduels dans les gaz brûlés suivant les conditions opératoires pour comparer les expériences entre elles. Nous ramenons les concentrations de l'espèce *XX* à une même référence en teneur d'O_2 résiduel dans les gaz brûlés secs via la formule suivante :

$$[XX]_{3\%\,\mathrm{O_2}} = [XX]_{y\%\,\mathrm{O_2},\text{gaz brûlés}} \frac{[\mathrm{O_2}]_{\%,oxydant} - 3}{[\mathrm{O_2}]_{\%,oxydant} - y} \tag{72}$$

où y désigne la teneur en pourcentage d'O_2 résiduel mesuré dans les gaz brûlés secs. Les résultats des mesures de polluants sont rapportés à 3 % d'O_2 sur base sèche. Cette valeur constitue une limite supérieure généralement applicable aux installations de combustion de type chaudières et fours industriels ainsi que le préconisent les réglementations européennes [175]. Notons que l'équation (72) est adaptée aux cas avec enrichissement en O_2.

Par ailleurs, les mesures sont exprimées sous forme de facteurs d'émissions notés *EIXX* du terme anglais « Emission Index » de l'espèce *XX* considérée en g_{XX}/kg_{CH4}, calculés à partir des mesures de concentration de CO, CO_2 et CH_4 dans les gaz brûlés secs. L'expression de *EICO* est adaptée de Turns et Lovett [176] en prenant en compte le CH_4 résiduel dans les gaz brûlés :

$$EICO\,(g/kg_{\mathrm{CH_4}}) = \frac{[\mathrm{CO}]\mathrm{M_{CO}}1000}{([\mathrm{CO_2}] + [\mathrm{CO}] + [\mathrm{CH_4}])\mathrm{M_{CH_4}}} \tag{73}$$

De façon équivalente, nous définissions la quantité $EICH_4$ par :

$$EICH_4\,(g/kg_{\mathrm{CH_4}}) = \frac{[\mathrm{CH_4}]\mathrm{M_{CH_4}}1000}{([\mathrm{CO_2}] + [\mathrm{CO}] + [\mathrm{CH_4}])\mathrm{M_{CH_4}}} \tag{74}$$

où M_{CO} et M_{CH4} désignent respectivement la masse molaire du CO et celle de CH_4 en g/mol. Dans les cas de combustion incomplète à l'origine de la production d'imbrûlés, il est utile de quantifier l'efficacité de combustion, notée *EC*, exprimée en pourcentage, que définissons à partir des mesures des espèces carbonées dans les gaz brûlés :

$$EC = \frac{100[\mathrm{CO_2}]}{([\mathrm{CO_2}] + [\mathrm{CO}] + [\mathrm{CH_4}])} \tag{75}$$

En pratique, l'efficacité de combustion est supérieure à 99 % sans jamais atteindre 100 %. Dans l'équation (75), nous ne prenons pas en compte la formation de suies non oxydées et de molécules variées issues de la recombinaison des radicaux CH_x.

Avant de décrire les résultats obtenus sur l'évolution des espèces carbonées dans les gaz brûlés en fonction de l'enrichissement en oxygène, il est intéressant d'obtenir l'équation décrivant l'évolution du CO_2 en fonction de l'enrichissement en oxygène notamment. À cet effet, nous considérons l'équation de la combustion complète du méthane dans l'air ou l'air enrichi en oxygène avec excès d'air *e* :

$$\mathrm{C}_n\mathrm{H}_m + (1+e)\sigma(\mathrm{O_2} + \lambda\mathrm{N_2}) \rightarrow\ n\mathrm{CO_2} + \frac{m}{2}\mathrm{H_2O} + e\sigma\mathrm{O_2} + [(1+e)\sigma\lambda]\mathrm{N_2} \tag{76}$$

L'excès d'air *e* est égal à l'inverse de la richesse globale Φ moins 1. λ est le facteur de dilution de l'O_2 dans l'oxydant. Il vaut 3,762 pour l'air et 2,333 pour un air enrichi à 30 % d'O_2. Le nombre σ est le pouvoir comburivore volumique dans l'O_2. Il est égal à n + m/4. La fraction d'oxygène X_{O2} dans l'oxydant est définie par :

$$X_{\mathrm{O_2}} = \frac{1}{(1+\lambda)} \tag{77}$$

Les fractions de CO_2 dans les gaz brûlés sur gaz humide $X_{\mathrm{CO_2}}$ et sur gaz secs $X_{\mathrm{CO_2}}^{\mathrm{secs}}$ sont calculées comme le rapport du nombre de moles de CO_2 produites par la combustion rapporté au nombre de moles total des produits avec ou sans H_2O :

$$X_{\mathrm{CO_2}} = \frac{n}{(n + \frac{m}{2} + e\sigma + (1+e)\sigma\lambda)} \tag{78}$$

$$X_{\mathrm{CO_2}}^{\mathrm{secs}} = \frac{n}{(n + e\sigma + (1+e)\sigma\lambda)} \tag{79}$$

En exprimant $X_{\mathrm{CO_2}}^{\mathrm{secs}}$ en fonction de $X_{\mathrm{O_2}}$ et Φ, nous obtenons :

$$X_{\mathrm{CO_2}}^{\mathrm{secs}} = \frac{n\Phi X_{\mathrm{O_2}}}{(n\Phi X_{\mathrm{O_2}} + \sigma[1 - \Phi X_{\mathrm{O_2}}])} \tag{80}$$

Pour le méthane, n=1, m=4 et σ=2. Nous pouvons en déduire la relation qui relie la concentration de CO_2, notée $[CO_2]_{\mathrm{complète}}$, dans les gaz brûlés secs pour la combustion complète en excès d'air du CH_4 en fonction de la richesse globale et la concentration en oxygène dans l'oxydant :

$$[\mathrm{CO_2}]_{\mathrm{complète}} = \frac{\Phi[\mathrm{O_2}]_{\%,oxydant}}{(2 - \Phi[\mathrm{O_2}]_{\%,oxydant}/100)} \tag{81}$$

Cette concentration donnée par l'équation (81) est ramenée à 3 % d'O_2 dans les gaz brûlés à partir de la teneur résiduelle théorique en O_2 $[O_2]_{\text{complète,gaz brûlés}}$ donnée par :

$$[O_2]_{\text{complète,gaz brûlés}} = \frac{100\, e\sigma}{(n + e\sigma + (1+e)\sigma\lambda)} \tag{82}$$

Les facteurs d'émissions de CO et de CH_4 sont représentées dans la figure 55 (a) en fonction de la teneur en O_2 dans l'oxydant. L'évolution du CO_2 est représentée à la figure 55 (b). Le cas considéré correspond à S_{ng}= 1,4 et Φ = 0,8.

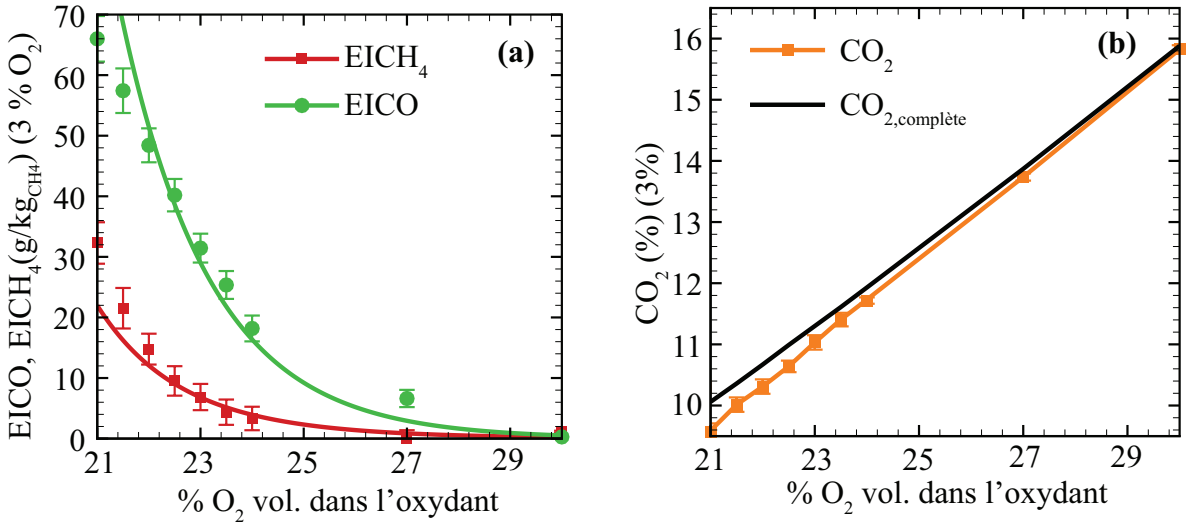


Figure 55 – Influence de l'enrichissement en oxygène sur les évolutions de : (a) *EICH₄* et *EICO* ; (b) CO_2 dans les gaz brûlés secs pour le cas S_{ng}= 1,4 et Φ = 0,8. Les barres correspondent aux fluctuations *RMS* des concentrations mesurées.

Nous commentons tout d'abord le cas de la combustion à l'air. La figure 55 (a) montre que, pour une flamme avec une richesse de 0,8, les gaz brûlés contiennent plus de 65 g/kg_{CH4} de CO et plus de 30 g/k g_{CH4} de CH_4 qui ne sont pas brûlés. À l'origine de ce constat, nous supposons un mélange peu efficace entre les réactifs avant le front de flamme et/ou un temps de séjour trop court des intermédiaires de la combustion dans la zone de réaction, dont la température doit être suffisamment importante pour activer les réactions finales d'oxydation. Comme le soulignent les auteurs Zhen *et al.* [138], CO est un produit de combustion intermédiaire qui nécessite suffisamment d'oxygène disponible dans un milieu à haute température pour terminer son oxydation.

Le comportement de la flamme non-prémélangée en terme de stabilité, dans ce cas de combustion à l'air en particulier, nous renseigne aussi qualitativement sur le micromélange. D'après les résultats sur les hauteurs de lift de la section 5.1.1, la flamme est décrochée et semble sujette à des extinctions locales qui expliquent en partie les fluctuations importantes de sa base et la présence de CH_4 résiduel dans les gaz brûlés pour le cas air. Cette observation témoigne d'effets de chimie non infiniment rapide associés à un nombre de Damköhler plutôt faible. Dans ce régime, la flamme présente une sensibilité aux fluctuations présentes dans le mélange des réactifs.

L'ajout de l'oxygène dans l'oxydant permet de réduire drastiquement les émissions de CO et de CH_4 dans les gaz brûlés. D'après la figure 55 (a), *EICO* décroît exponentiellement lorsque la teneur en O_2 de l'oxydant varie de 21 à 30 %, la décroissance de $EICH_4$ étant quant à elle un peu moins rapide avec l'enrichissement en oxygène. Nous rappelons que l'enrichissement en O_2 se fait à débit d'oxydant constant et que par conséquent nous avons souhaité conserver une dynamique similaire avant le front de flamme tout en préservant la richesse globale à l'injection. Cette hypothèse sur la dynamique sera vérifiée en comparant notamment les profils de vitesses avant le front de flamme et les intensités de turbulence. Si nous supposons que la dynamique ne change pas avec l'enrichissement en O_2, et que le mélange est principalement piloté par la dynamique, l'effet de l'enrichissement en O_2 sur la réduction du CO et du CH_4 telle qu'il est présenté à la figure 55 (a) est principalement chimique via une augmentation des vitesses de réaction d'oxydation. L'illustration de cet effet peut être apprécié via l'évolution des vitesses de flammes laminaires qui évoluent de 38 à 90 cm/s, soit d'un facteur 2,4, lorsque la teneur en O_2 évolue de 21 à 30 % pour une richesse de 1 [42]. Un autre paramètre à prendre en compte, qui favorise aussi l'oxydation du CH_4 et la conversion du CO en CO_2, est l'augmentation de la température de la flamme avec l'enrichissement en O_2 qui est discutée dans la section 5.2.2. Le régime de flammes avec air enrichi à 30 % d'O_2 se caractériserait donc par un nombre de Damkhöler plus important comme en témoigne la stabilité des flammes enrichies en O_2 vue dans la section 5.1.1. Notons par ailleurs que les fluctuations *RMS* de CO et de CH_4 tendent à diminuer avec l'enrichissement en oxygène tout comme les fluctuations des hauteurs de lift traitées dans la section 5.1.1.

L'enrichissement en oxygène permet de concentrer les fumées en CO_2. En effet, la dilution au N_2 de l'oxygène dans l'oxydant devient moindre avec l'enrichissement en O_2, effet qui s'applique, par conséquent, aux espèces dans les gaz brûlés. La figure 55 (b) compare les prédictions théoriques du CO_2 dans le cas d'une combustion complète en excès d'air ou air enrichi en O_2 avec les mesures réalisées en fonction de la teneur en O_2 dans l'oxydant. L'évolution de la concentration en CO_2 en fonction de l'enrichissement en oxygène est effectivement linéaire et toujours inférieure à la prédiction théorique. Elle est même inférieure d'un demi-point à la prédiction théorique pour le cas air, différence provenant essentiellement de la présence d'imbrûlés. L'efficacité de combustion *EC* augmente donc avec l'enrichissement en oxygène comme l'illustre la figure 56 pour atteindre des taux supérieurs à 99 % lorsque la teneur en O_2 est supérieure à 26 %.

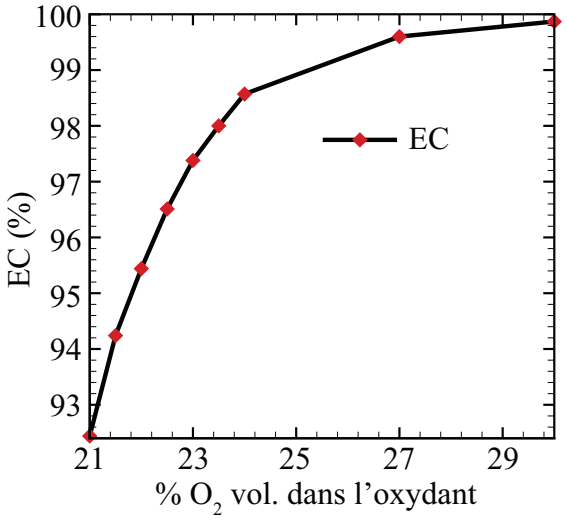


Figure 56 – Évolution de l'efficacité de combustion avec l'enrichissement en oxygène pour le cas S_{ng}= 1,4 et Φ = 0,8.

5.3.2 Influence du nombre de swirl

Après avoir observé l'influence de la teneur en O_2 dans l'oxydant, nous nous intéressons dans cette section à l'influence de l'intensité de la rotation qui est un paramètre purement dynamique sur les émissions polluantes. Nous conservons les débits à l'injection de méthane et d'air ou air enrichi en oxygène qui correspondent à une richesse globale Φ de 0,8. Nous faisons varier le nombre de swirl S_{ng} du brûleur, et ce pour quatre taux d'oxygène dans l'oxydant : 21, 24, 27 et 30 %. Les figures 57 (a) et 57 (b) représentent respectivement l'évolution de *EICO* et de $EICH_4$ en fonction S_{ng} pour les conditions mentionnées ci-dessus.

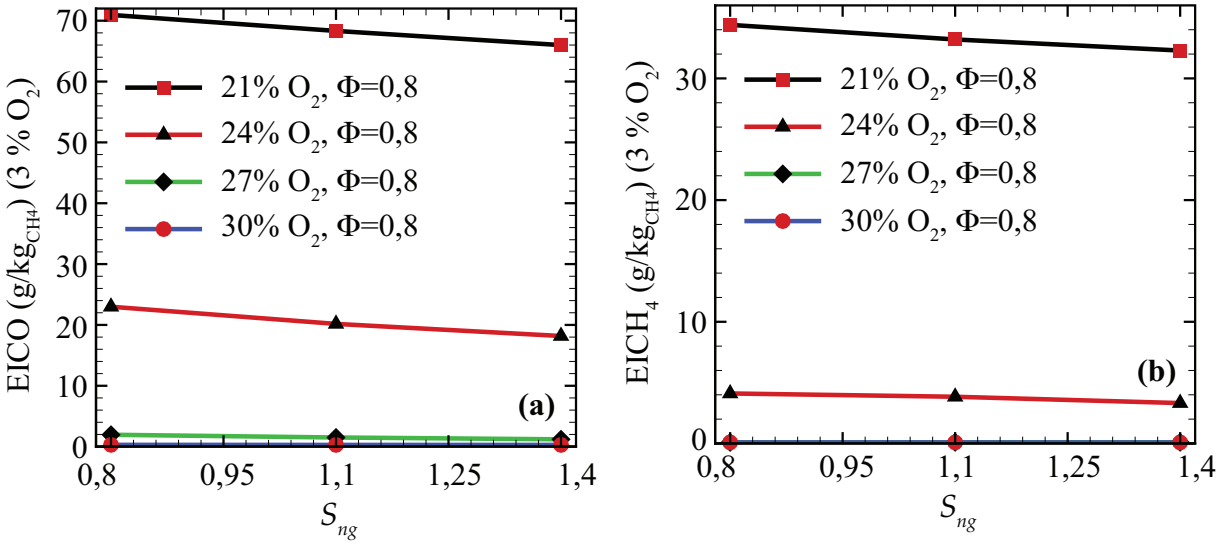


Figure 57 – Influence du nombre de swirl géométrique S_{ng} sur les évolutions de : (a) *EICO* ; (b) $EICH_4$ dans les gaz brûlés secs pour le cas Φ = 0,8 et quatre teneurs en O_2 dans l'oxydant : 21, 24, 27 et 30 %.

Comme le montre la figure 57 (a), l'effet du nombre de swirl sur le facteur d'émission de CO engendre une diminution certes faible, mais réelle lorsque le nombre de swirl augmente de 0,8 à 1,4 pour les cas de flammes de 21 à 24 % d'O_2 dans l'oxydant et $\Phi = 0{,}8$, cas qui correspondent à des flammes liftées. Précisons par ailleurs qu'une diminution de CO de 5 g/kg_{CH4} correspond à une diminution de 315 ppm. Puisque la précision relative des analyseurs utilisés est de l'ordre de 1 à 2 %, la diminution constatée est pertinente. L'effet de l'intensité de la rotation sur le facteur d'émission du CH_4 est plus faible comme l'illustre la figure 57 (a) même si la tendance est à la légère diminution du CH_4 de 34 à 32 g/kg_{CH4} lorsque le nombre de swirl augmente de 0,8 à 1,4 pour le cas air. L'effet de l'augmentation du nombre de swirl tend à accroître les capacités de mélange de l'écoulement comme le soulignent Zhen et al [177] ce qui permet une oxydation plus efficace du CO en CO_2.

5.3.3 Influence de la richesse globale

Dans cette section, nous observons l'effet de la richesse globale à l'injection Φ de 0,8 à 1 sur les émissions de CO et de CH_4 pour trois cas de teneurs en O_2 dans l'oxydant : 24, 27 et 30 % avec un $S_{ng} = 1{,}4$. Les figures 58 (a) et 58 (b) représentent respectivement l'évolution de *EICO* et de $EICH_4$ en fonction de Φ pour les conditions mentionnées ci-dessus.

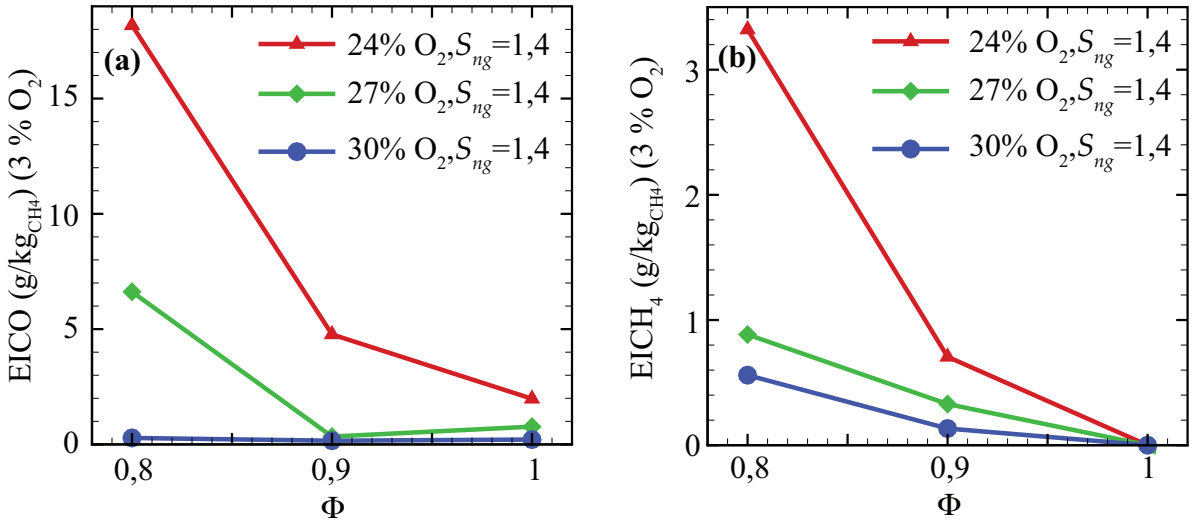


Figure 58 – Influence de la richesse globale à l'injection Φ sur les évolutions de : (a) *EICO* ; (b) $EICH_4$ dans les gaz brûlés secs pour le cas $S_{ng} = 1{,}4$ et trois teneurs en O_2 dans l'oxydant : 24, 27 et 30 %.

D'après les figures 58 (a) et 58 (b), l'augmentation de la richesse globale à l'injection de 0,8 à 0,9 conduit de façon surprenante à diminuer la formation de CO et permet de convertir davantage le CH_4 résiduel. Ici encore, nous pouvons faire l'hypothèse d'une dynamique de l'écoulement équivalente entre les trois cas de richesse globale puisque le débit d'air ou d'air enrichi en oxygène est maintenu constant lorsque la richesse globale à l'injection augmente. La hauteur de lift de la flamme augmente lorsque la richesse augmente comme mentionnée dans la section 5.1.1. Nous y avons évoqué l'idée d'une stabilisation de la flamme dans les zones où la fraction de mélange local est proche du rapport stœchiométrique notamment pour les cas à l'air. Les évolutions des émissions de CO et de CH_4 en regard des évolutions des hauteurs de lift avec la richesse globale montreraient que plus la flamme se stabilise loin du brûleur, meilleur est le mélange local en amont du front de flamme.

Ceci permettrait ainsi de diminuer les émissions globales de CO et de CH_4. Toutefois, le propos reste à nuancer du fait que le temps de résidence des espèces réactives dans la zone de réaction n'est pas pris en compte dans ce raisonnement. Ce temps de résidence ne peut être correctement estimé qu'à partir de la connaissance de la dynamique de la flamme couplée à une détermination de la zone réactionnelle dans l'espace. Nous proposons une méthodologie pour la détermination des temps de résidence dans la section 6.2.7 après avoir caractérisé la dynamique du jet en réactif dans le chapitre 5.5. D'autres auteurs comme Cheng et al. [178] évaluent un facteur d'émission des NO_x ou de CO rapporté à un temps de résidence global qui semble pertinent lorsque la zone réactionnelle évolue significativement suivant les conditions opératoires.

Nous analysons maintenant l'évolution du CO_2 en fonction de la richesse globale Φ. Nous reprenons l'équation (81) dans laquelle la richesse globale Φ varie de 0,8 à 1 pour une teneur en O_2 donnée dans l'oxydant. Les évolutions théoriques en fonction de Φ sont comparées aux mesures de CO_2 et ce pour trois teneurs en O_2 dans l'oxydant : 24, 27 et 30 % dans le cas d'un S_{ng} = 1,4. Les figures 59 (a) et 59 (b) présentent ces évolutions respectivement sans correction de la teneur résiduelle en O_2 et avec la correction à 3 %.

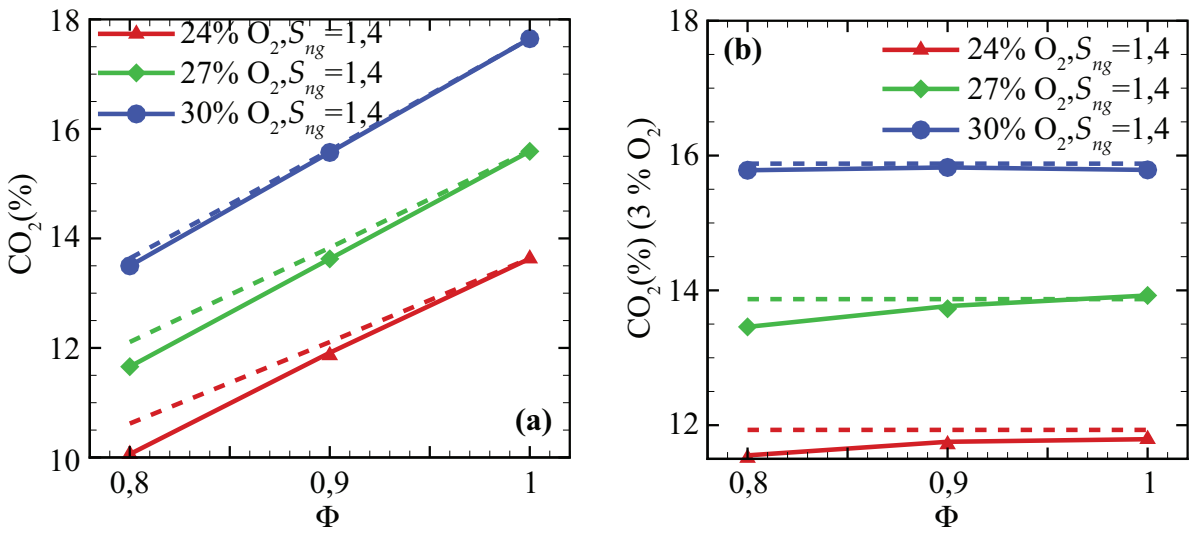


Figure 59 – Effets de la richesse globale Φ sur la concentration en CO_2 des gaz brûlés secs pour trois teneurs en oxygène de l'oxydant 24 %, 27 % et 30 % vol. : (a) Sans correction de la teneur en O_2 ; (b) Avec correction à 3 % d'O_2 pour un S_{ng} = 1,4.

La figure 59 (a) semble montrer une augmentation linéaire de la concentration du CO_2 avec la richesse globale à l'injection Φ. Cependant, le CO_2 ramené à 3 % d'O_2 est bien, quant à lui, indépendant de Φ puisque fixer la teneur en O_2 résiduel dans les gaz brûlés revient à fixer l'excès d'air ou la richesse globale dans le cas d'une combustion complète en excès d'air. Nous remarquons une fois de plus que les écarts à la théorie résultent de la présence d'imbrûlés ainsi que des incertitudes de mesure.

5.4 Évolution de la formation des NO_x

5.4.1 Influence de l'ajout d'oxygène

Si la pertinence d'enrichir en oxygène l'oxydant prend tout son sens lorsqu'il s'agit de convertir les imbrûlés en CO_2, il n'en est pas de même pour la formation des NO_x. Toutefois, dès lors que les émissions de NO_x restent au-dessous des niveaux préconisés par les réglementations, l'enrichissement en oxygène constitue une alternative intéressante pour améliorer l'efficacité de combustion par exemple. Les émissions d'oxydes d'azote sont exprimées en $EINO_x$ (g_{XX}/kg_{CH4}) adapté de Turns et Lovett [176] :

$$EINO_x\,(g/kg_{\mathrm{CH_4}}) = \frac{[\mathrm{NO}_x]\mathrm{MW}_{\mathrm{NO_2}}1000}{([\mathrm{CO_2}]+[\mathrm{CO}]+[\mathrm{CH_4}])\mathrm{MW}_{\mathrm{CH_4}}} \tag{83}$$

Comme mentionné ci-dessus, il est intéressant de mettre en perspective ces teneurs en NO_x avec la réglementation française en vigueur pour des installations de puissance équivalente. L'arrêté du 15 septembre 2009 relatif à l'entretien annuel des chaudières dont la puissance nominale est comprise entre 4 et 400 kW donne quelques valeurs limites d'émissions de NO_x [179]. Dans le cas de chaudières gaz, il y est spécifié qu'un brûleur bas-NO_x à air soufflé doit posséder un facteur d'émission de NO_x inférieur ou égal à 1,25 g/kg_{CH4} à 0 % d'O_2 (valeur notée *Bas-NO_x* sur la figure 60). En 2009, les technologies de brûleur les plus performantes offraient des émissions de NO_x de l'ordre de 0,50 g/kg_{CH4} à 0 % d'O_2 en fonctionnement à l'air (valeur notée *Valeur réf.* sur la figure 60).

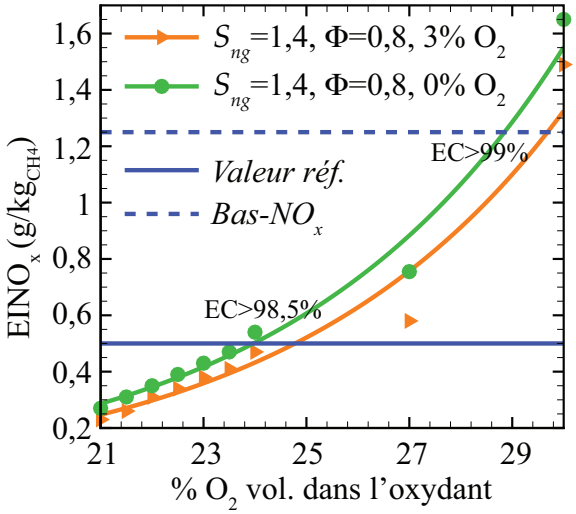


Figure 60 – Effets de l'enrichissement en oxygène sur les $EINO_x$ et valeurs de référence pour les brûleurs bas-NO_x : cas S_{ng} = 1,4 et Φ=0,8.

Avec des teneurs en oxygène dans l'oxydant comprises entre 24 et 29 %, nous pouvons qualifier le brûleur de « bas-NO_x » avec une efficacité de combustion supérieure à 98,5 %. Le facteur d'émissions de NO_x augmente suivant une tendance exponentielle de 0,2 à 1,5 g/kg_{CH4} lorsque la teneur en O_2 évolue de 21 à 30 %. Cette tendance s'explique par l'augmentation de la température de la flamme lorsque l'enrichissement en oxygène augmente comme le montrent les figures 51 (a), 52 (a) et 52 (c). La formation des NO_x par la voie thermique est ainsi favorisée avec l'enrichissement en oxygène comme le constatent d'autres auteurs [38, 49, 50].

Notons ici que l'ajout d'O_2 dans l'oxydant, en régime pauvre, permet de réduire la consommation du combustible, comme nous l'avons mentionné dans la section 1.3, mais aussi d'améliorer l'efficacité de combustion *EC* tout en maintenant des teneurs en NO_x relativement basses dans notre cas.

5.4.2 Influence du nombre de swirl

L'influence du nombre de swirl sur les évolutions des NO_x reste faible comme le montre la figure 61 et ce pour des teneurs en O_2 qui évoluent de 21 % à 24 % vol. Toutefois, pour une teneur en O_2 de 24 % vol., nous remarquons une légère baisse des $EINO_x$ lorsque S_{ng} augmente de 0,8 à 1,4 en cohérence avec les tendances trouvées par d'autres auteurs [80, 123, 125]. Pour le cas air, nous mesurons une faible augmentation des émissions de NO_x avec l'augmentation de l'intensité de la rotation.

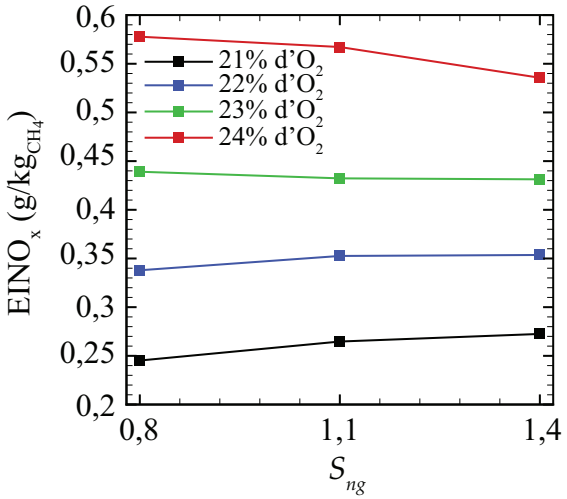


Figure 61 – Influence du nombre de swirl S_{ng} sur les évolutions de : (a) $EINO_x$ pour le cas Φ = 0,8 et quatre teneurs en O_2 dans l'oxydant : 21, 22, 23 et 24 % vol.

Pour des richesses en oxygène plus élevées, la dynamique de la flamme évolue et la flamme, selon les conditions de richesse globale, peut éventuellement s'accrocher au brûleur. Ces modifications impactent directement les émissions de NO_x [44].

5.4.3 Influence de la richesse globale

L'influence de la richesse globale sur les émissions de NO_x est dévoilée à la figure 62.

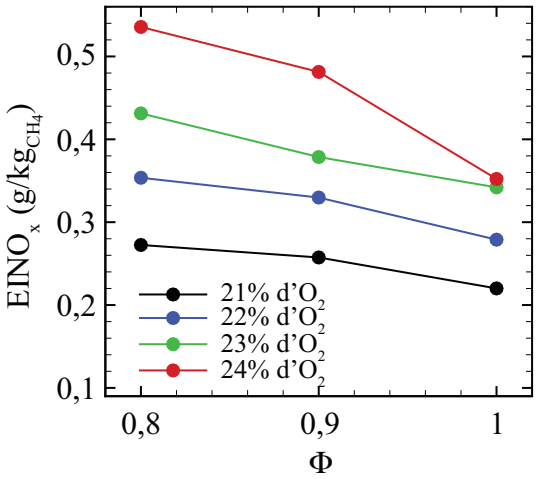


Figure 62 – Influence de la richesse globale Φ sur les évolutions de EINO$_x$ pour le cas S_{ng}=1,4 et quatre teneurs en O_2 dans l'oxydant : 21, 22, 23 et 24 % vol.

Ces émissions diminuent de 0,28 à 0,22 g/kg$_{CH4}$ dans le cas air lorsque Φ augmente de 0,8 à 1. Pour le cas à 24 % d'O_2, la décroissance est encore plus forte puisque les EINOx évoluent de 0,54 à 0,36 g/kg$_{CH4}$ (diminution de 33 % contre 21 % pour le cas air). En ce qui concerne la stabilité de la flamme, nous rappelons que l'augmentation de la richesse favorise sa déstabilisation via une augmentation de la hauteur de lift (Fig. (47)).

Nous avançons l'hypothèse suivante pour expliquer ces tendances. Lorsque la richesse globale augmente, la teneur en CO_2 dans les gaz brûlés augmente comme le montre la figure 59 (a). Ainsi, la quantité de CO_2 recirculée, par le biais des zones de recirculation internes et externes, peut devenir plus importante lorsque la richesse globale augmente ce qui favorise la consommation des NO_x comme l'ont étudié Watanabe *et al*. [180]. Une étude dynamique de l'entraînement du jet en fonction de la richesse globale est menée dans la section 6.2.3 pour quantifier l'importance de la recirculation externe. Pour des teneurs en O_2 plus élevées, typiquement à partir de 30 % d'O_2 vol., le comportement dynamique de la flamme évolue puisque la flamme peut quasiment s'accrocher au brûleur contrairement aux cas d'enrichissements en O_2 plus faibles. Les émissions de NO_x en sont alors directement affectées comme évoqué précédemment.

5.5 Conclusion

L'approche globale des flammes swirlées enrichies en oxygène adoptée dans ce chapitre permet principalement d'apporter des éléments sur la stabilité de la flamme et sur la formation des polluants.

Les deux premiers tirets sont relatifs à l'étude de la stabilité de la flamme conduite à partir de visualisations directes de cette dernière pour une large gamme de débits d'oxydant et de méthane.

- L'effet swirl, pour la configuration étudiée, permet la mise en place d'une zone centrale de recirculation (ZRC) qui favorise la stabilisation de la flamme. Dans le cas sans swirler, l'augmentation du débit d'air conduit au soufflage de la flamme à débit de méthane fixé. Ce comportement est observé pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2000. Avec swirler, l'augmentation du débit d'air conduit au déplacement de la zone réactionnelle vers le brûleur et ce pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à 12000. En revanche, les régimes de combustion de plus en plus pauvre se révèlent être des régimes peu efficaces avec une production importante de CO et de CH_4 résiduels.
- L'effet de l'enrichissement en oxygène participe aussi à favoriser la stabilisation de la flamme en réduisant notamment les domaines où la flamme est liftée instable. L'extension des limites d'inflammabilité et l'augmentation de la vitesse de flamme laminaire avec l'enrichissement en oxygène permettent d'expliquer ces comportements. La flamme peut se propager et brûler dans des régions où la vitesse de l'écoulement est plus forte et où le mélange local n'est pas exactement à la stœchiométrie.

L'étude de la localisation spatiale de la flamme est réalisée à partir des mesures de l'émission directe de la flamme par chimiluminescence OH^* intégrée sur la ligne de visée du capteur. Les résultats principaux sont rassemblés ici :

- L'enrichissement en oxygène de l'oxygène induit une diminution de la hauteur d'accrochage et une augmentation de la longueur de la flamme jusqu'à atteindre un plateau à partir de teneurs en O_2 de 27 % vol..
- L'augmentation de la richesse globale de 0,8 à 1 tend à déstabiliser la flamme ce qui se traduit par une augmentation de la hauteur d'accrochage.
- L'augmentation du nombre de swirl de 0,8 à 1,4 se traduit par une diminution modérée de la hauteur d'accrochage.

Après avoir quantifié les hauteurs et les longueurs de flamme, l'évolution de la teneur en CO_2, CO, NO_x, O_2 et CH_4 résiduels sont mesurés dans les gaz brûlés secs à partir d'analyseurs multi-gaz en ligne. Des mesures de température de la flamme et dans les gaz brûlés viennent compléter les mesures dans les gaz brûlés. Les résultats sont regroupés dans les points suivants :

- L'enrichissement en O_2 de l'oxydant induit une diminution en exponentielle inverse de la teneur en CO et en CH_4 ce qui conduit à une efficacité de combustion supérieure à 99,5 % pour des teneurs en O_2 supérieurs à 27 % vol.. Il est à noter que les conditions opératoires ont été choisies de manière à mettre en évidence les effets de l'enrichissement en oxygène notamment sur la conversion des imbrûlés. Le bénéfice d'une amélioration de l'efficacité de combustion est à opposer à l'augmentation de la teneur en NO_x avec l'enrichissement en

oxygène. Cet accroissement se fait en une tendance exponentielle majoritairement via le mécanisme de formation des NO_x par la voie thermique. Ceci est confirmé par la mesure de l'augmentation de la température de la flamme avec l'enrichissement en oxygène ainsi que l'augmentation de la température des fumées à puissance évacuée égale par la chambre de combustion et son système de refroidissement. Toutefois, les valeurs des NO_x mesurées pour un enrichissement de 30 % pour certaines conditions de richesse globale restent inférieurs à 1,6 g / kg de CH_4 à 3 % d'O_2.

- L'augmentation de la richesse globale conduit à une forte diminution des teneurs en CO et CH_4 lorsque la flamme est davantage déstabilisée et à une diminution plus modérée des NO_x.
- L'augmentation du nombre de swirl conduit à une légère diminution du CO, CH_4 et NO_x notamment pour les cas d'enrichissement en O_2 en ce qui concerne les NO_x.

Ces approches globales doivent être complétées par les aspects dynamiques de la flamme pour mieux comprendre certaines tendances dévoilées dans ce chapitre. Le chapitre suivant a donc pour objectif de détailler la dynamique du jet swirlé en non réactif et réactif.

6 Comportement dynamique des flammes non prémélangées swirlées

Ce chapitre 6 est consacré à une étude expérimentale de l'influence de la flamme sur la dynamique du jet en rotation et le mélange des réactifs avant d'atteindre la zone réactionnelle. Ce présent chapitre vise à fournir des éléments de réponse quant aux évolutions constatées dans le chapitre 5, tant sur le plan de la stabilisation de la flamme que sur les émissions polluantes.

Au préalable, dans la section 6.1, une caractérisation globale du jet tournant en non réactif et en réactif sera présentée afin de mettre en évidence qualitativement l'effet de la combustion sur les zones principales de l'écoulement. Ensuite, nous préciserons la localisation des zones de mélange entre les réactifs à partir des données issues de la PLIF acétone, traceur du méthane ainsi que celle des zones réactionnelles sur les champs moyens de vitesse à partir des résultats issus de la chimiluminescence de la flamme et des mesures de température. Dans la section 6.2, l'évolution de la décroissance des vitesses sur l'axe, l'évolution du nombre de swirl, et les caractéristiques de l'entraînement du jet swirlé seront abordés en fonction des paramètres pertinents du jet en non réactif et en réactif. À la fin de cette même section, nous examinerons l'influence de l'enrichissement en oxygène, de la richesse globale à l'injection sur les champs dynamiques moyens. Enfin, dans les sections 6.2.6 et 6.2.7, nous chercherons à décrire les lignes de courant tridimensionnelles du jet swirlé à l'aide de structures hélicoïdales. Nous évaluerons des temps de séjour caractéristiques de l'écoulement dans la zone réactionnelle.

Les résultats sont obtenus par de nombreuses techniques de mesure complémentaires : stéréo-PIV multi-plans, PIV volumique, chimiluminescence OH*, mesures de température de la flamme par thermocouple et PLIF acétone.

6.1 Dynamique et structure des jets swirlés en non réactif et réactif

6.1.1 Topologie globale des champs moyens

La figure 63 illustre une organisation représentative du champ moyen de vitesse axiale à la sortie du brûleur coaxial à swirl en non réactif et en réactif pour un nombre de swirl géométrique de 1,4 à z_S=-60 mm de la sortie du brûleur et une richesse globale de 0,8 pour une combustion à l'air. Dans l'ensemble de ce chapitre, les différents swirlers utilisés seront tous situés à z_S=-60 mm, et cette information ne sera donc plus précisée dans la suite de ce chapitre.

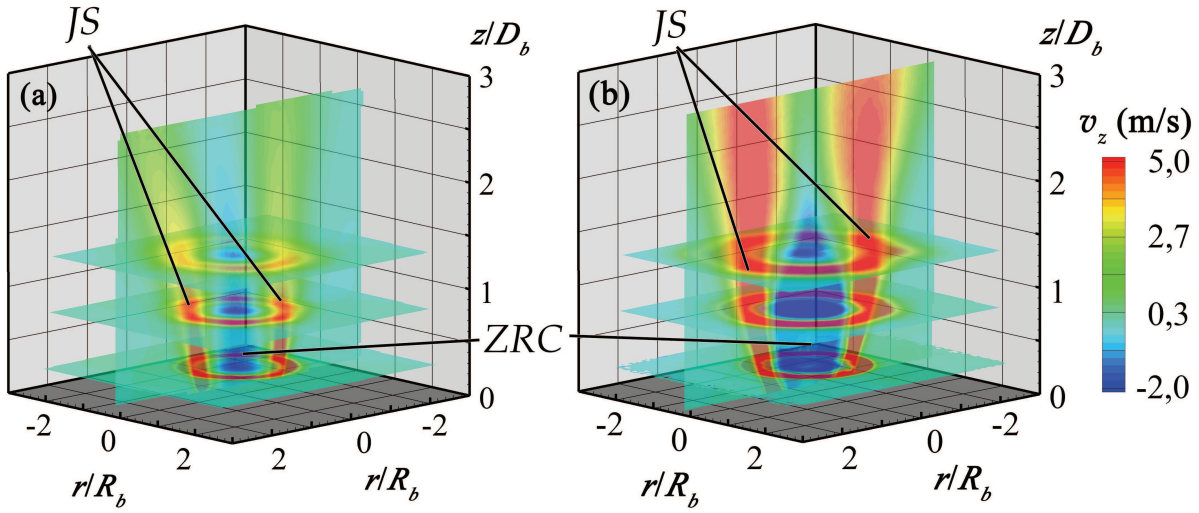


Figure 63 – Contours de vitesse axiale moyenne v_z en fonction de r/R_b et z/D_b pour S_{ng}= 1,4 et Φ = 0,8 : (a) non réactif ; (b) réactif.

Les contours de la figure 63 résultent de la combinaison de 4 plans de mesure en stéréo-PIV (voir la section 4.2). Les moyennes sont obtenues à partir de 1000 champs instantanés. Le choix des vitesses minimales et maximales dans la légende de la figure 63 a été fait arbitrairement afin de maximiser le contraste des zones de l'écoulement entre les cas non réactif et réactif. Il ne correspond pas nécessairement aux vitesses minimales et maximales rencontrées dans le cas réactif notamment.

Dans les deux cas, le jet dans son ensemble présente une zone de recirculation centrale (*ZRC*) qui est entourée d'un jet swirlé (*JS*) comme indiqué aux figures 63 (a) et 63 (b). Nous notons que la présence de la flamme entraîne un élargissement important du jet et en particulier de la zone de recirculation qui sera montré de façon plus explicite à l'ensemble de figures 72. Celle-ci devient plus intense avec la combustion et tend vers une symétrie axiale plus marquée que dans le cas non réactif. La présence de la flamme semble induire une augmentation de la vitesse axiale en aval de l'écoulement due à l'expansion des gaz brûlés. Après avoir observé la composante de la vitesse axiale dans les cas non réactif et réactif, il est intéressant d'observer l'effet de la flamme sur la composante azimutale de la vitesse du jet. La figure 64 dévoile les champs moyens de la composante azimutale issus des quatre plans de mesure par stéréo-PIV pour les deux cas.

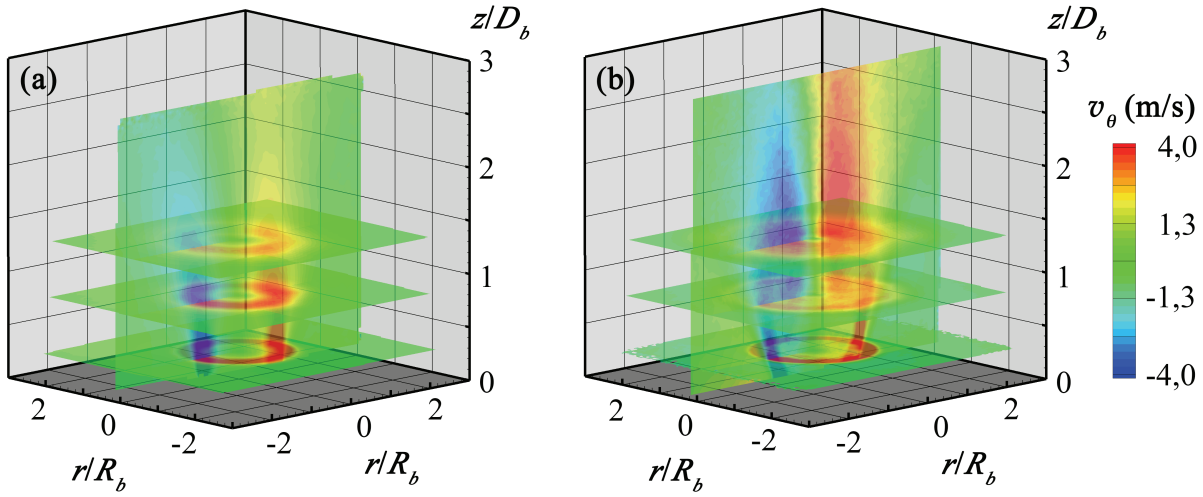


Figure 64 – Contours de vitesse azimutale moyenne v_θ en fonction de r/D_b et z/D_b pour S_{ng}= 1,4 et Φ = 0,8 : (a) non réactif ; (b) réactif.

Nous constatons que l'écoulement swirlé envahit l'ensemble du jet dont la *ZRC* avec la présence de la flamme. La composante radiale de la vitesse du jet présentée sous la forme d'une combinaison des quatre champs de mesures stéréo-PIV est difficilement exploitable d'un point de vue qualitatif sous une forme 3D reconstruite et ne sera donc présentée ici.

L'objet de la section suivante est de situer les zones réactionnelles par rapport au champ dynamique afin d'examiner l'influence de la flamme sur l'écoulement.

6.1.2 Superposition des champs dynamiques moyens à la flamme

Nous souhaitons, dans cette section, distinguer les zones dynamiques qui appartiennent à la flamme de celles qui décrivent le mélange des réactifs avant le front de flamme. Cela présuppose, en amont, de définir un front de flamme qui peut être vu comme une zone, généralement mince (épaisseur typique de l'ordre de 0,1 à 1 mm), où se produit un fort dégagement de chaleur qui correspond à un taux de réaction chimique raide et fortement non linéaire. Ce front produit et consomme donc des espèces qui peuvent être tracées. Il est aussi à l'origine de gradients thermiques élevés (le rapport des températures entre gaz brûlés et gaz frais est de l'ordre de 5 à 7) qui peuvent être mesurés. Par ailleurs, dans l'objectif de caractériser le mélange des réactifs avant réaction, il est nécessaire de tracer ces réactifs dans l'écoulement. Cet objectif ambitieux nécessite la mise en place de diagnostics simultanés relativement conséquents tels que l'ont réalisé Stöhr *et al*. [158] pour des flammes méthane-air non prémélangées swirlées. Ils combinent les techniques suivantes : PIV, PLIF-OH pour tracer le front de flamme, et PLIF-acétone pour tracer le méthane, l'ensemble étant cadencé à une fréquence d'acquisition de 10 kHz. Ces diagnostics couplés sont relativement délicats notamment pour des raisons de synchronisation des lasers et caméras à haute cadence, de l'encombrement d'un tel système, d'accès optiques relatifs à l'installation et de recouvrement des nappes laser utilisées. Il est aussi possible de mener des mesures non résolues temporellement afin de n'exploiter que les grandeurs moyennes, ce qui permet de découpler les diagnostics et par conséquent d'alléger le dispositif expérimental. Précisons aussi que la

structure de la flamme est fortement tridimensionnelle. Ainsi, les mesures réalisées dans un plan doivent être mises en perspective avec une bonne compréhension des caractéristiques 3D de l'écoulement telles que les couches de mélange.

La technique de PLIF 3D résolue en temps permet d'observer la structure 3D de la flamme comme l'ont développé Wellander *et al*. [181] par exemple.

Dans notre étude, nous n'avons pas eu le temps de développer la technique PLIF-OH, nous ne sommes donc pas en mesure de repérer le front de flamme. Toutefois, nous proposons d'utiliser les données issues des mesures regroupées dans le tableau 10, qui permettent de donner des indications sur la localisation des zones de mélange avant le front de flamme et des zones réactionnelles, bien que le front de flamme ne soit pas repéré.

Table 10 – Grandeurs mesurées pour distinguer les zones de mélange des zones réactionnelles dans la flamme non prémélangée swirlée

Grandeur physique mesurée	Technique	Critique
Concentration OH*	Chimiluminescence OH^* Émission directe de la flamme à 306 nm	- Intégration du signal sur la ligne de visée
Concentration d'un traceur injecté dans l'écoulement	PLIF Acétone (traceur) dans le combustible	- Diffusion différentielle - Mesure non quantitative mais relative à un signal de référence
Température de la flamme	Thermocouple S	- Mesure intrusive qui perturbe le front de flamme au point de mesure

Dans cette section, nous considérons le cas Φ=0,9, 25 % d'O_2 dans l'oxydant, S_{ng}=1,4 qui est représentatif des cas de flamme liftée stable. Nous proposons d'identifier les zones de mélange et les zones réactionnelles à partir des résultats issus des trois techniques, mentionnées dans le tableau 10, pour ce même cas.

L'ensemble des graphes de la figure 65 illustre la comparaison entre la répartition du signal moyen de LIF-acétone normalisé et les champs moyens de vitesse dans un même plan longitudinal à l'écoulement (les plans de la nappe laser stéréo-PIV et PLIF coïncident avec ce plan longitudinal). Le signal LIF est représenté sous la forme d'isocontours noirs alors que la vitesse est graduée sur l'échelle de couleurs. Le signal LIF de normalisation est le signal maximal obtenu proche de la sortie du brûleur et repéré par le chiffre 1 sur l'ensemble des figures 65. Nous remarquons que les isocontours du signal de LIF supérieurs à 0,1 s'orientent suivant l'écoulement révélé par les champs moyens dynamiques. Précisément, la figure 65 (a) montre que l'expansion radiale du jet, au travers de v_r, délimite un angle d'ouverture du jet qui est en cohérence avec les directions des branches de diffusion du méthane identifiées dans le plan longitudinal et définies par des isocontours supérieurs à 0,1. La figure 65 (b) montre que les isocontours inférieurs ou égaux à 0,1 semblent signaler les positions en z à partir desquelles la composante azimutale $v_{\boldsymbol{\theta}}$ envahit l'intérieur du jet et le haut de la *ZRC*. La figure 65 (c) révèle que la *ZRC* est entourée de l'isocontour nul qui, pour des z/D_b inférieurs ou égaux à 1, se trouve localisé dans la couche de cisaillement entre la *ZRC* et le jet swirlé. Pour des z/D_b supérieurs à 1,5, l'isocontour nul s'éloigne sensiblement de la zone de recirculation pour rejoindre le jet swirlé et délimiter une zone dans laquelle v_z est accélérée.

Nous pouvons aussi comparer la norme de la vitesse et la répartition du signal de LIF comme le montre la figure 65 (d).

Cette superposition nous permet surtout de mettre en évidence le fait qu'une fraction faible du méthane semble diffuser hors du jet swirlé comme le montre l'isocontour nul externe qui ne suit pas la direction donnée par l'ouverture du jet principal. Cela peut constituer une explication à la présence de méthane résiduel dans les gaz brûlés pour les cas air ou faiblement enrichis en oxygène.

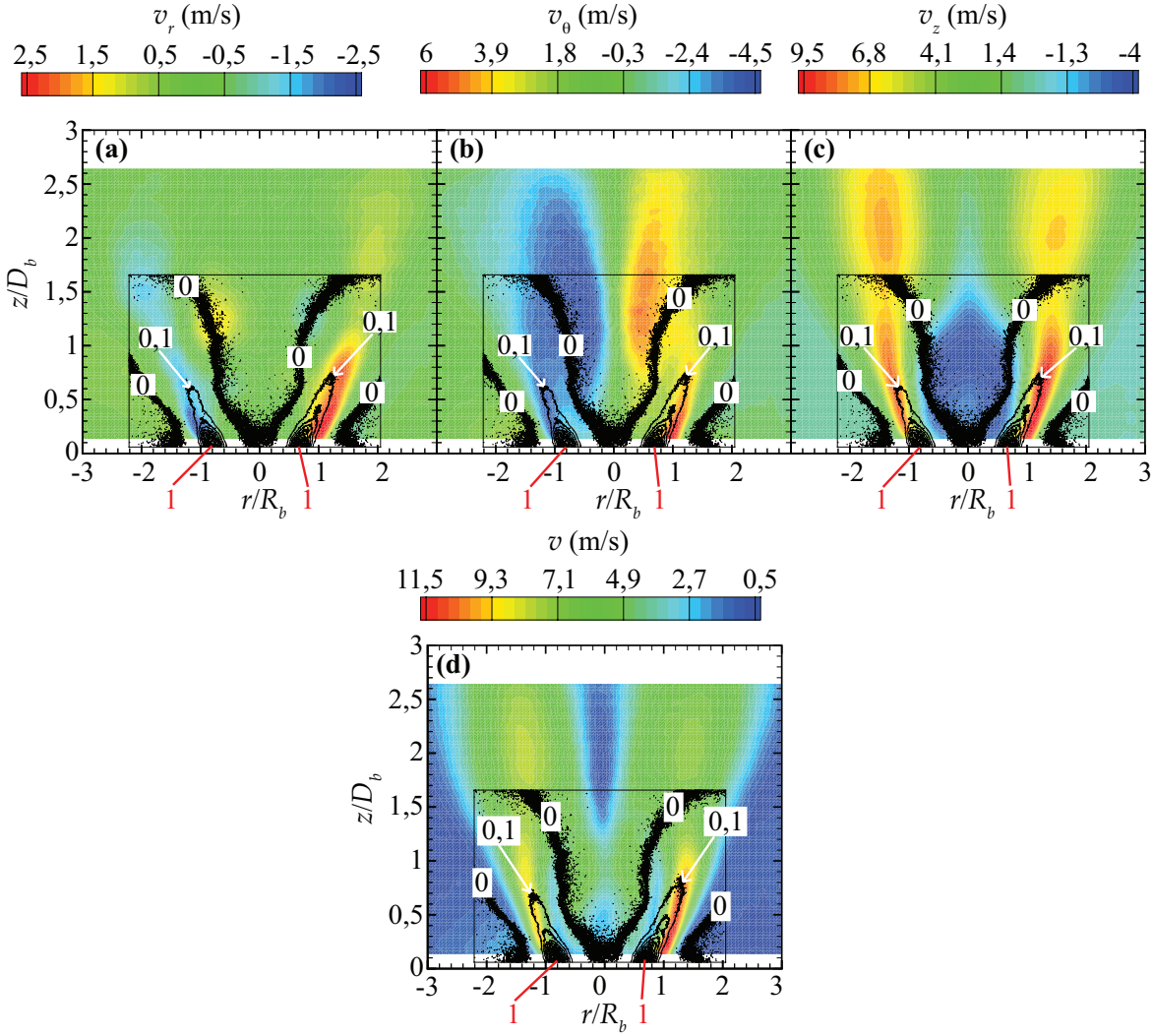


Figure 65 – Comparaison des champs moyens de vitesse avec le signal PLIF-acétone dans le plan longitudinal à l'écoulement pour le cas Φ=0,9, 25 % d'O_2 dans l'oxydant, S_{ng}=1,4 : (a) composante radiale de la vitesse v_r; (b) composante azimutale de la vitesse v_θ ; (c) composante axiale de la vitesse v_z ; (d) norme de la vitesse v.

Nous pouvons aussi comparer le signal de chimiluminescence OH^* de la flamme avec le champ dynamique moyen comme le montre l'ensemble des figures 66. Nous rappelons ici que le signal de chimiluminescence est intégré sur la ligne de visée alors que les mesures de vitesse sont réalisées sur un plan longitudinal à l'écoulement. De ce fait, les deux champs ne sont pas rigoureusement comparables. Cependant, dans l'objectif d'identifier les zones réactionnelles par rapport aux régions caractéristiques de l'écoulement, la comparaison nous a semblé pertinente. Nous constatons au travers de la figure 66 (a) que la *ZRC* peut

effectivement ramener des espèces radicalaires depuis le cœur de la flamme en direction de la base du brûleur, d'où son rôle dans la stabilisation de la flamme [71, 102, 106].

Les lignes de courant sont établies à partir des vitesses radiales et axiales. Sur le trajet du retour, les espèces radicalaires ont le temps de se recombiner et ce sont probablement des intermédiaires réactionnels qui se retrouvent à la base du brûleur. Les réactions subissent un figeage local avec l'arrivée des gaz frais swirlés. Nous supposons que le mélange par diffusion des intermédiaires réactionnels avec l'oxydant et le CH_4 s'équilibre à une nouvelle température *a priori* plus élevée que la température des gaz à l'injection considérés à température ambiante. Par conséquent, suivant l'importance de la *ZRC* et de l'entraînement des gaz ambiants, le mélange qui est amené à la zone réactionnelle subit un préchauffage avec une richesse globale effective qui est *a priori* différente de la richesse globale à l'injection Φ. La figure 66 (b) superpose la composante azimutale de l'écoulement (barres blanches) au signal de chimiluminescence. La longueur des barres blanches est proportionnelle à la composante azimutale. Une barre orientée vers le bas indique une composante azimutale négative tandis qu'une barre orientée vers le haut indique une valeur positive. Nous observons, qu'en amont de la zone réactionnelle, la distribution radiale de v_θ présente un caractère bimodal alors que la présence de la flamme tend à supprimer cette bimodalité avec un déplacement du swirl vers l'axe de l'écoulement comme observé à la figure 65 (b). La présence de la flamme semble entretenir voir amplifier le swirl. À l'aide des profils de vorticité azimutale et axiale en non réactif et en réactif, nous proposerons une interprétation de cet aspect dynamique dans la section suivante 6.1.3.

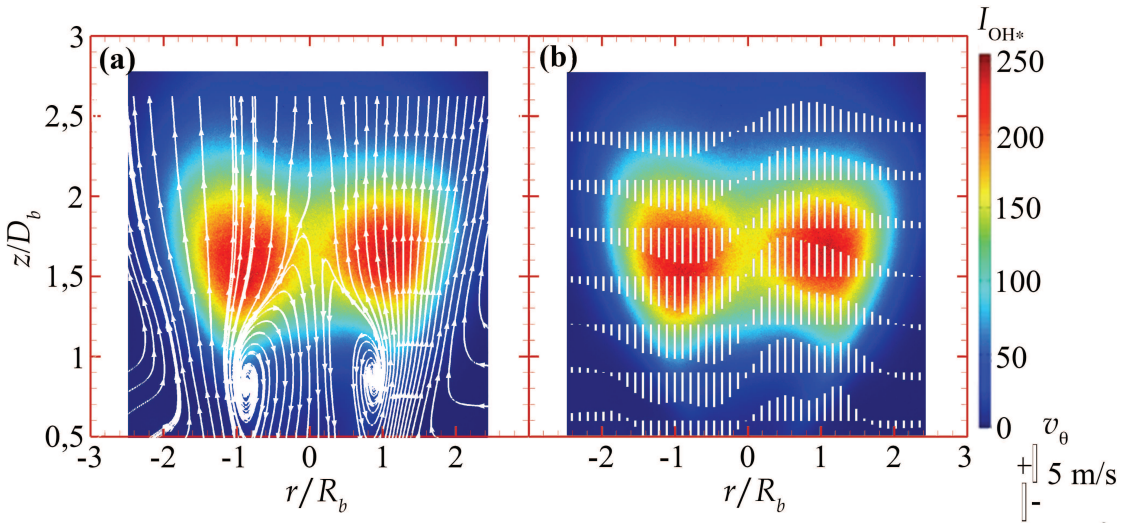


Figure 66 – Comparaison des champs moyens de vitesse avec le signal de chimiluminescence OH* de la flamme dans le plan longitudinal à l'écoulement pour le cas Φ=0,9, 25 % d'O_2, S_{ng}=1,4 : (a) lignes de courant à partir du couple (v_r ; v_θ); (b) composante azimutale de la vitesse v_θ (barres blanches).

Nous pouvons aussi envisager de repérer la zone réactionnelle à partir des mesures de température de la flamme, présentées dans la section 5.2.2. Nous précisons que le nombre de swirl est différent des figures 65 et 66 puisqu'il vaut 0,8 pour la figure 67.

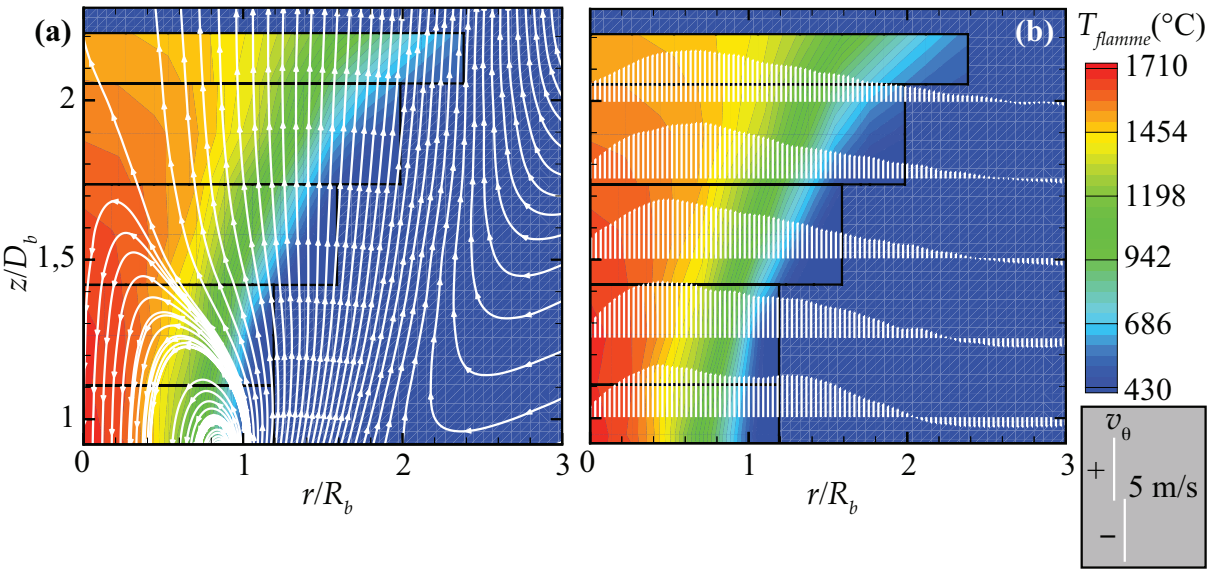


Figure 67 – Comparaison des champs moyens de vitesse avec les mesures de température de la flamme (niveaux colorés) dans le plan longitudinal à l'écoulement pour le cas Φ=0,9, 25 % d'O_2, S_{ng}=0,8 : (a) lignes de courant à partir du couple (v_r ; v_θ); (b) composante azimutale de la vitesse v_θ (barres blanches).

Les mesures de température de la flamme par thermocouple sont à considérer avec précaution puisque l'introduction du thermocouple dans l'écoulement perturbe la dynamique locale qui à son tour perturbe le front de flamme. La figure 67 semble montrer que la partie supérieure située dans l'axe central de la zone de recirculation constitue la zone la plus chaude de la flamme. Cette région délimite par ailleurs la zone de bifurcation des vitesses azimutales vers l'axe central de l'écoulement.

6.1.3 Profils des vitesses, des niveaux de turbulence et de la vorticité

Nous souhaitons présenter dans cette section le développement caractéristique du jet swirlé dans les cas non réactif et réactif par l'observation comparative des profils de vitesse, des niveaux de turbulence et des composantes de la vorticité.

Dans cette section 6.1.3, les vitesses sont adimensionnées par la quantité $\| \underline{v_0} \|$ qui désigne la norme du vecteur vitesse issue du champ moyen mesuré par stéréo-PIV pour laquelle v_z est maximale au plus près de la sortie du brûleur. Le trait sous le terme v_0 désigne le fait que la grandeur soit vectorielle. Nous définissons le niveau de turbulence normalisé $k^{1/2}/\| \underline{v_0} \|$ comme suit :

$$k^{1/2}/\|\underline{v_0}\| = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}\left(v_r'^2 + v_\theta'^2 + v_z'^2\right)}}{\|\underline{v_0}\|} \tag{84}$$

Nous définissons aussi les taux de turbulence adimensionnés comme suit :

$$q_r = \frac{v_r'}{\|\underline{v_0}\|} \ , \ q_\theta = \frac{v_\theta'}{\|\underline{v_0}\|} \ , \ q_z = \frac{v_z'}{\|\underline{v_0}\|} \tag{85}$$

Les mesures réalisées en stéréo-PIV nous permettent d'accéder à la composante normale au plan de mesure de la vorticité. Dans le cas des plans longitudinaux à l'écoulement, nous accédons à la composante azimutale de la vorticité moyenne w_θ. Lorsque ce sont les plans transverses à l'écoulement qui sont considérés, nous pouvons obtenir la composante axiale de la vorticité moyenne w_z. Ces deux grandeurs sont adimensionnées par les composantes de de la vorticité moyenne correspondantes obtenues pour le plus petit z commun aux plans de mesure en non réactif et en réactif, nous obtenons alors en coordonnées cylindriques :

$$\omega_{\theta,adim} \equiv \frac{\frac{\partial v_z}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial z}}{\left| \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial z}\right)_{|z=z_{min}} \right|} = \frac{\omega_\theta}{\left| \omega_{\theta|z=z_{min}} \right|} \tag{86}$$

$$\omega_{z,adim} \equiv \frac{\frac{1}{r}\frac{\partial r v_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial v_r}{\partial \theta}}{\left| \left(\frac{1}{r}\frac{\partial r v_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial v_r}{\partial \theta}\right)_{|z=z_{min}} \right|} = \frac{\omega_z}{\left| \omega_{z|z=z_{min}} \right|} \tag{87}$$

Dans la pratique, nous utilisons l'expression (88) en coordonnées cartésiennes pour calculer $w_{z,adim}$ dans les plans transverses à l'écoulement :

$$\omega_{z,adim} \equiv \frac{\frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y}}{\left| \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y}\right)_{|z=z_{min}} \right|} = \frac{\omega_z}{\left| \omega_{z|z=z_{min}} \right|} \tag{88}$$

L'opérateur différentiel est estimé à partir de la méthode de Richardson [148]. L'incertitude relative est estimée à moins de 5 % de la mesure. Nous avons comparé différents schémas de différentiation pour calculer les composantes accessibles de la vorticité et évaluer notamment l'effet d'un suréchantillonnage des mesures de vitesse sur les incertitudes totales. Les résultats comparatifs sont regroupés dans l'annexe **E** dédiée aux incertitudes de mesure. Nous précisons que les champs de vorticité sont déterminés à partir des champs moyens de vitesse. Ainsi, la résolution de la stéréo-PIV est suffisante pour déterminer les gradients de vitesse associés. L'ensemble des figures 68 détaille le développement comparatif d'un jet swirlé en non réactif et pour le cas d'une combustion à l'air, Φ=0,8, S_{ng}=1,4.

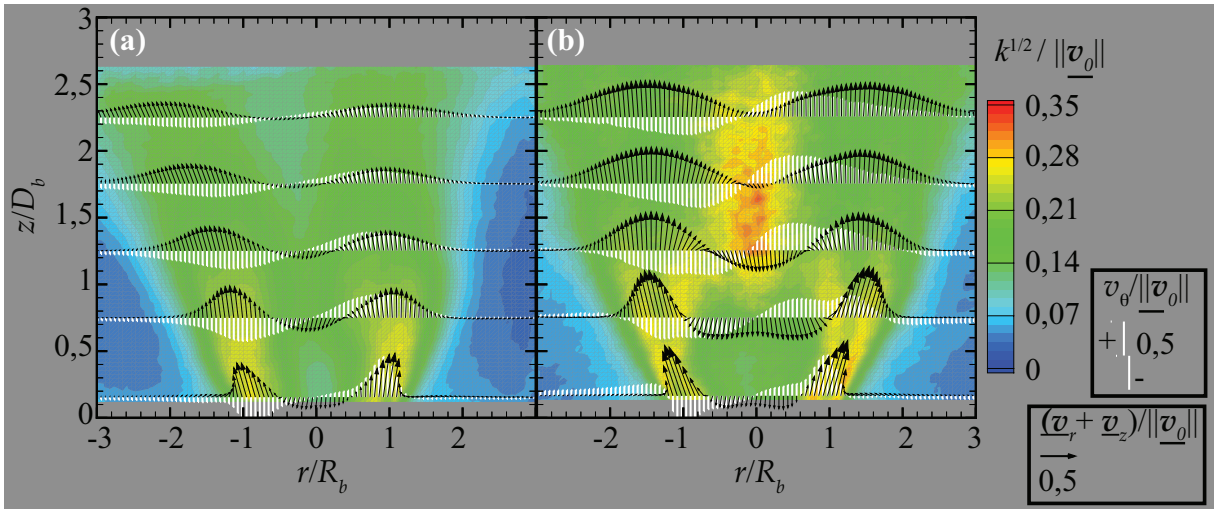


Figure 68 – Contours de niveaux de turbulence normalisés (niveaux colorés), profils de vitesse issus de la composition des vitesses radiales et axiales normalisées (vecteurs noirs) et profils de vitesse azimutale normalisée (barres blanches) à z/D_b=[0,16 ; 0,75 ; 1,25 ; 1,76 ; 2,25] dans le plan longitudinal pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) en non réactif (‖ $\underline{v_0}$ ‖=9,3 m/s) ; (b) en réactif (‖ $\underline{v_0}$ ‖=10,5 m/s).

Nous rappelons que dans le cas non réactif, le CH_4 est remplacé par le N_2 de telle sorte à conserver des vitesses similaires en sortie de la partie annulaire du brûleur comme le décrit la section 3.3 et l'annexe **B**. L'ensemble des remarques formulées précédemment dans les sections 6.1.1 et 6.1.2 pour le cas réactif s'applique également ici. La comparaison des cas non réactif et réactif met en évidence l'effet de la recirculation des intermédiaires réactionnels sur le profil de vitesse juste en sortie du brûleur (z proche de 0). Si nous supposons qu'à cet endroit, l'entraînement des gaz environnants au jet swirlé est négligeable, l'augmentation des composantes de la vitesse constatée juste en sortie du brûleur, dans le cas réactif, résulterait d'un apport massique de gaz seulement en provenance de la *ZRC*. De plus, les gaz recirculés sont, sans doute, plus chauds que les gaz frais ce qui favorise aussi l'augmentation de la vitesse en sortie du brûleur par une baisse de la densité des gaz avec l'augmentation de la température.

La rotation de la zone de recirculation s'explique par la rotation du jet swirlé principal qui entraîne par effet visqueux la *ZRC*. Puisque la température de la *ZRC* est *a priori* plus élevée que celle du jet swirlé principal, les gaz qui la composent sont alors plus visqueux que le jet swirlé environnant ce qui favorise sont entraînement.

Nous observons une augmentation des niveaux de turbulence par rapport au cas non réactif dans deux régions. La première concerne la zone du jet swirlé situé à moins d'un diamètre de la sortie du brûleur, et donc avant la zone réactionnelle. La deuxième se situe sur la partie supérieure de la *ZRC* dans l'axe central du jet et se prolonge dans la partie réactionnelle. La turbulence, entretenue par la combustion, envahit progressivement l'ensemble du jet lorsque z augmente. Nous identifions la ou les composantes de la vitesse qui contribuent le plus au terme d'intensité de l'énergie cinétique k. Les figures 69, 70 et 71 illustrent respectivement la distribution radiale des taux de turbulence q_r, q_θ et q_z pour différentes hauteurs z en non réactif et en réactif.

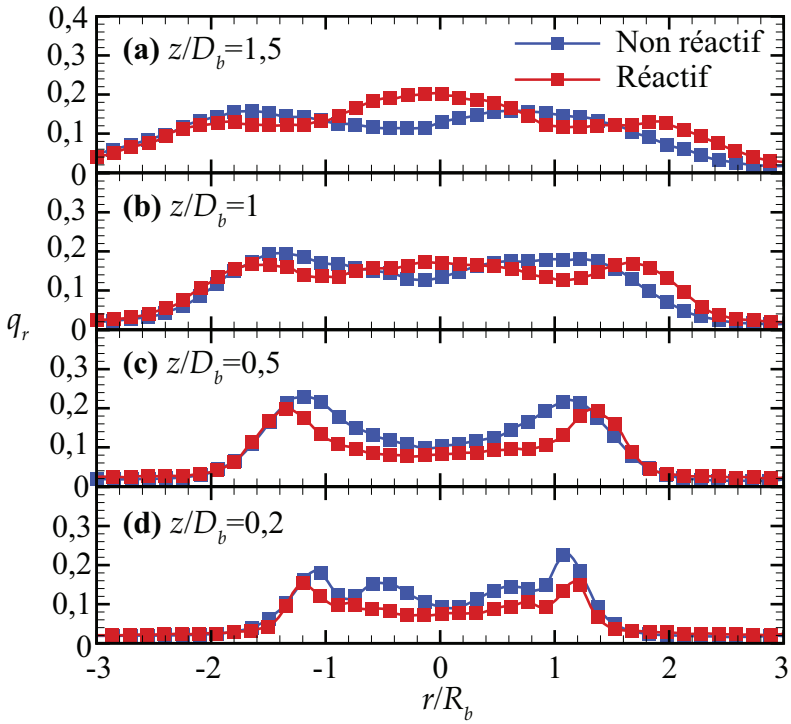


Figure 69 – Profils radiaux du taux de turbulence q_r pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 en non réactif et en réactif à différentes hauteurs : (a) z/D_b=1,5; (b) z/D_b=1; (c) z/D_b=0,5; (d) z/D_b=0,2.

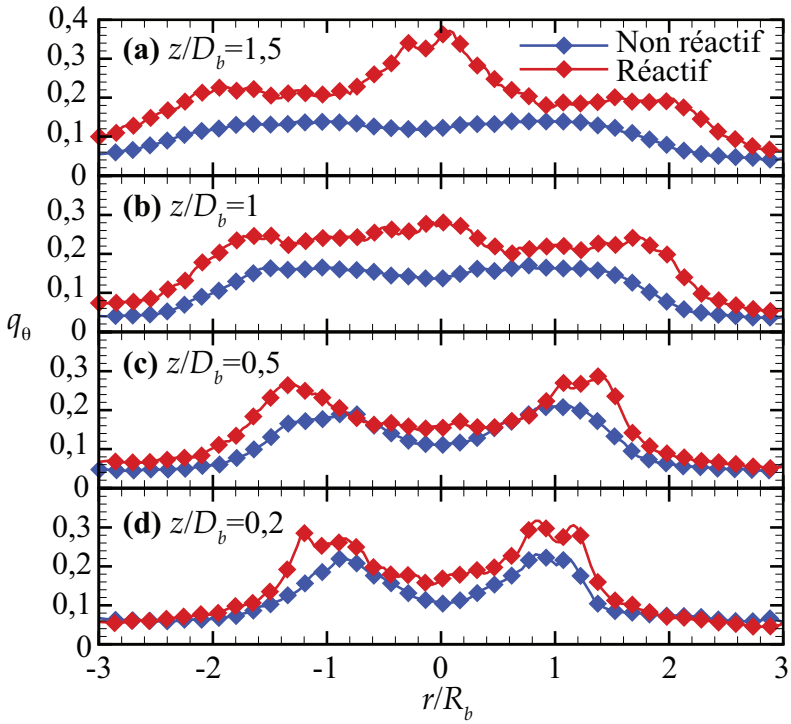


Figure 70 – Profils radiaux du taux de turbulence q_θ pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 en non réactif et en réactif à différentes hauteurs : (a) z/D_b=1,5; (b) z/D_b=1; (c) z/D_b=0,5; (d) z/D_b=0,2.

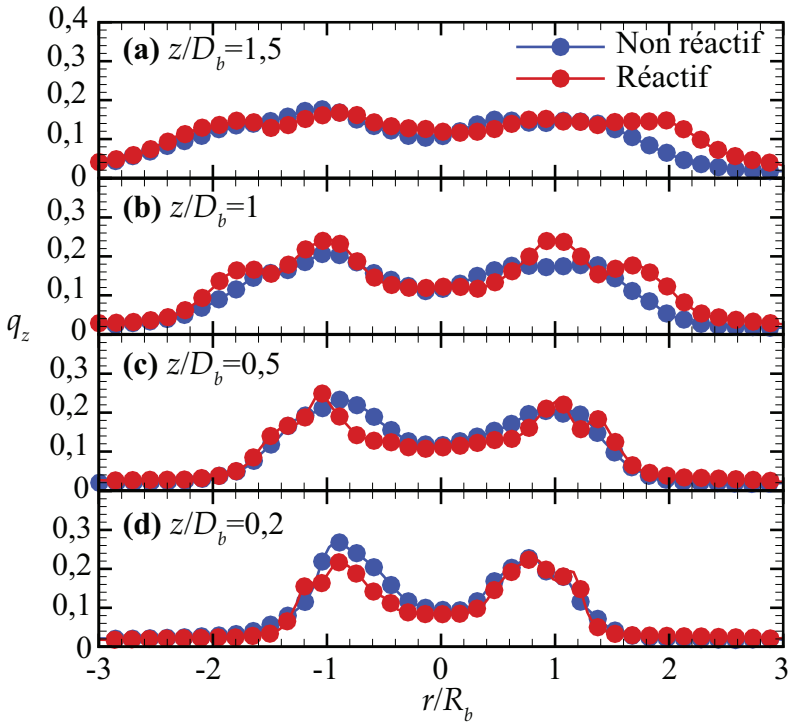


Figure 71 – Profils radiaux du taux de turbulence q_z pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 en non réactif et en réactif à différentes hauteurs : (a) z/D_b=1,5; (b) z/D_b=1; (c) z/D_b=0,5; (d) z/D_b=0,2.

Proche de la sortie du brûleur, les trois taux interviennent à contribution équivalente avec une part toutefois plus faible pour q_r. Les profils caractéristiques des taux de turbulence à cet endroit présentent une région centrale faiblement turbulente et une zone annulaire avec des taux plus importants. La zone centrale est associée à la bulle de recirculation (*ZRC*) qui ramène l'écoulement vers le point d'arrêt imposé par le bluff-body. La région annulaire correspond au jet swirlé (*JS*). Plus en aval de l'écoulement, les profils s'aplatissent et s'élargissent ce qui témoigne d'un envahissement progressif de la turbulence dans l'ensemble du jet en non réactif. La combustion vient modifier cette tendance générale. Nous observons que la présence de la flamme tend à diminuer légèrement les fluctuations de vitesse radiale, pour z/D_b inférieur à 1 d'après les figures 69 (b), 69 (c) et 69 (d). Inversement, les fluctuations sur la composante azimutale du taux de turbulence sont amplifiées par la combustion comme le montre l'ensemble des figures 70. Ainsi, pour z/D_b =1,5 et r/D_b=0, q_θ est multiplié par 4 en présence de la flamme qui génère donc de la turbulence via les fluctuations de la composante azimutale de la vitesse. Ceci est à relier à la bifurcation de cette composante vers l'axe du jet dans les cas réactifs ainsi que le montre la figure 68. Enfin, il s'avère que les fluctuations de la vitesse axiale en non réactif et en réactif sont du même ordre de grandeur.

Les plans transverses au jet permettent de compléter les informations fournies par la figure 68 notamment du point de vue de la variabilité des profils de vitesse suivant θ. Les figures 72 (a), 72 (b) et 72 (c) présentent trois plans transverses à l'écoulement situés respectivement à z/D_b=0,3, 0,8 et 1,3. Nous avons juxtaposé sur l'ensemble des figures 72 à la manière d'un miroir les cas non réactif et réactif afin que le lecteur puisse directement les comparer.

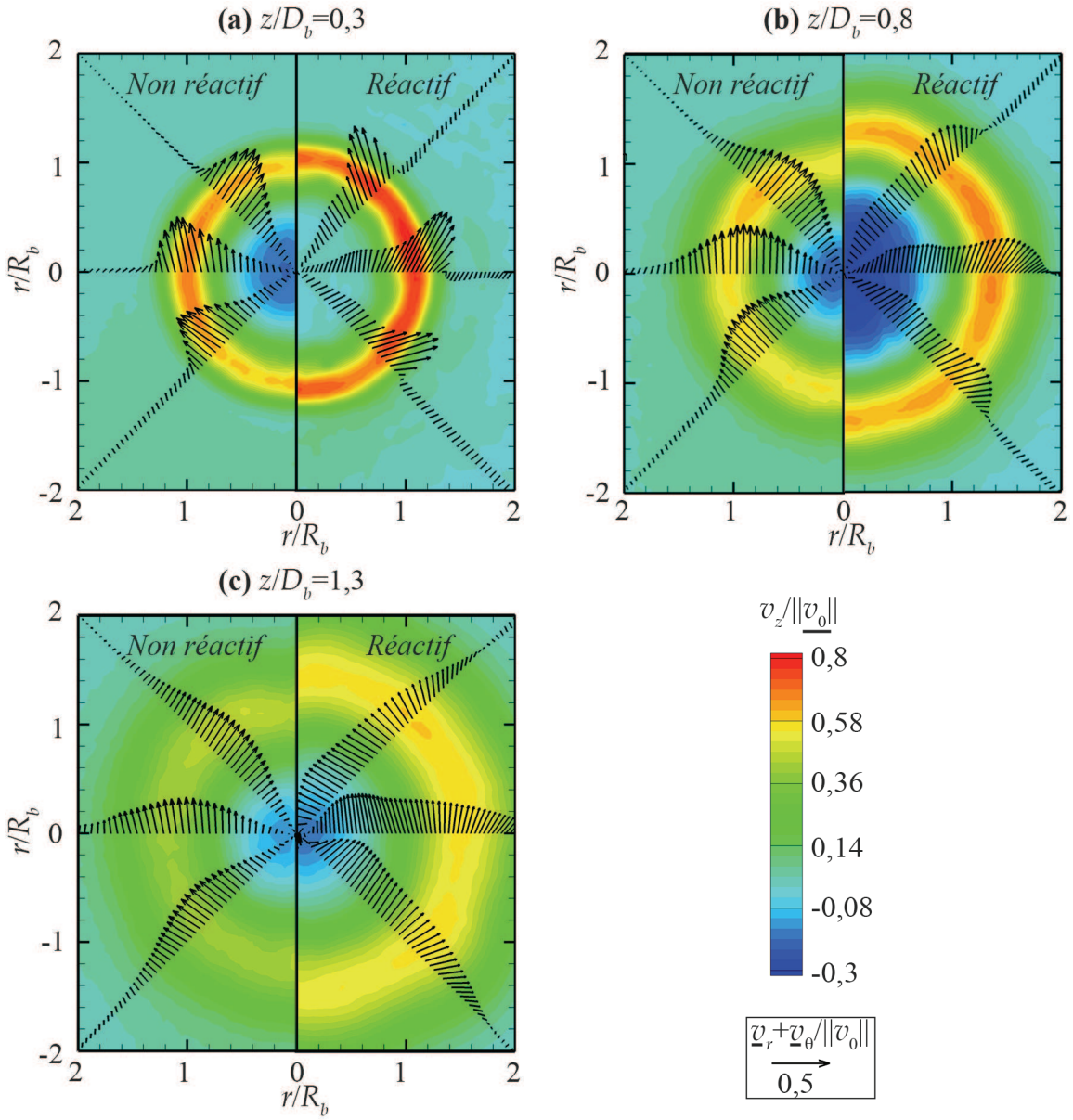


Figure 72 – Contours de vitesse axiale normalisée (niveaux colorés), profils de vitesse issus de la composition des vitesses normalisées radiales et azimutales (vecteurs noirs) pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 dans trois plans transverses situés à : (a) z/D_b =0,3 ; (b) z/D_b =0,8 ; (c) z/D_b =1,3. À gauche : en non réactif (‖ $\underline{v_0}$ ‖=9,3 m/s). À droite : en réactif (‖ $\underline{v_0}$ ‖=10,5 m/s).

Les variations de la taille de la zone de recirculation y sont clairement visibles suivant les deux cas. Typiquement, à z/D_b=0,8, le rayon de la zone de recirculation, défini par l'isocontour vitesse axiale nulle, a plus que doublé avec la présence de la flamme. Nous retrouvons aussi l'accélération des vitesses axiales comme l'indiquent les vecteurs de la figure 68 proche de la sortie du brûleur. Nous observons une divergence de l'orientation des vecteurs vitesse suivant la position radiale dans le cas réactif qui peut s'interpréter via une expansion volumique généralisée en présence de la flamme qui élève globalement la température de l'écoulement avant le front réactionnel. Cette divergence est quantifiée via les angles θ_{tr} et θ_{ax} explicités à la figure 73.

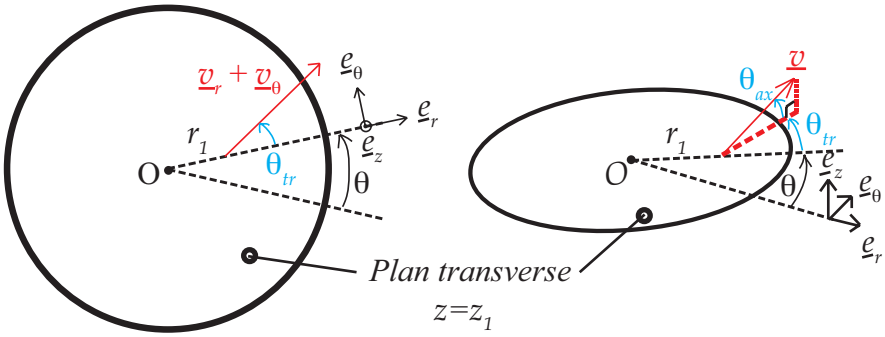


Figure 73 – Repérage des angles θ_{tr} et θ_{ax} en coordonnées cylindriques qui orientent le vecteur vitesse $\underline{v}$ dans un plan transverse à $z=z_1$.

Par construction géométrique, nous définissons les angles ainsi :

$$\theta_{tr} = \arctan(\frac{v_\theta}{v_r}), \quad \theta_{ax} = \arctan(\frac{v_z}{\sqrt{v_r^2 + v_\theta^2}}) \tag{89}$$

Les profils de (v_r, v_θ, v_z) sont extraits par pas angulaire $\Delta\theta = 1$ des plans transverses, ce qui donne une résolution spatiale inférieure ou égale à 0,7 mm sur l'ensemble des plans. Ceci nous permet d'en déduire des profils moyennés angulairement et les fluctuations *RMS* associées correspondent aux variations des grandeurs suivant θ comme le montre l'ensemble des figures 74.

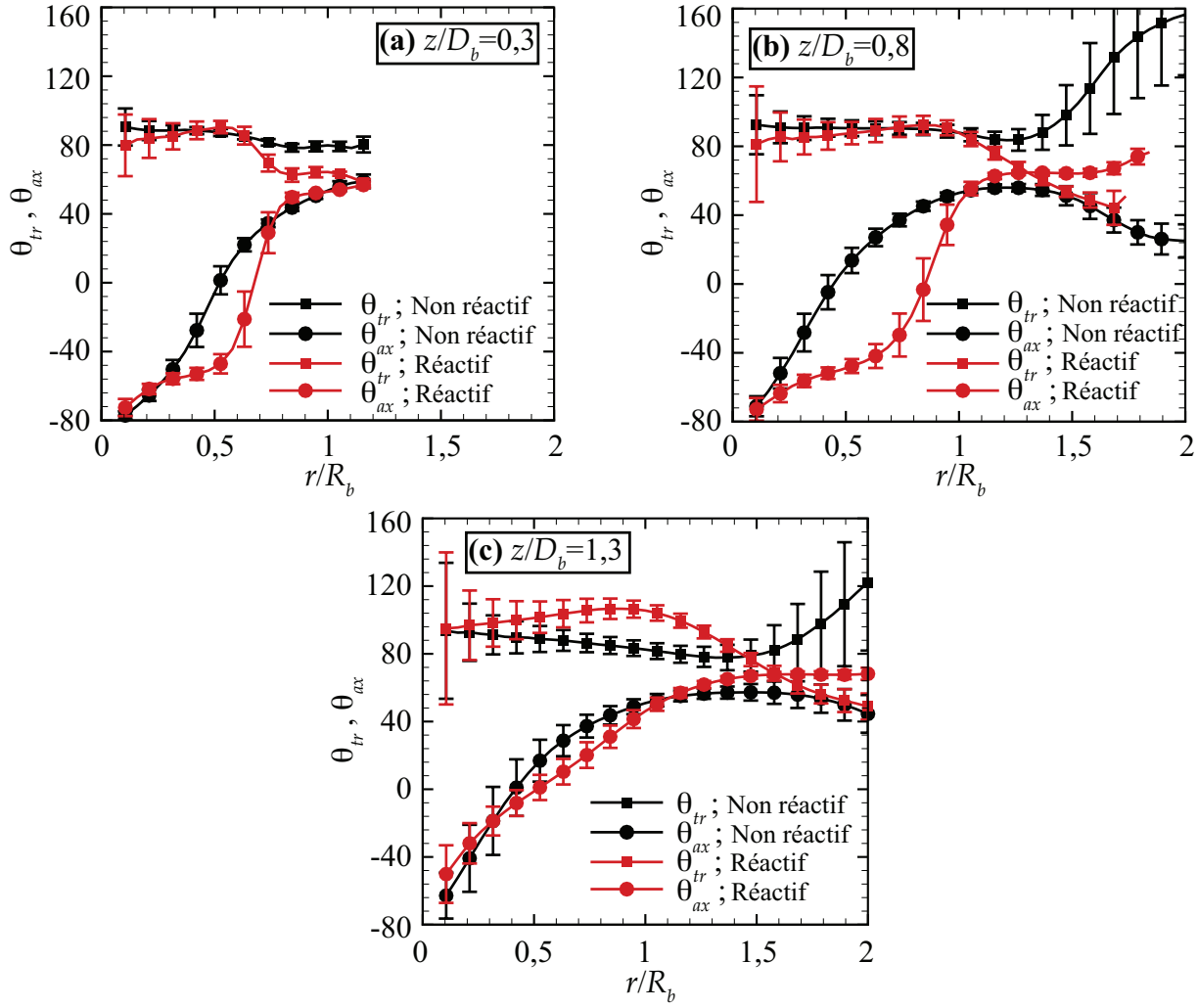


Figure 74 – Évolutions radiales des profils moyens de θ_{tr} et θ_{ax} en non réactif et en réactif pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) z/D_b=0,3; (b) z/D_b =0,8; (c) z/D_b =1,3.

Le changement de signe de θ_{ax} suivant r délimite la *ZRC* du jet swirlé. En effet, la vitesse axiale change de signe à la frontière entre la *ZRC* et le jet swirlé *JS*. Le changement de signe peut se faire en passant par un point d'inflexion pour z/D_b=0,3 en non réactif et en réactif puis le point d'inflexion persiste seulement en réactif lorsque z/D_b=0,8. Pour cette position en z/D_b, la *ZRC* en réactif est 1,8 fois plus large que la *ZRC* en non réactif. Plus en aval dans l'écoulement, l'accroissement de θ_{ax} diminue au fur et à mesure que r augmente. Une ouverture du jet plus importante se traduit par une diminution de θ_{tr} suivant r ce qui est constaté dans le cas réactif. Pour z/D_b =0,3, l'ouverture du jet commence à 0,65 R_b avec une diminution de θ_{tr} de 90 à 60° en réactif alors que le cas non réactif affiche une ouverture plus discrète puisque θ_{tr} diminue de 90 à 80°. Une *ZRC* plus intense a pour effet d'augmenter θ_{tr} avant le point d'ouverture du jet et ceci est d'autant plus important que z augmente. Les fluctuations importantes, pour r proche de 0 et r supérieur ou égal au rayon du jet swirlé, sont liées au fait que les composantes de vitesse azimutale et radiale sont faibles au cœur du jet (r proche de 0) et au fait de sortir du domaine du jet (r grand). Nous retrouvons ces tendances qualitativement à partir des vecteurs des plans transverses de l'ensemble de figures 72.

Les champs transverses à l'écoulement d'énergie cinétique normalisée permettent d'observer la distribution angulaire de cette quantité, information absente des plans longitudinaux comme l'illustre l'ensemble des figures 75.

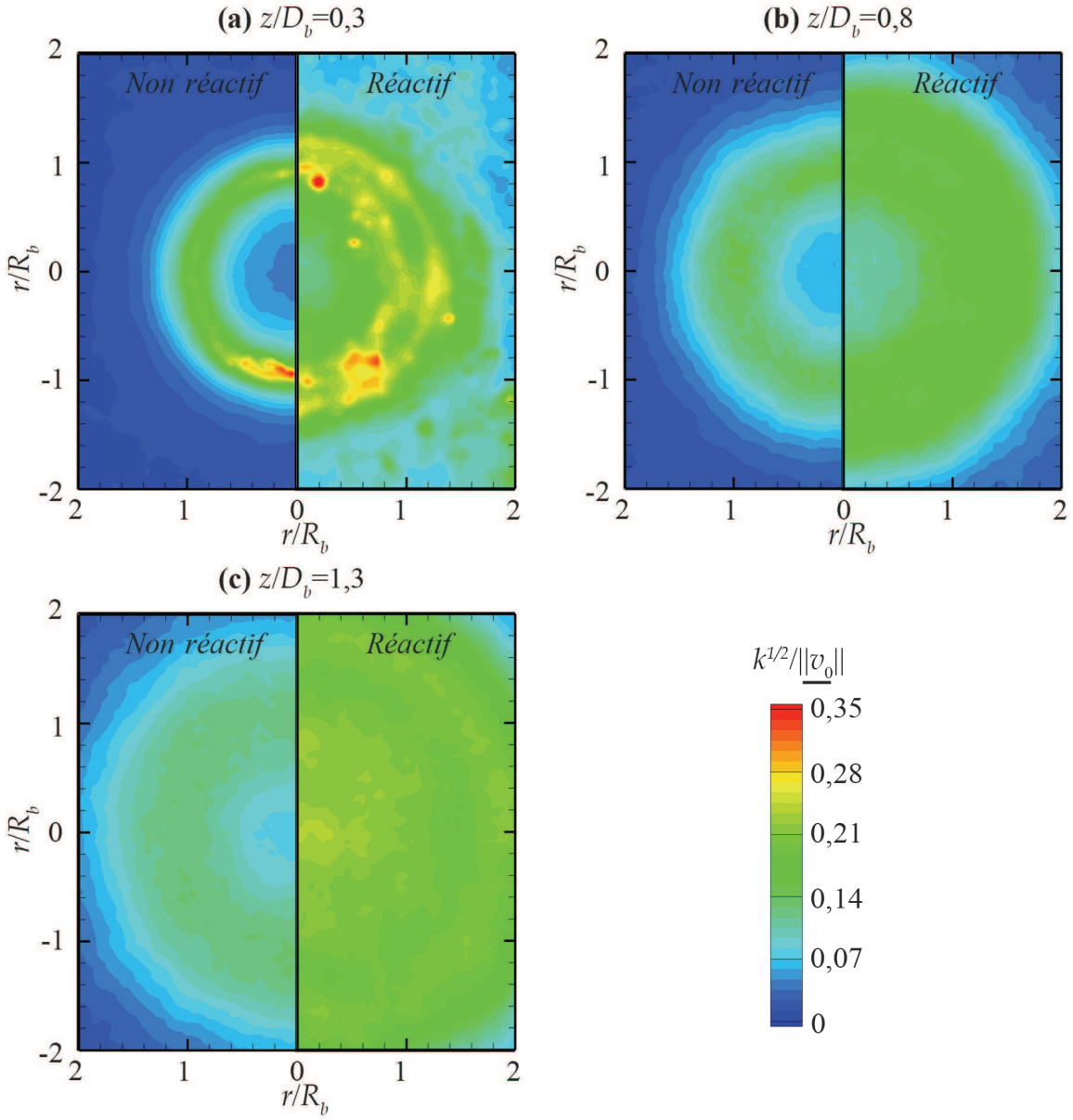


Figure 75 – Contours d'énergie cinétique normalisée $k^{1/2}/\|\underline{v_0}\|$ en non réactif et en réactif dans le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 dans trois plans transverses à l'écoulement : (a) z/D_b=0,3; (b) z/D_b =0,8; (c) z/D_b =1,3.

La répartition spatiale et les valeurs de $k^{1/2}/\|\underline{v_0}\|$ sont en cohérence avec les données issues de la figure 68. Nous remarquons toutefois des pics d'intensité relevés à la figure 75 (a) qui sont liés à un plus faible taux de validation des vecteurs dans ces régions localisées. Par conséquent, les pics mesurés relèvent plus d'un artefact que de la physique de l'écoulement.

Les champs moyens de vorticité normalisée sont présentés aux figures 76, 77, 78 et 79. Les régions de vorticité positive sont associées à un écoulement swirlé dans le sens antihoraire tandis que les régions de vorticité négative décrivent un écoulement dans le sens horaire. Afin de mieux comprendre où sont localisées les régions de plus forte vorticité, nous avons superposés les lignes de courant aux champs moyens de vorticité. L'ensemble des figures 76 illustre l'influence de la combustion sur la distribution de w_θ normalisée par la moyenne des valeurs trouvées aux coordonnées (r/R_b =±0,7 ; z/D_b=0,12). L'augmentation de w_θ lors du passage du cas non réactif à réactif est cohérent avec l'augmentation des vitesses radiales et axiales mentionnée à la figure 68. Nous notons que la zone de recirculation en non réactif présentée à la figure 76 (a) est relativement déformée et que cette déformation se retrouve dans la dissymétrie des valeurs absolues de w_θ par rapport à l'axe r/R_b=0. Une relative symétrisation de l'écoulement est observée dans le cas réactif comme le montre la figure 76 (b).

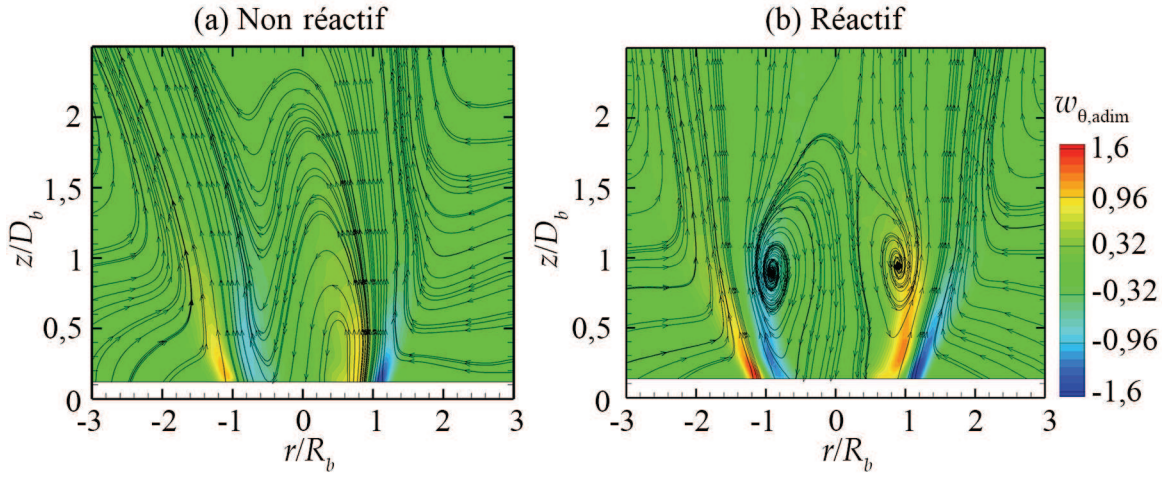


Figure 76 – Contours moyens de $w_{\theta,\mathrm{adim}}$ dans le plan longitudinal pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) non réactif, $|w_{\theta|z=z_{min}}|$=1070 s^{-1}; (b) réactif, $|w_{\theta|z=z_{min}}|$=1435 s^{-1}.

La composante axiale de la vorticité $w_{z,\mathrm{adim}}$, accessible à partir des plans transverses *SPIV* à l'écoulement, est une grandeur bien adaptée à la description des écoulements swirlés. Nous proposons une comparaison entre les cas non réactif et réactif pour chacune des trois hauteurs considérées comme le montrent les figures 77, 78 et 79. Notons que l'échelle des valeurs de $w_{z,\mathrm{adim}}$ est commune aux deux cas mais différente pour chaque hauteur. La valeur de normalisation est calculée à partir de la moyenne des points qui se trouvent sur le cercle r/R_b=0,7 pour le cas non réactif, et sur le cercle de rayon r/R_b=0,8 pour le cas réactif à z/D_b=0,3. La figure 77 (a) montre que dans le cas non réactif, proche de la sortie du brûleur, il existe une partie annulaire dans laquelle l'écoulement tourne avec un mouvement proche de la rotation solide. L'entraînement de l'air ambiant est établi à partir d'un mécanisme de cisaillement des couches de mélange qui se révèle par une région annulaire de vorticité négative. En réactif, la zone de recirculation centrale est pratiquement irrotationnelle comme le montre la figure 77 (b). La région annulaire où se concentre la vorticité azimutale positive s'amincit et l'entraînement s'intensifie. À cette hauteur, la zone réactionnelle n'est pas encore présente comme le justifie les hauteurs d'accrochage déterminées dans la section 5.1.3 à la figure 47. Par conséquent, les modifications constatées sont à attribuer à la *ZRC* qui ramène des gaz chauds en provenance de la zone réactionnelle.

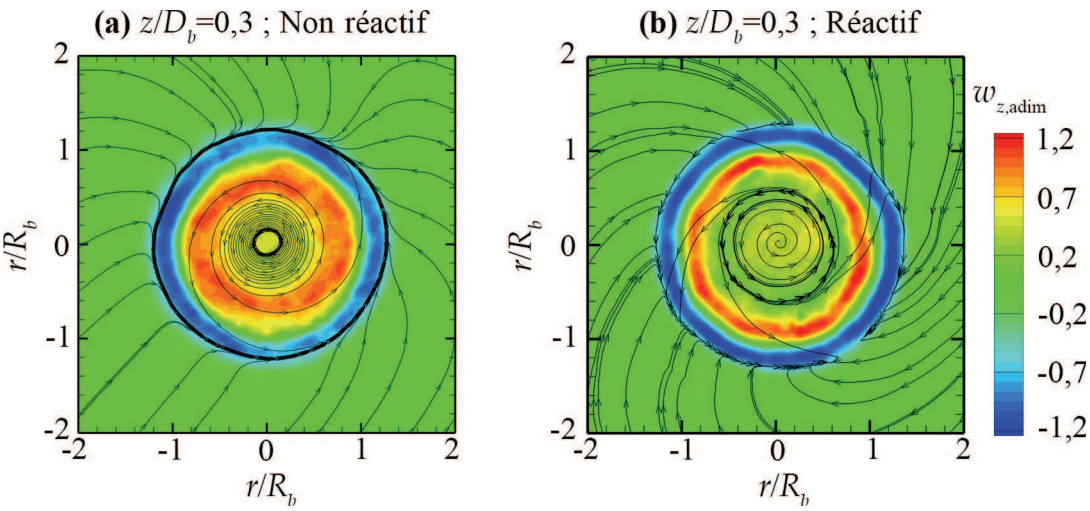


Figure 77 – Contours moyens de $w_{z,\mathrm{adim}}$ dans le plan transverse à z/D_b=0,3 pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) non réactif, $|w_{z|z=z_{min}}|$=730 s^{-1}; (b) réactif, $|w_{z|z=z_{min}}|$=1095 s^{-1}.

Un peu plus en aval dans l'écoulement à z/D_b=0,8, le cas non réactif montre que la zone de vorticité positive, initialement annulaire, envahit le centre de l'écoulement avec une intensité moindre mais relativement uniforme comme l'illustre la figure 78 (a). En combustion, la distribution s'organise différement. L'axe central du jet concentre encore la vorticité azimutale. Mais la périphérie de la *ZRC*, dont le rayon est de 0,8 d'après la figure 72 (b) est relativement irrotationnelle. Par ailleurs, nous observons une concentration de $w_{z,\mathrm{adim}}$ autour de 0,4 en 8 zones de taille caractéristique $0{,}2R_b$ réparties sur un cercle de rayon R_b et centré sur l'axe de l'écoulement. Elle témoigne d'une influence du front de flamme à cette hauteur qui engendre cette distribution remarquable qui rappelle les 8 trous du diffuseur radial de méthane. Nous mentionnons que la hauteur d'accrochage normalisée déterminée pour ce cas est proche de 1.

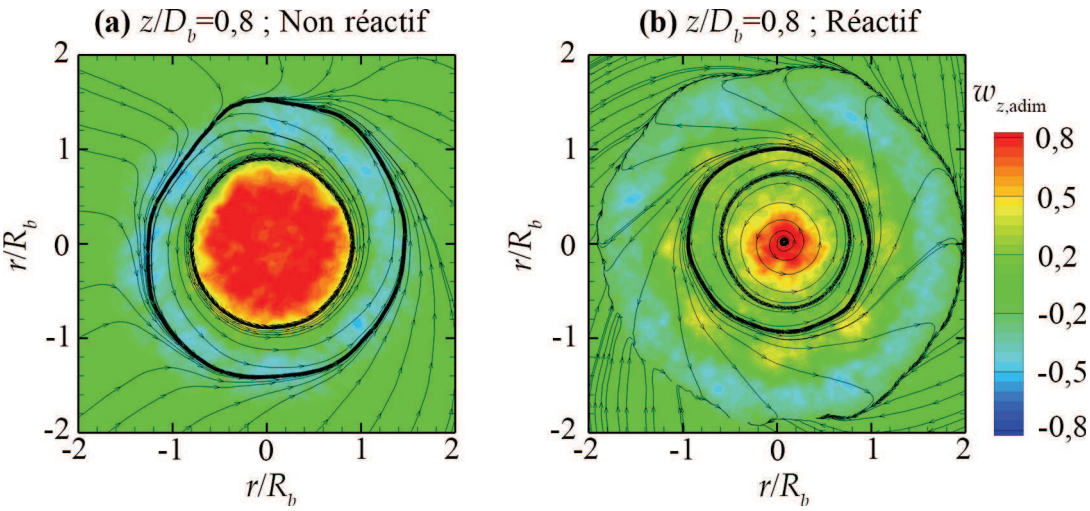


Figure 78 – Contours moyens de $w_{z,\mathrm{adim}}$ dans le plan transverse à z/D_b=0,8 pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) non réactif, $|w_{z|z=z_{min}}|$=730 s^{-1}; (b) réactif, $|w_{z|z=z_{min}}|$=1095 s^{-1}.

La figure 79 (a) montre une diminution significative de la vorticité de 0,8 à 0,6 dans le cœur du jet lorsque z/D_b augmente de 0,8 à 1,3. En réactif, le plan transverse considéré traverse la zone réactionnelle. Le cœur du jet concentre une fois de plus la vorticité azimutale et celle-ci décroît rapidement quand r/D_b augmente certainement liée à l'expansion des gaz qui tend à supprimer l'effet swirl comme le montrera la section 6.2.2 relative à l'évolution du nombre de swirl avec z.

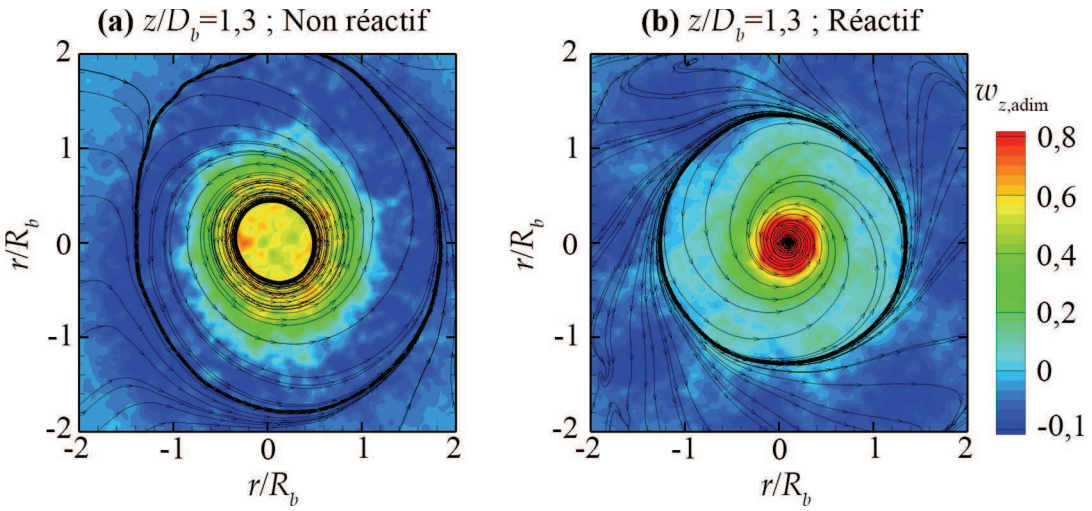


Figure 79 – Contours moyens de $w_{z,\mathrm{adim}}$ dans le plan transverse à z/D_b=1,3 pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) non réactif, $|w_{z|z=z_{min}}|$=730 s^{-1}; (b) réactif, $|w_{z|z=z_{min}}|$=1095 s^{-1}.

6.2 Caractéristiques des jets swirlés en non réactif et réactif

6.2.1 Décroissance des vitesses

Dans cette section, nous caractériserons le développement du jet via la décroissance des maxima de vitesse axiale et azimutale en non réactif et en réactif. En non réactif, nous observerons les influences du débit d'air swirlé, du nombre de swirl géométrique S_{ng} sur la décroissance du jet. En réactif, nous discuterons de la pertinence du calcul de la décroissance des vitesses où les maxima de vitesse azimutale bifurquent au niveau de la zone réactionnelle.

L'ensemble des figures 80 présente les dénominations utilisées pour qualifier les maxima de vitesse utilisées pour le calcul de la décroissance des vitesses axiales et azimutales suivant la zone de l'écoulement considérée dans le plan longitudinal. Il y figure aussi un exemple typique des décroissances obtenues pour les vitesses axiales et azimutales pour un cas non réactif à 100 NL/min d'air, S_{ng}=1,4. La vitesse de normalisation est la vitesse maximale mesurée pour le plus petit z accessible sur le champ de mesure.

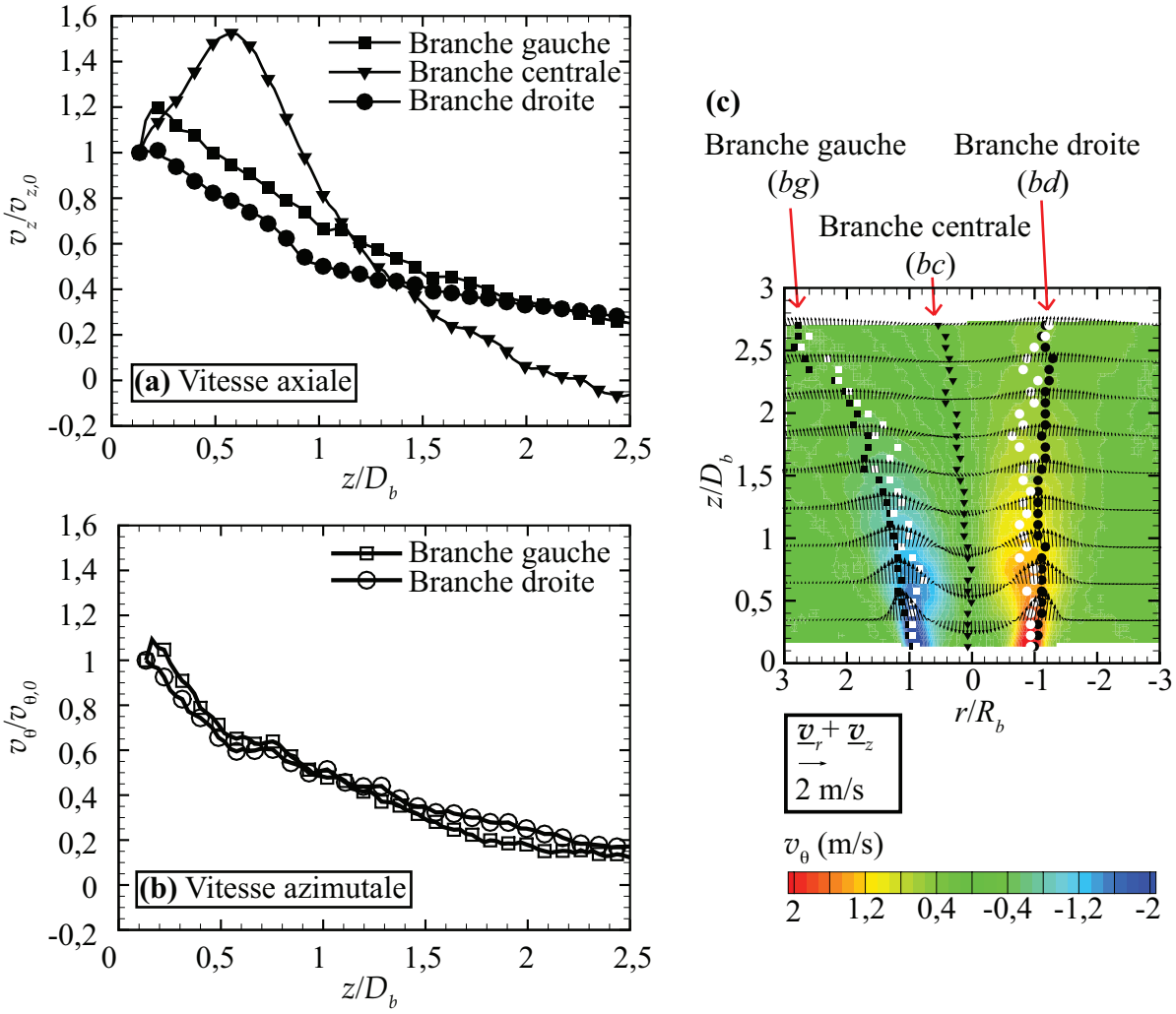


Figure 80 – Décroissance axiale des vitesses normalisées pour la branche gauche, centrale et droite : (a) composante axiale ; (b) composante azimutale pour un débit de 100 NL/min. (c) Contours de la vitesse azimutale (niveaux colorés) dans le plan longitudinal, profils de vitesse issus de la composition des vitesses radiales et azimutales (vecteurs noirs) et localisation des extrema des composantes de vitesse axiale et azimutale pour les branches gauche, centrale et droite.

Le débit d'air à l'injection ne présente pas d'influence notable sur la décroissance des vitesses comme le montre l'ensemble des figures 81. La décroissance de la vitesse axiale pour la branche de droite suit une évolution comparable à $1/z$, celle de gauche présente toutefois une survitesse à la base du jet puis le jet décroît pour suivre une tendance similaire à partir d'un diamètre du brûleur comme le montre la figure 81 (a). La forme particulière de la décroissance de la vitesse axiale dans la *ZRC* donnée à la figure 81 (b) traduit une phase d'accélération de l'écoulement lorsque z diminue suivie d'une forte décélération probablement due à la condition de point d'arrêt qu'impose l'injecteur radial faisant office de bluff-body. La décroissance de la vitesse azimutale suit une loi de décroissance similaire à $1/z^2$ avec des tendances similaires pour les branches gauche et droite ainsi que les trois débits d'air. Les tendances observées pour les vitesses axiales et azimutales (*bg* et *bd*) sont conformes aux tendances relevées par l'analyse de similitude d'Ewing [112].

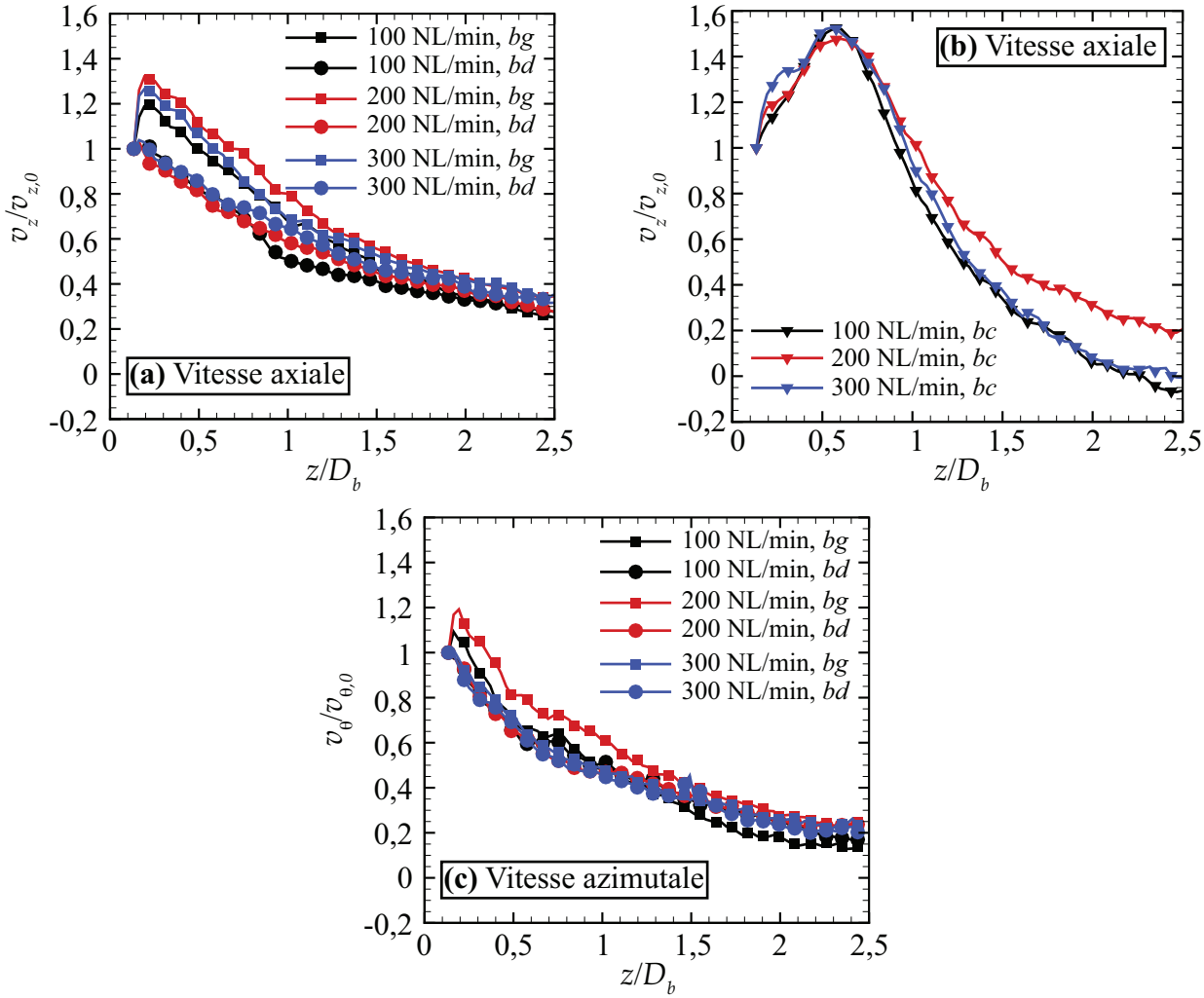


Figure 81 – Influence du débit d'air à l'injection sur la décroissance axiale des vitesses normalisées pour la branche gauche (*bg*), centrale (*bc*) et droite (*bd*) : (a) composante axiale *bg* et *bd* ; (b) composante axiale *bc*; (c) composante azimutale *bg* et *bd*. Le débit d'air évolue de 100 à 300 NL/min, avec S_{ng}=1,4.

Nous estimons maintenant l'influence du nombre de swirl géométrique sur la décroissance des vitesses du jet. Le débit d'air utilisé est de 243 NL/min d'air. Les nombres de swirl utilisés sont de 0,8, 1,1 et 1,4. L'ensemble des figures 82 tend à montrer une autosimilarité des profils avec le nombre de swirl géométrique ce qui n'est pas en cohérence avec ce qu'observent Chigier et Beér dans le cas de jets annulaires ou avec divergent [91]. La géométrie particulière du brûleur et le faible nombre de Reynolds qui caractérisent notre étude peuvent expliquer la relative indépendance de la décroissance des vitesses vis-à-vis du nombre de swirl géométrique.

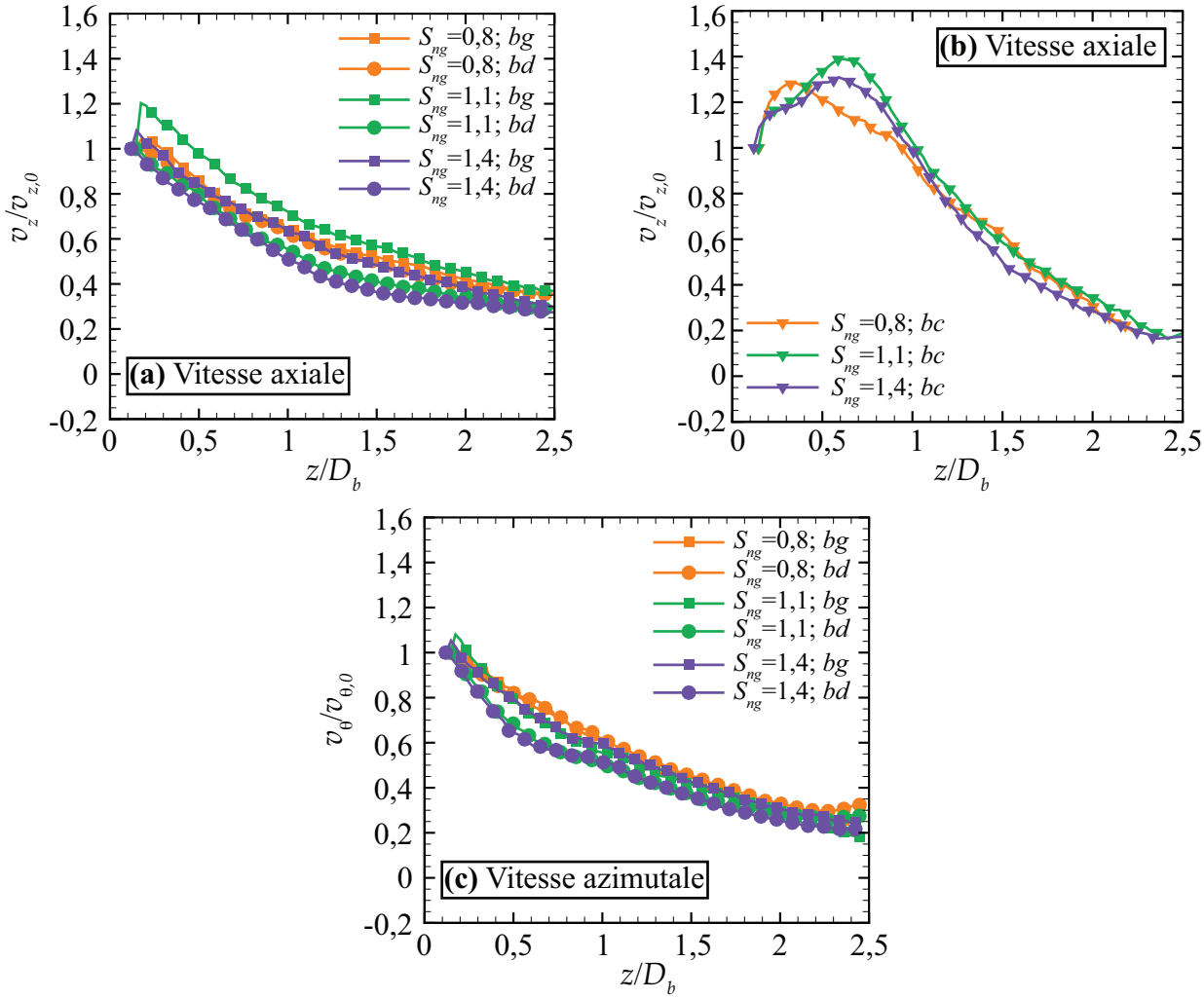


Figure 82 – Influence du nombre de swirl sur la décroissance axiale des vitesses normalisées pour la branche gauche (*bg*), centrale (*bc*) et droite (*bd*) pour un débit d'air de 243 NL/min et S_{ng} évoluant de 0,8 à 1,4 : (a) composante axiale *bg* et *bd* ; (b) composante axiale *bc*; (c) composante azimutale *bg* et *bd*.

L'ensemble des figures 83 nous permet de traiter de l'influence de la flamme sur la décroissance des vitesses en considérant le cas S_{ng}= 1,4 et Φ = 0,8, 21 % O_2 et son homologue en non réactif associé. Les symboles en noir concernent les maxima des vitesses axiales en valeur absolue. Les symboles en blanc se rapportent aux maxima de vitesses azimutales en valeur absolue. Les carrés sont utilisés pour la branche de gauche, les ronds pour la branche de droite et les triangles pour la branche centrale.

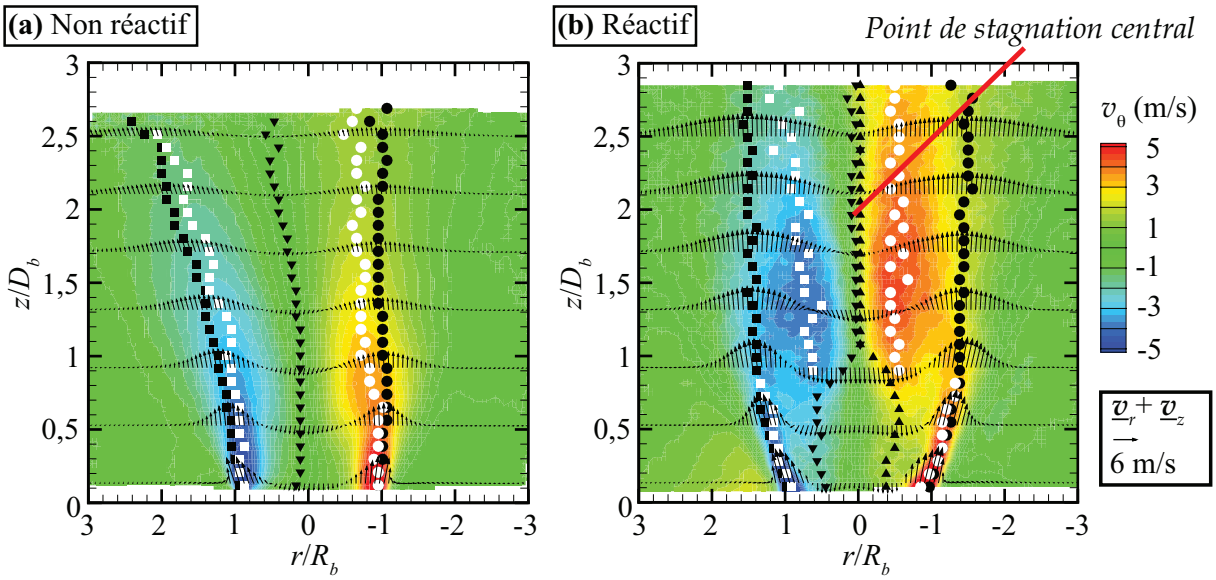
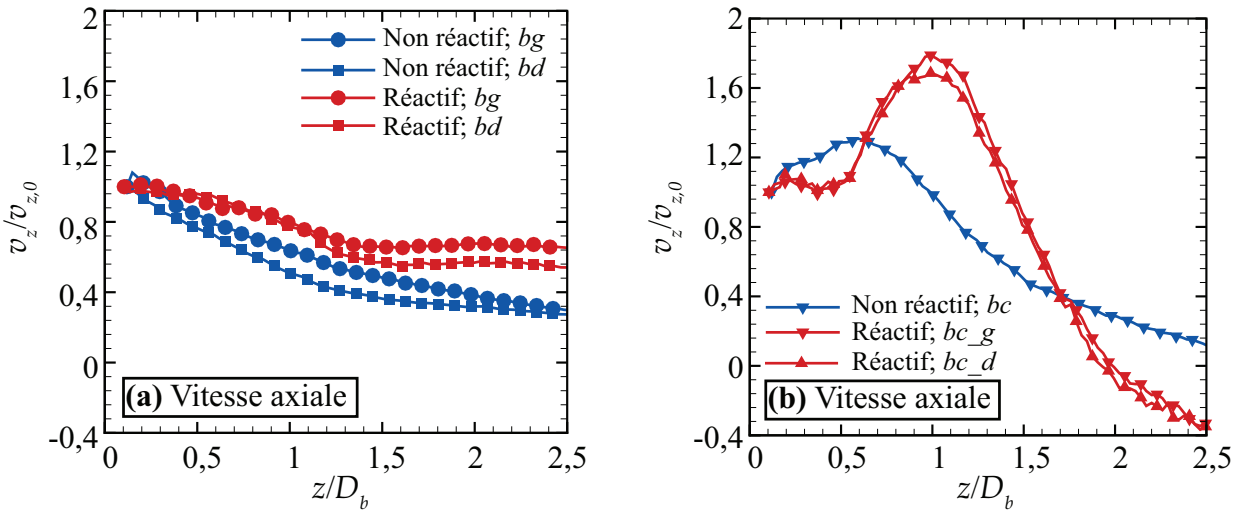


Figure 83 – Influence de la flamme sur la décroissance axiale des vitesses normalisées pour la branche gauche (*bg*), centrale (*bc_g* et *bc_d*) et droite (*bd*) : (a) non réactif ; (b) en réactif. Cas S_{ng}= 1,4 et Φ = 0,8, 21 % O_2.

Les courbes de décroissance des vitesses sont regroupées dans l'ensemble des figures 84.



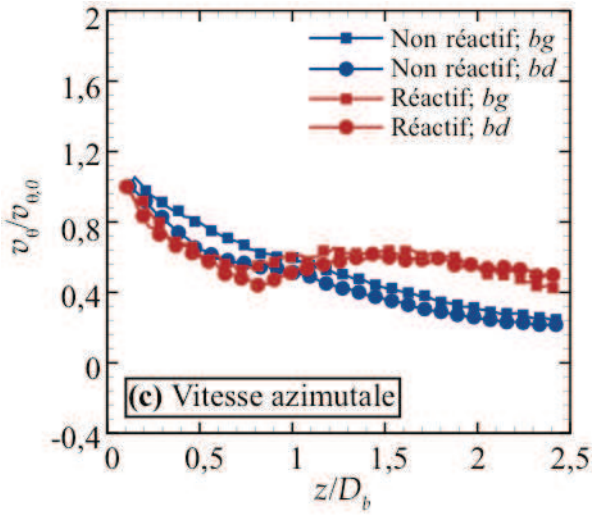


Figure 84 – Influence de la flamme sur la décroissance axiale des vitesses normalisées pour la branche gauche (*bg*), centrale (*bc_g* et *bc_d*) et droite (*bd*) pour le cas S_{ng}= 1,4 et Φ = 0,8, 21 % O_2. : (a) composante axiale *bg* et *bd* ; (b) composante axiale *bc_g* et *bc_d*; (c) composante azimutale *bg* et *bd*.

En réactif, la vitesse axiale dans le jet swirlé décroît jusqu'à 1,25 R_b d'après la figure 84 (a), puis elle est maintenue quasi-constante au-delà par la présence de la flamme et l'expansion des gaz associée. Dans l'axe central de la *ZRC*, le maximum de vitesse axiale a lieu à un diamètre du brûleur comme le montre la figure 84 (b). Dans le sens de l'écoulement de la *ZRC*, c.-à-d. de z=2,5 à z=0, la vitesse axiale augmente jusqu'à atteindre 1,8 fois la vitesse de recirculation proche brûleur, puis décroît pour se stabiliser à partir de 0,6 D_b. Le cas non réactif affiche un maximum de vitesse qui avoisine 1,3 fois la vitesse de recirculation proche brûleur. Nous constatons une autre différence notable en comparant les champs non réactif et réactif concernant la *ZRC*. Dans le cas non réactif, la *ZRC* présente un maximum de vitesse axiale qui se situe sur l'axe du jet. Tandis que dans le cas réactif, l'évolution des profils est sensiblement différente. En haut de la bulle de recirculation, le profil de vitesse axiale est parabolique. Lorsque z/D_b diminue, le profil se déforme et il présente un défaut de vitesse axiale dans l'axe du jet qui, par conservation de la masse, entraîne une légère survitesse périphérique. Ainsi, dans le sens des z croissants, la figure 83 montre que pour z/D_b inférieur ou égal à 1, nous distinguons deux maxima pour la vitesse axiale dans la *ZRC*, qui appartiennent à deux branches distinctes nommées *bc_g* (pour la branche centrale gauche) et *bc_d* (pour la branche centrale droite) qui se rejoignent avant d'atteindre le point de stagnation central défini par l'annulation de la vitesse axiale au centre de l'écoulement indiqué à la figure 83 (b). Pour expliquer la variation des profils de vitesse de la *ZRC* suivant z, nous nous appuyons sur les champs de vorticité azimutale correspondants. La figure 85 se focalise sur la *ZRC* et superpose les vecteurs définis par la composition des vitesses radiales et axiales avec les contours moyens de vorticité azimutale.

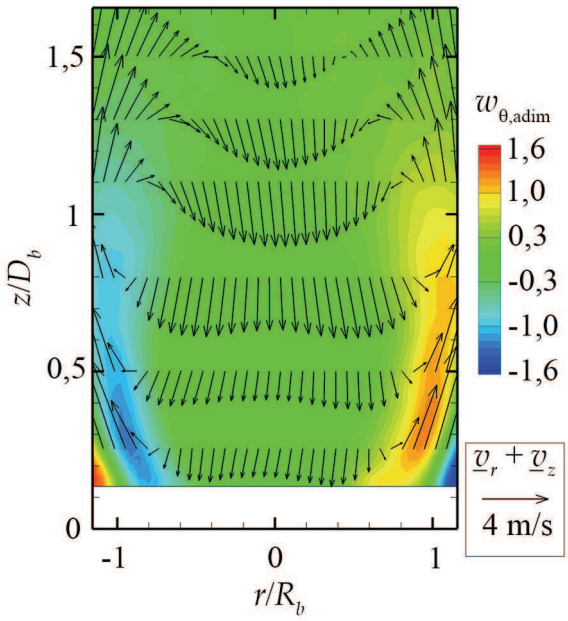


Figure 85 – Contours moyens de $w_{\theta,\mathrm{adim}}$ dans le plan longitudinal pour le cas 21 % d'O_2, Φ=0,8, S_{ng}=1,4 superposés aux vecteurs vitesses issues de la composition des vitesses radiales et azimutales (vecteurs noirs).

Nous supposons que la vorticité de l'écoulement s'organise en une superposition de filaments dans lesquels la vorticité s'y concentre. Dans un premier temps, nous considérons le cas axisymétrique de vortex hélicoïdaux à taille de cœur fini [109] en colonne, c.-à-d. avec un rayon de vortex constant suivant la direction de l'écoulement. La figure 86 (a) montre le cas d'une distribution de type vortex de Rankine composé d'une distribution uniforme de filaments rectilignes de vorticité qui tournent avec l'écoulement, comme l'indique le théorème d'Helmholtz, ce qui génère un profil plat de vitesse axiale. Les figures 86 (b) et (c) dévoilent une superposition de filaments hélicoïdaux de vorticité qui sont à l'origine d'un profil parabolique de vitesse axiale. Le vecteur vorticité $\underline{w}$ peut être orienté dans le sens antihoraire ou horaire. Les contours de vorticité azimutale de la figure 85 peuvent donc être vus comme la projection de $\underline{w}$ dans le plan longitudinal.

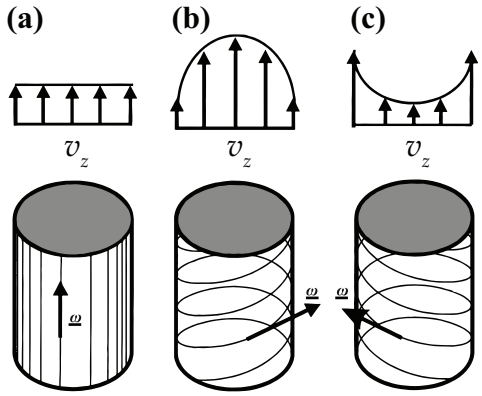


Figure 86 – Modèles de tourbillons en colonne avec une distribution uniforme de filaments de vorticité au cœur : (a) Tourbillon de Rankine en filaments rectilignes; (b) Tourbillon constitué de filaments hélicoïdaux orientés dans le sens antihoraire; (c) Tourbillon constitué de filaments hélicoïdaux orientés dans le sens horaire. Adapté d'Alekseenko *et al.* [109].

Dans le cas d'une variation du rayon du vortex qui peut-être imposée soit par des conditions aux limites dues à une géométrie particulière (tuyère convergente/divergente), soit par la présence de couches de cisaillement d'une certaine forme comme dans notre cas, il y a peut être un effet de gauchissement des lignes de vorticité qui modifie par conséquent le profil de vitesse axiale dans la *ZRC*. Les effets visqueux associés à une *ZRC* plus chaude que le jet swirlé qui l'entoure ne sont pas discutés ici.

Nous revenons sur la décroissance des vitesses en nous intéressant à la composante azimutale comme le montre la figure 84 (c). Le repérage des maxima de vitesse azimutale met en évidence la bifurcation de ces derniers vers l'axe pour z=0,8 D_b en présence de la flamme. La décroissance des vitesses azimutales adopte une décroissance similaire au cas non réactif jusqu'à z=0,8 D_b. Au-delà, la composante azimutale augmente significativement et ne recommence à décroître qu'à partir de z=1,6 D_b pour finalement atteindre une valeur comparable à celle obtenue pour z=0,8 D_b. Nous proposons une première approche pour expliquer la bifurcation des maxima de vitesse azimutale. La première repose sur le fait que les gaz brûlés sont moins denses que les gaz swirlés à la sortie du brûleur. Après la traversée du front de flamme, le nouvel équilibre des forces centrifuges avec le gradient de pression radial conduit alors à une rotation des gaz brûlés plus proche de l'axe central du jet. Notons que le haut de la bulle de recirculation vient alors déformer la distribution de vitesse azimutale comme le montre la figure 83 (b) pour z/D_b proche de 0,9. Cette explication est en cohérence avec la position normalisée du front de flamme autour de 1 relevée à la figure 47.

D'après la littérature, il est possible d'enrichir l'interprétation précédente via la notion d'éclatement tourbillonnaire induit par la présence de la flamme. Elle consiste à considérer la flamme comme une surface génératrice de vorticité d'origine principalement barocline qui se redistribue dans les gaz brûlés. Cette vorticité induit une vitesse dans le sens de propagation du front de flamme [132]. Des preuves expérimentales sont apportées, entre autres, par Ishizuka *et al*. [182] dans le cas d'une flamme prémélangée confinée dans un tube auquel une vitesse de rotation est imposée. Il montre que la flamme se propage à une vitesse qui augmente de façon monotone avec la vitesse de rotation des gaz dans le tube. Une des conséquences observables est un éventuel flashback de la flamme comme l'observent Kröner *et al*. [169] dans le cas d'un brûleur à swirler avec tube de prémélange sans bluff-body. Kiesewetter et al. [131] cherchent, par le calcul, à améliorer les prédictions des limites du flashback pour cette configuration en incluant dans leur modèle l'équation de transport de la vorticité. Dans notre étude, ce mécanisme décrit donc des effets cohérents avec les tendances dévoilées par les diagrammes de stabilité de l'ensemble des figures 39 qui consistent en une amélioration de la stabilité de la flamme lorsque le débit d'oxydant augmente conduisant à un accrochage de la flamme au brûleur pour les débits d'oxydant les plus importants.

Est-ce que ce mécanisme peut conduire à générer de la vitesse azimutale proche de l'axe du jet ? Pour répondre à cette question, nous revenons à l'expression de la production/destruction de vorticité barocline qui intervient dans l'équation d'Helmholtz. Ce terme est rappelé ici :

$$\frac{1}{\rho^2}\,\underline{\mathrm{grad}}\,\rho \wedge \underline{\mathrm{grad}}\,p \tag{90}$$

Nous considérons notre écoulement ainsi qu'un front de flamme de direction $\underline{u}_r$ axisymétriques en régime permanent pour simplifier le propos comme l'illustre l'ensemble des figures 87.

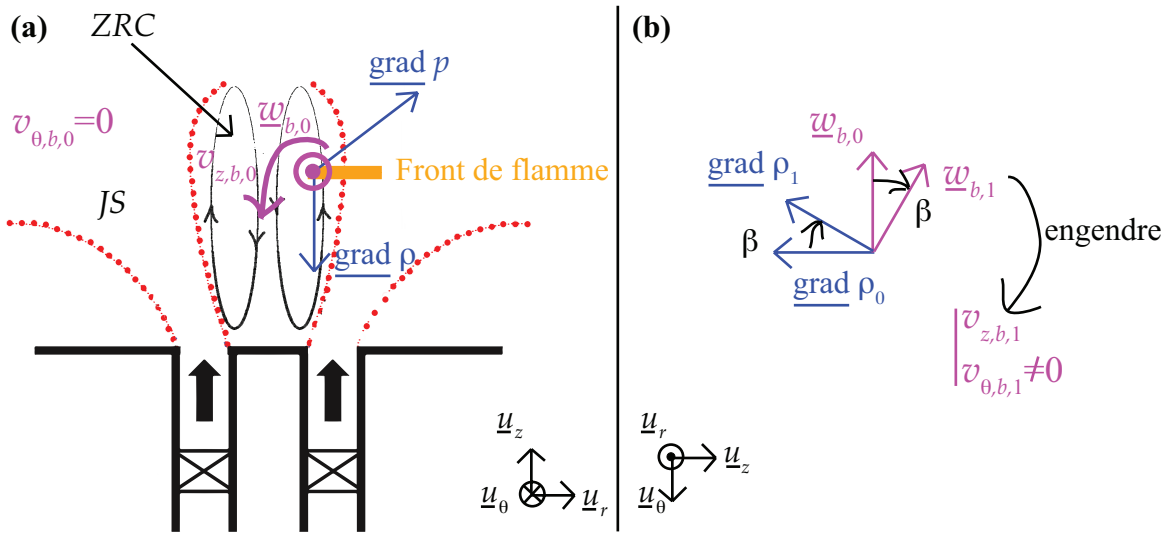


Figure 87 – Schéma du mécanisme de production de vorticité barocline dans le cas du jet swirlé en réactif : (a) grad ρ suivant $\underline{u}_z$ uniquement ; (b) grad ρ dans le plan ($\underline{u}_\theta$, $\underline{u}_z$).

Dans le cas de la figure 87 (a), nous nous plaçons dans le plan ($\underline{u}_r$, $\underline{u}_z$). Le gradient de pression, par invariance suivant θ, ne possède que des composantes suivant r et z. La physique de l'écoulement swirlé et le rapport des densités gaz frais/gaz brûlés permettent d'indiquer les sens du gradient de pression et du gradient de densité. Toutefois, les normes des vecteurs représentées à l'ensemble des figures 87 ne présument d'aucune réalité physique. Lorsque le gradient de la densité est seulement suivant $\underline{u}_z$, la production de vorticité barocline donne naissance à une vitesse azimutale négative des gaz brûlés dans le sens de « propagation du front ». Nous retrouvons alors la notion d'éclatement tourbillonnaire induit par la présence de la flamme évoquée précédemment. Nous pouvons aussi imaginer que le gradient de densité n'appartient pas exactement au plan ($\underline{u}_r$, $\underline{u}_z$) mais qu'il fait un certain angle β avec la direction de $\underline{u}_z$ comme l'indique la figure 87 (b). En effet, le jet swirlé apporte les réactifs au front de flamme avec un certain angle qui peut être assimilé à l'angle formé par la direction des lignes de courant et le plan ($\underline{u}_r$, $\underline{u}_\theta$) au front de flamme. Le gradient de densité pourrait alors s'orienter suivant cet angle que nous considérons égal à β. Ainsi, la nouvelle vorticité barocline engendrée, notée $\underline{w}_{b,1}$, possède des composantes suivant $\underline{u}_r$ et $\underline{u}_z$ qui vont respectivement engendrées une vitesse azimutale $\underline{v}_{\theta,b,1}$ et une vitesse axiale $\underline{v}_{z,b,1}$.

Cette approche simplifiée ne doit pas nous faire perdre de vue la complexité du phénomène considéré. D'une part, la courbure du front de flamme exerce une influence sur la norme de cette vorticité et d'autre part les autres membres de l'équation d'Helmholtz peuvent selon leur importance relative venir atténuer ou amplifier les effets mentionnés précédemment. Ces termes, en l'absence de forces extérieures, incluent l'advection de la vorticité par l'écoulement, sa distortion (par étirement-contraction, gauchissement et expansion-contraction volumique) et enfin sa production/destruction par diffusion visqueuse.

6.2.2 Évolution du nombre de swirl dans l'axe du jet

Nous cherchons à décrire dans cette section l'évolution du nombre de swirl mesuré S_n, dit effectif, avec z en le comparant au nombre de swirl géométrique S_{ng}.

L'effet du nombre de swirl géométrique S_{ng} sur l'écoulement est estimé à partir de la mesure du nombre de swirl effectif S_n. Afin de déterminer quelle expression de S_n il convient d'utiliser, nous testons au préalable l'hypothèse formulée par l'équation 40 qui nous permet d'affirmer si la composante de vitesse azimutale peut être assimilée à la réduction de la pression dans le jet. Cette hypothèse par laquelle nous introduisons la quantité γ est rappelée ici :

$$\gamma = \frac{v_\theta^2}{2} - \left(\frac{\overline{v_\theta'^2} - \overline{v_z'^2}}{2} - \overline{v_r'^2} \right) \gg 0 \tag{91}$$

Les fluctuations des vitesses considérées sont assimilées aux fluctuations *RMS*. La figure 88 (a) illustre les valeurs de γ obtenues pour le cas d'un jet non réactif à 250 NL/min, avec un S_{ng}=1,4. Nous remarquons que la quantité γ est effectivement positive mais que son ordre de grandeur reste autour de 10, et ce pour l'ensemble des cas traités dans cette section. Il semble que les fluctuations turbulentes ne soient pas négligeables face à la composante de vitesse azimutale moyenne. La figure 88 (b) permet de comparer le nombre de swirl donné par Ribeiro et Whitelaw [183] (Éq. 92) à celui mentionné par Chigier et Chervinsky [83] (Éq. 93). Le rayon équivalent, situé au dénominateur, considéré dans les deux formules est modifié par rapport aux formules d'origine pour que le calcul soit adapté au domaine d'intégration situé entre r_1 et r_2. Ces rayons sont déterminés par l'annulation de la vitesse axiale pour un z donné. Ils sont repérés à la figure 89.

$$S_{n,RW} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} \rho v_\theta v_z r^2 \, \mathrm{d}r}{(r_2 - r_1) \int_{r_1}^{r_2} \rho [v_z^2 - \frac{1}{2} v_\theta^2] r \, \mathrm{d}r} \tag{92}$$

$$S_{n,CC} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} \rho (v_\theta v_z + v_\theta' v_z') r^2 \, \mathrm{d}r}{(r_2 - r_1) \int_{r_1}^{r_2} \rho [v_z^2 - \frac{1}{2} v_\theta^2 + v_z'^2 - \frac{1}{2}(v_\theta'^2 + v_r'^2)] r \, \mathrm{d}r} \tag{93}$$

Les équations 92 et 93 font appel aux profils de vitesse moyenne axiale et azimutale obtenus par *SPIV*. Les intégrales sont évaluées numériquement par la méthode des trapèzes à pas constant de 1 mm avec un ajustement polynomial des profils effectué au préalable. La précision de la méthode à l'ordre 6 est estimée à ±3 % de la valeur du nombre de swirl.

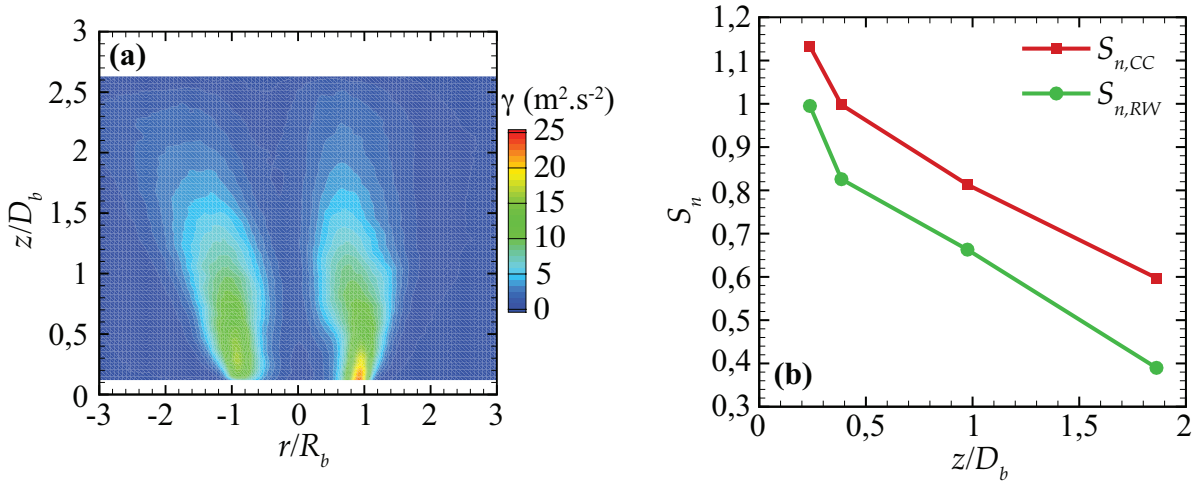


Figure 88 – (a) Quantité γ calculée pour le cas d'un jet non réactif à 250 NL/min, avec un S_{ng}=1,4. (b) Comparaison entre $S_{n,CC}$ donné par Chigier et Chervinsky [83] et $S_{n,RW}$ de Ribeiro et Whitelaw [183].

La figure 88 (b) montre que, pour les cas considérés dans cette étude, la valeur de l'intensité de rotation semble être sous-estimée lorsque les fluctuations turbulentes sont négligées dans le calcul du nombre de swirl. Au vu des différences significatives constatées, nous utilisons par la suite la formule donnée par Chigier et Chervinsky pour l'expression de S_n.

Nous rapellons que le domaine d'intégration spécifié dans les équations 92 et 93 est généralisé à un jet swirlé *JS* compris entre les rayons r_1 et r_2. La figure 89 illustre le domaine d'intégration *JS* d'un exemple de jet swirlé en non réactif pour lequel le nombre de swirl est calculé. Nous avons exclu du domaine la zone de recirculation centrale (*ZRC*) et l'extérieur du jet.

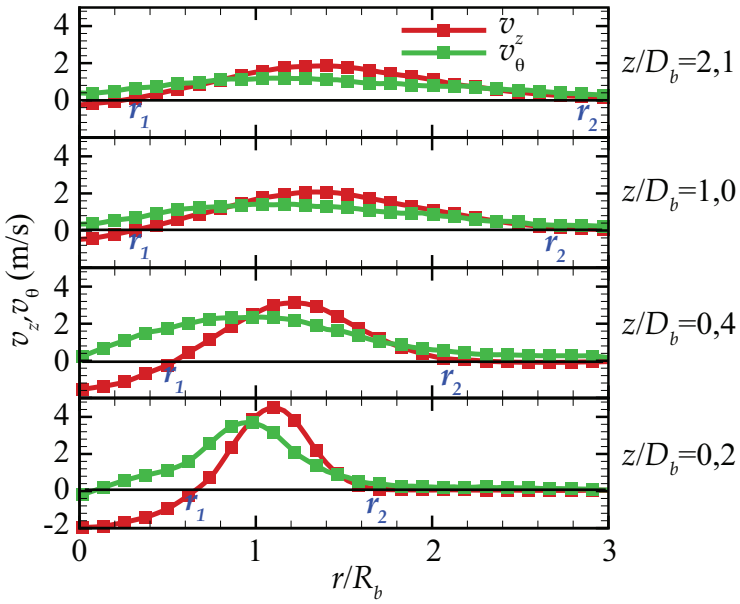


Figure 89 – Évolutions des profils des vitesses axiales et azimutales suivant z/D_b avec détermination des bornes d'intégration r_1 et r_2 pour le calcul du nombre de swirl pour le cas non réactif suivant : débit d'air de 200 NL/min, S_{ng}=1,4.

Nous nous intéressons maintenant au lien entre le nombre de swirl géométrique S_{ng} et le nombre de swirl effectif S_n. La figure 90 (a) montre l'influence du nombre de swirl géométrique sur le nombre de swirl calculé dans les cas non réactif et réactif ainsi que leur évolution suivant z. Les cas considérés sont liés aux conditions Φ=0,9, 21 % O_2.

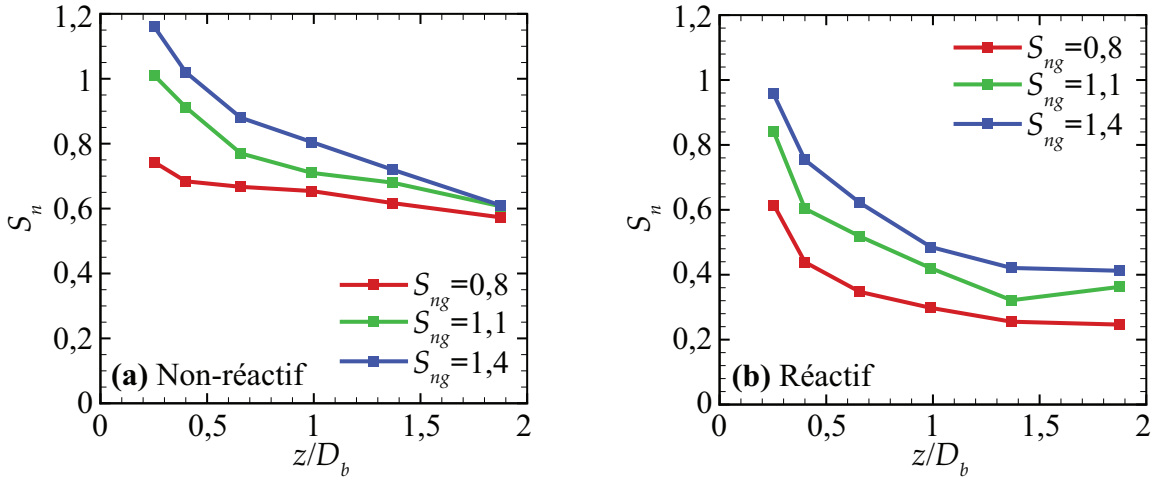


Figure 90 – Influence des nombres de swirl géométrique S_{ng} 0,8 ; 1,1 et 1,4 sur le nombre de swirl calculé S_n et décroissance de S_n suivant z/D_b : (a) en non réactif ; (b) en réactif : Φ=0,9 ; 21% O_2.

En non réactif, la figure 90 (a) montre que le nombre de swirl effectif est systématiquement inférieur au nombre de swirl géométrique proche de la sortie du brûleur comme le constate Durox *et al*. [85] dans sa comparaison des différentes expressions du nombre de swirl issues de la littérature avec le nombre calculé à partir des profils de vitesse. Par extrapolation, il vient que la valeur du nombre de swirl mesuré se rapproche de celle du nombre de swirl géométrique au voisinage de la sortie du brûleur. L'expansion du jet en sortie du brûleur induit une diminution de la quantité de mouvement azimutale plus importante que celle de la quantité de mouvement axiale multipliée par le rayon équivalent lorsque z augmente comme l'illustre la figure 91 (a) avec pour exemple un S_{ng}=1,4. Cela se traduit ainsi par une diminution du nombre de swirl effectif lorsque z augmente. En réactif, la présence de la flamme tend à diminuer le nombre de swirl comme le montre la figure 90 (b) comparativement au cas non réactif. Cette fois-ci, ce n'est pas la diminution de la quantité de mouvement azimutale, mais l'augmentation de la quantité de mouvement axiale due à l'accélération des gaz en présence de la flamme qui tend à faire diminuer le nombre de swirl comme le montre la figure 91 (b). Afin d'élargir l'interprétation physique, nous évoquons la perspective d'Escudier [184] qui est celle de considérer la nature sous ou supercritique du jet swirlé. La conservation de la masse impose qu'une réduction de la masse volumique d'un jet à la traversée d'un front de flamme soit accompagnée d'une augmentation de la vitesse axiale, tandis que la composante swirlée est peu ou non directement influencée. Par conséquent, un jet initialement souscritique devient supercritique sous l'effet de la combustion. D'après notre interprétation, nous comprenons que le passage de l'état souscritique à supercritique devrait se faire avec une brusque diminution du nombre de swirl. D'après la figure 90 (b), nous constatons que le nombre de swirl décroît fortement pour z/D_b inférieur ou égal à 0,5 mais nous n'observons pas de véritable rupture.

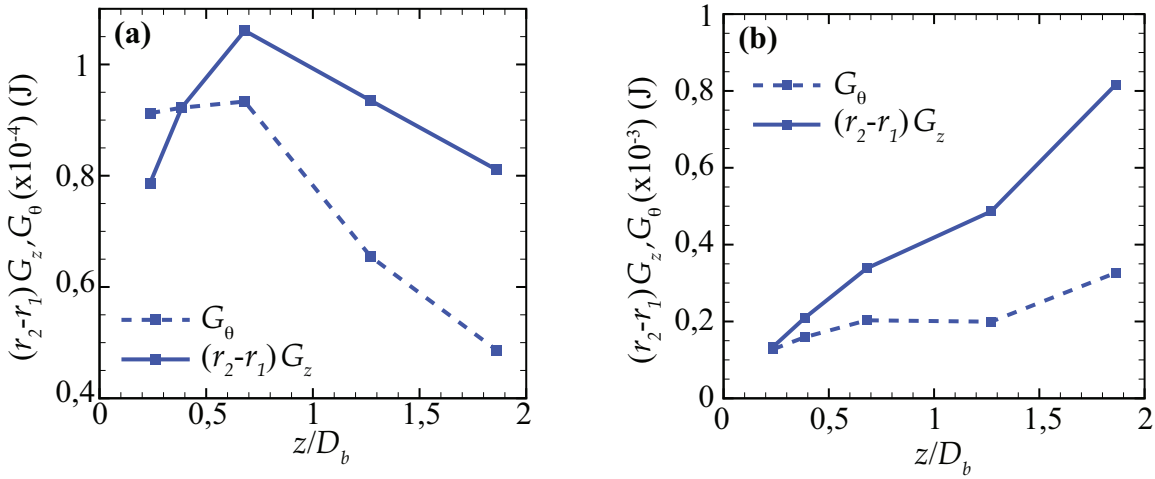


Figure 91 – Évolution typique des flux de quantité de mouvement axial G_z et tangentiel G_θ en fonction de z/D_b pour S_n=1,4 : (a) cas non réactif ; (b) cas réactif : Φ=0,9 ; 21% O_2.

6.2.3 Taux d'entraînement par la recirculation externe

L'étude de l'entraînement des gaz environnants par une flamme de diffusion ou partiellement prémélangée permet d'évaluer l'importance de la dilution du mélange initial par le milieu extérieur avant le front de flamme. L'étude menée ici permet de coupler la quantité, la composition et la température des gaz brûlés qui sont apportés à la base de la flamme dans le cas de flammes décrochées.

Auparavant, nous considérerons les cas non réactifs de jets swirlés. L'absence d'influence de l'intensité du swirl sur les quantités d'air environnant entraînées est illustrée à la figure 92 (a). Nous définissons le taux d'entraînement Ψ comme le rapport du débit massique entraîné $M_e(z)$ défini par l'équation (46) sur le débit massique à l'injection M_0 :

$$\Psi = \frac{M_e(z)}{M_0} = \frac{2\pi\rho \int_0^z R(z)\, v_r(R(z), z)\, \mathrm{d}z}{M_0} \tag{94}$$

Le débit $M_e(z)$ est déterminé à partir des champs *SPIV* obtenus dans le plan longitudinal à l'écoulement et le débit M_0 est calculé à partir des consignes de débit en entrée (*Méthode 1*). L'intégrale qui intervient dans l'expression de $M_e(z)$ est évaluée numériquement par la méthode des trapèzes. La précision de la méthode à l'ordre 3 est estimée à ±4 % de la valeur du nombre Ψ.

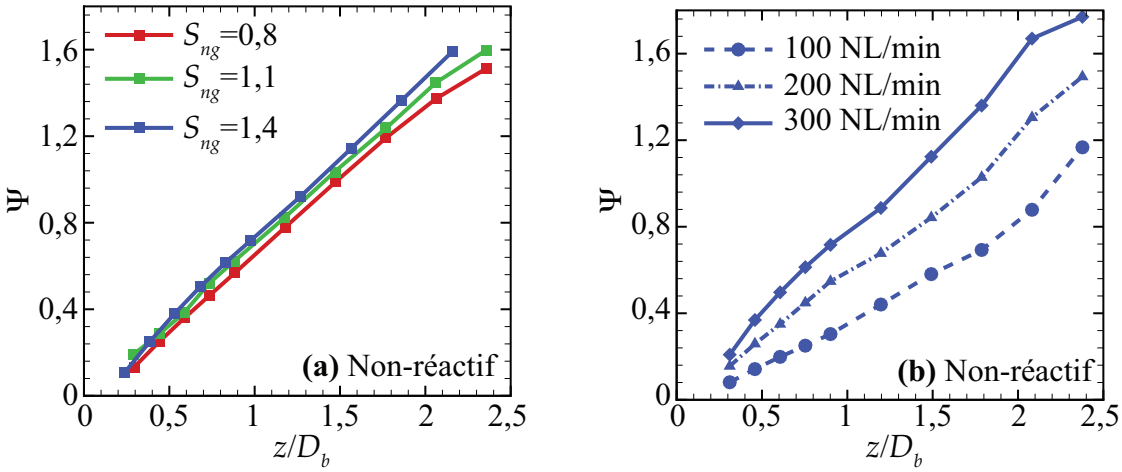


Figure 92 – Évolution des taux d'entraînement *Ψ* suivant z/D_b en non réactif : (a) influence de S_{ng}=0,8 ; 1,1 et 1,4; (b) influence du débit d'air à l'injection de 100 à 300 NL/min pour un S_{ng}=1,4.

L'augmentation du débit d'air induit une augmentation de la quantité d'air entraîné par le jet swirlé comme le montre la figure 92 (b). Lorsque le débit d'air est multiplié d'un facteur 3, le taux d'entraînement est augmenté d'environ 30 % à une distance de 2,5 D_b du brûleur. Notons que l'augmentation du taux d'entraînement en fonction de z semble linéaire pour des nombres de Reynolds relativement faibles compris entre 300 et 900. À notre connaissance, nous n'avons pas identifié d'étude qui traite spécifiquement de l'entraînement des jets swirlés pour cette gamme de nombres de Reynolds. Toutefois, Park et Shin [114] ont montré une faible dépendance de l'entraînement au nombre de swirl pour un nombre de Reynolds de 20500 (basé sur le diamètre du nez de l'injecteur d'air). Par ailleurs, les ordres de grandeur des débits entraînés ne semblent pas comparables quantitativement. Typiquement, pour un nombre de swirl géométrique de 1,4, nous trouvons un taux d'entraînement de 1,5 à une distance axiale de $2D_b$ équivalent à celui mesuré par Park et Shin mais pour un nombre de Reynolds 20 fois plus faible. Cela provient du fait que les caractéristiques du jet swirlé dépendent non seulement du S_n et du mécanisme physique qui génère la rotation, mais aussi de la distribution initiale des vitesses et de la présence ou non d'un éclatement tourbillonnaire [115].

Nous pouvons conforter les calculs du taux d'entraînement de deux autres manières. La deuxième méthode consiste à utiliser l'équation (49) qui utilise les profils de vitesse axiale au lieu des profils de vitesse radiale dans le plan de mesure longitudinal à l'écoulement (*Méthode 2*).

La troisième méthode repose sur l'exploitation des champs *SPIV* transverses à l'écoulement obtenus pour trois hauteurs : z/D_b = 0,3; 0,8 et 1,3 (*Méthode 3*). Ces derniers permettent par intégration double des profils de vitesse axiale de remonter au débit qui traverse le plan de mesure. Auparavant, il est nécessaire d'ajuster les profils 2D des vitesses axiales et azimutales. En effet, les méthodes d'intégration numériques doubles n'ont pas convergé même après un changement de base en polaire plus adapté à l'intégrande et des tentatives d'intégration par morceaux avec la fonction *quad2* de MATLAB [185]. La figure 93 illustre un exemple d'ajustement qui donne de bons résultats pour la vitesse azimutale (Fig. 93 (a)) mais tend à surestimer la vitesse axiale de la zone de recirculation (Fig. 93 (b)) : v_z (0,0)~-2 m/s alors que $v_{z,fit}$ (0,0)~0 m/s.

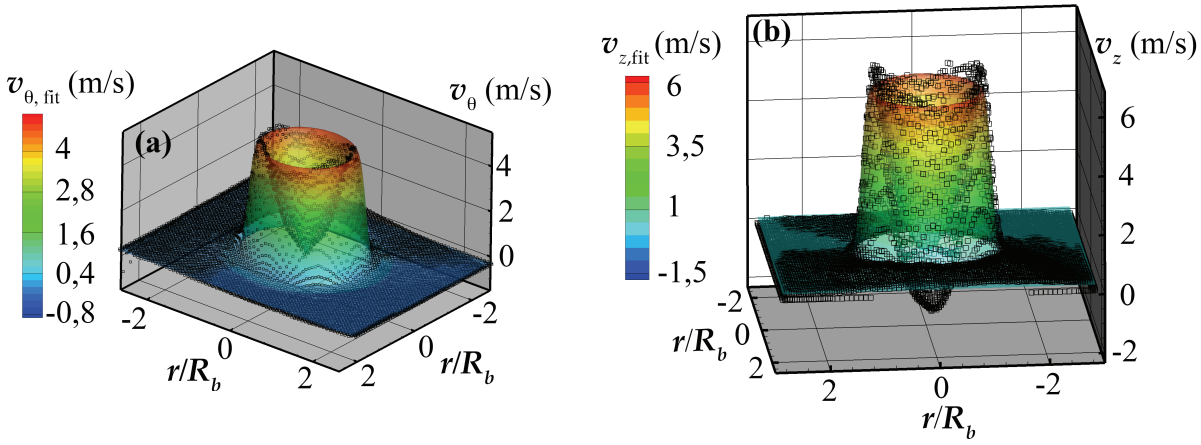


Figure 93 – Exemple d'ajustement des profils de vitesse par la famille de fonctions des équations (95) et (96) pour le cas non réactif à z/D_b=0,3, S_{ng}=1,4, 243 NL/min d'air : (a) vitesses azimutales ; (b) vitesses axiales. Les points représentent les vitesses azimutales et axiales mesurées par *SPIV*. Les courbes d'ajustement sont représentées par les surfaces colorées.

Nous avons choisi la famille de fonctions présentée aux équations (95) et (96), inspirée du modèle du vortex de Batchelor [186], pour ajuster les données expérimentales. Nous avons d'abord cherché à ajuster les vitesses azimutales. Puis à partir des paramètres calculés K_1, K_2 et K_3, nous avons cherché à ajuster les vitesses axiales en choisissant les paramètres K_4, K_5 et K_6 les plus adaptés. La méthode d'ajustement est une méthode de régression robuste implémentée dans MATLAB de type *bisquare*.

$$v_\theta = K_1\sqrt{x^2+y^2}\exp\left(-\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{K_2}\right)^{K_3}\right) \tag{95}$$

$$v_z = K_5 - \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{K_6}v_\theta \tag{96}$$

Les valeurs des paramètres associés sont les suivants :

$$\begin{cases} K_1 = 257\ \mathrm{s}^{-1} \\ K_2 = 0.022\ \mathrm{m} \\ K_3 = 12 \\ K_4 = 0.20\ \mathrm{m/s} \\ K_5 = -0.015\ \mathrm{m} \end{cases} \tag{97}$$

En anticipant sur l'annexe **G**, la relation entre v_z et v_θ est inspirée de celle qui existe pour des écoulements à vorticité hélicoïdale [109]. Comme nous le verrons en fin de chapitre, un modèle unique de vortex n'est pas suffisant pour décrire le jet swirlé. Il est nécessaire de combiner des vortex dont les paramètres tels que le pas de l'hélice ou le rayon du vortex évoluent avec z pour décrire correctement les jets swirlés en expansion en non réactif et en réactif d'où la difficulté de trouver un ajustement approprié en ne considérant qu'un seul vortex.

Nous avons par conséquent opté pour l'utilisation de profils de vitesse moyennés sur plusieurs angles d'extraction afin de calculer le taux d'entraînement à défaut de pouvoir intégrer le profil directement ou la surface ajustée associée. Nous montrons que les trois méthodes donnent des résultats comparables pour le cas 200 NL/min S_{ng}=1,4 en non réactif comme l'illustre la figure 94 :

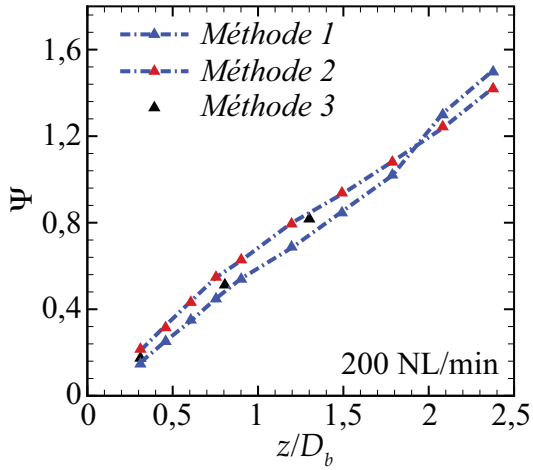


Figure 94 – Comparaison des trois méthodes pour estimer le taux d'entraînement *Ψ* suivant z/D_b pour le cas non réactif 200 NL/min S_{ng}=1,4.

L'évaluation des taux d'entraînement en réactif peut être réalisée moyennant certaines hypothèses afin d'estimer correctement la masse volumique des gaz recirculés. En régime permanent, nous supposons que la chambre est remplie de gaz brûlés et la composition des gaz en sortie de la chambre est équivalente à la composition des gaz entraînés par la flamme. Toutes les espèces stables produites par la combustion ne sont pas mesurées. Il est donc nécessaire d'estimer la quantité des espèces telles que H_2O (mesures réalisées sur fumées sèches), et N_2 dans les gaz brûlés. Localement, nous supposons que les espèces et l'écoulement se trouvent à l'équilibre chimique et thermodynamique, ce qui reste vrai en dehors des zones de réaction. L'objectif est ici d'estimer la masse volumique des gaz recirculés. Nous considérons qu'un calcul à l'équilibre à la température de recirculation des fumées dans le cas d'une combustion complète est un moyen efficace d'accéder directement à cette grandeur. Les calculs sont réalisés à l'aide du code STANJAN [62] de la suite CHEMKIN II [63]. Le mécanisme réactionnel GRI3.0 [64] est utilisé. La température des fumées recirculées est estimée à partir des mesures thermocouples réalisées au point le plus bas de la chambre pour les cas air et air enrichi en oxygène à 30 %. Une variation linéaire de la température des gaz entraînés est supposée entre ces deux points de fonctionnement pour les autres cas d'enrichissement en O_2. Typiquement, la masse volumique des fumées recirculées évolue de 0,36 kg/m^3 à 0,33 kg/m^3 avec une température des fumées variant de 550 °C à 750°C lorsque la teneur en O_2 varie de 21 à 30 % pour une combustion complète stœchiométrique. La méthode adoptée pour le calcul du taux d'entraînement est la *méthode 1*. Les figures 95 (a) et 95 (b) illustrent respectivement l'influence de l'enrichissement en oxygène et de la richesse globale sur l'évolution du taux d'entraînement suivant z/D_b. Nous observons que les effets de ces paramètres demeurent relativement faibles. Le taux d'entraînement *Ψ* diminue globalement en présence de la flamme. Typiquement, il évolue de 1 à 0,6 pour z/D_b=1,5 lorsque nous comparons les cas non réactif et réactif. Nous l'expliquons d'une part par une diminution de la masse volumique des gaz entraînés (gaz brûlés) en réactif et d'autre part, par une augmentation de la viscosité du jet swirlé en réactif.

Il est intéressant de rappeler la tendance observée sur la production des NO_x en fonction de la richesse globale. D'après la figure 62, la concentration en NO_x diminue lorsque la richesse globale augmente. Or cette augmentation de richesse déstabilise la flamme ce qui conduit à une augmentation de la hauteur d'accrochage de la flamme qui est reportée sur la figure 95 (b). D'après l'évolution des taux d'entraînement, le mélange des réactifs qui est apporté au front réactionnel est davantage dilué par les gaz entraînés dans le cas Φ=1 que dans le cas Φ=0,8. Il en résulte un préchauffage et un changement de la richesse globale du mélange des réactifs avant combustion qui influence probablement la concentration finale des NO_x dans les gaz brûlés. Notons que cet entraînement permet un apport essentiellement de CO_2 et d'H_2O aux gaz frais.

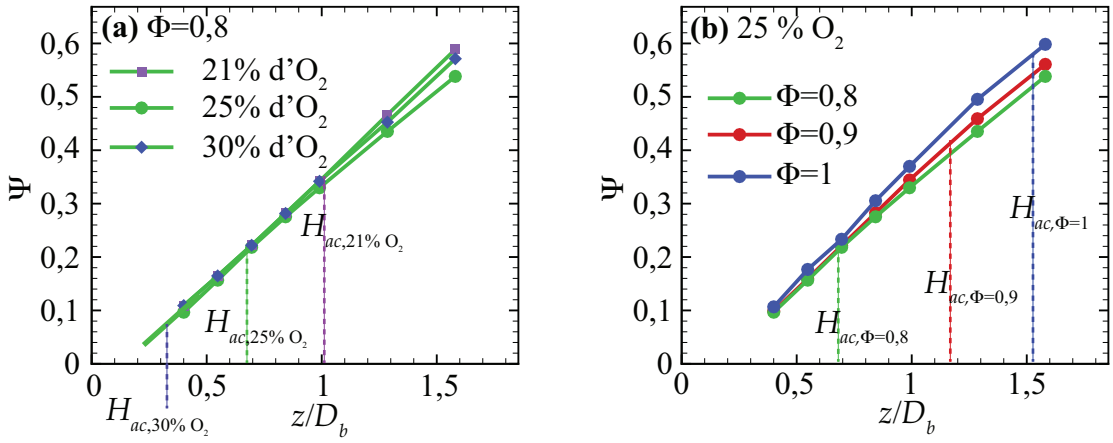


Figure 95 – Évolution du taux d'entraînement Ψ suivant z/D_b pour le cas S_{ng}=1,4 : (a) influence de l'enrichissement en O_2 21 % ; 25 % et 30 % d'O_2 pour Φ=0,8; (b) influence de la richesse globale à l'injection Φ=0,8 ; Φ=0,9 et Φ=1 pour 25 % d'O_2.

6.2.4 Influence de l'enrichissement en oxygène sur le champ moyen de vitesse

Nous comparons les champs moyens dynamiques en réactif lorsque l'enrichissement en oxygène dans l'oxydant évolue de 21 à 30 % d'O_2. L'ensemble des figures 96 présente les champs moyens (v_r, v_θ, v_z) pour trois teneurs en O_2 21, 25 et 30 % d'O_2 à Φ=0,8 S_n=1,4 dans le plan longitudinal à l'écoulement.

L'enrichissement en oxygène dans l'oxydant de 21 à 30 % rapproche la base de la flamme du plan de sortie du brûleur comme nous l'avons montré dans la section 5.1.2. Ce déplacement de la zone réactionnelle modifie le champ moyen des vitesses comme le montre l'ensemble des figures 96. Avec l'enrichissement en oxygène, la composante radiale s'en trouve modifiée par un déplacement vers la base du brûleur des zones marquées d'un GB_{exp}, pour gaz brûlés en expansion comme le montre les figures 96 (a), (b) et (c). Ces zones reflètent l'expansion locale des gaz brûlés produits par le front de flamme. Sur l'ensemble des figures 96, les traits blancs marquent les positions probables du front de flamme sans présager de sa courbure locale. Les positions sont en cohérence avec celles déterminées par la chimiluminescence OH^* de la section 5.1.2. Lorsque la teneur en O_2 de l'oxydant augmente, la température de la flamme augmente ce qui induit une expansion radiale plus importante. Nous gardons à l'esprit que le volume de la flamme augmente aussi avec l'enrichissement en O_2 à Φ constant ce qui contribue probablement à favoriser l'expansion radiale.

Les figures 96 (d), (e) et (f), illustrent une diminution de la composante azimutale pour le cas à 30 % d'O_2 alors que dans les cas de flammes identifiées comme décrochées, c.-à-d. à 21 % et 25 % d'O_2, la dynamique azimutale reste sensiblement la même. La bifurcation des zones de vitesse azimutale a lieu pour les trois cas d'enrichissement en O_2. Elle se fait simplement plus en amont dans l'écoulement lorsque la teneur en O_2 augmente. Nous définissons le point de stagnation central (*PSC*) comme le point à z/D_b minimale de l'axe r/D_b =0 pour lequel la vitesse axiale est nulle. Il se déplace en aval de l'écoulement, de z/D_b=1,9 à 1,4 lorsque l'enrichissement en O_2 évolue de 21 à 30 % comme le montrent les figures 96 (g), (h) et (i). Cette évolution témoigne d'une réduction de taille de la zone de recirculation qui est une conséquence du rapprochement de la zone réactionnelle du plan de sortie du brûleur.

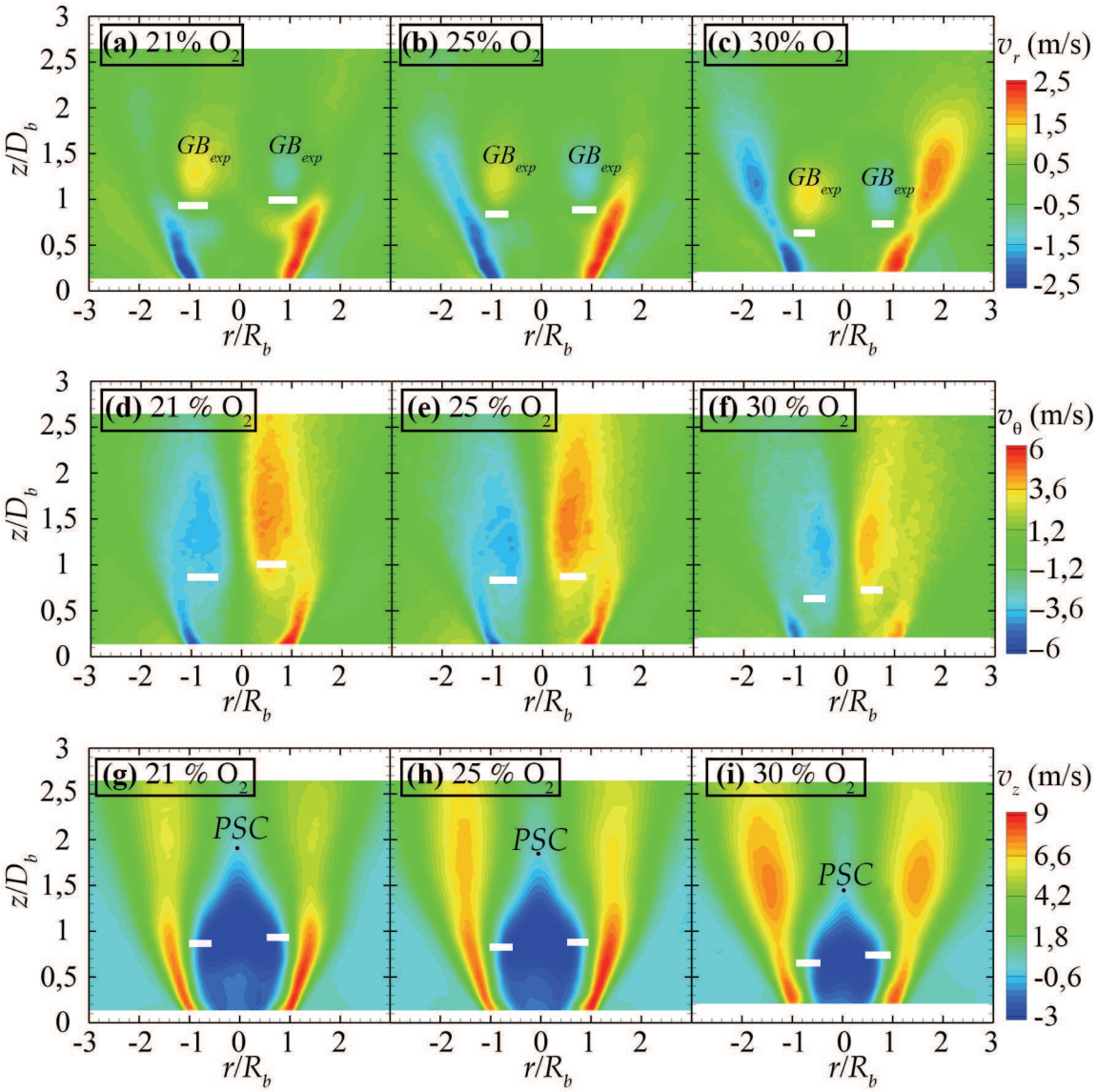


Figure 96 – Influence de l'enrichissement en oxygène sur le champ moyen de vitesse dans le plan longitudinal à l'écoulement en réactif pour le cas Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : vitesse radiale v_r (a) 21 % d'O_2; (b) 25 % d'O_2; (c) 30 % d'O_2; vitesse azimutale v_θ (d) 21 % d'O_2 ; (e) 25 % d'O_2; (f) 30 % d'O_2 ; et vitesse axiale v_z (g) 21 % d'O_2 ; (h) 25 % d'O_2; (i) 30 % d'O_2.

L'ensemble des figures 97, 98 et 99 rassemble respectivement les profils de v_r, v_θ et v_z extraits des champs moyens à différentes hauteurs dans l'écoulement.

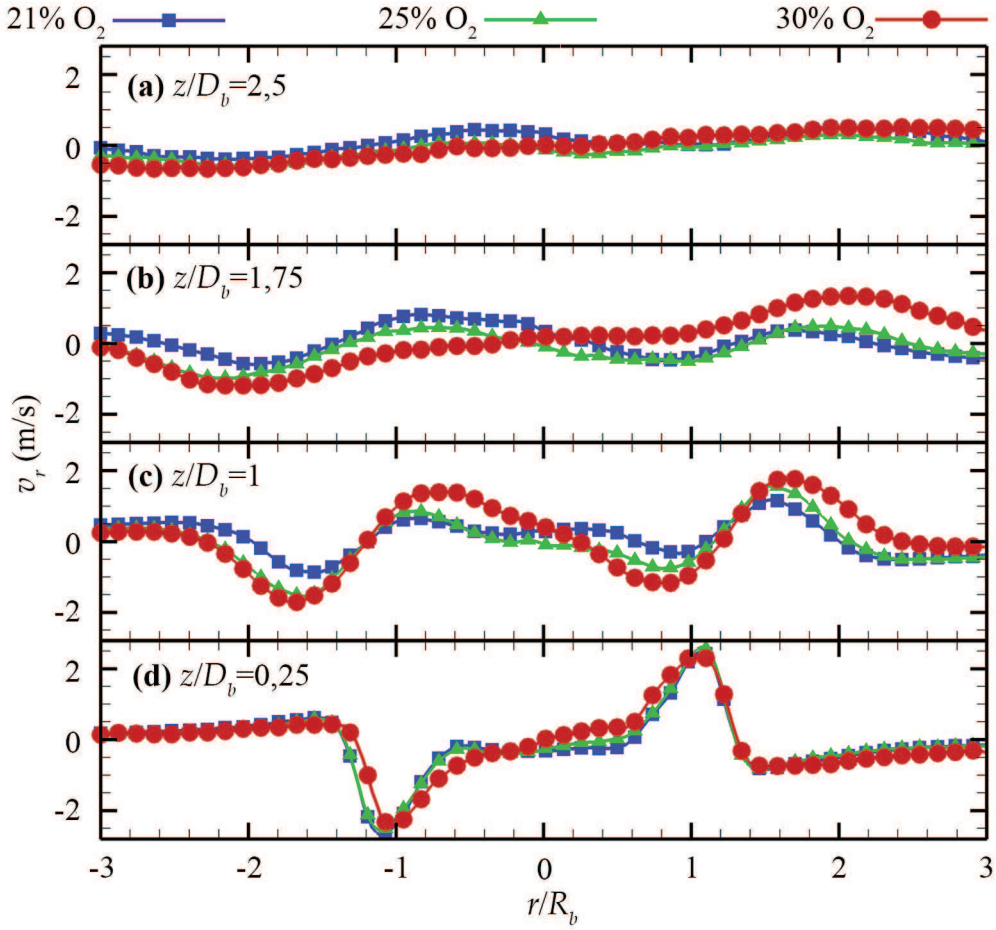


Figure 97 – Profils de la vitesse moyenne radiale v_r pour trois enrichissements en oxygène 21 %, 25 % et 30 % dans l'oxydant à différentes hauteurs pour le cas Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) z/D_b= 2,5; (b) z/D_b= 1,75; (c) z/D_b= 1; (d) z/D_b= 0,5.

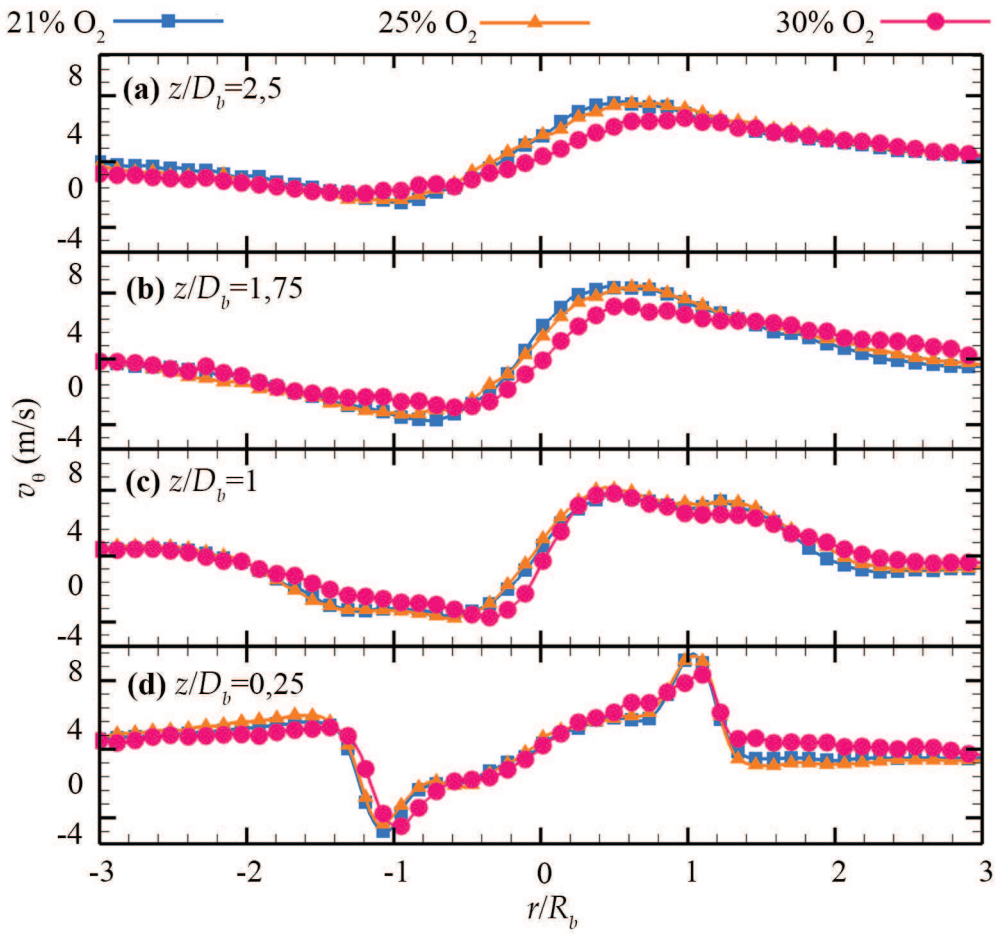


Figure 98 – Profils de la vitesse moyenne azimutale v_θ pour trois enrichissements en oxygène 21 %, 25 % et 30 % dans l'oxydant à différentes hauteurs pour le cas Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) z/D_b= 2,5; (b) z/D_b= 1,75; (c) z/D_b= 1; (d) z/D_b= 0,5.

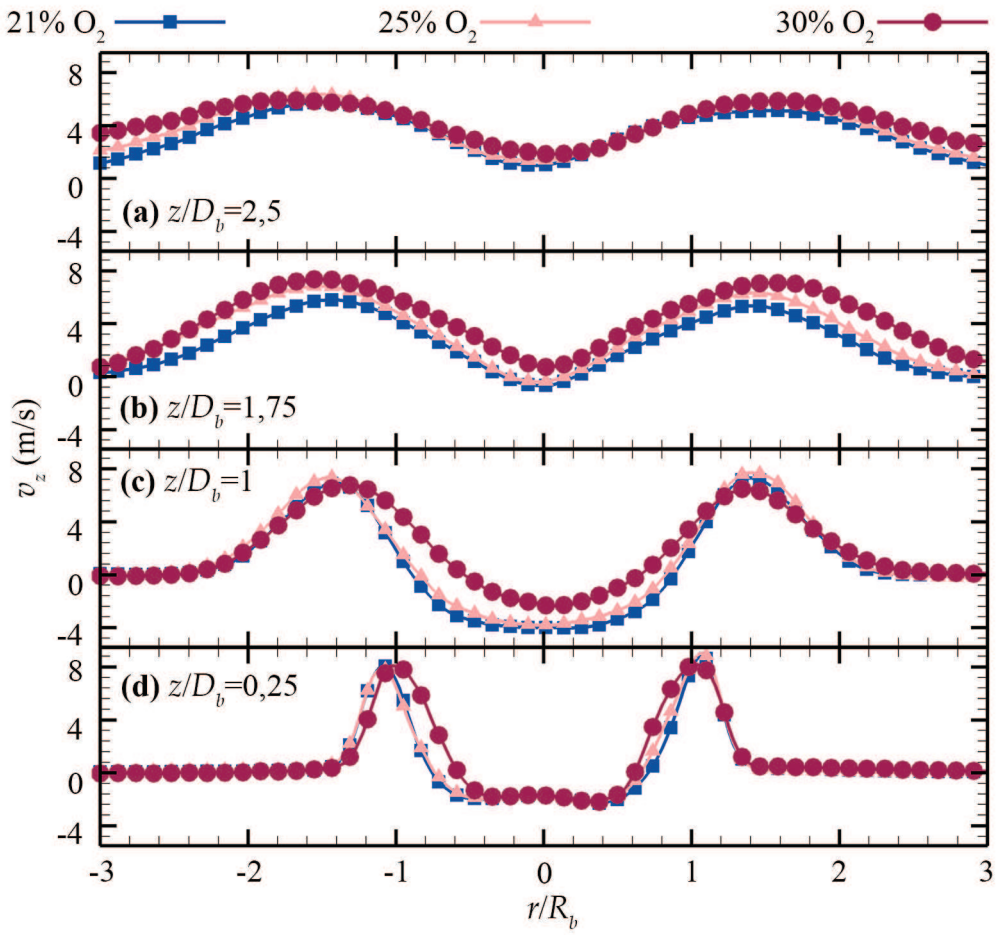


Figure 99 – Profils de la vitesse moyenne axiale v_z pour trois enrichissements en oxygène 21 %, 25 % et 30 % dans l'oxydant à différentes hauteurs pour le cas Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) z/D_b= 2,5; (b) z/D_b= 1,75; (c) z/D_b= 1; (d) z/D_b= 0,5.

Les champs de turbulence quantifiés par k sont présentés à l'ensemble des figures 100. Les profils de turbulence qui en sont extraits à différentes hauteurs sont présentés à l'ensemble des figures 101.

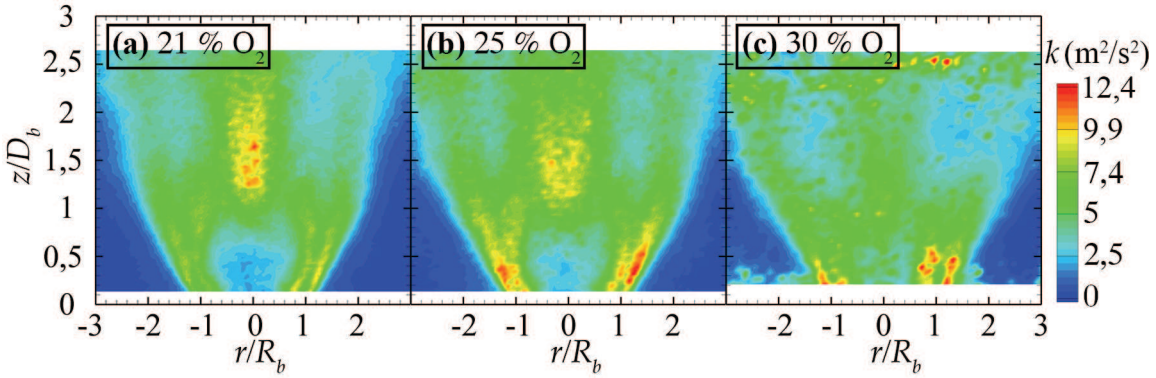


Figure 100 – Influence de l'enrichissement en oxygène sur les champs de k pour le cas Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) 21 % d'O_2; (b) 25 d'O_2; (c) 30 d'O_2.

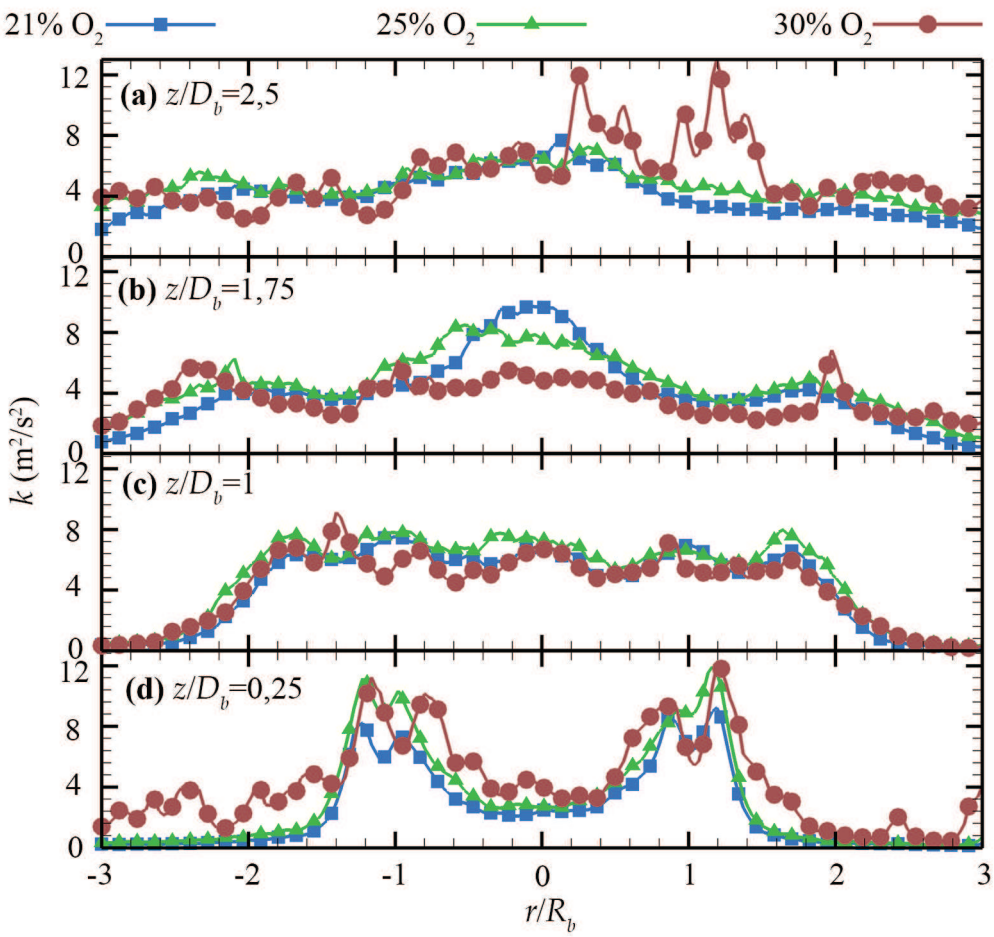


Figure 101 – Profils de k pour trois enrichissements en oxygène 21 %, 25 % et 30 % dans l'oxydant à différentes hauteurs pour le cas Φ=0,8, S_{ng}=1,4 : (a) z/D_b= 2,5; (b) z/D_b= 1,75; (c) z/D_b= 1; (d) z/D_b= 0,5.

Nous retrouvons dans l'ensemble des figures 101 la distribution bimodale de k à la sortie du brûleur comme décrit dans la section 6.1.3. Notons une atténuation de k pour z/D_b=1,75 au centre du jet lorsque l'enrichissement en oxygène augmente, ce qui est aussi clairement visible sur l'ensemble des figures 100. Des pics importants de fluctuations de k sont relevées pour z/D_b=2,5. Ils correspondent plutôt à des zones où les vecteurs vitesses ont été moins bien identifiés, car proche de la frontière de la nappe laser, ce qui a conduit à des valeurs de k localement irrégulières dans ces zones frontières.

6.2.5 Influence de la richesse globale à l'injection sur le champ moyen de vitesse

Nous comparons le champ dynamique en réactif lorsque la richesse globale à l'injection Φ évolue de 0,8 à 1. L'ensemble des figures 102 présente les champs dynamiques (v_r, v_θ, v_z) pour trois Φ 0,8, 0,9 et 1 à 25 % d'O_2 S_n=1,4 dans le plan longitudinal à l'écoulement.

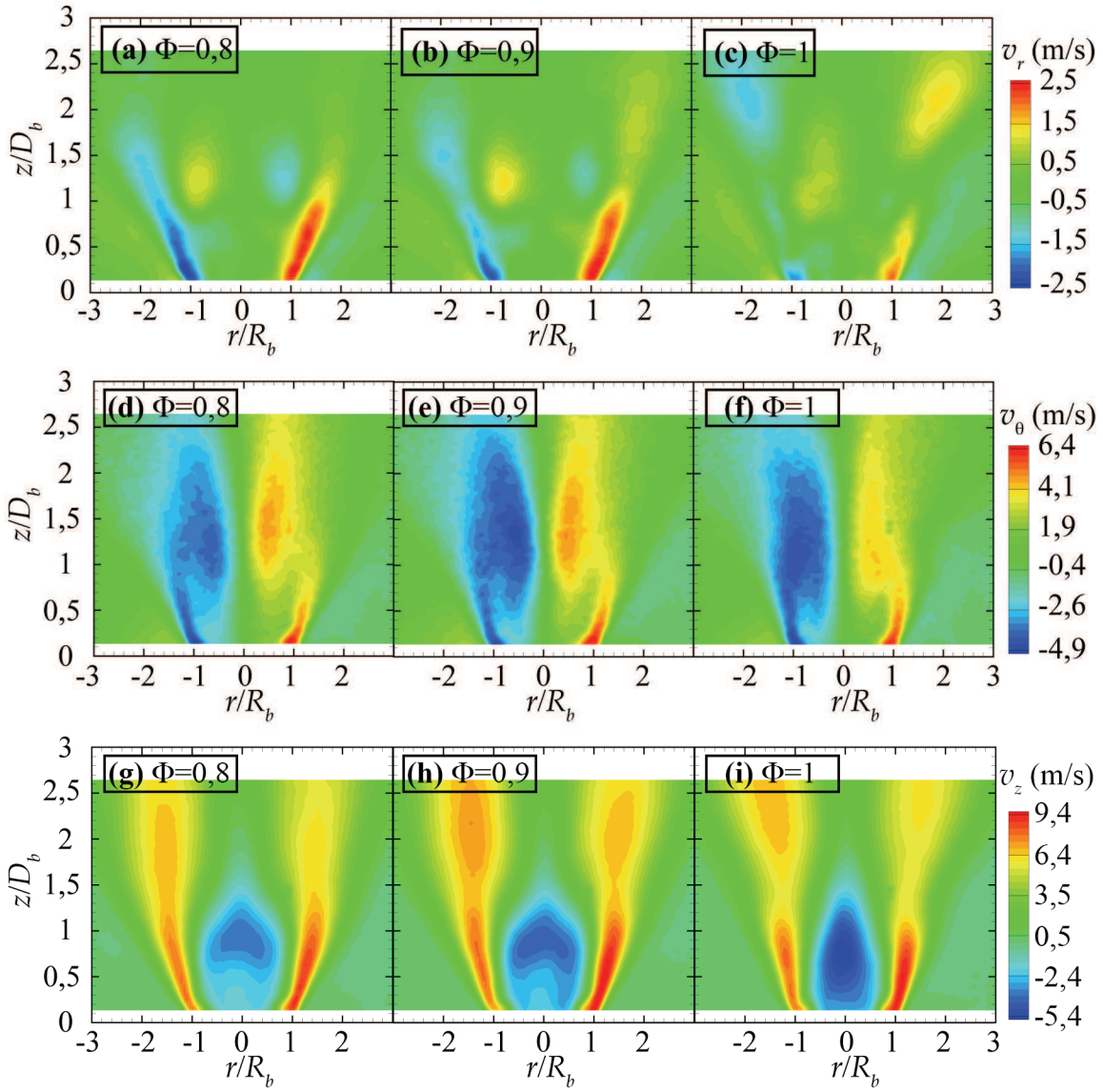


Figure 102 – Influence de la richesse globale à l'injection Φ sur le champ moyen de vitesse dans le plan longitudinal à l'écoulement en réactif pour le cas 25 % d'O_2 dans l'oxydant, S_{ng}=1,4 : vitesse radiale v_r (a) Φ=0,8 ; (b) Φ=0,9; (c) Φ=1; vitesse azimutale v_θ (d) Φ=0,8 ; (e) Φ=0,9; (f) Φ=1 ; et vitesse axiale v_z (g) Φ=0,8 ; (h) Φ=0,9; (i) Φ=1.

Tout d'abord, nous rappelons que, d'après les résultats sur la stabilité de la section 5.1.3, l'augmentation de Φ conduit à une déstabilisation de la flamme qui se traduit notamment par une augmentation de la hauteur d'accrochage H_{ac} et des fluctuations associées. Les figures 102 (a), (b) et (c) montrent que l'expansion radiale du jet en réactif diminue lorsque Φ augmente de 0,8 à 1 pour z/D_b inférieur ou égal à 1,5. Lorsque Φ=1, la flamme est stabilisée à z/D_b =1,5 d'après les résultats sur les hauteurs de lift de la section 5.1.3, ce qui explique l'expansion radiale constatée pour ces positions. Il semble que le paramètre Φ n'a que peu d'influence sur la composante azimutale de la vitesse comme nous pouvons l'observer aux figures 102 (d), (e) et (f).

Avec l'évolution de Φ, il apparaît une modification de la composante axiale de la vitesse et plus particulièrement dans la région de la *ZRC*. La vitesse axiale de recirculation augmente sensiblement lorsque Φ augmente comme en témoigne les profils extraits de cette zone présentés à la figure 105. Le pilotage de la *ZRC* se fait notamment via le gradient de pression axial qui, par conséquent, semble légèrement s'accentuer lorsque Φ augmente dans le sens d'une diminution plus importante de la pression lorsque z diminue. Dans le cas Φ=1, les profils de vitesse axiale dans la *ZRC* sont sensiblement différents de ceux des cas de richesse plus faible. Pour Φ=1, le défaut de vitesse central disparaît puisque le profil conserve son profil parabolique à mesure que z/D_b diminue. Nous le constatons clairement à la figure 105 (c). La forme géométrique de la *ZRC* est aussi modifiée lorsque la richesse globale évolue comme le montre les figures 102 (g), (h) et (i).

L'ensemble des figures 103, 104 et 105 rassemble respectivement les profils de v_r, v_θ et v_z extraits des champs moyens à différentes hauteurs dans l'écoulement.

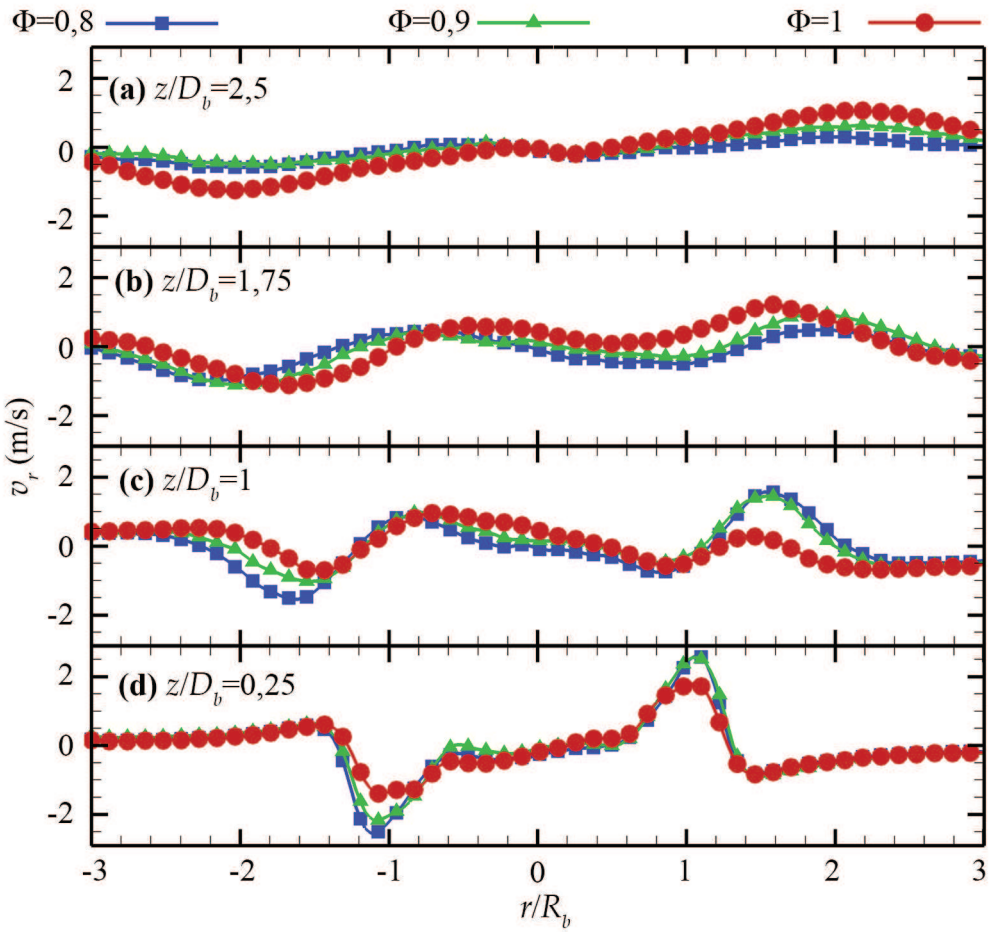


Figure 103 – Profils de la vitesse moyenne radiale v_r pour trois richesses globales à l'injection Φ 0,8, 0,9 et 1 à différentes hauteurs pour le cas 25 % d'O_2 dans l'oxydant, S_{ng}=1,4: (a) z/D_b= 2,5; (b) z/D_b= 1,75; (c) z/D_b= 1; (d) z/D_b= 0,5.

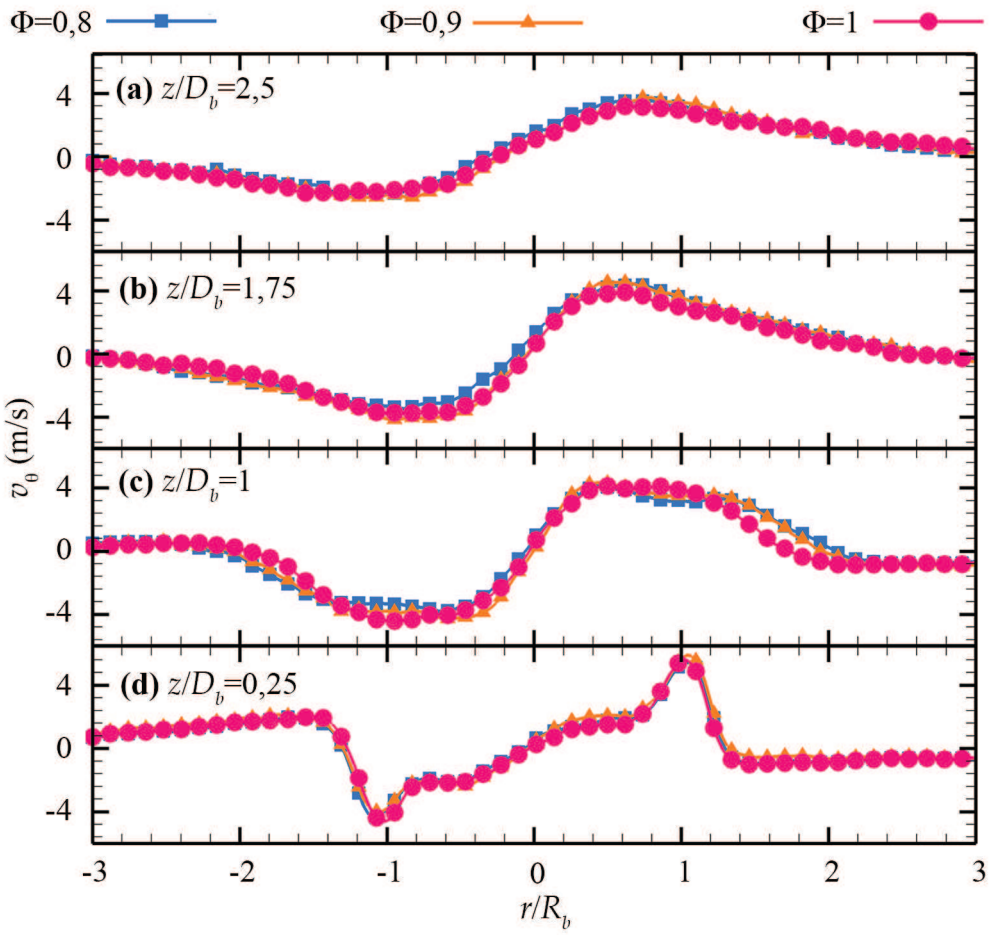


Figure 104 – Profils de la vitesse moyenne radiale v_θ pour trois richesses globales à l'injection Φ 0,8, 0,9 et 1 à différentes hauteurs pour le cas 25 % d'O_2 dans l'oxydant, S_{ng}=1,4: (a) z/D_b= 2,5; (b) z/D_b= 1,75; (c) z/D_b= 1; (d) z/D_b= 0,5.

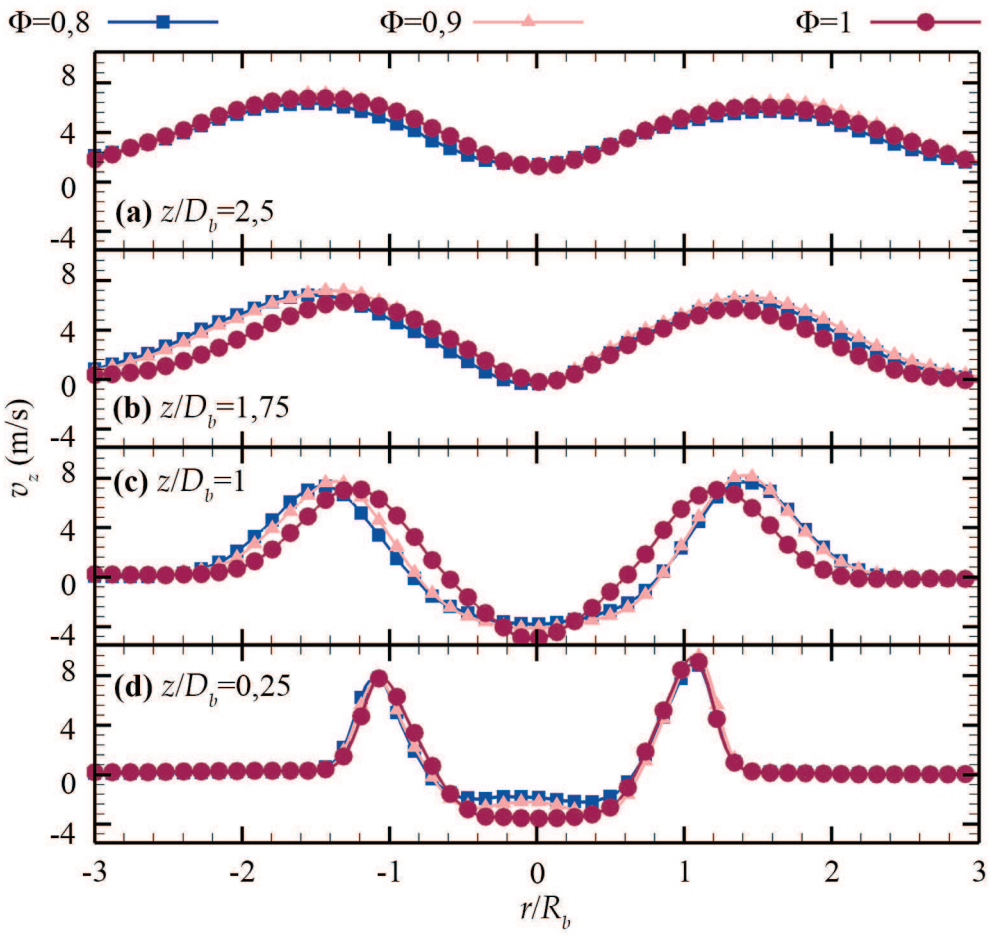


Figure 105 – Profils de la vitesse moyenne radiale v_z pour trois richesses globales Φ 0,8, 0,9 et 1 à différentes hauteurs pour le cas 25 % d'O_2 dans l'oxydant, S_{ng}=1,4: (a) z/D_b= 2,5; (b) z/D_b= 1,75; (c) z/D_b= 1; (d) z/D_b= 0,5.

Les champs de turbulence quantifiés par k sont présentés à l'ensemble des figures 106. Les profils de turbulence qui en sont extraits à différentes hauteurs sont présentés à l'ensemble des figures 107.

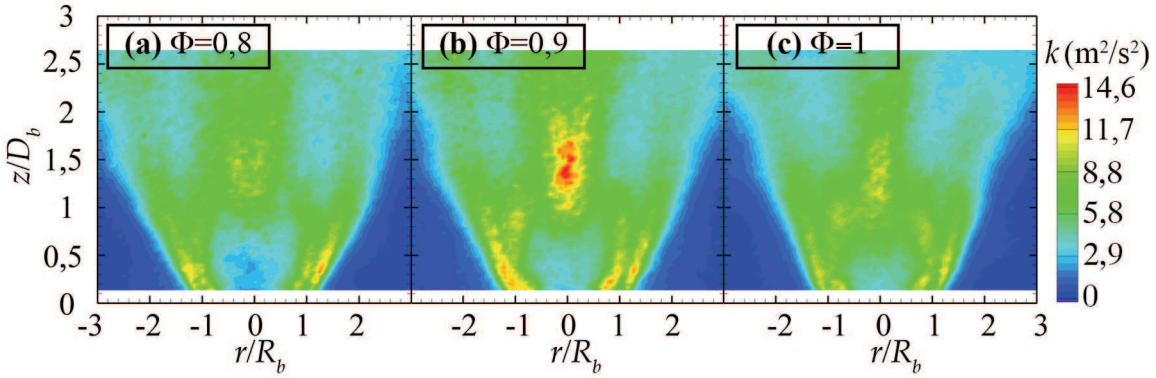


Figure 106 – Influence de la richesse globale Φ sur les champs de k pour le cas 25 % d'O_2 dans l'oxydant, S_{ng}=1,4 : (a) Φ=0,8; (b) Φ=0,9; (c) Φ=1.

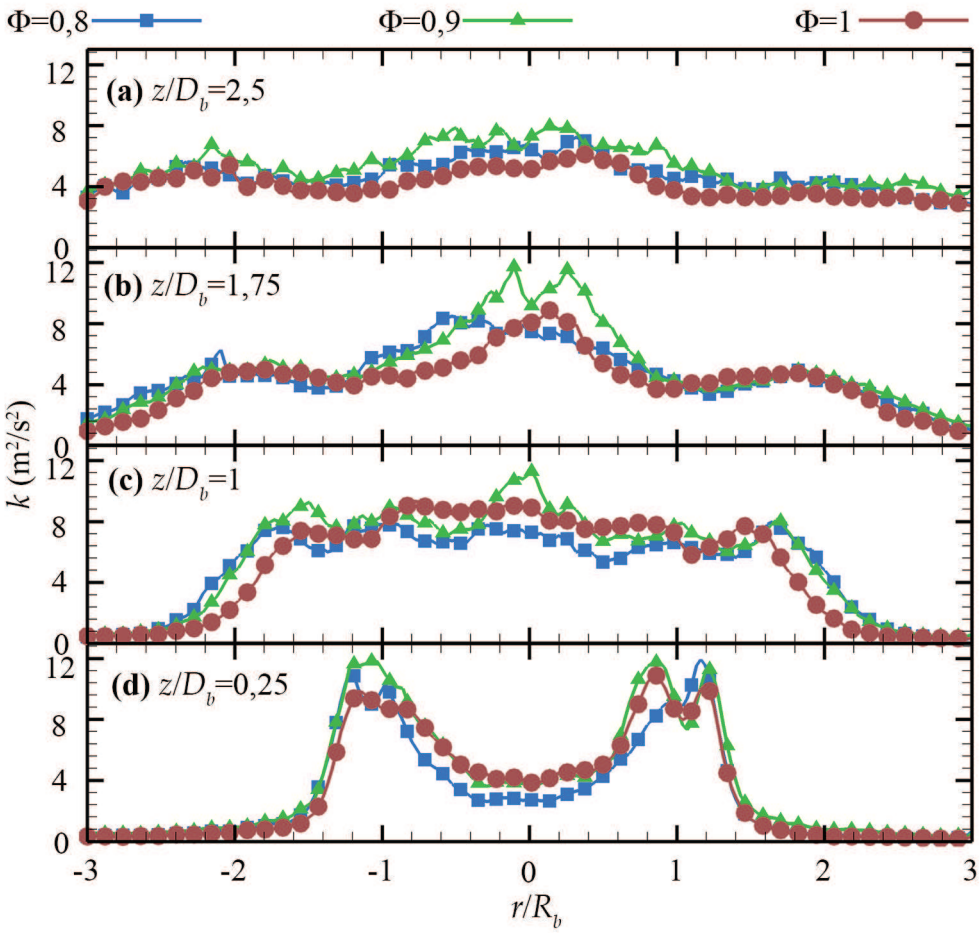


Figure 107 – Profils de k pour trois richesses globales Φ 0,8 ; 0,9 et 1 à différentes hauteurs pour le cas 25 % d'O_2, S_{ng}=1,4 : (a) z/D_b= 2,5; (b) z/D_b= 1,75; (c) z/D_b= 1; (d) z/D_b= 0,5.

6.2.6 Vers une identification des structures de l'écoulement swirlé en non réactif et en réactif

Nous souhaitons dans cette section appréhender l'écoulement swirlé par des structures géométriques simples qui soient applicables dans les cas non réactif et réactif. Cette simplification nous permet, par exemple, d'évaluer des temps de séjour caractéristiques. Puisque nous avons connaissance du champ de vitesse par les mesures *SPIV*, il reste à déterminer la trajectoire des lignes de courant dans l'espace.

Détermination des lignes de courant tridimensionnelles en non réactif et réactif

Tout d'abord, nous nous intéressons aux propriétés géométriques d'une structure hélicoïdale. Un point mobile décrit une trajectoire hélicoïdale lorsqu'il effectue une translation suivant z composée d'une rotation d'un certain angle θ. L'ensemble des trajectoires hélicoïdales vérifie en coordonnées cylindriques (r, θ, z) :

$$\begin{cases} r = \text{constante}_1 \\ z - \theta \frac{h}{2\pi} = \text{constante}_2 \end{cases} \tag{98}$$

où h désigne le pas de l'hélice.

Nous souhaitons vérifier si les lignes de courant de l'écoulement swirlé en non réactif et en réactif peuvent être décrites par une ou plusieurs structures hélicoïdales. Nous utilisons les champs moyens *SPIV* longitudinaux pour estimer l'angle θ_{ax} défini à l'équation (89). L'ensemble des figures 108 présente l'évolution de θ_{ax} dans le plan longitudinal en non réactif et en réactif.

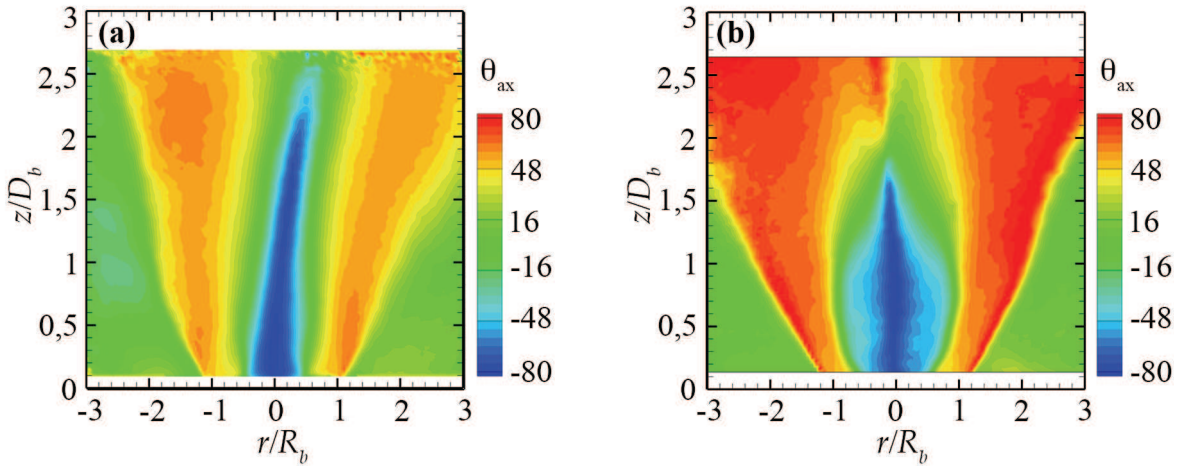


Figure 108 – Champs moyens de θ_{ax} dans le plan longitudinal pour le cas Φ=0,8, 21 % d'O_2 S_{ng}=1,4: (a) non réactif ;(b) réactif.

Les lignes de courant susceptibles de décrire le jet swirlé non réactif et réactif peuvent être vues comme des structures hélicoïdales mais avec une variété d'angles θ_{ax} qui se distribuent entre -80 et 80°. Dans le cas non réactif de la figure 108 (a), nous pouvons considérer des structures hélicoïdales dont le rayon est pratiquement indépendant de z pour r/R_b compris entre -1 et 1. Dans le cas réactif, les lignes de courant se redressent notamment dans le jet swirlé. θ_{ax} augmente jusqu'à atteindre 80 ° dans la majeure partie de la région du jet swirlé. La dépendance en z du rayon des structures hélicoïdales est davantage prononcée. Les tendances observées sur θ_{ax} sont en cohérence avec une diminution du nombre de swirl lors du passage en réactif ainsi que d'une diminution de celui-ci lorsque z/D_b augmente comme le montre l'ensemble de figures 90. Afin de tester la pertinence d'utiliser la forme hélicoïdale pour décrire certaines trajectoires dans un jet swirlé, nous utilisons les données de vitesse 3D obtenues par une technique de *PIV* volumique décrite dans l'annexe **C**. Nous n'avons à notre disposition qu'un seul cas expérimental en non réactif avec un débit à l'injection de 250 NL/min d'air. Les vitesses sont mesurées seulement à partir de z/D_b=1,3 du fait de contraintes liées au dispositif expérimental.

La figure 109 présente une vue 3D de l'écoulement réalisée à partir d'une coupe longitudinale et de trois coupes transverses à l'écoulement afin de rester dans l'esprit des coupes effectuées en stéréo-PIV.

Une comparaison est effectuée avec les mesures stéréo-PIV afin de témoigner de la cohérence des mesures. Elle repose sur les données issues du plan longitudinal y/R_b=0 et elle est présentée à l'ensemble des figures 110. Nous constatons un bon accord entre les deux techniques de mesures pour les vitesses axiales et azimutales.

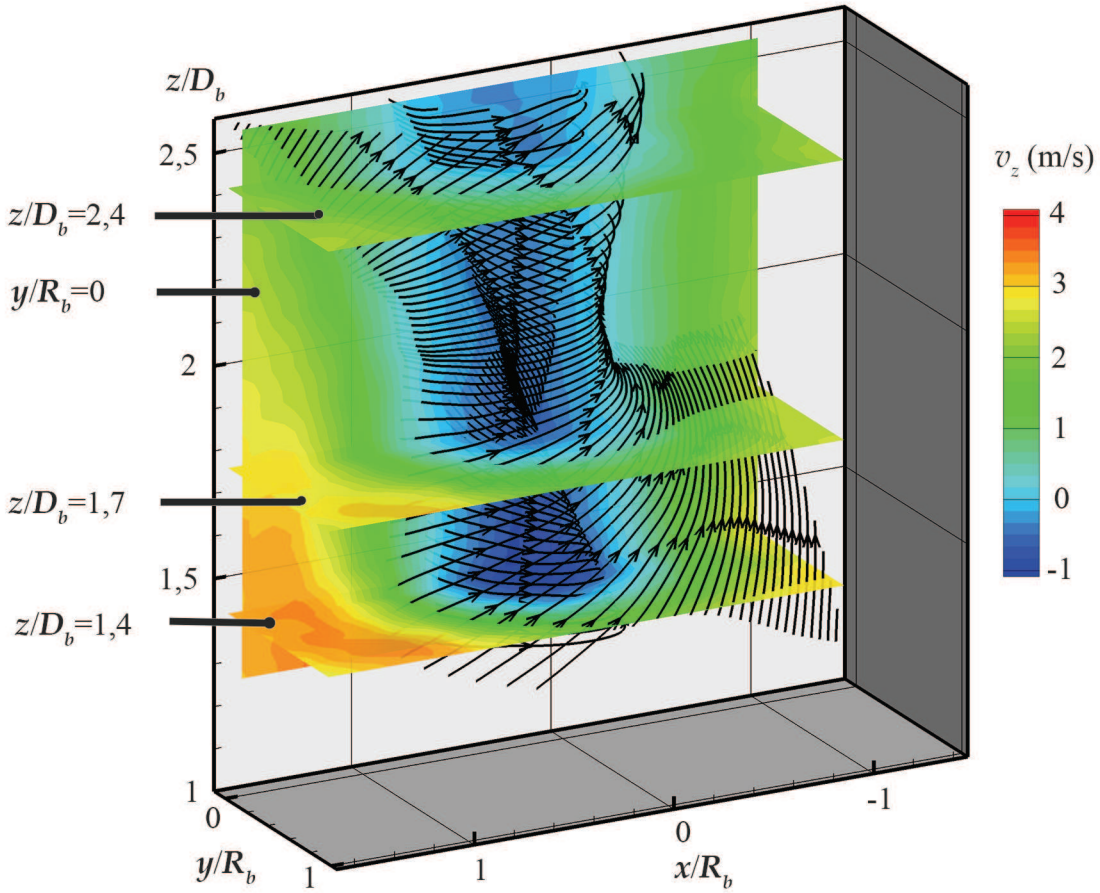


Figure 109 – Représentation des mesures volumiques de vitesse axiale (contours colorés) par trois plans transverses, z/D_b= 1,4 ; z/D_b =1,7 ; z/D_b =2,4 ; et un plan longitudinal y/R_b=0 pour le cas non réactif, débit d'air de 250 NL/min, S_{ng}=1,4. Les lignes de courant tridimensionnelles y sont représentées (flèches noires).

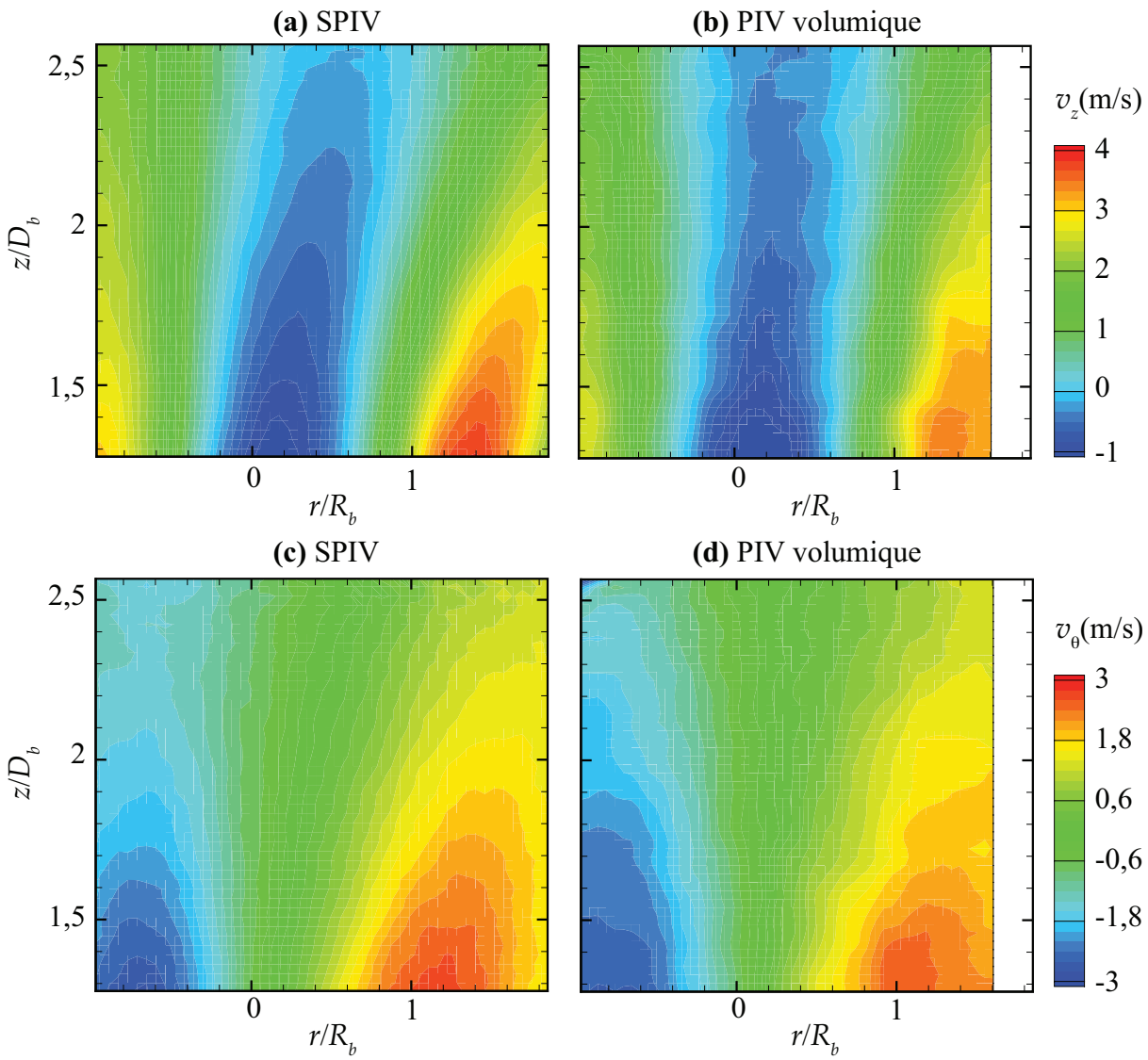


Figure 110 – Comparaison des champs moyens de vitesse obtenus par *SPIV* et *PIV* volumique dans le plan longitudinal pour le cas non réactif, débit d'air de 250 NL/min, S_{ng}=1,4 : (a) v_z par *SPIV*; (b) v_z par *PIV* volumique; (c) v_θ par *SPIV*; (d) v_θ par *PIV* volumique.

Nous souhaitons déterminer une structure hélicoïdale qui décrive les lignes de courant de l'écoulement présenté à la figure 109. Par conséquent, il nous faut déterminer le pas de l'hélice h et le rayon de l'hélice noté R. En anticipant sur le modèle de vorticité hélicoïdale présenté dans la section 6.2.8, nous utilisons la relation suivante sur les vitesses moyennes axiales et azimutales pour déterminer le pas h d'une certaine hélice susceptible de représenter la structure de l'écoulement :

$$v_z + \frac{r}{l} v_\theta = v_0 \,, \quad l = \frac{h}{2\pi} \tag{99}$$

Nous travaillons désormais avec l par commodité. Les vitesses v_θ et v_z sont extraites du plan longitudinal y/D_b=0 de la figure 109. Nous traçons $r.v_\theta$ en fonction de -v_z pour différentes hauteurs z/D_b afin d'observer si nous obtenons des droites et le cas échéant de quantifier les pentes qui correspondent alors à l comme l'illustre l'ensemble des figures 111.

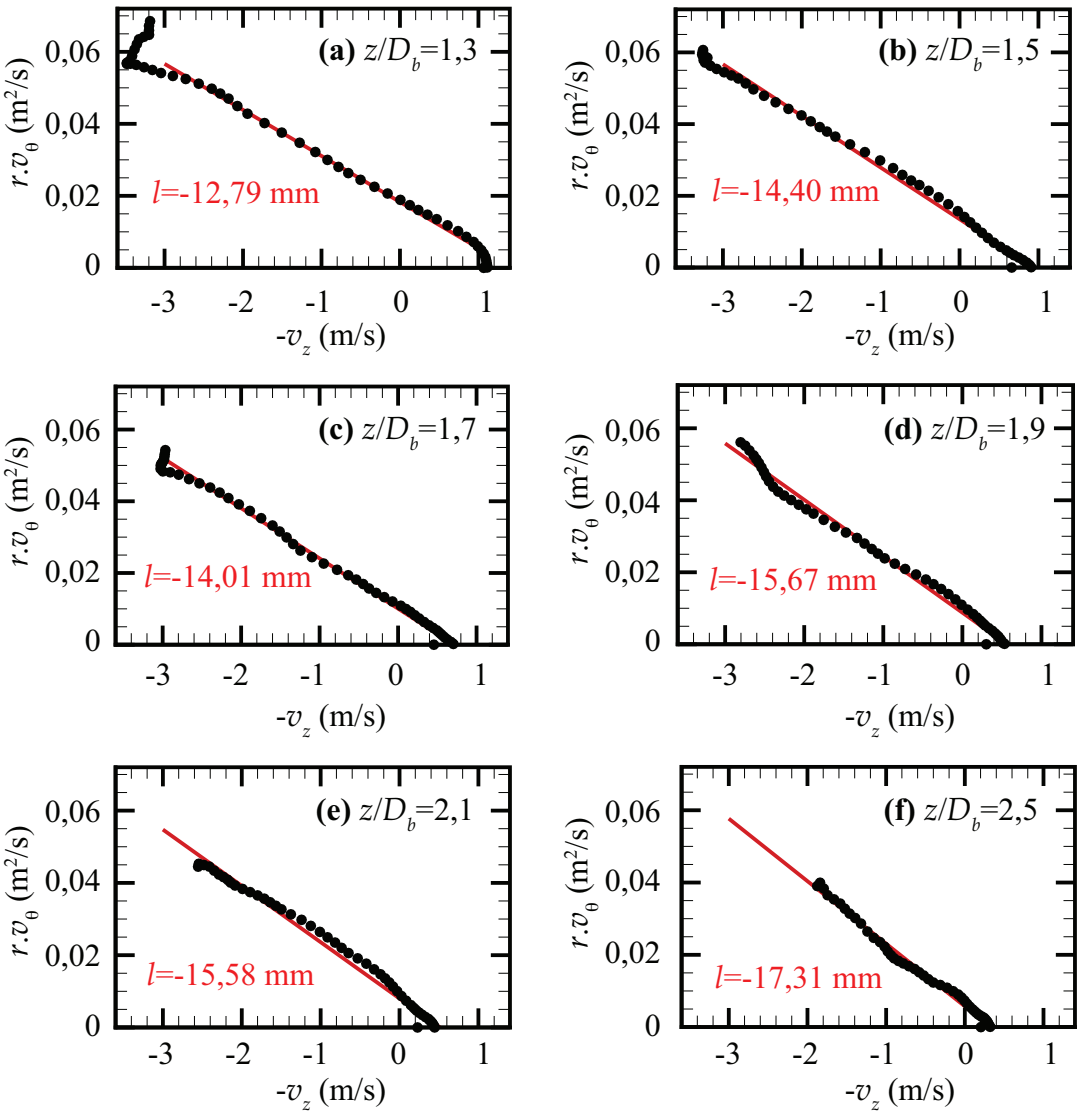


Figure 111 – Détermination du paramètre l par fit linéaire de $r.v_\theta$ en fonction de $-v_z$ à différentes hauteurs pour le cas 250 NL/min d'air, S_{ng}=1,4: (a) z/D_b=1,3; (b) z/D_b=1,5; (c) z/D_b=1,7; (d) z/D_b=1,9; (e) z/D_b=2,1; (f) z/D_b=2,5.

Le domaine du fit linéaire est limité en abscisse pour $-v_z$ qui varie de -3 à -1,1 m/s. Le coefficient de régression linéaire est supérieur à 0,99 pour l'ensemble des hauteurs considérées. Nous observons que l évolue avec z mais la figure 112 montre que l'accroissement de la longueur normalisée $-l/D_b$ est relativement faible.

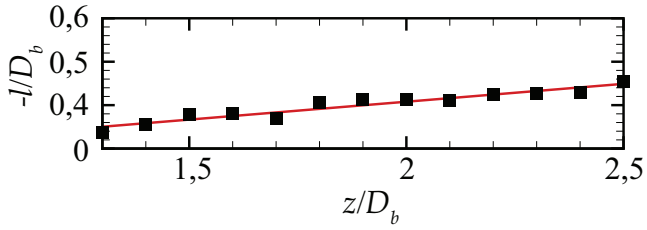


Figure 112 – Évolution de $-l/D_b$ en fonction de z/D_b.

Nous obtenons l'ajustement linéaire suivant (coefficient de corrélation supérieur à 0,95) :

$$\frac{l}{D_b} = A + B\frac{z}{D_b} \quad , \quad \frac{z}{D_b} = [1,3; 2,5] \tag{100}$$

où A=-2,432×10^{-1} et B=-8,236×10^{-2}.

Nous remarquons que, dans le domaine défini par z/D_b, l'accroissement de l en valeur absolue est physiquement cohérent avec une tendance à la diminution de l'effet swirl lorsque z augmente. Puisque cet accroissement est plutôt faible, nous considérons une valeur de l/D_b constante de -0,4 dans l'intervalle z/D_b=[1,3 ;2,5].

Nous définissons l'équation de la structure hélicoïdale paramétrée par le couple (R,t) ainsi :

Pour z/D_b appartenant à l'intervalle [1,3 ; 2,5] :

$$\begin{cases} \frac{z}{D_b} = \frac{l}{D_b}t + (\frac{z}{D_b})_{|\min} \\ \frac{x}{D_b} = \frac{R}{D_b}\cos(t) + X_c \\ \frac{y}{D_b} = \frac{R}{D_b}\sin(t) + Y_c \end{cases} \tag{101}$$

où $(z/D_b)_{\min}$=1,3 (qui correspond à z/D_b minimale de la figure 109 dans le plan y/R_b=0) et le couple de coordonnées (X_c,Y_c) permet de recentrer l'hélice sur l'axe de l'écoulement lorsque celui-ci n'est pas au centre du repère.

Il reste à définir la valeur de R. Nous rappelons que l'objectif est d'établir une représentation simplifiée des lignes de courant du jet swirlé présenté à la figure 109. Une structure en hélice à (l,R) constants coupe chaque plan transverse avec le même angle α. La relation simple entre les trois grandeurs est :

$$\tan\alpha = \frac{l}{R} \tag{102}$$

Par conséquent, déterminer R revient à déterminer α qui est à rechercher dans les valeurs de θ_{ax} pour un plan transverse donné. Nous choisissons par exemple le plan transverse à l'écoulement z/D_b=1,7. Nous considérons seulement le profil extrait de l'intersection des plans z/D_b=1,7 et y/R_b=0. Nous calculons l'angle α pour différents rayons de l'hélice évoluant de 0 à 1,6 R_b. Nous comparons cet angle α à θ_{ax} via la figure 113 qui illustre la convergence des deux angles pour R=0,87 R_b.

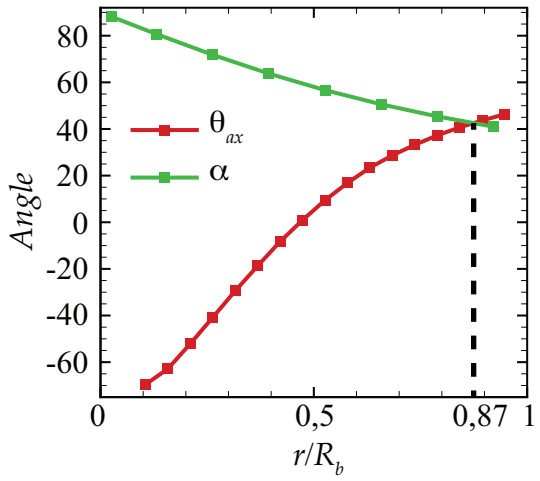


Figure 113 – Évolution des angles θ_{ax} et α en fonction de r/R_b : détermination du rayon de l'hélice.

La figure 114 superpose l'écoulement de la figure 109 avec trois hélices : une rouge, une bleue et une noire de paramètres respectifs (l=-0,4 D_b ; R=0,87 R_b), (l=-0,4 D_b ; R=0,5 R_b), (l=-0,4 D_b ; R=0,1 R_b). l est identique mais R diminue de l'hélice rouge à noire et donc α augmente en vertu de l'équation (102).

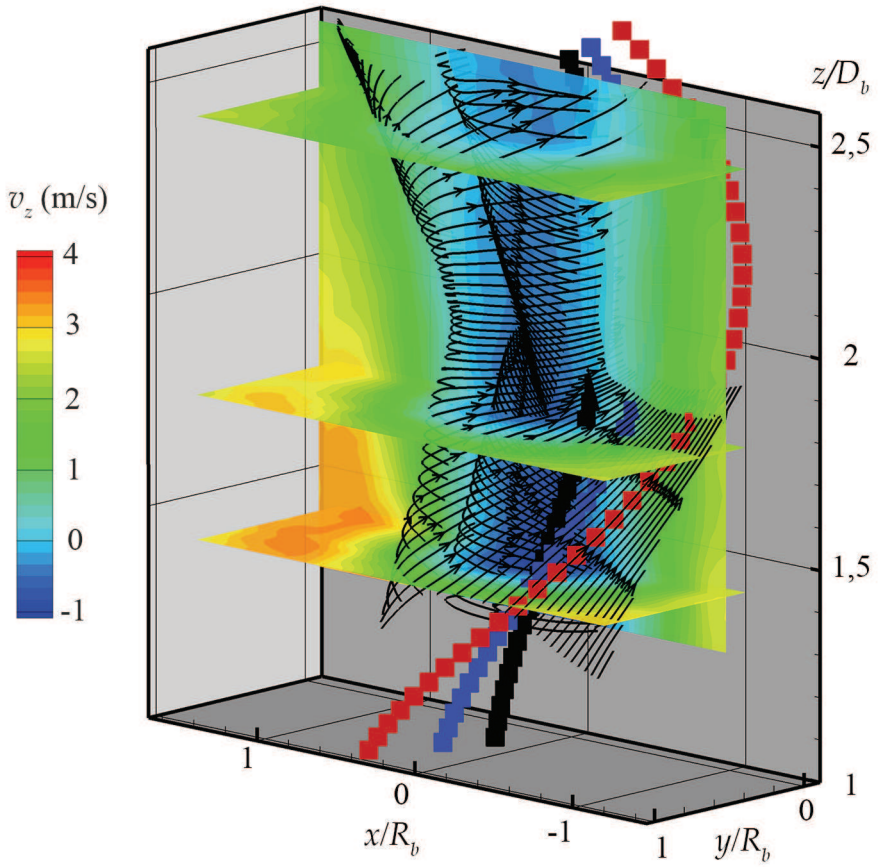


Figure 114 – Superposition, au cas non réactif débit d'air de 250 NL/min S_{ng}=1,4, de trois hélices de paramètre l=-0,4 D_b commun mais avec des rayons R différents : hélice rouge R=0,87 R_b ; hélice bleue R=0,5 R_b ; hélice noire R=0,1 R_b.

L'hélice rouge montre ainsi un bon accord avec les lignes de courant de l'écoulement. Nous considérons à partir de cet exemple que la structure hélicoïdale est une bonne candidate pour la description simplifiée de l'écoulement swirlé.

Remarque

D'après l'équation (99), lorsque la grandeur l est déterminée, il est possible de reconstruire le profil de la vitesse axiale à partir du profil de la vitesse azimutale. Nous nommons $v_{z,fit}$ le profil de vitesse axiale reconstruit pour l'écoulement de la figure 109 dans le plan y/R_b=0. L'ensemble des figures 115 montre qu'il y a un bon accord entre v_z et $v_{z,fit}$.

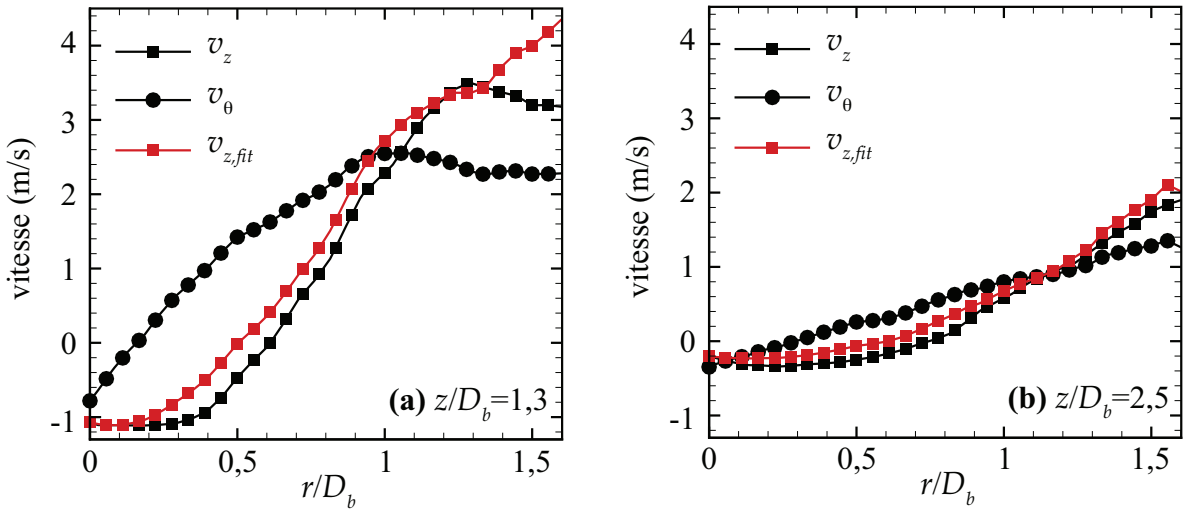


Figure 115 – Reconstruction du profil de vitesse axiale v_z à partir de v_θ pour deux hauteurs : (a) z/D_b=1,3; (b) z/D_b=2,5.

Cette remarque nous encourage à tester la relation (99) pour d'autres cas, notamment en réactif. Nous précisons que la relation (99) est issue du cadre théorique des écoulements à vorticité hélicoïdale [109, 110] avec un cœur tourbillonnaire à taille fini. Dans ce modèle, la vorticité se concentre dans des tubes qui se structurent en hélice. Dans la section 6.2.8, nous vérifions si ce modèle permet une description pertinente des écoulements swirlés de cette étude qui présentent des changements notables suivant z contrairement aux jets étudiés par Litvinov *et al*. [110]. Auparavant, nous souhaitons développer, dans la section 6.2.7, l'utilisation de la représentation de l'écoulement swirlé en lignes de courant pour déterminer des temps de séjour caractéristiques.

6.2.7 Détermination de temps de séjour caractéristiques à partir des lignes de courant simplifiées en structures hélicoïdales

Nous souhaitons ici déterminer des temps de séjour moyens qui correspondent à des temps de parcours d'hélices supposées représenter l'écoulement swirlé. Nous présentons les résultats pour les deux cas (non réactif et réactif) relatifs à l'ensemble des figures 108. Nous définissons la durée moyenne $\tau_{\theta_{ax}}(Z)$ nécessaire à l'écoulement swirlé pour atteindre un point d'altitude Z par :

$$\tau_{\theta_{\mathrm{ax}}}(Z) = \frac{\int_0^Z \frac{R(z)}{\cos(\theta_{ax})}\mathrm{d}z}{\int_0^Z v(z)\,\mathrm{d}z} \tag{103}$$

Pour calculer ce temps, nous avons besoin de connaître les évolutions du rayon *R(z)* et la norme de la vitesse v en fonction de z de chaque hélice et donc de chaque θ_{ax}. Ces évolutions sont représentées à l'ensemble des figures 116 et 117 respectivement en non réactif et en réactif pour un nombre restreint de θ_{ax}.

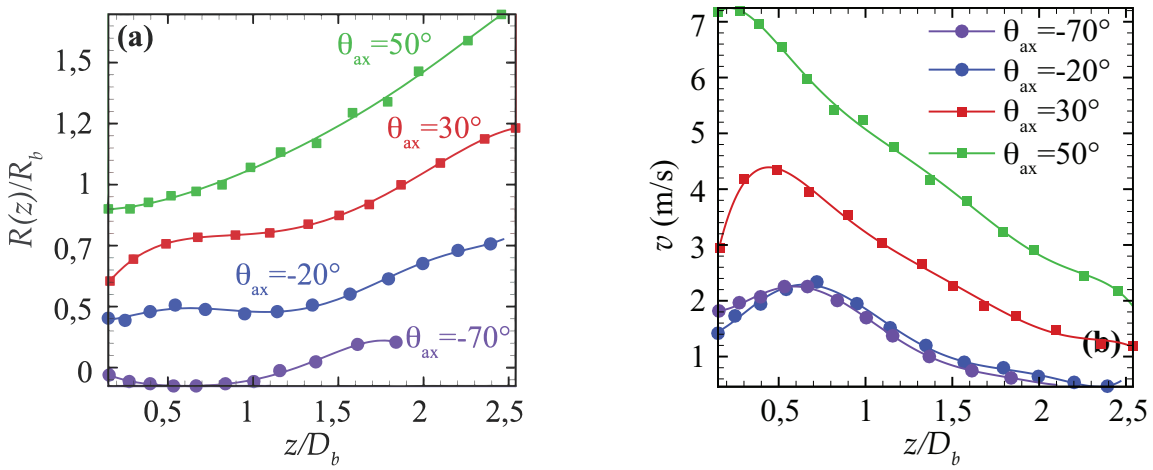


Figure 116 – Évolutions suivant z/D_b pour 4 angles θ_{ax} en non réactif cas Φ=0,8, 21 % d'O_2 S_{ng}=1,4 : (a) du rayon normalisé de l'hélice $R(z)/R_b$; (b) de la norme de la vitesse conditionnée par la valeur de θ_{ax}.

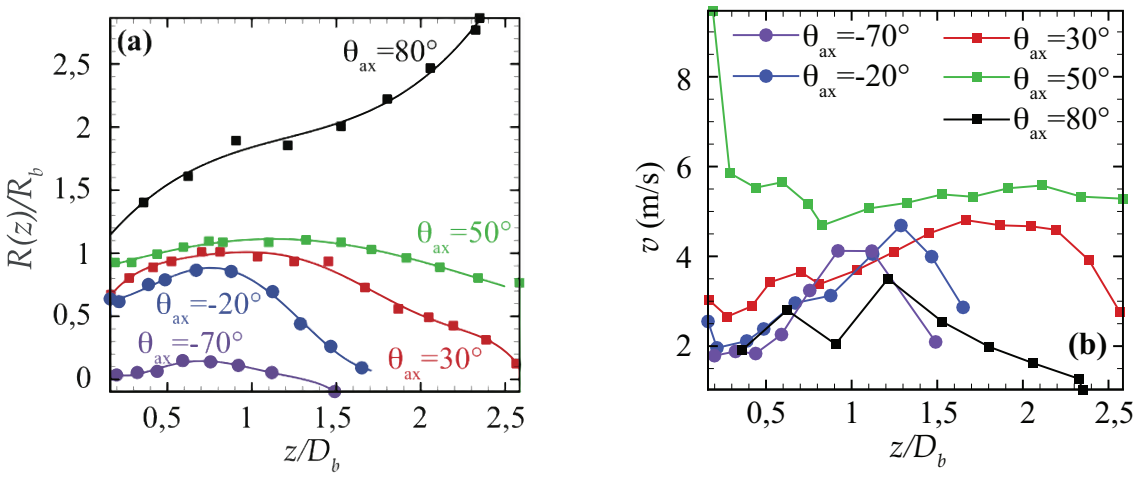


Figure 117 – Évolutions suivant z/D_b pour 5 angles θ_{ax} en réactif cas Φ=0,8, 21 % d'O_2 S_{ng}=1,4 : (a) du rayon normalisé de l'hélice $R(z)/R_b$; (b) de la norme de la vitesse conditionnée par la valeur de θ_{ax}.

Les évolutions présentées sont généralement bien ajustées par des polynômes d'ordre 5 ou 6 à l'exception des tendances de la norme de la vitesse en réactif. Le tableau rassemble les temps caractéristiques $\tau_{\theta_{ax}}(Z = 1{,}5)$ pour les deux cas non réactif et réactif suivant les différents angles.

Table 11 Temps caractéristiques moyens dans l'écoulement swirlé en non réactif et en réactif.

	$\tau_{\theta_{ax}}(Z = 1,5)$ Non réactif (ms)	$\tau_{\theta_{ax}}(Z = 1,5)$ Réactif (ms)
θ_{ax}=-70° (*ZRC*)	7,1	1,2
θ_{ax}=-20° (*ZRC*)	5,2	3,6
θ_{ax}=30° (*JS*)	2,4	2,4
θ_{ax}=50° (*JS*)	4,8	3,1
θ_{ax}=80° (au bord externe du *JS*)	-	61,2

En réactif, les espèces présentes au cœur de la *ZRC* passent très peu de temps dans cette zone comparativement à celles qui se trouvent dans le jet swirlé. En non réactif, la tendance inverse est observée. Le bord externe du jet swirlé présente un temps de résidence moyen nettement plus long car les vitesses y sont faibles. Pour caractériser davantage le jet, il faudrait établir des distributions de temps de séjour à partir des champs de θ_{ax} de l'ensemble des figures 108. De plus, dans l'hypothèse de pouvoir identifier des trajectoires hélicoïdales à partir des champs instantanés, il serait intéressant de pouvoir comparer les temps de séjour précédents à la moyenne des temps instantanés pour différentes hélices. La difficulté principale réside en l'identification de structures hélicoïdales cohérentes sur une longueur suivant z suffisamment grande au moins supérieure à un diamètre D_b.

Une autre application de la simplification des lignes de courant en structures hélicoïdales est reportée dans l'annexe **G**. Elle concerne une détermination de la décroissance du signal de LIF de l'acétone, traceur du méthane dans l'écoulement, suivant les lignes de courant et donc suivant la trajectoire d'une ou plusieurs hélices caractéristiques du jet.

6.2.8 Application du modèle d'écoulement à vorticité hélicoïdale

Nous présentons dans les grandes lignes le modèle de vorticité hélicoïdale développé dans le travail de Litvinov *et al*. [110]. Nous montrons ensuite les ajustements réalisés sur nos profils de vitesse dans le cadre de ce modèle.

Le modèle d'un écoulement à vorticité hélicoïdale est rappelé dans le manuscrit dans la section 2.1.3. Nous proposons ici de mentionner succinctement les équations de base qui le définissent. Nous nous plaçons en coordonnées cylindriques (r, θ, z). Le schéma de la figure 118 est rappelé ici :

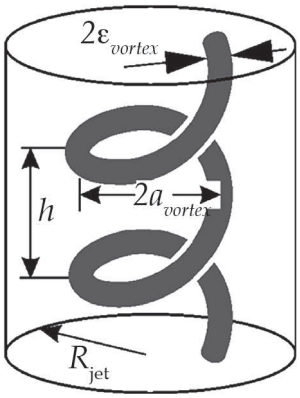


Figure 118 – Représentation typique d'un tube de vorticité hélicoïdal [109] : h pas de l'hélice, R_{jet} le rayon du jet, a_{vortex} le rayon du vortex, ε_{vortex} le rayon du tube de vorticité.

Le champ normalisé tangent aux lignes hélicoïdales, communément nommé champ de Beltrami, est défini par :

$$\underline{B} = B^2[\underline{e_z} + \frac{r}{l}\underline{e_\theta}] \tag{104}$$

où $B^2 = (1 + (\frac{r}{l})^2)^{-1}$

Il est alors possible de définir une base orthonormée ($\underline{e_r}$, $\underline{B}$, $\underline{\chi}$) avec $\underline{\chi}$ défini par :

$$\underline{\chi} = \underline{B} \times \underline{e_r} = B^2[\underline{e_\theta} - \frac{r}{l}\underline{e_z}] \tag{105}$$

La projection du vecteur vitesse (v_r, v_θ, v_z) dans cette nouvelle base donne :

$$\begin{cases} v_r \\ v_B = v_z + \frac{r}{l} v_\theta \\ v_\chi = v_\theta - \frac{r}{l} v_z \end{cases} \tag{106}$$

Dans l'hypothèse d'un écoulement stationnaire, parfait, en négligeant la pesanteur, l'équation d'Euler peut être réécrite à partir des nouvelles variables (r, $\chi = \theta - zl$). À partir de ces équations, nous pouvons définir une famille d'écoulement dite à vorticité hélicoïdale. L'hypothèse de base pour cette famille stipule que la composante du vecteur vitesse tangente aux lignes hélicoïdales est constante ($v_B = v_0 \equiv const$). En outre, il existe une fonction courant Ψ telle que v_r et v_χ dérivent de cette fonction :

$$v_r = \frac{1}{r}\frac{\partial \Psi}{\partial \chi}\,,\ v_\chi = -\frac{\partial \Psi}{\partial r} \tag{107}$$

Il existe alors une relation linéaire entre v_θ et v_z comme le montre l'équation 99 et rappelée dans cette section par commodité :

$$v_z + \frac{r}{l} v_\theta = v_0\,,\ \ l = \frac{h}{2\pi} \tag{108}$$

Considérons le champ de vorticité pour cette famille d'écoulement. Prenons le rotationnel de l'équation d'Euler dans la base ($\underline{e_r}$, $\underline{B}$, $\underline{\chi}$), et avec l'hypothèse ($v_B = v_0 \equiv const$), il vient les relations suivantes pour les composantes de la vorticité :

$$\omega_r = 0\,,\ \ \frac{\omega_\theta}{\omega z} = \frac{r}{l} \tag{109}$$

D'après l'équation précédente, le champ de vorticité est partout tangent aux lignes hélicoïdales d'où le nom de cette famille d'écoulement dite à vorticité hélicoïdale.

Application aux écoulements swirlés de l'étude

Nous avons justifié l'appellation d'écoulement à vorticité hélicoïdale. Nous souhaitons maintenant l'utiliser pour représenter l'écoulement swirlé en non réactif et réactif. Il est nécessaire d'identifier au préalable un ensemble de profils de vitesse représentatif de l'écoulement. Nous considérons le cas non réactif (en réactif, la procédure pour déterminer un ensemble de profils représentatifs de l'écoulement est identique). Les plans transverses de mesure des vitesses sont intéressants puisqu'ils renseignent sur la propriété d'axisymétrie du jet. Les figures 119 de (a) à (c) présentent, respectivement, les champs moyens de vitesse radiale v_r, azimutale v_θ et axiale v_z dans le plan transverse à z/D_b=0,3 en non réactif pour le cas S_{ng}=1,4 à 21 % d'O_2. Les figures 119 de (d) à (f) représentent respectivement les profils radiaux moyennés angulairement associés aux champs moyens des figures 119 de (a) à (c). En guise d'exemples, trois cercles d'extraction (ainsi que les points d'extraction associés) qui correspondent à trois rayons d'extraction sont représentés sur les figures 119 de (a) à (c). La moyenne et l'écart-type calculés à partir des points d'extraction pour un rayon donné permettent de déterminer un point du profil radial et les fluctuations associées. Par itération sur les rayons d'extraction, nous construisons les profils radiaux moyennés angulairement et les fluctuations associées pour chaque composante de la vitesse.

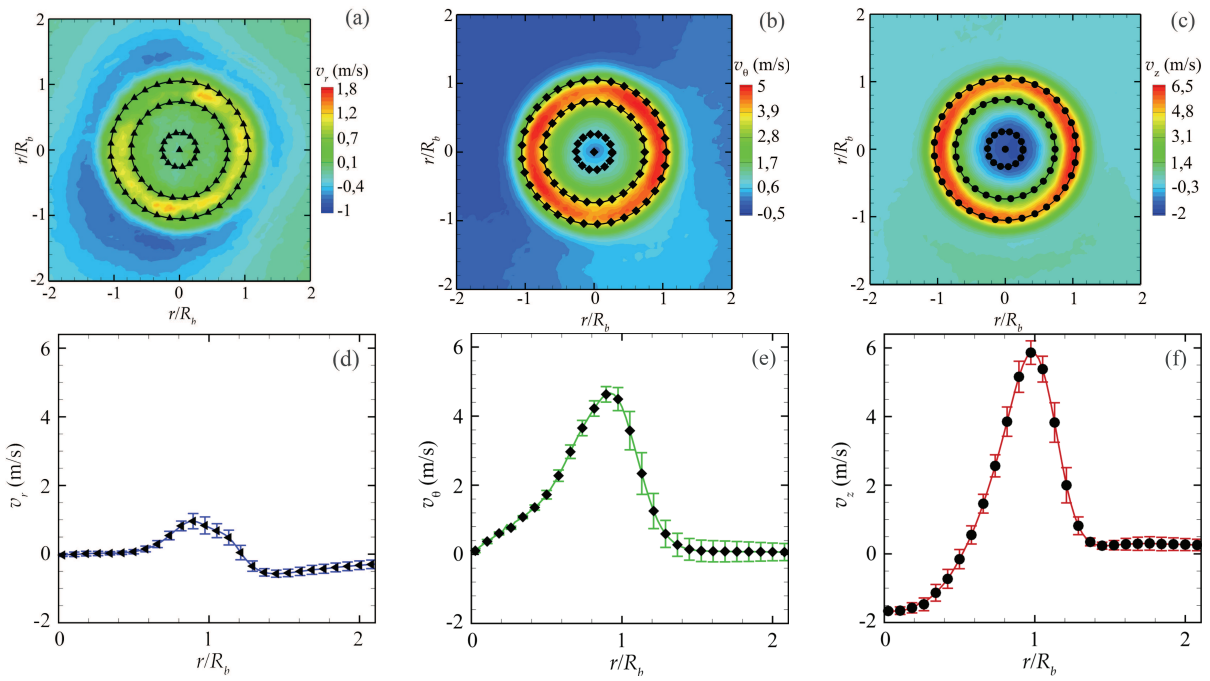


Figure 119 – Champs moyens de vitesse dans le plan transverse à z/D_b=0,3 en non réactif pour le cas S_{ng}=1,4 à 21 % d'O_2 : (a) vitesse radiale v_r; (b) vitesse azimutale v_θ; (c) vitesse axiale v_z. Profils radiaux de vitesse moyennée angulairement associés aux champs moyens précédents : (d) vitesse radiale v_r; vitesse azimutale v_θ; (c) vitesse axiale v_z.

Les profils radiaux sont considérés comme des représentations synthétiques des champs moyens transverses. Il est alors intéressant de déterminer quels sont les modèles d'écoulement tournant qui décrivent précisément ces profils de vitesse. Nous négligeons la composante de la vitesse radiale par rapport aux autres composantes. Dans l'hypothèse de vorticité hélicoïdale, il vient, en plus de l'équation 108, les relations suivantes :

$$v_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r}\Phi(r) \tag{110}$$

$$\Phi(r) = \frac{2\pi}{\Gamma}\int_0^r \omega_z(r')r'\mathrm{d}r' \tag{111}$$

où Φ (r) est une fonction radiale de la vorticité axiale w_z et Γ désigne la circulation calculée à partir du maximum de vitesse azimutale comme l'indique l'équation 112:

$$\Gamma = 2\pi\, v_{\theta,\max}\, r_{v_\theta = v_{\theta,max}} \tag{112}$$

Par conséquent, déterminer un profil de vitesse azimutale revient à déterminer une distribution radiale de vorticité axiale. Le profil de vitesse axiale est alors déduit de l'équation 108. Dans un premier temps, nous proposons de comparer le profil radial de vitesse azimutale expérimental de la figure 119 (e) à trois modèles qui reposent sur des distributions de vorticité axiale différentes comme l'illustre le tableau 12.

Table 12 Expressions de la distribution radiale de la vorticité axiale w_z pour les modèles de Rankine, Scully et Lamb [187, 188].

	Rankine	Scully	Lamb
w_z	$\begin{cases} 1, & r < \epsilon_{\text{vortex}} \\ 0, & r \geq \epsilon_{\text{vortex}} \end{cases}$	$\left(1 + \frac{r^2}{\epsilon_{\text{vortex}}^2}\right)^{-2}$	$\exp\left(-\frac{r^2}{\epsilon_{\text{vortex}}^2}\right)$

La figure 120 illustre cette comparaison. Nous constatons que l'évolution du profil de vitesse azimutale est bien reproduite pour la partie ascendante. Toutefois, le maximum n'est correctement estimé que pour le modèle de Rankine seulement. La partie descendante du profil expérimental n'est pas en accord avec les modèles proposés. La circulation calculée est de 0,51 $m^2.s^{-1}$ et le rayon du vortex ε_{vortex} est ajusté pour minimiser l'écart résiduel entre les points expérimentaux et chacun des modèles au sens des moindres carrés. Nous proposons alors de ne pas faire d'hypothèse sur le profil de vitesse azimutale ce qui revient à ne pas présumer d'une distribution de vorticité axiale dans l'objectif d'améliorer la description du profil.

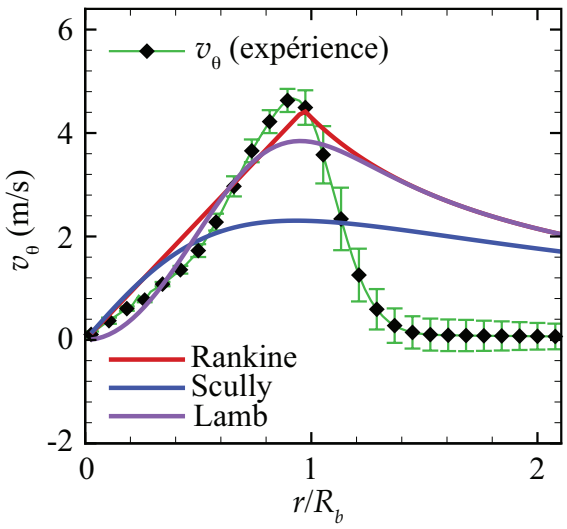


Figure 120 – Comparaison du profil radial de vitesse azimutale moyennée angulairement à trois modèles de distribution de vorticité axiale : Rankine, Scully et Lamb. Cas z/D_b=0,3 en non réactif pour le cas S_{ng}=1,4 à 21 % d'O_2.

La démarche se résume à déterminer le paramètre l, qui intervient dans la relation linéaire de l'équation 108, à partir des profils radiaux expérimentaux des vitesses azimutales et axiales. Le tracé du produit $r.v_\theta$ en fonction de $-v_z$ fait apparaître un ensemble de points qui peut être modélisé par une droite. La pente de la droite correspond directement au paramètre l relié au pas de l'hélice h comme l'indique l'équation 108. La figure 121 (a) illustre la détermination du paramètre l à partir des profils expérimentaux pour le cas S_{ng}=1,4 à 21 % d'O_2.

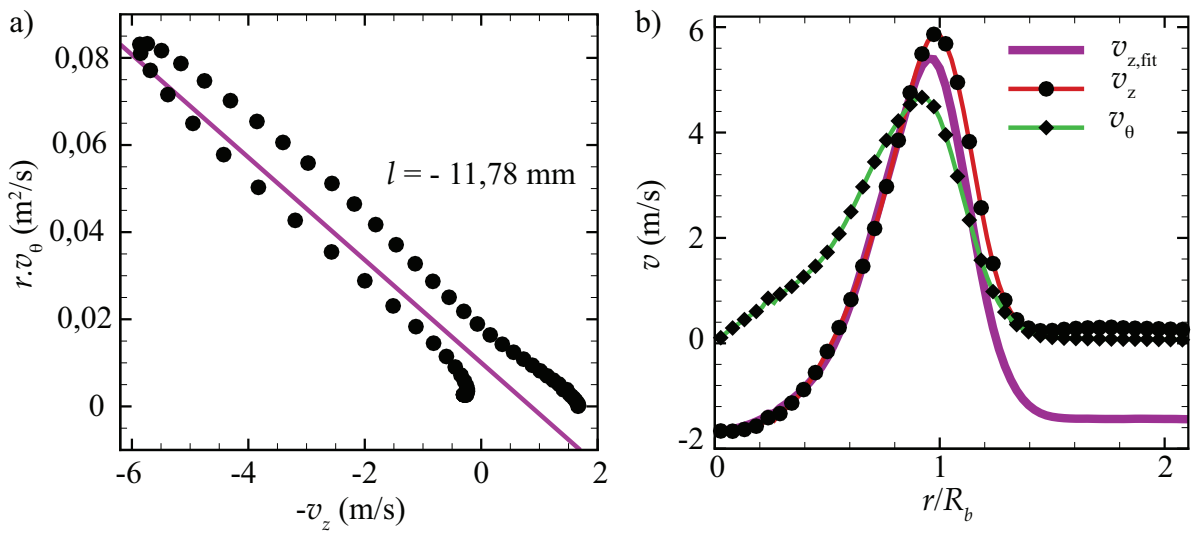


Figure 121 – (a) Détermination du paramètre l à partir des profils radiaux expérimentaux de v_θ et v_z; (b) Reconstruction du profil radial de vitesse axiale $v_{z,fit}$ à partir de l et du profil expérimental de v_θ. Cas z/D_b=0,3 en non réactif pour le cas S_{ng}=1,4 à 21 % d'O_2.

Une fois le paramètre l déterminé, nous pouvons reconstruire le profil radial de vitesse axiale, noté $v_{z,fit}$, à partir du profil expérimental de la vitesse azimutale. La qualité du profil de vitesse axiale reconstruit est montrée à la figure 121 (b). Toutefois, cette détermination du pas de l'hélice n'est valable que pour z/D_b=0,3. Il faut maintenant analyser l'évolution de l suivant z. Par ailleurs, il s'avère que nous ayons besoin de combiner des vortex afin de décrire finement l'écoulement ce qui revient à déterminer plusieurs paramètres l associés à différentes hélices. La figure 122 (a) résulte d'un ajustement linéaire des profils de vitesse d'un cas non réactif à 243 NL/min d'air suivant l'équation 108 afin de déterminer les paramètres l et d'ajuster leur évolution suivant z. L'évolution des pas des hélices suivant z est modélisée par des tendances linéaires comme le montre la figure 122 (b).

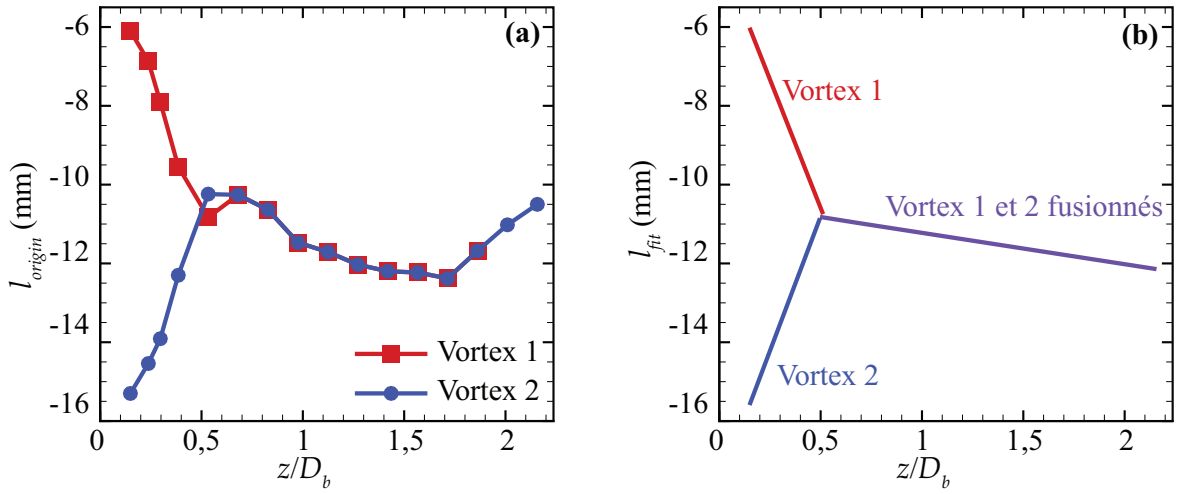


Figure 122 – Évolutions des l en fonction de z/D_b : (a) détermination des l à partir des mesures de stéréo-PIV ; (b) modélisation linéaire de l'évolution des l en fonction de z. Cas non réactif pour le cas S_{ng}=1,4 à 21 % d'O_2.

L'ensemble de figures 123 représente la reconstruction des vitesses axiales à partir des mesures des vitesses azimutales en utilisant les paramètres l mesurés et les paramètres l modélisés et ce pour trois hauteurs z différentes.

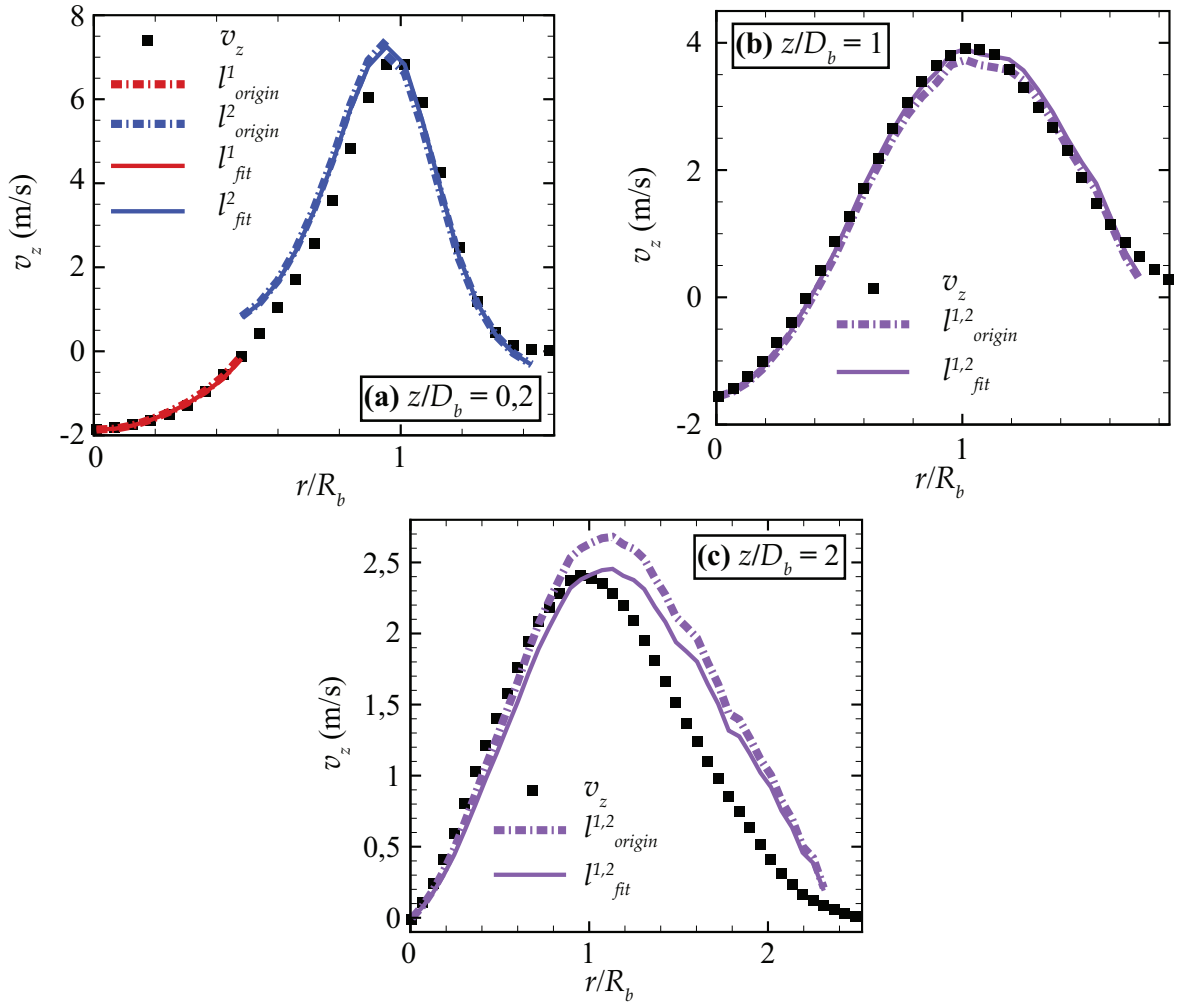


Figure 123 – Profils reconstruits de vitesse axiale à partir de la détermination des l : (a) z/D_b=0,2; (b) z/D_b=1; (c) z/D_b=2.

Une fois que les paramètres l pour chaque hélice sont déterminés, nous pouvons déterminer par exemple la circulation Γ associée à chacun des deux vortex comme le montre la figure 124.

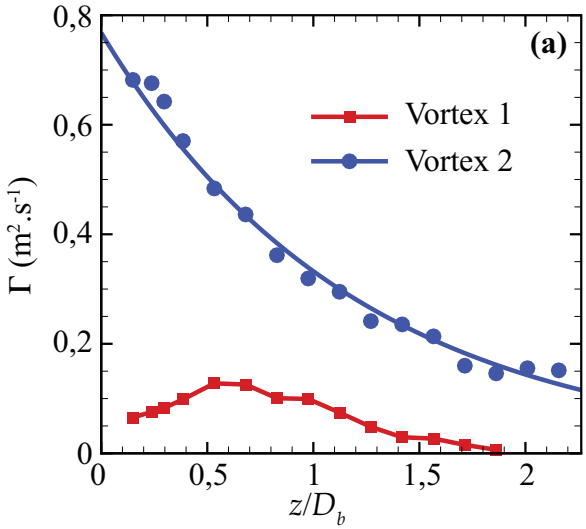


Figure 124 – Décroissance de la circulation des deux vortex suivant *z* déterminés en non réactif.

En réactif, le cas considéré est le cas Φ=0,8, 21 % d'O_2, S_{ng}=1,4. La figure 125 présente les profils moyens de vitesse axiale (courbes rouges) et azimutale (courbes vertes) pour différentes hauteurs comprises 0,3 D_b et D_b.

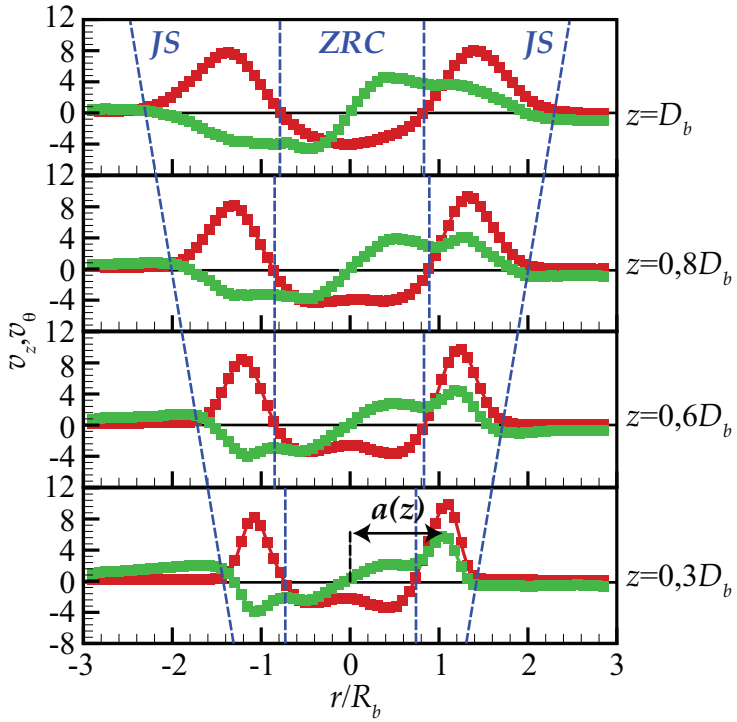


Figure 125 – Extraction des profils radiaux de vitesse azimutale et axiale dans le cas Φ=0,8, 21 % d'O_2, S_{ng}=1,4 à différentes hauteurs *z*=0,3 D_b à *z*=D_b : courbes rouges pour la vitesse axiale ; courbes vertes pour la vitesse azimutale.

Nous pouvons déterminer les paramètres *l* et leur évolution suivant *z* comme le montre les figures 126 et 127 pour z/D_b=0,6 :

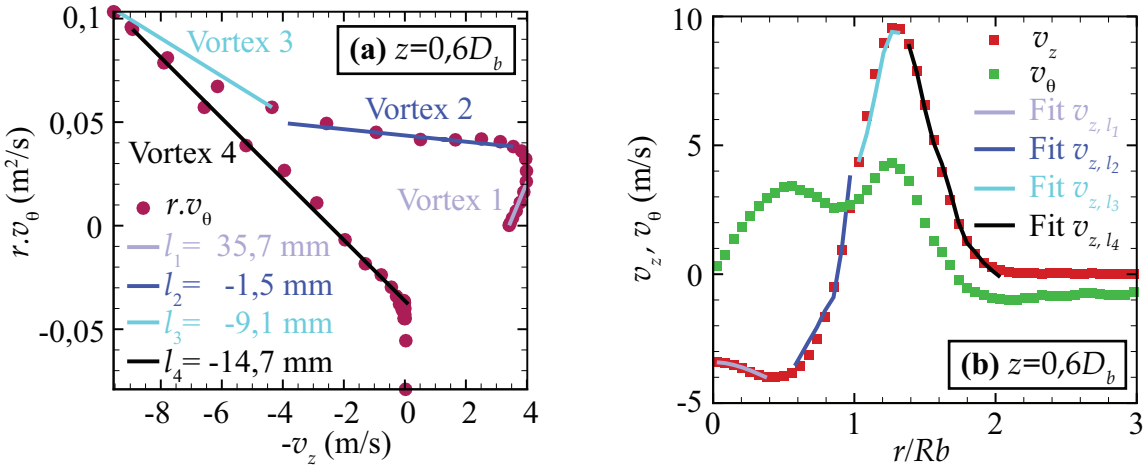


Figure 126 – (a) Détermination des paramètres *l* à partir des profils radiaux expérimentaux de v_θ et v_z; (b) Reconstruction du profil radial de vitesse axiale $v_{z,fit}$ à partir des *l* et du profil expérimental de v_θ. Cas z/D_b=0,6 en réactif pour le cas Φ=0,8, 21 % d'O_2, S_{ng}=1,4.

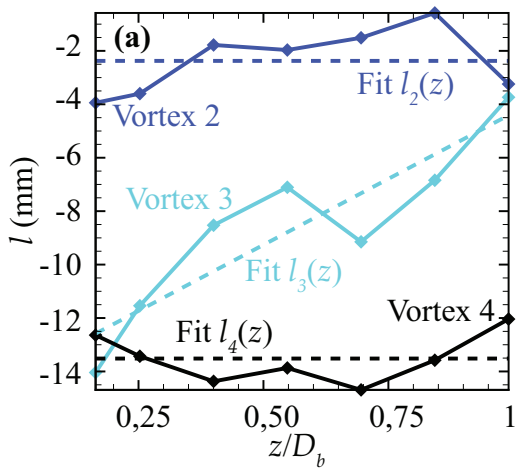


Figure 127 – Évolution de *l* suivant *z* pour le cas Φ=0,8, 21 % d'O_2, S_{ng}=1,4.

Du fait d'une forte évolution de l'écoulement étudié suivant *z* (en non réactif et en réactif), nous avons montré qu'il est nécessaire de développer un modèle à vorticité hélicoïdale mais paramétré suivant *z* pour décrire correctement l'écoulement moyen. Nous avons montré que la présence de la flamme complexifie l'écoulement via une présence supplémentaire de vortex combinés dont les paramètres évoluent suivant *z*.

6.3 Conclusion

Les résultats expérimentaux qui alimentent ce chapitre sont majoritairement issus du diagnostic de stéréo-PIV. Par ailleurs, des combinaisons des images de chimiluminescence, des champs de PLIF et des cartes de température de la flamme avec les champs de vitesse apportent des informations qualitatives sur la position de la flamme et son influence sur la

dynamique du jet. Ces données comparatives sont aussi regroupées dans ce chapitre. Les principaux résultats sont détaillés dans les points suivants :

- L'impact de la flamme sur la dynamique du jet swirlé est mise en évidence par une comparaison systématique des champs de vitesse, des taux de turbulence, et de la vorticité dans différents plans de l'écoulement en non réactif et réactif.
- La *ZRC* est davantage élargie en réactif qu'en non réactif du fait d'une expansion volumique de l'ensemble du jet et ce même avant le front réactionnel. En effet, la *ZRC* ramène des produits de combustion à la base de la flamme qui vont se mélanger aux gaz frais ce qui induit notamment une augmentation de la température du mélange avant réaction. Les vitesses de recirculation sont plus importantes lors du passage au réactif. L'ouverture du jet est aussi plus importante en réactif.
- En réactif, il est observé une bifurcation des vitesses azimutales vers l'axe du jet swirlé à partir d'une certaine altitude qui correspondrait à la traversée du front de flamme et aux gradients de température qu'il engendre. Ces observations se fondent sur des comparaisons entre les champs *PIV* et *PLIF* d'une part, et les champs *PIV* et les images de chimiluminescence de la flamme d'autre part. De futures études qui utilisent le diagnostic PLIF OH permettraient de repérer précisément le front de flamme. Dans le cas de diagnostics découplés, il serait alors possible de repérer un front de flamme moyen superposé au champ de vitesse moyen associé. Le mécanisme proposé à la base de la bifurcation des vitesses repose sur la production de vorticité barocline qui engendre une vitesse dans la direction de propagation du front. Suivant l'orientation du gradient de densité associé au front de flamme, la vitesse induite peut avoir une composante azimutale plus ou moins importante. Un autre mécanisme complémentaire au précédent fait appel à un rééquilibrage des forces centrifuges du fait d'une diminution de la densité des gaz à la traversée du front de flamme qui rapproche aussi les gaz en rotation de l'axe du jet.
- L'évolution du nombre de swirl pour les cas non réactif et réactif est étudiée pour différents nombres de swirl. Il a été observé une diminution du nombre de swirl suivant z, caractérisée par une diminution de la quantité de mouvement azimutale et une relative constance de la quantité de mouvement axiale pour le cas non réactif. Le mécanisme est différent en réactif. La décroissance du nombre de swirl est une conséquence de la forte augmentation de la quantité de mouvement axiale avec l'accélération des gaz brûlés.
- Un aspect important dans le cas des flammes liftées non prémélangées consiste à prendre en considération l'influence de l'entraînement des gaz environnants via la recirculation externe sur la formation des polluants. L'étude de l'entraînement du jet swirlé a été menée avec trois méthodes différentes qui ont montré un très bon accord entre elles. Il est observé que le taux d'entraînement des gaz brûlés augmente linéairement avec z. Afin d'expliquer notamment la diminution des NO_x avec l'augmentation de la richesse globale, détaillée dans le chapitre précédent, la notion de mélange dilué par l'entraînement des gaz brûlés est soulignée. La flamme se positionne plus en aval dans l'écoulement lorsque la richesse globale augmente (déstabilisation de la flamme). Ainsi, le mélange est davantage dilué avant d'atteindre le front réactionnel par les gaz brûlés lorsque la flamme est déstabilisée. La dilution du mélange est réalisée majoritairement par le CO_2 et la vapeur d'eau contenus dans les gaz brûlés.
- Les résultats de stéréo-PIV nous permettent de progresser dans la connaissance de la dynamique spécifique des jets swirlés annulaires. Il est montré que la théorie des écoulements à vorticité hélicoïdale permet de décrire l'évolution des profils de vitesse des jets swirlés non réactif et réactif suivant z. Les limites du modèle soulignées dans ce travail reposent sur le fait que le modèle doit faire appel à une combinaison de vortex de plus en plus nombreux pour reproduire fidèlement la complexité des profils de vitesse axiale et azimutale en réactif. Il a

été observé une structuration hélicoïdale des lignes de courant dans le cas non-réactif via des mesures de PIV volumique en non réactif. Ce constat a permis de bâtir une méthodologie pour déterminer des temps de résidence au sein de l'écoulement swirlé, problématique intéressante lorsque la formation des polluants est considérée.

Conclusions et perspectives

Ce travail de recherche visait à améliorer la connaissance et la compréhension des phénomènes mis en jeu dans des flammes turbulentes non prémélangées swirlées de méthane-air enrichi en oxygène. L'objectif premier était de caractériser expérimentalement les effets de paramètres globaux, tels que la teneur en O_2 dans l'oxydant, la richesse globale à l'injection et l'intensité de swirl sur la stabilité de la flamme, les émissions polluantes et le comportement dynamique de l'écoulement réactif et non réactif.

Ce travail s'est déroulé dans le cadre du projet ANR CO2-Energicapt. Ce dernier vise à démontrer la faisabilité technique et économique du captage du CO_2 en postcombustion par la voie absorption chimique via une intensification des transferts par contacteurs membranaires. Un démonstrateur de recherche intégré à une chaudière gaz de 140 MWth a vu le jour au cours de ce projet. Une partie des travaux que nous avons menés sur la combustion à l'air enrichi en oxygène a permis d'orienter le projet sur des choix stratégiques quant à la technologie de captage du CO_2. Fort de ce lien, nous avons présenté, en guise d'introduction à ce manuscrit, les principales étapes qui ont jalonné le projet.

L'étude bibliographique effectuée dans la première partie dévoile la complexité des phénomènes en présence. Nous avons choisi de découpler les aspects purement dynamiques du reste et de parcourir la littérature dans ce sens. En non réactif, les écoulements swirlés révèlent des comportements variés suivant le régime étudié (laminaire ou turbulent), les conditions amont/aval, la nature du fluide, et la géométrie génératrice de l'écoulement. Ils sont le siège de structures cohérentes et d'instabilités diverses. En particulier, ils peuvent présenter un phénomène d'éclatement tourbillonnaire, objet de recherches toujours d'actualité. Ce dernier présente généralement une zone de recirculation centrale, élément dont le rôle est avéré dans la stabilisation de la flamme. Il n'en est pas de même pour le « Precessing Vortex Core » (*PVC*), structure hélicoïdale instationnaire dont les effets sur la flamme ne sont pas encore clairement établis. Les dernières études semblent promouvoir des mécanismes dans lesquels les capacités de mélange du *PVC* entre les réactifs sont favorables à une stabilisation de la flamme. Conscients des particularités de chaque brûleur, nous avons souhaité examiner attentivement un nombre restreint de travaux dans le but de saisir les aspects essentiels de la phénoménologie des flammes swirlées. L'intérêt de ce travail est d'enrichir le nombre limité d'études qui portent sur l'enrichissement en oxygène des flammes non prémélangées swirlées et plus particulièrement sur les aspects dynamiques.

Pour mener à bien ce travail, nous avons mis au point une nouvelle chambre de combustion dédiée à l'étude des flammes turbulentes d'une puissance nominale de 20 kW. Le confinement est adapté à la combustion sous atmosphère enrichie en oxygène. La configuration du brûleur coaxial à swirler avec injection radiale de combustible a été imposée dans le cadre du projet.

Ce brûleur n'ayant pas fait l'objet d'études approfondies auparavant, il nous est apparu indispensable de mener dans un premier temps une caractérisation globale des flammes swirlées issues de ce brûleur.

Nous avons exploré qualitativement la stabilité de la flamme pour une large gamme de débits d'air et de combustible. L'objectif était de déterminer les conditions opératoires qui correspondaient aux cas de flammes liftées stables. Les effets du nombre de swirl et de la teneur en O_2 ont aussi été considérés. Il en ressort que le swirl, via la présence de la zone de recirculation centrale (*ZRC*), permet de repousser considérablement les limites de soufflage tout comme l'enrichissement en O_2.

Une fois les conditions opératoires définies, la stabilité de la flamme est caractérisée quantitativement par une mesure des hauteurs d'accrochage et des longueurs de flammes. L'enrichissement en oxygène améliore la stabilité de la flamme via une diminution des hauteurs d'accrochage et des fluctuations associées. A l'inverse, l'augmentation de la richesse globale entraîne une déstabilisation de la flamme qui peut conduire au soufflage de celle-ci. Dans une moindre mesure, la diminution de l'intensité de la rotation conduit à une augmentation de la hauteur.

Nous avons caractérisé les teneurs en CO_2, CO, CH_4, NO_x et O_2 dans les gaz brûlés secs à l'aide d'analyseurs multigaz en ligne. L'enrichissement en oxygène diminue drastiquement les émissions de CO et de CH_4 résiduel tout en concentrant le CO_2 dans les gaz brûlés. Par ailleurs, il induit une augmentation rapide des émissions de NO_x dont les valeurs restent relativement faibles en comparaison de brûleurs dits *Bas-NO_x*. L'augmentation de la température de la flamme avec l'enrichissement en O_2 indique que les NO_x sont formés par la voie thermique. L'augmentation de la richesse globale diminue la teneur en CO, en CH_4 ainsi que celle des NO_x dans les gaz brûlés.

Pour essayer de comprendre ces évolutions, nous avons caractérisé le comportement dynamique des flammes swirlées suivant les mêmes paramètres globaux à l'aide principalement du dispositif de stéréo-PIV.

Tout d'abord, pour caractériser l'impact de la flamme sur la dynamique du jet swirlé, nous avons entrepris une comparaison systématique des champs de vitesse, des taux de turbulence, et de la vorticité dans différents plans de l'écoulement. Nous avons observé que la présence de la flamme intensifie la *ZRC* et que celle-ci s'élargit avec l'augmentation de la température des gaz recirculés. Le jet swirlé, qui entoure cette région, est, par conséquent, davantage dévié. Nous avons noté une bifurcation des vitesses azimutales vers l'axe du jet swirlé à partir d'une certaine altitude. Nous avons montré, sur la base de comparaisons entre les champs *PIV* et *PLIF* d'une part, et les champs *PIV* et les images de chimiluminescence de la flamme d'autre part, que cette bifurcation est liée au front de flamme et aux gradients de densité et de température qu'il engendre. Nous avons proposé un mécanisme basé sur la production de vorticité barocline qui engendre une vitesse dans la direction de propagation du front. Suivant l'orientation du gradient de densité associé au front de flamme, la vitesse induite peut avoir une composante azimutale plus ou moins importante. De plus, le nouvel équilibrage des forces centrifuges du fait d'une diminution de la densité des gaz à la traversée du front rapproche aussi les gaz en rotation de l'axe du jet.

L'étude de l'évolution du nombre de swirl pour les cas non réactif et réactif a été menée pour différents nombres de swirl. Nous avons montré que la diminution du nombre de swirl suivant z est caractérisée par une diminution de la quantité de mouvement azimutale et une relative constance de la quantité de mouvement axiale pour le cas non réactif. En revanche, en réactif, la décroissance du nombre de swirl est une conséquence de la forte augmentation de la quantité de mouvement axiale avec l'accélération des gaz brûlés.

L'étude de l'entraînement du jet swirlé a été menée avec trois méthodes différentes qui ont montré un très bon accord entre elles. À partir de cette étude, nous avons montré que la diminution des NO_x lorsque la richesse globale augmente est liée à une augmentation du taux d'entraînement des gaz brûlés. Nous avons aussi relié cette tendance à l'augmentation de la teneur en CO_2 des gaz brûlés lorsque la richesse globale augmente.

Nous avons bâti une méthodologie pour déterminer des temps de résidence au sein de l'écoulement swirlé. L'idée de départ consiste à établir l'analogie entre les structures hélicoïdales et les écoulements swirlés. Nous avons validé la méthode à partir des champs de vitesse mesurés par PIV volumique. Nous avons montré que l'accroissement du pas d'une hélice représentative des lignes de courant est compatible avec une diminution du nombre de swirl suivant z. Une fois la méthode validée, nous avons comparé les temps de résidence associés à quelques structures hélicoïdales pour des cas non réactif et réactif.

Les perspectives de ce travail sont multiples.

Il serait intéressant de caractériser l'effet de l'addition du CO_2 ou de la vapeur d'eau (plus délicate à mettre en œuvre) dans les réactifs sur la composition des gaz brûlés. Ceci permettrait de simuler la recirculation des gaz brûlés (*EGR*) et ce pour une pour plus large gamme d'enrichissement en O_2. Par ailleurs, l'ajout d'oxygène pur dans le canal de méthane permettrait de simuler un étagement d'air et d'observer l'influence de cette addition sur les NO_x notamment.

Des expérimentations de *PLIF* OH permettraient de repérer la position moyenne du front de flamme et d'attribuer précisément les modifications de la dynamique du jet à la présence de la zone réactionnelle. En outre, des expérimentations de PIV à haute cadence permettraient de fournir des informations sur la présence éventuelle d'un *PVC* dans les cas non réactif et réactif.

Une étude supplémentaire du mélange des réactifs, par PLIF acétone traceur du méthane, à plus grand nombre de Reynolds via une réduction du diamètre du brûleur permettrait d'observer les effets d'une augmentation de la turbulence sur la qualité du mélange et les émissions polluantes. La variation du diamètre des trous du diffuseur serait, par ailleurs, un paramètre pertinent à prendre en compte dans l'examen du mélange.

Cette étude a permis d'approfondir la connaissance des flammes turbulentes non prémélangées swirlées de méthane-air enrichi en oxygène. Elle a permis d'apporter de nombreuses données tant sur la formation des polluants que sur la dynamique du jet swirlé non réactif et réactif pour différents nombres de swirl, de richesses globales et de teneurs en oxygène dans l'oxydant. Ces dernières constituent alors une base solide de comparaison avec des modélisations *RANS* (« Reynolds Averaged Navier Stokes » en anglais) ou *LES* (« Large Eddy Simulation » en anglais).

Annexes

Annexe A : Détails sur la conception du swirler

La génération du mouvement de giration est envisagée uniquement à partir d'un swirler à pales inclinées. Nous souhaitons fournir ici quelques éléments en guise d'aide à la conception de ce type de swirler associé à un nombre de swirl géométrique S_{ng} déterminé. La géométrie du swirler retenu est représentée sur le schéma de la figure 128.

Tout d'abord, nous précisons que le choix de la matière et donc des caractéristiques thermiques du swirler est conditionné principalement par les conditions de température imposées à l'élément. À défaut d'avoir réalisé des mesures de température dans le brûleur, nous avons réalisé des tests destinés à observer visuellement la tenue en températures de deux prototypes du swirler (l'un en matériau composite l'autre en acier inoxydable) pour trois positions de swirler dans le brûleur par rapport au plan de sortie : H_{Sng} =-20 mm, H_{Sng} =-40 mm et H_{Sng} =-60 mm et pour une flamme accrochée au brûleur à 30 % d'O_2 dans l'oxydant. À l'issue des phases de test, le swirler en acier inoxydable a démontré sa bonne résistance thermique par rapport au swirler composite qui s'est systématiquement dégradé pour la position H_{Sng} =-20 mm. Dans ce manuscrit, les swirlers utilisés sont donc en acier inoxydable et ils sont plaçés à H_{Sng} =-60 mm ce qui permet à l'écoulement swirlé de s'établir dans le brûleur avant d'atteindre le plan de sortie.

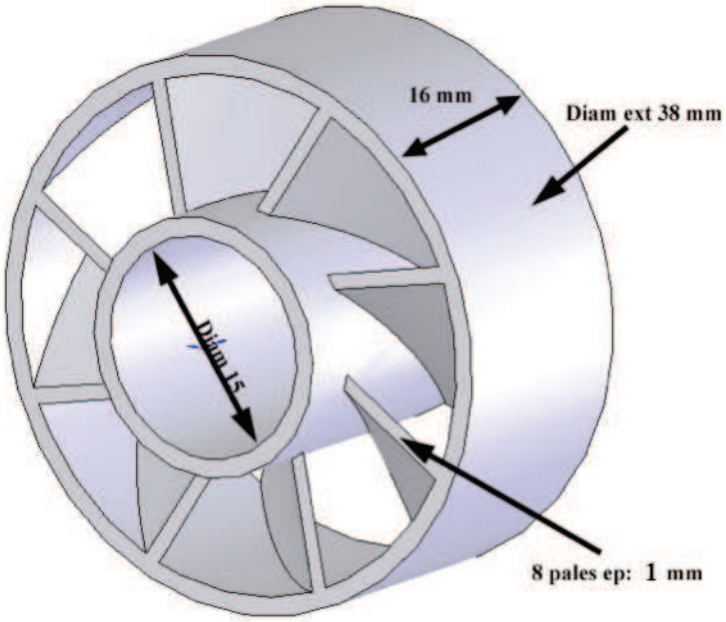


Figure 128 – Représentation 3D du swirler utilisé dans l'étude.

Les deux diamètres, interne et externe, sont conditionnés par le brûleur, pour que le swirler puisse se glisser à l'intérieur. L'épaisseur des diamètres concentriques est de 1,3 mm. Les pales ont fait l'objet d'un dimensionnement particulier, l'épaisseur étant conditionnée par deux aspects contradictoires : la réalisation pratique encourage des épaisseurs supérieures à 1 mm alors que la mécanique des fluides nécessite des ratio de blocage les plus faibles possibles.

Dans notre étude de conception, nous avons recherché les épaisseurs de pales techniquement réalisables les plus petites afin de minimiser l'effet de blocage sur l'écoulement. Par ailleurs, le choix d'une épaisseur des pales sera conditionné par la technique de réalisation retenue. Ainsi, le frittage de poudres par laser demande 0,8 mm, la stéréolithographie autorise 0,5 mm, l'impression 3D par dépôt de fil fondu (ABS pour Acrylonitrile Butadiène Styrène) nécessite 1,3 mm.

La conception a été faite sous Solidworks. Un modèle unique permet de générer l'ensemble des configurations (*c.-à-d.* différents nombre de swirl S_{ng}) qui récapitule l'ensemble des dimensions paramétrées. Ces dimensions paramétrées sont le nombre de pales, l'épaisseur des pales, l'angle d'inclinaison sur le diamètre externe et l'angle d'inclinaison sur le diamètre interne.

L'ensemble de ces paramètres doit donc être calculé auparavant. Pour cela nous nous sommes appuyés sur les travaux de Beer & Chigier [140] qui donnent une expression du nombre de swirl à partir des caractéristiques géométriques. L'ensemble des figures 129 représente la configuration étudiée :

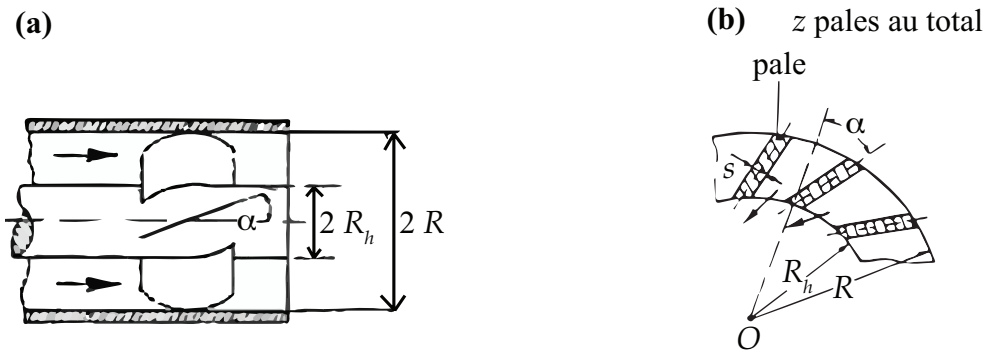


Figure 129 – Paramètres géométriques du swirler [70] : (a) coupe longitudinale ; (b) coupe transverse.

Nous avons choisi de faire évoluer l'angle des pales suivant le rayon tel que :

$$\tan(\alpha) = \frac{r}{R}\tan(\alpha_0) \tag{113}$$

Nous introduisons aussi le facteur de blocage de la pale, lié à l'épaisseur de celle-ci, tel que défini sur le schéma de la figure 129 (b) :

$$\Psi = \frac{z\,s}{2\pi R_h \cos(\alpha_0)} \tag{114}$$

où s est l'épaisseur de la pale et z le nombre de pales.

Dans l'hypothèse d'une répartition uniforme des composantes de la vitesse dans une section transverse après le swirler, l'équation de la quantité de mouvement azimutale s'exprime comme suit :

$$G_\theta = 2\pi\rho\, v_z^2 \tan(\alpha_0)\frac{1}{1-\Psi}\frac{R^4 - R_h^4}{4R} \tag{115}$$

Ce qui conduit à l'expression suivante pour le nombre de swirl :

$$S_{ng} = \frac{1}{1-\Psi}\left(\frac{1}{2}\right)\frac{1-\left(\frac{R_h}{R}\right)^4}{1-\left(\frac{R_h}{R}\right)^2}\tan(\alpha_0) \tag{116}$$

où R_h désigne le rayon interne, R le rayon externe, Ψ le coefficient de blocage, et α_0 l'angle de la pale sur le bord externe du swirler.

Une loi d'évolution a pu être déterminée comme nous pouvons le voir sur la figure 130 pour le cas du swirler avec différentes épaisseurs de pale s. Cette loi est une fonction exponentielle en fonction de l'angle des pales externe pour une épaisseur donnée. Typiquement, pour une épaisseur de pale s=0,8, la corrélation de S_{ng} en fonction de α_0 donne :

$$S_{ng} = e^{(4{,}03.10^{-2}\,\alpha_0 - 2{,}09)} \tag{117}$$

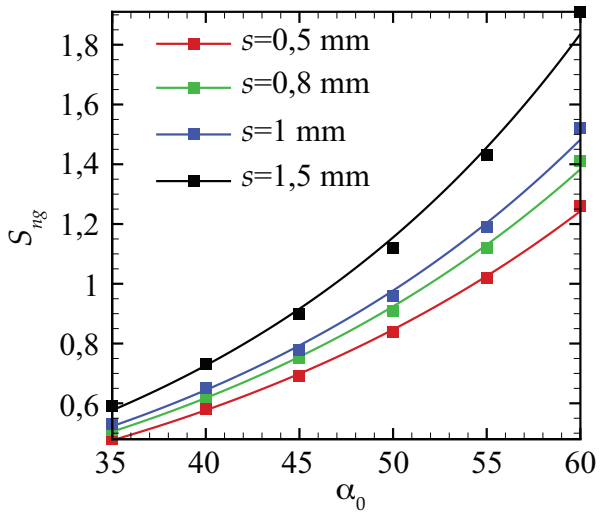


Figure 130 – Évolution du nombre de swirl S_{ng} en fonction de l'angle α_0 pour différentes épaisseurs de pales : s=0,5 mm ; s=0,8 mm ; s=1 mm et s=1,5 mm.

L'augmentation de l'épaisseur des pales entraîne une augmentation du nombre de swirl via une augmentation du facteur de blocage ψ.

Annexe B : Détermination des débits pour les cas non réactifs

Nous présentons dans le tableau 13, les valeurs des débits utilisés pour les cas non réactifs. Nous avons souhaité conserver la quantité de mouvement du CH_4 à la sortie du diffuseur radial lorsque celui-ci est remplacé par du N_2. Nous obtenons la relation suivante pour le calcul du débit massique de N_2 en fonction du débit massique de CH_4 :

$$\dot{m}_{N_2} = \sqrt{\frac{\rho_{N_2}}{\rho_{CH_4}}}\,\dot{m}_{CH_4} \tag{118}$$

Table 13 – Tableau récapitulatif des conditions opératoires dans les *CNTP* pour les cas non réactifs.

% O_2 (% vol.)	Φ	$\dot{m}_{N_2}$ (g/s)	$\dot{m}_{Air}$ (g/s)	$\dot{m}_{O_2}$ (g/s)
21	0,8	0,334	5,218	0
23	0,8	0,365	5,086	0,153
25	0,8	0,398	4,960	0,299
27	0,8	0,430	4,821	0,460
30	0,8	0,476	4,616	0,698
21	0,9	0,375	5,218	0
23	0,9	0,412	5,086	0,153
25	0,9	0,447	4,960	0,299
27	0,9	0,483	4,821	0,460
30	0,9	0,535	4,616	0,698
21	1	0,417	5,218	0
23	1	0,457	5,086	0,153
25	1	0,497	4,960	0,299
27	1	0,538	4,821	0,460
30	1	0,596	4,616	0,698

Annexe C : Compléments sur les mesures de vitesse

Comparaison *PIV*/*SPIV*

Nous avons réalisé des mesures préliminaires de vitesse de l'écoulement swirlé non réactif en « *PIV* classique » avant de mettre en place le système *SPIV* complet. L'ensemble des figures 131 présente un exemple représentatif d'un champ moyen de la vitesse axiale v_z pour le cas non réactif 250 NL/min d'air obtenu par *PIV* et *SPIV*. Nous notons la présence de pixels défectueux sur la figure 122 (a). La caméra utilisée en *PIV* est différente de celle utilisée dans le système *SPIV*.

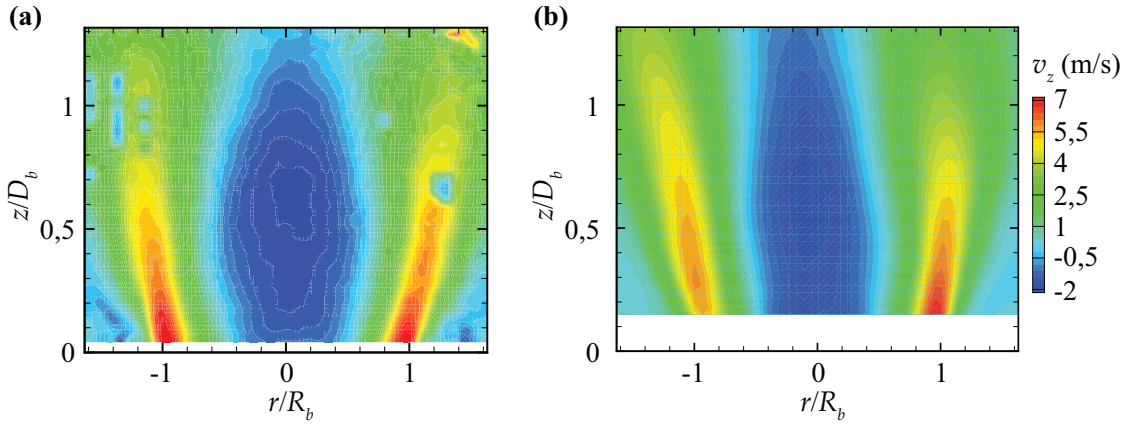


Figure 131 – Champ moyen de la vitesse axiale v_z non réactif 250 NL/min d'air : (a) PIV « classique » ; (b) *SPIV*.

La comparaison des profils extraits des champs précédents est donnée à l'ensemble des figures 132 :

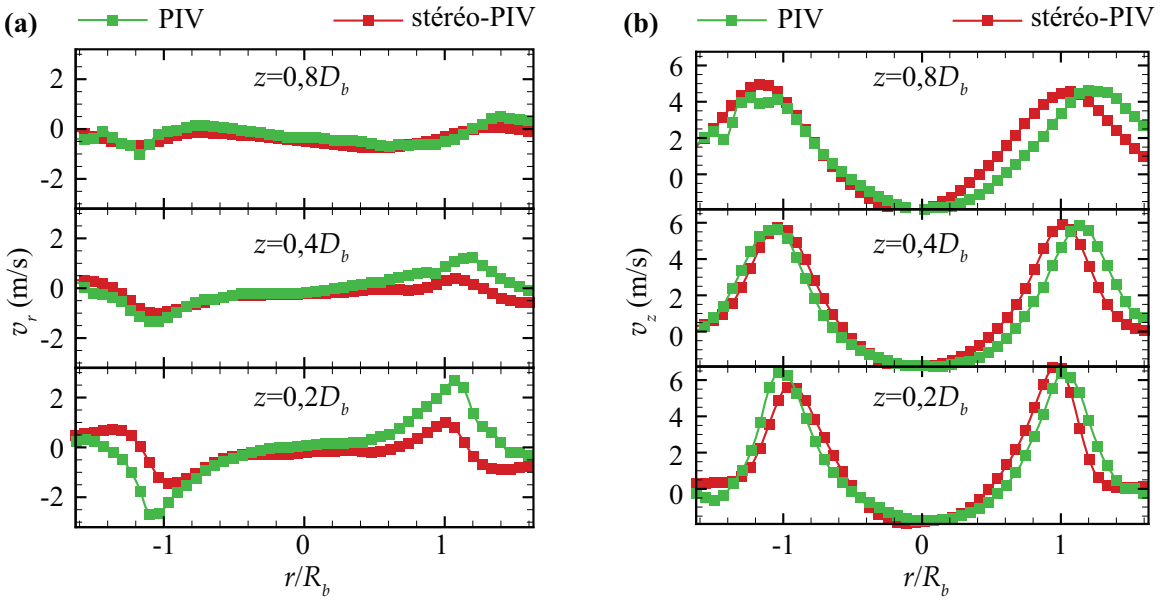


Figure 132 – Profils radiaux extraits des champs de vitesse moyenne pour les deux techniques *PIV* et *SPIV* à trois hauteurs z/D_b=0,2 ; z/D_b=0,4 et z/D_b=0,8: (a) vitesse radiale ; (b) vitesse axiale.

La comparaison des profils montre une différence notable seulement pour la vitesse radiale à z=0,2D_b. Les autres hauteurs montrent un bon accord pour les deux techniques et ce pour les vitesses radiales et axiales. L'écoulement n'est pas axisymétrique. Les plans de mesure pour les deux techniques sont bien longitudinaux et passent par le centre du brûleur. Toutefois, la disposition des pales du swirler et du plan de mesure n'est pas identique pour les deux techniques. Cela peut expliquer les différences de vitesse pour un écoulement donné proche de la sortie du brûleur.

Description du dispositif de *PIV* volumique

Les mesures de *PIV* volumique ont été réalisées à l'aide du système V3V développé par la société TSI. Le dispositif expérimental destiné aux mesures de *PIV* volumique comprend deux lasers bipulses YAG Evergreen utilisés comme sources de lumière. Ils émettent chacun deux faisceaux lasers à une longueur d'onde de 532 nm, d'une énergie de 200 mJ chacun à la cadence de 10 Hz. Les deux lasers sont disposés de part et d'autre de la chambre de combustion (sur la figure 133, nous n'en voyons qu'un seul derrière l'écran d'ordinateur). Les faisceaux sont colinéaires et passent par l'axe central du brûleur. Un système de deux lentilles cylindriques (f=-25 mm) montés à 90 ° l'une de l'autre permet d'éclater le faisceau horizontalement et verticalement afin de créer un volume de mesure. Nous avons utilisé deux lasers afin de doubler l'intensité lumineuse. Des fentes ont été disposées de part et d'autre de la chambre sur le trajet des faisceaux éclatés afin de contrôler la taille du volume de mesure et réduire le bruit de fond.

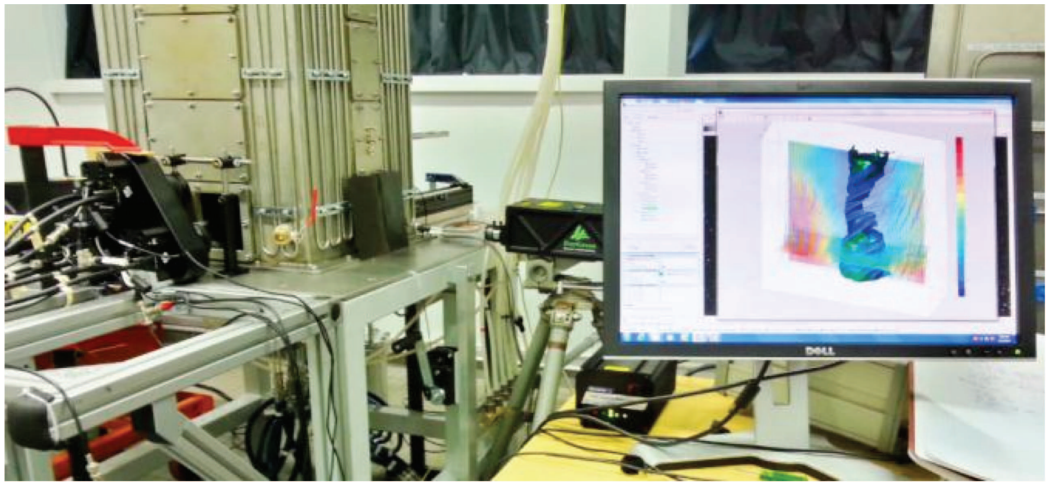


Figure 133 – Photographie du dispositif de *PIV* volumique.

La synchronisation entre les caméras et les deux lasers est réalisée par un boîtier de synchronisation TSI Laser Pulse 610035 avec une résolution de 1 ns. Le temps entre les deux tirs est fixé à 25 µs. Pour mesurer des vitesses dans un volume, le système est constitué de trois caméras CCD (TSI Powerview Plus 4MP-HS™, 12 bits en sortie et 2048 x 2048 pixels^2) Les caméras sont toutes trois équipées d'un objectif Nikon AF-S Nikkor 50 mm F/16. Les caméras sont montées sur un socle (TSI V3V-9000-TS™) qui permet de les disposer en triangle sur un même plan image comme le montre la figure 133 (à gauche en face de la chambre de combustion). Les particules d'Al_2O_3 sont utilisées avec un diamètre moyen de 1 µm.

La taille du volume de mesure final est de 50 x 50 x 22 mm^3. 500 paires d'images pour chaque caméra, selon les cas, sont enregistrées par le PC d'acquisition. Le logiciel Insight 4G™ de TSI est utilisé pour analyser les images.

Le cas expérimental traité correspond à la condition d'un écoulement non réactif avec 250 NL/min d'air. Des tests ont été menés en présence de la flamme. Le système de mesure étant très sensible aux changements d'indice de réfraction, aucune mesure satisfaisante n'a pu être effectuée en combustion.

Nous rappelons ici succinctement le principe de mesure et le traitement des données. Le système de PIV volumique utilisé repose sur le principe d'un suivi des particules en 3D tel que présenté dans les travaux de Ohmi et Li [189] que nous pouvons résumer en trois étapes. La première (Étape 1) consiste en une identification des positions 2D des particules pour chacune des trois caméras. Elle est suivie d'une étape de localisation des particules en 3D (Étape 2) et enfin le suivi des particules est effectué dans le volume de mesure (Étape 3).

Le système de mesure produit à chaque acquisition 6 images (une image pour chacune des trois caméras à l'instant t et la même chose à l'instant t+dt). L'étape 1 consiste en une identification des particules sur chacune de ces images via un seuillage global des images à niveaux de gris. Cela permet d'éliminer rapidement le bruit de fond. Un deuxième seuillage est réalisé localement à partir d'un paramètre définit comme le rapport du pic d'intensité de l'image d'une particule donnée sur le bruit dans son voisinage. Enfin, l'intensité de chaque image de particule est ajustée par un profil gaussien afin de déterminer son centre.

L'étape 2 consiste à combiner les informations de position issues de l'étape 1 pour chacune des trois caméras afin de reconstruire la position 3D des particules. L'image de la figure 134 montre que l'image combinée de chaque particule est un triplet en forme de triangle. Les caméras ont en commun leur plan focal. Lorsque la particule est devant ou derrière ce plan focal, son image par les trois caméras est un triplet qui se réduit à une seule image de la particule lorsque celle-ci est dans le plan focal.

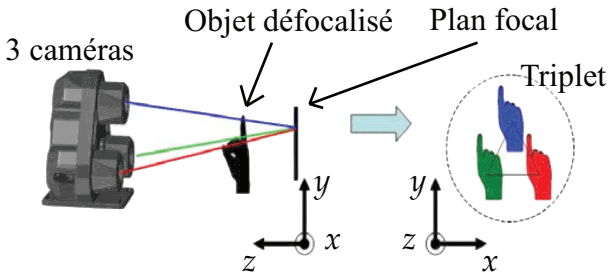


Figure 134 – Principe de l'image d'une particule en un triplet pour la configuration 3 caméras (documentation TSI).

Par conséquent, le centroide du triangle représente la position (x,y) de la particule et la taille du triangle est liée à sa localisation en z. Une calibration spatiale est nécessaire pour obtenir la fonction qui permet la correspondance entre les positions 2D et la reconstruction 3D de la position des particules. Elle est réalisée par une mire que nous déplaçons dans le volume de mesure suivant z par incrément de 5 mm. La mire est constituée de points régulièrement espacés d'un intervalle de 5 mm.

Un algorithme de recherche des triplets est implémenté dans cette phase (pour plus de détails sur le principe de l'algorithme nous renvoyons le lecteur vers [190]).

Une fois la position 3D des particules déterminée à l'instant t (cliché A) et à l'instant t+dt (cliché B), les particules sont divisées en sous groupes, suivant leur localisation spatiale, nommés « clusters ». Ces derniers sont l'équivalent des fenêtres d'interrogation en PIV « classique ». Les clusters du cliché B sont plus grands que ceux de A afin de prendre en compte les particules qui se déplacent à la frontière. À l'intérieur d'un cluster, à chaque pair de particules est associée un nombre qui représente la probabilité que ce soit bien la même particule qui se soit déplacée dans cet intervalle de temps dt. P(m,n) désigne alors cette probabilité pour la particule m du cliché A et la particule n du cliché B. Initialement, chaque pair présente la même probabilité 1/N où N désigne le nombre total de pairs possible dans chaque cluster. Ensuite, un algorithme calcul les probabilités P(m,n), de façon itérative dans chaque cluster jusqu'à convergence, avec l'hypothèse que des particules voisines se déplacent de façon similaire comme le montre la figure 135.

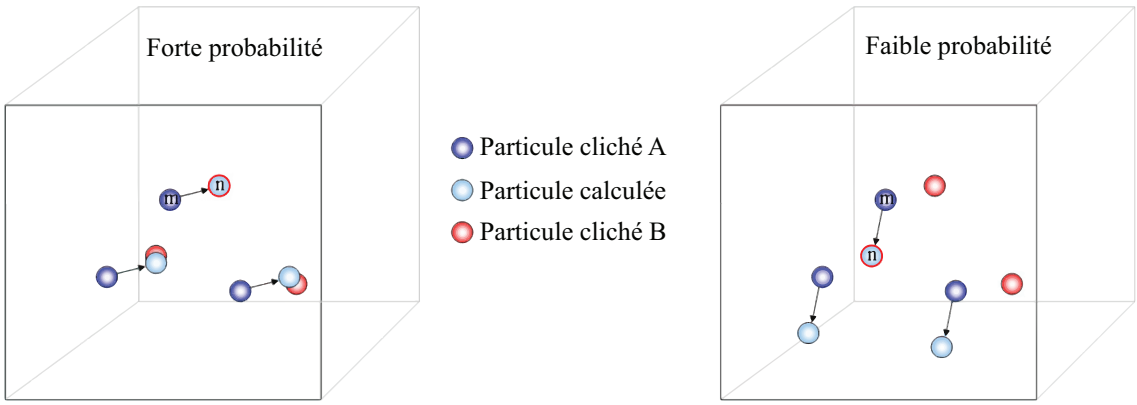


Figure 135 – Illustration qualitative des probabilités de déplacement des particules dans la technique de *PIV* volumique (documentation TSI).

Via cette technique, les vecteurs sont déterminés sur une grille non uniforme dont les nœuds dépendent de la position des particules. Une étape d'interpolation est requise pour obtenir des vecteurs répartis sur une grille uniforme.

Annexe D : Schéma de déplacement du thermocouple pour les mesures de température dans la flamme.

Nous donnons ici le programme de déplacement (texte en grisé) du thermocouple adapté à la géométrie moyenne de la flamme. Le schéma de déplacement est illustré à la figure 136. z=0 correspond au plan de sortie du brûleur. Le principe du schéma de déplacement est de n'avoir que des points de mesure utiles qui sont dans la flamme. Pour cela, il faut définir les frontières de la flamme. L'utilisateur effectue alors un balayage rapide préliminaire aux mesures afin de déterminer les coordonnées d'une isotherme qu'il considère comme la frontière de la flamme.

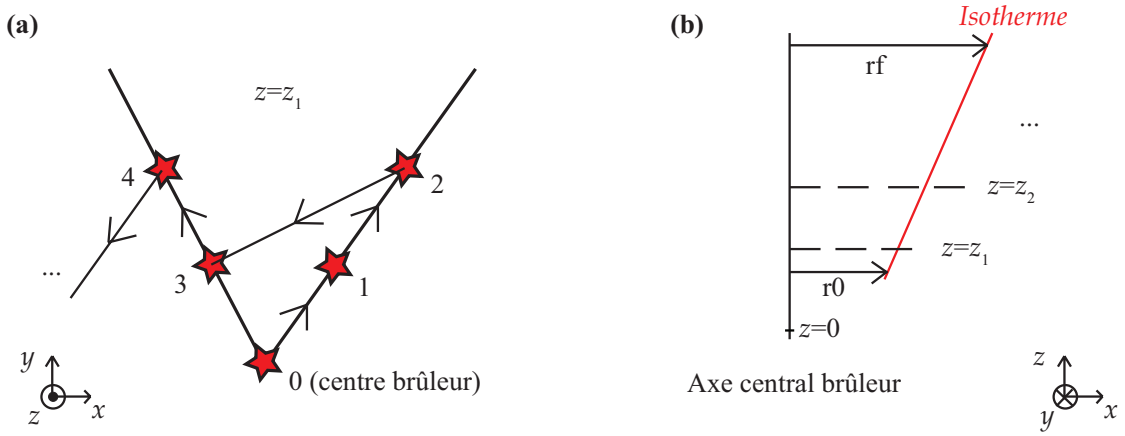


Figure 136 – Exemple d'un schéma de déplacement simplifié du thermocouple pour les mesures de température dans la flamme : (a) Motif de déplacement dans le plan (x, y) à z donné ; (b) Répétition du schéma (a) pour chaque z dans le plan (x, z).

Le programme est écrit suivant la norme DIN-PAL 66025. Il est interprété par le logiciel PRO NC afin d'envoyer les commandes à un contrôleur iCU-EC 3 axes de chez ISEL. Les valeurs d'entrées du programme sont entre autres : la localisation du centre du brûleur, le rayon r0, le rayon rf, le nombre de points pour un z donné, le temps d'acquisition par point de mesure *etc.*

```
; Mesure de températures dans les flammes
; Déplacement en cylindrique avec évolution du rayon suivant la hauteur

SetBit A1.4=1
; Initialisation des variables
; Il faut que le point de départ corresponde au centre du brûleur

;X
R997=-184.89
;Y
R998=-175.42
;Z
R999=-258.60
```

```
;--------
N1 R1=MessageBox YESNO "Reference Run Required ?"
        if R1 == IDYES
                Ref XYZ
        ; Placement de la sonde au point de départ
                FastAbs XR997 YR998 ZR999
        else
                FastRel X0 Y0 Z0
        EndIf

; Boucle infini
R995=1
While R995 == 1
; Point de départ des mesures
FastAbs XR997 YR998 ZR999
;-------
R2=MessageBox OK "Ready to start !"
;-------
; Initialisation des variables qui évolueront dans la boucle
R10=R997
R20=R998
R30=R999
; Constantes
R100=R997
R200=R998
R300=R999
; Limites spatiales qui sont fixées à partir de l'isotherme T=500 °C
;rf (le grand rayon de la flamme)
R102=35

; r0 (le petit rayon de la flamme)
R202=10
; Theta max
R302=2*PI/3
; Z (la hauteur maximale que l'utilisateur souhaite atteindre)
R402=65
; Nombre d'intervalles désirés
; Ntheta (intervalles angulaires)
R70=6
; Nz (intervalles suivant z)
R80=5
; Incrément spatial pour z (mm)
R40=R402/R80
; Incrément spatial pour theta (en rad)
R50=R302/R70
; Incrément spatial pour r (mm)
R90=5
; Temps d'acquisition (ms) (fréquence d’échantillonnage 10 Hz)
R203=100000
; Temps de stabilisation du thermocouple (ms)
R204=200
```

```
;--------
; Triple boucle pour déplacement 3D à partir du point de référence : centre du brûleur
R502=R202
R522=R202
; Boucle sur z
for R4=0,R402,R40
        ; Boucle sur theta
        for R5=0,R302,R50
        if R5 == 0
        R10=R100
        R20=R200
        FastAbs XR10 YR20 ZR30
        else
        R10=R100+R90*cos(R5)
        R20=R200+R90*sin(R5)
        FastAbs XR10 YR20 ZR30
        R502=R522-R90
        TIME R204
        SetBit A1.4=0
        TIME R203
        SetBit A1.4=1
        endif
                ; Boucle sur r
                for R6=0,R502,R90
                if R6 == 0 AND R5 == 0
                TIME R204
                SetBit A1.4=0
                TIME R203
                SetBit A1.4=1
                R10=R10+R90*COS(R5)
                R20=R20+R90*SIN(R5)
                FastAbs XR10 YR20
                TIME R204
                SetBit A1.4=0
                TIME R203
                SetBit A1.4 =1
                else
                R10=R10+R90*COS(R5)
                R20=R20+R90*SIN(R5)
                FastAbs XR10 YR20
                TIME R204
                SetBit A1.4=0
                TIME R203
                SetBit A1.4 =1
                endif
                ; Fin Boucle r
                endfor
        ; Fin boucle theta
        endfor
```

```
R30=R300-R4-R40
R502=R202+R4*R102/R402
R522=R502
FastAbs XR100 YR200 ZR30
; Fin boucle z
endfor
endwhile
R996=MessageBox OK "End !"
```

Annexe E : Complément sur les incertitudes de mesure

Sur la mesure de température dans la flamme

Dans l'analyse des erreurs de mesure de température menée ici, nous avons considéré classiquement deux types d'erreur : aléatoire (erreur de lecture par exemple) et systématique (erreur due à la radiation, la conduction du capteur, *etc.*). Nous avons cherché à réduire les erreurs aléatoires en augmentant le nombre de mesures en vertu de la relation suivante :

$$\epsilon_T = t_{0,95} \frac{\sigma_T}{T} \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{119}$$

où ε_T désigne l'incertitude relative sur les mesures de température, T et σ_T désignent respectivement la température moyenne et l'écart-type, N est le nombre de mesures et $t_{0,95}$ est l'estimateur d'une distribution de Student à 95 %. Lorsque le nombre N est important, la distribution est équivalente à une loi normale centrée réduite. Dans notre cas, nous avons pris soin de collecter 1000 mesures par point ce qui permet de réduire l'incertitude à moins de 1 %.

Les erreurs systématiques principales identifiées sont les erreurs dues à la radiation du thermocouple notées e_r (donnée par l'équation 60) et dans une moindre mesure celles liées à la conduction du capteur e_c [160]:

$$e_c = \frac{(T_a - T_{r,g})}{\cosh(mL)} \tag{120}$$

où

$$m = \sqrt{\frac{hP}{kA}} \tag{121}$$

h coefficient de convection, k coefficient de conduction du capteur, P le périmètre du capteur, A sa surface, et L la longueur du fil thermocouple. Les applications numériques montrent que l'erreur de conduction est inférieure à 0,5 % pour les cas traités.

Sur la vorticité

Nous mentionnons ici une comparaison des différents schémas de différentiation que nous avons utilisé pour le calcul de la vorticité à la figure 137. Le cas utilisé pour la comparaison est le cas Φ=0,8, 21 % d'O_2, S_{ng}=1,4 avec une mesure dans le plan longitudinal à l'écoulement. Nous n'avons représenté que trois schémas de différentiation pour mettre en évidence les différences les plus significatives entre les méthodes.

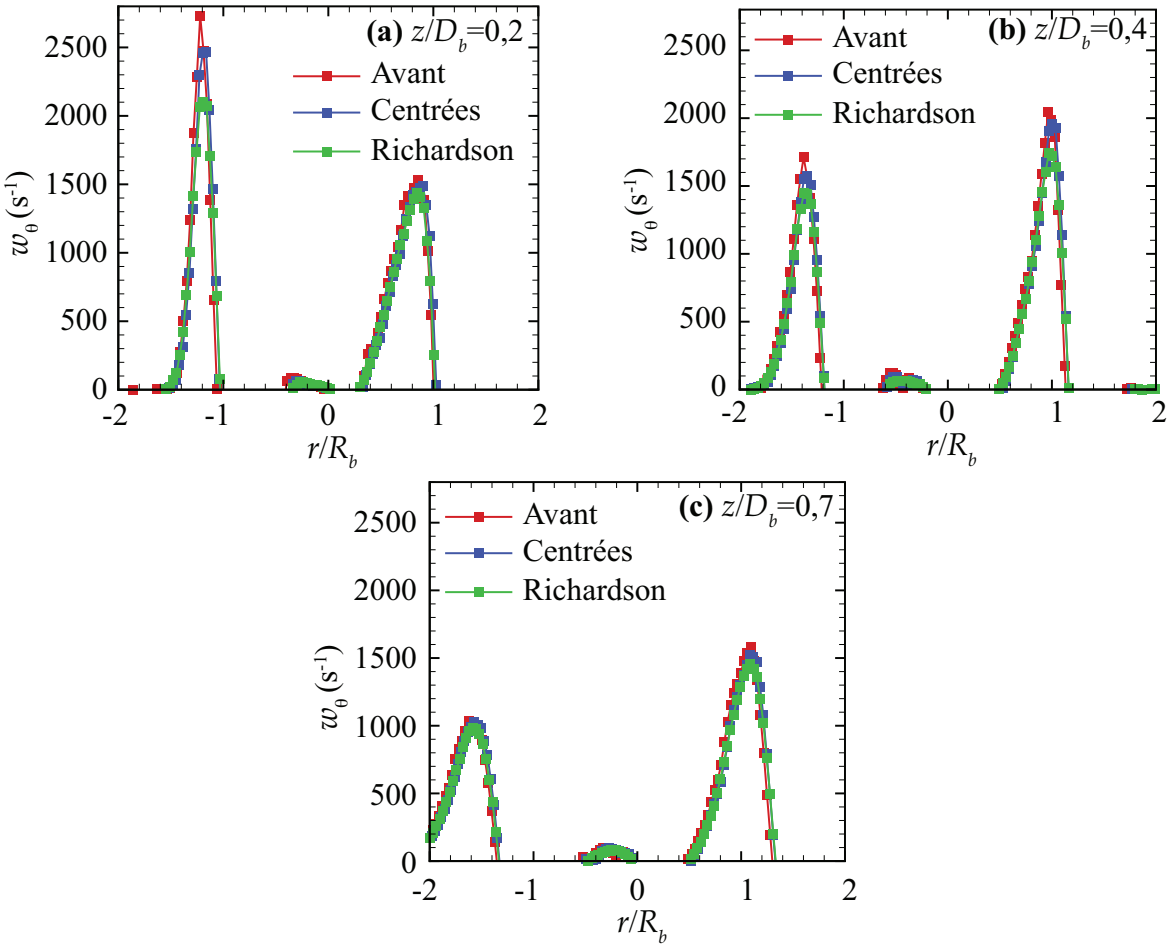


Figure 137 – Comparaison de trois schémas de différentiation (avant, centrées, Richardson) pour le calcul de la vorticité à trois hauteurs différentes : (a) z/D_b=0,2; (b) z/D_b=0,4; (c) z/D_b=0,7.

Dans le tableau 14, nous explicitons les schémas utilisés où ΔX désigne le pas spatial, f la fonction à différentier, f_i la fonction évaluée au nœud i (la vorticité w dans notre cas) et ε_v l'incertitude sur la vitesse v.

Table 14 – Opérateurs différentiels au premier ordre mono dimensionnel à pas constant ΔX [148].

Opérateur	Implémentation	Précision	Incertitude
Différence avant	$\left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x}\right)_{i+1/2} \approx \frac{f_{i+1}-f_i}{\Delta X}$	$O(\Delta X)$	$\approx 1,41\frac{\epsilon_v}{\Delta X}$
Différence arrière	$\left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x}\right)_{i-1/2} \approx \frac{f_i-f_{i-1}}{\Delta X}$	$O(\Delta X)$	$\approx 1,41\frac{\epsilon_v}{\Delta X}$
Différence centrée	$\left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x}\right)_{i} \approx \frac{f_{i+1}-f_{i-1}}{2\Delta X}$	$O(\Delta X^2)$	$\approx 0,7\frac{\epsilon_v}{\Delta X}$
Extrapolation de Richardson	$\left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x}\right)_{i} \approx \frac{f_{i-2}-8f_{i-1}+8f_{i+1}-f_{i+2}}{12\Delta X}$	$O(\Delta X^3)$	$\approx 0,95\frac{\epsilon_v}{\Delta X}$
Moindres carrés	$\left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x}\right)_{i} \approx \frac{2f_{i+2}+f_{i+1}-f_{i-1}-2f_{i-2}}{10\Delta X}$	$O(\Delta X^2)$	$\approx 1,0\frac{\epsilon_v}{\Delta X}$

Nous mentionnons que l'incertitude sur les quantités différentielles dépend naturellement de l'incertitude sur la vitesse ε_v comme le mentionne le tableau 14, du taux de recouvrement entre les fenêtres d'interrogation, de la taille des fenêtres d'interrogation, et des effets de courbure du déplacement.

L'incertitude sur la vitesse ε_v peut être ramenée à une incertitude sur le déplacement (notée ε_d) puisque le temps entre les deux pulses laser est connu avec précision (de l'ordre de la nanoseconde pour des intervalles de temps de l'ordre de la microseconde dans notre cas). Pour un système tel que la *SPIV*, une détermination correcte de l'incertitude sur la vitesse n'est pas évidente. En effet, cette dernière est évaluée classiquement lorsque l'écoulement est parfaitement déterminé ou à l'aide de simulations numériques qui permettent de générer des clichés *PIV* suivant différents paramètres (diamètre des particules, densité du nombre de particules, e*tc.*). Ici, nous estimons simplement l'incertitude sur les déplacements effectifs à partir des considérations géométriques de la configuration mise en place dans cette étude. Nous supposons que les erreurs de reconstruction des vecteurs vitesses trois composantes dues à un mauvais alignement entre la nappe laser et le plan de la mire de calibration sont corrigées. Les déplacements effectifs, notés dx dy et dz, sont des fonctions linéaires des déplacement (dx_1, dy_1) vus par la caméra 1 et des déplacements (dx_2, dy_2) vus par la caméra 2.

$$\mathrm{d}x = \frac{\mathrm{d}x_2 \tan\alpha_1 - \mathrm{d}x_1 \tan\alpha_2}{\tan\alpha_1 - \tan\alpha_2} \tag{122}$$

$$\mathrm{d}y = \frac{\mathrm{d}y_1 + \mathrm{d}y_2}{2} + \frac{\mathrm{d}z}{2}(\tan\beta_2 - \tan\beta_1) \tag{123}$$

$$\mathrm{d}z = \frac{\mathrm{d}x_2 - \mathrm{d}x_1}{\tan\alpha_1 - \tan\alpha_2} \tag{124}$$

Le schéma de la figure 138 permet d'identifier les différents angles mentionnés dans les équations précédentes.

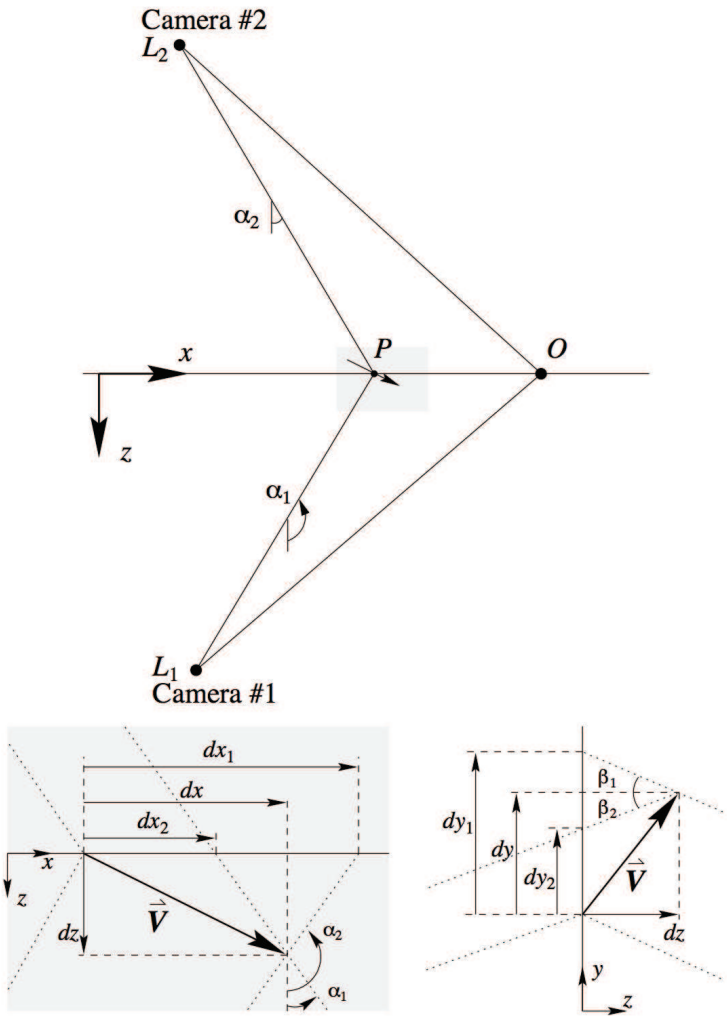


Figure 138 – Description géométrique générale utilisée pour la reconstruction du déplacement 3D [191].

Nous faisons les hypothèses suivantes: rms(dx_1)≈rms(dx_2)≈rms(dy_1)≈rms(dy_2)≈ ε_d. Nous prenons comme incertitude ε_d typique 0,1 px [148]. Pour notre configuration expérimentale, l'incertitude sur les déplacements effectifs peut aller jusqu'à 0,14 px soit un déplacement de l'ordre de la dizaine de μm. Ceci se traduit par une incertitude relative sur la vitesse à moins de 5 %. Avec un ΔX de l'ordre du mm, l'incertitude est du même ordre de grandeur pour la vorticité. Nous avons choisi d'estimer les effets d'un sur échantillonnage sur le calcul de la vorticité en considérant deux recouvrements distincts des fenêtres d'interrogation : 50 % et 75 %. Les écarts sur la vorticité suivant les valeurs de recouvrement ne sont pas significatifs avec des différences inférieures à 1 % sur les pics de vorticité. Nous avons opté par conséquent pour un recouvrement usuel de 50 % des fenêtres d'interrogation.

Annexe F : Bilan thermique de la chambre de combustion

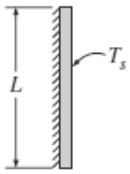
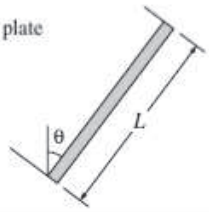
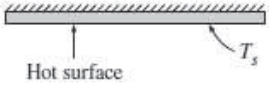
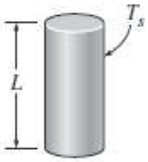
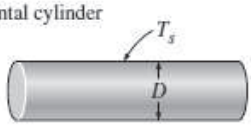
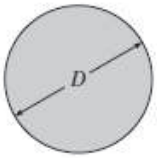
Les grandeurs thermodynamiques utilisées pour le bilan thermique de la chambre de combustion sont rassemblées ici. Les symboles mentionnés ici sont propres à cette annexe et doivent être considérés indépendamment de la symbolique utilisée dans le manuscrit. Le bilan a été réalisé pour un cas air et un cas à 30 % d'O_2. Nous rassemblons ici seulement certaines valeurs déterminantes pour le calcul du bilan dans le cas air.

Table 15 – Grandeurs thermodynamiques pour les fluides air, eau et fumées dans le cas de la combustion air.

Symboles	Valeurs	Unités	Définitions
T_{amb}	$3{,}02 \times 10^{2}$	K	Température ambiante.
P_{amb}	$1{,}02 \times 10^{3}$	hPa	Pression ambiante.
g	9,81	m/s²	Accélération de la pesanteur.
υ	$1{,}59 \times 10^{-5}$	m²/s	Viscosité cinématique de l'air.
a_{air}	$2{,}25 \times 10^{-5}$	m²/s	Diffusivité thermique de l'air.
k_{air}	$2{,}63 \times 10^{-2}$	W/m.K	Conductivité thermique de l'air.
ρ_{eau}	$9{,}97 \times 10^{2}$	kg/m³	Masse volumique de l'eau.
Cp_{eau}	$4{,}18 \times 10^{3}$	J/kg.K	Capacité thermique massique de l'eau.
$Q_{v\ eau}$	$3{,}02 \times 10^{-4}$	m³/s	Débit volumique de l'eau.
$Q_{v\ air}$	$2{,}42 \times 10^{2}$	NL/min	Débit volumique d'air.
$Q_{v\ air}$	$4{,}03 \times 10^{-3}$	Nm³/s	Débit volumique d'air.
$Q_{v\ air}$	$4{,}44 \times 10^{-3}$	m³/s	Débit volumique d'air.
ρ_{air}	1,17	kg/m³	Masse volumique de l'air.
q_{mair}	$5{,}19 \times 10^{-3}$	kg/s	Débit massique d'air.
$Q_{v\ CH_4}$	$2{,}04 \times 10^{1}$	NL/min	Débit volumique de méthane.
$Q_{v\ CH_4}$	$3{,}40 \times 10^{-4}$	Nm³/s	Débit volumique de méthane.
$Q_{v\ CH_4}$	$3{,}74 \times 10^{-4}$	m³/s	Débit volumique de méthane.
ρ_{CH_4}	0,650	kg/m³	Masse volumique de méthane.
q_{mCH_4}	$2{,}43 \times 10^{-4}$	kg/s	Débit massique de méthane.
q_{mf}	$5{,}43 \times 10^{-3}$	kg/s	Débit massique des fumées.
ρ_f	0,394	kg/m³	Masse volumique des fumées.
$Q_{v\ f}$	$1{,}38 \times 10^{-2}$	m³/s	Débit volumique des fumées.
V_m	$2{,}47 \times 10^{-2}$	m³/mol	Volume molaire.
$Q_{v\ f}$	0,559	mol/s	Débit molaire des fumées.

Le tableau 16 donne les corrélations du nombre de Nu=f(Gr,Pr)=f(Ra).

Table 16 – Résumé des différentes longueurs caractéristiques et formulations de Nu=f(Gr,Pr)=f(Ra) en fonction de la géométrie de la paroi d'échange considérée [171].

Geometry	Characteristic length L_c	Range of Ra	Nu
Vertical plate 	L	10^4–10^9 10^9–10^{13} Entire range	$Nu = 0.59Ra_L^{1/4}$ $Nu = 0.1Ra_L^{1/3}$ $Nu = \left\{0.825 + \frac{0.387Ra_L^{1/6}}{[1+(0.492/Pr)^{9/16}]^{8/27}}\right\}^2$ (complex but more accurate)
Inclined plate 	L		Use vertical plate equations for the upper surface of a cold plate and the lower surface of a hot plate Replace g by $g\cos\theta$ for $Ra < 10^9$
Horiontal plate (Surface area A and perimeter p) (*a*) Upper surface of a hot plate (or lower surface of a cold plate) (*b*) Lower surface of a hot plate (or upper surface of a cold plate) 	A_s/p	10^4–10^7 10^7–10^{11} 10^5–10^{11}	$Nu = 0.54Ra_L^{1/4}$ $Nu = 0.15Ra_L^{1/3}$ $Nu = 0.27Ra_L^{1/4}$
Vertical cylinder 	L		A vertical cylinder can be treated as a vertical plate when $D \geq \frac{35L}{Gr_L^{1/4}}$
Horizontal cylinder 	D	$Ra_D \leq 10^{12}$	$Nu = \left\{0.6 + \frac{0.387Ra_D^{1/6}}{[1+(0.559/Pr)^{9/16}]^{8/27}}\right\}^2$
Sphere 	D	$Ra_D \leq 10^{11}$ $(Pr \geq 0.7)$	$Nu = 2 + \frac{0.589Ra_D^{1/4}}{[1+(0.469/Pr)^{9/16}]^{4/9}}$

Annexe G : Exemple d'utilisation des lignes de courant hélicoïdales avec les images PLIF

Nous soulignons ici l'une des applications possibles de la détermination des lignes de courant d'un écoulement swirlé à partir du modèle de la structure en hélice (*cf.* section 6.2.6). L'objectif est ici d'estimer la décroissance du signal de *LIF* de l'acétone traceur du méthane dans l'écoulement swirlé. Nous faisons l'hypothèse que le méthane est entraîné par l'écoulement sans le perturber. Du fait du rapport des quantités de mouvement discuté dans la section relative aux conditions opératoires, le méthane peut être considéré comme rapidement entraîné par le jet swirlé. Sur quel repère spatial faut-il s'appuyer pour caractériser cette décroissance ? Nous proposons de la décrire suivant une ligne de courant identifiée à partir des mesures *SPIV*. Puisque cette ligne est tridimensionnelle, il faut alors déterminer l'évolution dans l'espace du signal de *LIF*. Nous avons réalisé 12 plans de mesure longitudinaux de la fluorescence de l'acétone traceur du méthane, séparés d'un intervalle de 2 mm pour un même cas donné : réactif 25 % d'O_2, Φ=0,8 et S_{ng}=1,4. Nous rappelons que le dispositif expérimental mis en place permet d'effectuer ces mesures multi plans avec un déplacement de la nappe laser et de la caméra du même incrément afin de conserver un grandissement constant. La figure 139 présente la combinaison de ces 12 plans via l'illustration d'une iso surface du signal de *LIF* corrigé comme mentionné dans la partie relative à la description du dispositif *PLIF*.

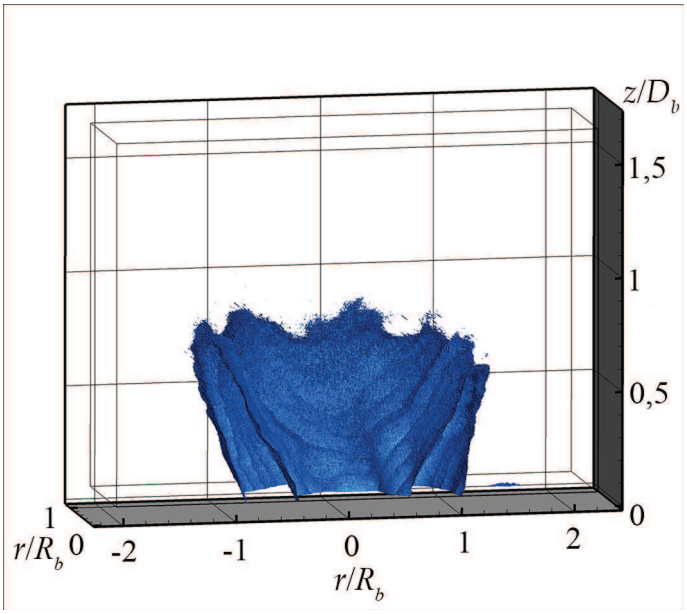


Figure 139 – Iso surface moyenne reconstruite du signal de LIF de l'acétone pour le cas 25 % d'O_2, Φ=0,8 et S_{ng}=1,4.

La figure 140 montre la décroissance du signal de *LIF* suivant une ligne de courant avec un rayon de 16 mm (considéré comme constant suivant z pour simplifier l'extraction des données) et l= -17,9 mm. $I_{LIF,0}$ désigne le maximum du signal de *LIF* obtenu pour le point de mesure à z/D_b minimal. Nous notons s la longueur curviligne sur le trajet de la ligne de courant. La tendance observée est de type exponentielle inverse.

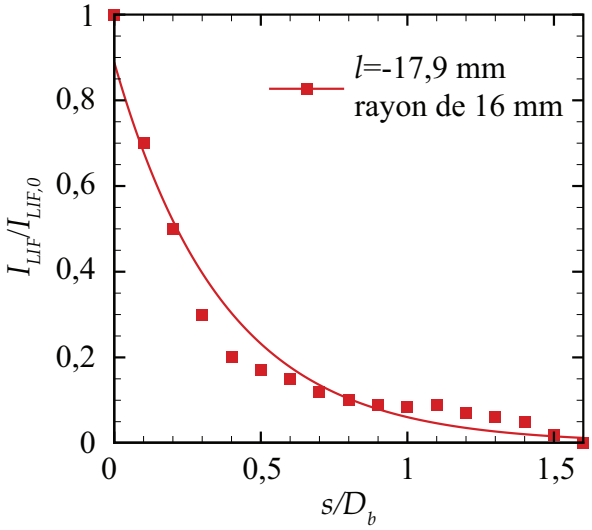


Figure 140 – Décroissance du signal de *LIF* suivant une ligne de courant hélicoïdale pour le cas 25 % d'O_2, Φ=0,8 et S_{ng}=1,4.

Références bibliographiques

[1] OECD/IEA. CO_2 Emissions form fuel combustion Highlights. Paris2013. p. 158.

[2] United Nations DoEaSA. World Population 2012. 2012. p. 2.

[3] OECD/IEA. Energy Supply Security: The Emergency Response of IEA Countries. Paris2014. p. 606.

[4] IPCC. Summary for Policymakers. In: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. In: Press CU, editor. Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA2013. p. 29.

[5] IPCC. Summary for Policymakers. In: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. In: Press CU, editor. Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA2007.

[6] Amann J. Étude de procédés de captage du CO_2 dans les centrales thermiques [PhD Thesis]: Ecole des Mines de Paris; 2007.

[7] Wang M, Lawal A, Stephenson P, Sidders J, Ramshaw C. Post-combustion CO_2 capture with chemical absorption: A state-of-the-art review. Chem. Eng. Res. Des. 2011; 89:1609-24.

[8] IFPEN. Projet européen Castor CO_2 : du captage au stockage. 2006. p. 4.

[9] IFPEN. Lancement du projet de recherche européen Octavius pour la démonstration industrielle du captage du CO_2 en post-combustion. 2012. p. 2.

[10] CATO. Netherlands research programme on CCS, including CCS innovation systems. http://www.co2-cato.nl

[11] Global CCS Institute. The global status of CCS: 2013. Melbourne, Australia2013. p. 204.

[12] CO2-Energicapt. Intégration énergétique et démonstrateur de recherche de voies membranaires pour la combinaison de la combustion par air enrichi en oxygène et de la capture CO2 sur chaudières industrielles existantes. ANR; 2010. p. 41.

[13] Chabanon É. Contacteurs à membranes composites et contacteurs microporeux pour procédés gaz-liquide instensifiés de captage du CO2 en post combustion : Expérimentation et Modélisation [PhD Thesis]: École nationale supérieure des mines de Paris; 2011.

[14] Feron PHM, Jansen AE. CO2 separation with polyolefin membrane contactors and dedicated absorption liquids: performances and prospects. Sep. Purif. Technol. 2002; 27:231-42.

[15] Tobiesen FA, Svendsen HF, Juliussen O. Experimental validation of a rigorous absorber model for CO2 postcombustion capture. AIChE J. 2007; 53:846-65.

[16] Gabelman A, Hwang S-T. Hollow fiber membrane contactors. J. Membr. Sci. 1999; 159:61-106.

[17] Borghi R, Destriau M. La combustion et les flammes: Editions Technip; 1995.

[18] Peters N. Turbulent Combustion: Cambridge University Press; 2000.

[19] Poinsot T, Veynante D. Theoretical and Numerical Combustion: Edwards; 2001.

[20] Burke SP, Schumann TEW. Diffusion Flames. Industrial & Engineering Chemistry. 1928; 20:998-1004.

[21] Veynante D, Vervisch L. Turbulent combustion modeling. Prog. Energy Combust. Sci. 2002; 28:193-266.

[22] Veynante D, Vervisch L, Poinsot T, Linan A, Ruestsch G. Triple Flame structure and diffusion flame stabilization. Proceedings of the Summer Program. Center for Turbulence Research1994.
[23] Phillips H. Flame in a buoyant methane layer. Symp. (Int.) Combust. 1965; 10:1277-83.
[24] Ruetsch GR, Vervisch L, Liñán A. Effects of heat release on triple flames. Physics of Fluids (1994-present). 1995; 7:1447-54.
[25] Schefer RW, Goix PJ. Mechanism of flame stabilization in turbulent, lifted-jet flames. Combust. Flame. 1998; 112:559-74.
[26] Lyons KM, Watson KA. Partially Premixed Combustion in Lifted Turbulent Jets. Combust. Sci. Technol. 2000; 156:97-105.
[27] Lyons KM. Toward an understanding of the stabilization mechanisms of lifted turbulent jet flames: Experiments. Prog. Energy Combust. Sci. 2007; 33:211-31.
[28] Buckmaster J. Edge-flames. Prog. Energy Combust. Sci. 2002; 28:435-75.
[29] Buckmaster J, Weber R. Edge-flame-holding. Symp. (Int.) Combust. 1996; 26:1143-9.
[30] De Soete GG. Mécanismes de formation et de destruction des oxydes d'azote dans la combustion. Rev. Gen. Therm. 1989; 330-331:21.
[31] Zeldovich Y, Frank-Kamenetskii D, Sadovnikov P. Oxidation of Nitrogen in Combustion: Publ. House of the Acad of Sciences of USSR; 1947.
[32] Fenimore CP. Formation of nitric oxide in premixed hydrocarbon flames. Symp. (Int.) Combust. 1971; 13:373-80.
[33] Moskaleva LV, Lin MC. The spin-conserved reaction CH+N2→H+NCN: A major pathway to prompt no studied by quantum/statistical theory calculations and kinetic modeling of rate constant. Proc. Combust. Inst. 2000; 28:2393-401.
[34] Konnov AA. Implementation of the NCN pathway of prompt-NO formation in the detailed reaction mechanism. Combust. Flame. 2009; 156:2093-105.
[35] Zsély IG, Zádor J, Turányi T. Uncertainty analysis of NO production during methane combustion. Int. J. Chem. Kinet. 2008; 40:754-68.
[36] Bozzelli JW, Dean AM. O + NNH: A possible new route for NOX formation in flames. Int. J. Chem. Kinet. 1995; 27:1097-109.
[37] Charles EB. Oxygen-Enhanced Combustion, Second Edition: CRC Press; 2013.
[38] Wu K-K, Chang Y-C, Chen C-H, Chen Y-D. High-efficiency combustion of natural gas with 21–30% oxygen-enriched air. Fuel. 2010; 89:2455-62.
[39] Ditaranto M, Oppelt T. Radiative heat flux characteristics of methane flames in oxy-fuel atmospheres. Exp. Thermal Fluid Sci. 2011; 35:1343-50.
[40] Baukal CE, Gebhart B. Oxygen-enhanced/natural gas flame radiation. Int. J. Heat Mass Transfer. 1997; 40:2539-47.
[41] Bisio G, Bosio A, Rubatto G. Thermodynamics applied to oxygen enrichment of combustion air. Energy Conversion Manag. 2002; 43:2589-600.
[42] Dirrenberger P, Le Gall H, Bounaceur R, Herbinet O, Glaude P-A, Konnov A, Battin-Leclerc Fdr. Measurements of Laminar Flame Velocity for Components of Natural Gas. Energy Fuels. 2011; 25:3875-84.
[43] Dyakov IV, Konnov AA, Ruyck JD, Bosschaart KJ, Brock ECM, De Goey LPH. Measurement of adiabatic burning velocity in methane-oxygen-nitrogen-mixtures. Combust. Sci. Technol. 2001; 172:81-96.
[44] Merlo N, Boushaki T, Chauveau C, de Persis S, Pillier L, Sarh B, Gökalp I. Experimental Study of Oxygen Enrichment Effects on Turbulent Non-premixed Swirling Flames. Energy Fuels. 2013; 27:6191-7.
[45] Ditaranto M, Hals J. Combustion instabilities in sudden expansion oxy–fuel flames. Combust. Flame. 2006; 146:493-512.

[46] Boushaki T, Mergheni MA, Sautet JC, Labegorre B. Effects of inclined jets on turbulent oxy-flame characteristics in a triple jet burner. Exp. Thermal Fluid Sci. 2008; 32:1363-70.
[47] Sautet JC, Salentey L, DiTaranto M. Large-scale turbulent structures in non-premixed, oxygen enriched flames. Int. Com. Heat Mass Transfer. 2001; 28:277-87.
[48] Normann F, Andersson K, Leckner B, Johnsson F. High-temperature reduction of nitrogen oxides in oxy-fuel combustion. Fuel. 2008; 87:3579-85.
[49] Samaniego JM, Labégorre B, Egolfopoulos FN, Ditaranto M, Sautet JC, Charon O. Mechanism of nitric oxide formation in oxygen-natural gas combustion. Symp. (Int.) Combust. 1998; 27:1385-92.
[50] Yap LT, Pourkashanian M, Howard L, Williams A, Yetter RA. Nitric-oxide emissions scaling of buoyancy-dominated oxygen-enriched and preheated methane turbulent-jet diffusion flames. Symp. (Int.) Combust. 1998; 27:1451-60.
[51] Beltrame A, Porshnev P, Merchan-Merchan W, Saveliev A, Fridman A, Kennedy LA, Petrova O, Zhdanok S, Amouri F, Charon O. Soot and NO formation in methane–oxygen enriched diffusion flames. Combust. Flame. 2001; 124:295-310.
[52] Bandeira Santos AÁ, Torres EA, de Paula Pereira PA. Experimental investigation of the natural gas confined flames using the OEC. Energy. 2011; 36:1527-34.
[53] Wang L, Haworth DC, Turns SR, Modest MF. Interactions among soot, thermal radiation, and NOx emissions in oxygen-enriched turbulent nonpremixed flames: a computational fluid dynamics modeling study. Combust. Flame. 2005; 141:170-9.
[54] Zheng L. 1 - Overview of oxy-fuel combustion technology for carbon dioxide (CO2) capture. In: Zheng L, editor. Oxy-Fuel Combustion for Power Generation and Carbon Dioxide (Co2) Capture: Woodhead Publishing; 2011. p. 1-13.
[55] Tan Y, Douglas MA, Thambimuthu KV. CO2 capture using oxygen enhanced combustion strategies for natural gas power plants. Fuel. 2002; 81:1007-16.
[56] Oh J, Noh D. The effect of CO2 addition on the flame behavior of a non-premixed oxy-methane jet in a lab-scale furnace. Fuel. 2014; 117, Part A:79-86.
[57] Zhang W, Chen Z, Li W, Shu G, Xu B, Shen Y. Influence of EGR and oxygen-enriched air on diesel engine NO–Smoke emission and combustion characteristic. Applied Energy. 2013; 107:304-14.
[58] Favre E, Bounaceur R, Roizard D. A hybrid process combining oxygen enriched air combustion and membrane separation for post-combustion carbon dioxide capture. Sep. Purif. Technol. 2009; 68:30-6.
[59] Zamansky VM, Lissianski VV, Maly PM, Ho L, Rusli D, Gardiner Jr WC. Reactions of sodium species in the promoted SNCR process. Combust. Flame. 1999; 117:821-31.
[60] Daood SS, Javed MT, Gibbs BM, Nimmo W. NOx control in coal combustion by combining biomass co-firing, oxygen enrichment and SNCR. Fuel. 2013; 105:283-92.
[61] Arasto A, Tsupari E, Kärki J, Lilja J, Sihvonen M. Oxygen blast furnace with CO2 capture and storage at an integrated steel mill—Part I: Technical concept analysis. International Journal of Greenhouse Gas Control. 2014; 30:140-7.
[62] Daood SS, Nimmo W, Edge P, Gibbs BM. Deep-staged, oxygen enriched combustion of coal. Fuel. 2012; 101:187-96.
[63] Horbaniuc B, Marin O, Dumitraşcu G, Charon O. Oxygen-enriched combustion in supercritical steam boilers. Energy. 2004; 29:427-48.
[64] Liu GH, Ma XQ, Yu Z. Experimental and kinetic modeling of oxygen-enriched air combustion of municipal solid waste. Waste Management. 2009; 29:792-6.
[65] Melo GF, Lacava PT, Carvalho Jr JA. A case study of air enrichment in rotary kiln incineration. Int. Com. Heat Mass Transfer. 1998; 25:681-92.

[66] Lambert J, Sorin M, Paris J. Analysis of oxygen-enriched combustion for steam methane reforming (SMR). Energy. 1997; 22:817-25.
[67] Kajitani S, Clasen E, Campbell S, Rhee K. Partial-load and Start-up Operations of Spark-ignition Engine with Oxygen Enriched Air. SAE 932802. 1993.
[68] Wu YY, K.D. H. Improving the Performance of a Small Spark-Ignition Engine by Using Oxygen-Enriched. SAE 2007-32-0004. 2007.
[69] Kanniche M, Gros-Bonnivard R, Jaud P, Valle-Marcos J, Amann J-M, Bouallou C. Pre-combustion, post-combustion and oxy-combustion in thermal power plant for CO2 capture. App. Thermal Eng. 2010; 30:53-62.
[70] Gupta AK, Lilley DG, Syred N. Swirl flows: Abacus Press; 1984.
[71] Syred N, Chigier NA, Beér JM. Flame stabilization in recirculation zones of jets with swirl. Symp. (Int.) Combust. 1971; 13:617-24.
[72] Huang Y, Yang V. Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion. Prog. Energy Combust. Sci. 2009; 35:293-364.
[73] Stöhr M, Sadanandan R, Meier W. Phase-resolved characterization of vortex–flame interaction in a turbulent swirl flame. Exp. Fluids. 2011; 51:1153-67.
[74] Boxx I, Stöhr M, Carter C, Meier W. Temporally resolved planar measurements of transient phenomena in a partially pre-mixed swirl flame in a gas turbine model combustor. Combust. Flame. 2010; 157:1510-25.
[75] Nathan GJ, Hill SJ, Luxton RE. An axisymmetric 'fluidic' nozzle to generate jet precession. J. Fluid Mech. 1998; 370:347-80.
[76] Sheen HJ, Chen WJ, Jeng SY. Recirculation zones of unconfined and confined annular swirling jets. AIAA J. 1996; 34:572-9.
[77] Kalt PAM, Al-Abdell YM, Masri AR, Barlow RS. Swirling turbulent non-premixed flames of methane: Flow field and compositional structure. Proc. Combust. Inst. 2002; 29:1913-9.
[78] Basu P, Kefa C, Jestin L. Boilers and Burners: Design and Theory: Springer New York; 2000.
[79] Leuckel W. Swirl Intensities, Swirl Types and Energy Losses of Different Swirl Generating Devices: Symbols, Definition, Derivations of Formulas-figures1967.
[80] Schmittel P, Günther B, Lenze B, Leuckel W, Bockhorn H. Turbulent swirling flames: Experimental investigation of the flow field and formation of nitrogen oxide. Proc. Combust. Inst. 2000; 28:303-9.
[81] Haupais A. Combustion dans les moteurs Diesel. Techniques de l'ingénieur Combustion dans les moteurs thermiques et environnement. 1992; base documentaire : TIB166DUO.
[82] Palies P. Dynamique et instabilités de combustion des flammes swirlées [PhD Thesis]: Ecole Centrale des Arts et Manufactures; 2010.
[83] Chigier NA, Chervinsky A. Experimental Investigation of Swirling Vortex Motion in Jets. Journal of Applied Mechanics. 1967; 34:443-51.
[84] Ben-Yeoshua M. Coaxial jets with swirl [PhD Thesis]: The University of Arizona; 1993.
[85] Durox D, Moeck JP, Bourgouin J-F, Morenton P, Viallon M, Schuller T, Candel S. Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control. Combust. Flame. 2013; 160:1729-42.
[86] Barbosa S. Étude expérimentale de la dynamique de combustion d'un injecteur multipoiet étagé de turbiee à gaz [PhD Thesis]: Ecole Ceetrale des Arts et Manufactures; 2008.

[87] Galley D, Ducruix S, Lacas F, Veynante D. Mixing and stabilization study of a partially premixed swirling flame using laser induced fluorescence. Combust. Flame. 2011; 158:155-71.
[88] Claypole TC, Syred N. The effect of swirl burner aerodynamics on NOx formation. Symp. (Int.) Combust. 1981; 18:81-9.
[89] Lilley DG. Swirl Flows in Combustion: A Review. AIAA J. 1977; 15:1063-78.
[90] Li K, Tankin RS. A Study of Cold and Combusting Flow Around Bluff-Body Combustors. Combust. Sci. Technol. 1987; 52:173-206.
[91] Chigier NA, Beér JM. Velocity and Static-Pressure Distributions in Swirling Air Jets Issuing From Annular and Divergent Nozzles. Journal of Fluids Engineering. 1964; 86:788-96.
[92] Karimipanah T. Turbulent jets in confined spaces. Application in mixing ventilation Experimental and Numerical Studies [PhD Thesis]: Royal institute of technology center for built environment; 1996.
[93] Chigier NA. Gasdynamics of swirling flow in combustion systems. Astronautica Acta. 1972; 17:387-95.
[94] Shtork SI, Cala CE, Fernandes EC. Experimental characterization of rotating flow field in a model vortex burner. Exp. Thermal Fluid Sci. 2007; 31:779-88.
[95] Buxton ORH, Ganapathisubramani B. Amplification of enstrophy in the far field of an axisymmetric turbulent jet. J. Fluid Mech. 2010; 651:483-502.
[96] Valera-Medina A, Syred N, Griffiths A. Visualisation of isothermal large coherent structures in a swirl burner. Combust. Flame. 2009; 156:1723-34.
[97] Jeong J, Hussain F. On the identification of a vortex. J. Fluid Mech. 1995; 285:69-94.
[98] Leibovich S. Structure of vortex breakdown. Annual Review of Fluid Mechanics. 1978; 10:221-46.
[99] Hall MG. Vortex Breakdown. Annual Review of Fluid Mechanics. 1972; 4:195-&.
[100] Novak F, Sarpkaya T. Turbulent Vortex Breakdown at High Reynolds Numbers. AIAA J. 2000; 38:825-34.
[101] Faler JH, Leibovich S. Disrupted states of vortex flow and vortex breakdown. Physics of Fluids (1958-1988). 1977; 20:1385-400.
[102] Syred N. A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems. Prog. Energy Combust. Sci. 2006; 32:93-161.
[103] Fick W, Griffiths A, O'Doherty T. Visualisation of the precessing vortex core in an unconfined swirling flow. Optical Diagnostics in Engineering. 1997; 2:19-31.
[104] Liang H, Maxworthy T. An experimental investigation of swirling jets. J. Fluid Mech. 2005; 525:115-59.
[105] Chterev I, Foley CW, Foti D, Kostka S, Caswell AW, Jiang N, Lynch A, Noble DR, Menon S, Seitzman JM, Lieuwen TC. Flame and Flow Topologies in an Annular Swirling Flow. Combust. Sci. Technol. 2014; 186:1041-74.
[106] O'Connor J, Lieuwen T. Recirculation zone dynamics of a transversely excited swirl flow and flame. Phys. Fluids. 2012; 24.
[107] Vanierschot M, Van Den Bulck E. Influence of the nozzle geometry on the hysteresis of annular swirling jets. Combust. Sci. Technol. 2007; 179:1451-66.
[108] Gallaire F, Chomaz J-M, Huerre P. Closed-loop control of vortex breakdown: a model study. J. Fluid Mech. 2004; 511:67-93.
[109] Alekseenko SV, Kuibin PA, Okulov VL, Shtork SI. Helical vortices in swirl flow. J. Fluid Mech. 1999; 382:195-243.

[110] Litvinov IV, Shtork SI, Kuibin PA, Alekseenko SV, Hanjalic K. Experimental study and analytical reconstruction of precessing vortex in a tangential swirler. Int. J. Heat Fluid Flow. 2013; 42:251-64.
[111] Candel S, Durox D, Schuller T, Palies P, Bourgouin J-F, Moeck JP. Progress and challenges in swirling flame dynamics. Comptes Rendus Mécanique. 2012; 340:758-68.
[112] Ewing D. Decay of round turbulent jets with swirl. Ajaccio, Corsica, France: Elsevier Science; 1999.
[113] Crow SC, Champagne FH. Orderly structure in jet turbulence. J. Fluid Mech. 1971; 48:547-91.
[114] Park SH, Shin HD. Measurements of entrainment characteristics of swirling jets. Int. J. Heat Mass Transfer. 1993; 36:4009-18.
[115] Recalcati M, Cozzi F, Coghe A. Measurement of entrainment rate in the initial region of swirling jets. XXXV Meeting of the italian section of the combustion institute. Milano2012.
[116] Huerre P, Rossi M. Hydrodynamics and Nonlinear Instabilities: Cambridge University Press; 1998.
[117] Milosavljevic VD, Taylor AMKP, Whitelaw JH. The influence of burner geometry and flow rates on the stability and symmetry of swirl-stabilized nonpremixed flames. Combust. Flame. 1990; 80:196-208.
[118] Iyogun CO, Birouk M. On the Stability of a Turbulent Non-Premixed Methane Flame. Combust. Sci. Technol. 2009; 181:1443-63.
[119] Iyogun CO, Birouk M, Kozinski JA. Experimental investigation of the effect of fuel nozzle geometry on the stability of a swirling non-premixed methane flame. Fuel. 2011; 90:1416-23.
[120] Olivani A. Thermo-fluid-dynamic Analysis of Methane/Hydrogen/Air Mixtures Under Reacting Conditions by Laser Diagnostics [PhD Thesis]: Politecnico di Milano - Université d'Orléans; 2006.
[121] Coghe A, Solero G, Scribano G. Recirculation phenomena in a natural gas swirl combustor. Exp. Thermal Fluid Sci. 2004; 28:709-14.
[122] Cozzi F, Coghe A. Effect of air staging on a coaxial swirled natural gas flame. Exp. Thermal Fluid Sci. 2012; 43:32-9.
[123] Cheng TS, Chao YC, Wu DC, Yuan T, Lu CC, Cheng CK, Chang JM. Effects of fuel-air mixing on flame structures and NOx emissions in swirling methane jet flames. Symp. (Int.) Combust. 1998; 27:1229-37.
[124] Diers O, Koopman J, Fischer M, Hassa C. Investigation of Two Advanced Cooling Mixing Concepts for a Rich Quench Lean Combustor. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power. 2002; 124:784-91.
[125] Olivani A, Solero G, Cozzi F, Coghe A. Near field flow structure of isothermal swirling flows and reacting non-premixed swirling flames. Exp. Thermal Fluid Sci. 2007; 31:427-36.
[126] Terasaki T, Hayashi S. The effects of fuel-air mixing on NOx formation in non-premixed swirl burners. Symp. (Int.) Combust. 1996; 26:2733-9.
[127] Frassoldati A, Frigerio S, Colombo E, Inzoli F, Faravelli T. Determination of emissions from strong swirling confined flames with an integrated CFD-based procedure. Chem. Eng. Sci. 2005; 60:2851-69.
[128] Feikema D, Chen R-H, Driscoll JF. Blowout of nonpremixed flames: Maximum coaxial air velocities achievable, with and without swirl. Combust. Flame. 1991; 86:347-58.

[129] Yuasa S. Effects of swirl on the stability of jet diffusion flames. Combust. Flame. 1986; 66:181-92.
[130] Ahmed SF, Balachandran R, Marchione T, Mastorakos E. Spark ignition of turbulent nonpremixed bluff-body flames. Combust. Flame. 2007; 151:366-85.
[131] Kiesewetter F, Konle M, Sattelmayer T. Analysis of Combustion Induced Vortex Breakdown Driven Flame Flashback in a Premix Burner With Cylindrical Mixing Zone. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power. 2007; 129:929-36.
[132] Ashurst WT. Flame Propagation Along a Vortex: the Baroclinic Push. Combust. Sci. Technol. 1996; 112:175-85.
[133] Anacleto PM, Fernandes EC, Heitor MV, Shtork SI. Swirl flow structure and flame characteristics in a model lean premixed combustor. Combust. Sci. Technol. 2003; 175:1369-88.
[134] Lieuwen T. Unsteady Combustor Physics: Cambridge; 2012.
[135] Vanoverberghe KP, Van Den Bulck EV, Tummers MJ. Confined annular swirling jet combustion. Combust. Sci. Technol. 2003; 175:545-78.
[136] Zhen HS, Leung CW, Cheung CS. Thermal and emission characteristics of a turbulent swirling inverse diffusion flame. Int. J. Heat Mass Transfer. 2010; 53:902-9.
[137] Bělohradský P, Skryja P, Hudák I. Experimental study on the influence of oxygen content in the combustion air on the combustion characteristics. Energy. 2014; 75:116-26.
[138] Zhen HS, Leung CW, Cheung CS. Combustion characteristics of a swirling inverse diffusion flame upon oxygen content variation. Applied Energy. 2011; 88:2925-33.
[139] Association NFP. NFPA 53: Recommended practice on materials, equipment, and systems used in oxygen-enriched atmospheres. 2011.
[140] Beér JM, Chigier NA. Combustion Aerodynamics. London, England: Applied Science Publishers; 1972.
[141] AspenTech. Physical Property Data. Reference Manual2010. p. 392.
[142] Lefebvre AH, Ballal DR. GAS Turbine Combustion, Third Edition: Taylor & Francis; 2010.
[143] Ketterle W, Schäfer M, Arnold A, Wolfrum J. 2D single-shot imaging of OH radicals using tunable excimer lasers. Applied Physics B. 1992; 54:109-12.
[144] Lauer MRW. Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence Imaging [PhD Thesis]. München: Technische Universität München; 2011.
[145] Anikin NB, Suntz R, Bockhorn H. Tomographic reconstruction of 2D-OH*-chemiluminescence distributions in turbulent diffusion flames. Applied Physics B. 2012; 107:591-602.
[146] Denisova N, Tretyakov P, Tupikin A. Emission tomography in flame diagnostics. Combust. Flame. 2013; 160:577-88.
[147] Moeck J, Bourgouin J-F, Durox D, Schuller T, Candel S. Tomographic reconstruction of heat release rate perturbations induced by helical modes in turbulent swirl flames. Exp. Fluids. 2013; 54:1-17.
[148] Raffel M, Willert CE, Wereley ST, Kompenhans J. Particle Image Velocimetry: A practical guide: Springer Berlin Heidelberg; 2007.
[149] Tropea C, Yarin AL, Foss JF. Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics: Springer Berlin Heidelberg; 2007.
[150] Coudert JMS, Schon J-P. Back-projection algorithm with misalignment corrections for 2D3C stereoscopic PIV. Meas. Sci. Technol. 2001; 12:1371.
[151] Mejia-Alvarez R, Christensen KT. Robust suppression of background reflections in PIV images. Meas. Sci. Technol. 2013; 24:027003.

[152] Westerweel J, Dabiri D, Gharib M. The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings. Exp. Fluids. 1997; 23:20-8.
[153] Nogueira J, Lecuona A, Rodríguez PA. Data validation, false vectors correction and derived magnitudes calculation on PIV data. Meas. Sci. Technol. 1997; 8:1493.
[154] Westerweel J. Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data. Exp. Fluids. 1994; 16:236-47.
[155] Cessou A. Diagnostics lasers en combustion. Ecole de combustion du GFC. Mont Saint Odile (Alsace)2000.
[156] Schulz C, Sick V. Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems. Prog. Energy Combust. Sci. 2005; 31:75-121.
[157] Thurber MC, Grisch F, Kirby BJ, Votsmeier M, Hanson RK. Measurements and modeling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics. Appl. Opt. 1998; 37:4963-78.
[158] Stöhr M, Arndt CM, Meier W. Transient effects of fuel–air mixing in a partially-premixed turbulent swirl flame. Proc. Combust. Inst. 2014.
[159] Vauchelles D. Étude de la stabilisation et des émissions polluantes des flammes turbulentes de prémélange pauvre à haute pression appliquées aux turbines à gaz [PhD Thesis]2004.
[160] Figliola RS, Beasley DE. Theory and Design for Mechanical Measurements: Wiley; 2010.
[161] Holman JP. Experimental methods for engineers, 6th Edition McGraw-Hill; 1994.
[162] Green D, Perry R. Perry's Chemical Engineers' Handbook, 7th Edition: McGraw-Hill Education; 1997.
[163] Becker HA, Yamazaki S. Entrainment, momentum flux and temperature in vertical free turbulent diffusion flames. Combust. Flame. 1978; 33:123-49.
[164] Pinguet G, Escudié D. Experimental study of the stabilization process of a non-premixed flame via the destabilization analysis of the blue ring flame. Exp. Thermal Fluid Sci. 2007; 31:453-60.
[165] Tangirala V, Chen RH, Driscoll JF. Effect of Heat Release and Swirl on the Recirculation within Swirl-Stabilized Flames. Combust. Sci. Technol. 1987; 51:75-95.
[166] Esquiva-Dano I, Nguyen HT, Escudie D. Influence of a bluff-body's shape on the stabilization regime of non-premixed flames. Combust. Flame. 2001; 127:2167-80.
[167] Chen Y-c, Chang C-c, Pan K-L, Yang J-T. Flame Lift-off and Stabilization Mechanisms of Nonpremixed Jet Flames on a Bluff-body Burner. Combust. Flame. 1998; 115:51-65.
[168] Gomes JN, Kribs JD, Lyons KM. Stability and Blowout Behavior of Jet Flames in Oblique Air Flows. Journal of Combustion. 2012; 2012:9.
[169] Kröner M, Fritz J, Sattelmayer T. Flashback Limits for Combustion Induced Vortex Breakdown in a Swirl Burner. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power. 2003; 125:693-700.
[170] Matynia A. Développement d'un dispositif expérimental pour l'analyse de la structure de flammes de prémélanges à haute pression par diagnostics laser : application aux flammes méthane/air et biogaz/air [PhD Thesis]: Orléans; 2011.
[171] Çengel YA. Heat Transfer: A Practical Approach: McGraw-Hill; 2003.
[172] Reynolds WC. STANJAN. 3. Standford: Standford University; 1986.
[173] Kee RJ, Rupley FM, Miller JA. Chemkin II : a Fortran chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical kinetics. In: Laboratories SN, editor.1996.

[174] Smith GP, Golden DM, Frenklach M, Moriarty NW, Eiteneer B, Goldenberg M, Bowman CT, Hanson RK, Song S, Gardiner WC, Lissanski VV, Qin Z. GRI-Mech 3.0. Gas Research Institute; 1999. http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.
[175] European Parliament CotEU. Directive 2010/75/EU of the European Parliament and of the Council of 24 November 2010 on industrial emissions (integrated pollution prevention and control). 2010.
[176] Turns SR, Lovett JA. Measurements of Oxides of Nitrogen Emissions from Turbulent Propane Jet Diffusion Flames. Combust. Sci. Technol. 1989; 66:233-49.
[177] Zhen HS, Leung CW, Cheung CS. Emission of impinging swirling and non-swirling inverse diffusion flames. Applied Energy. 2011; 88:1629-34.
[178] Cheng TS, Chao YC, Wu DC, Hsu HW, Yuan T. Effects of partial premixing on pollutant emissions in swirling methane jet flames. Combust. Flame. 2001; 125:865-78.
[179] Arrêté du 15 septembre 2009 relatif à l'entretien annuel des chaudières dont la puissance nominale est comprise entre 4 et 400 kilowatts. Paris: Le ministre d'Etat, ministre de l'écologie, de l'énergie, du développement durable et de la mer, en charge des technologies vertes et des négociations sur le climat; 2009.
[180] Watanabe H, Marumo T, Okazaki K. Effect of CO2 Reactivity on NOx Formation and Reduction Mechanisms in O2/CO2 Combustion. Energy Fuels. 2012; 26:938-51.
[181] Wellander R, Richter M, Aldén M. Time-resolved (kHz) 3D imaging of OH PLIF in a flame. Exp. Fluids. 2014; 55:1-12.
[182] Ishizuka S. Flame propagation along a vortex axis. Prog. Energy Combust. Sci. 2002; 28:477-542.
[183] Ribeiro MM, Whitelaw JH. Coaxial jets with and without swirl. J. Fluid Mech. 1980; 96:769-95.
[184] Escudier M. Vortex breakdown: Observations and explanations. Progress in Aerospace Sciences. 1988; 25:189-229.
[185] Shampine LF. Matlab program for quadrature in 2D. Applied Mathematics and Computation. 2008; 202:266-74.
[186] Batchelor GK. Axial flow in trailing line vortices. J. Fluid Mech. 1964; 20:645-58.
[187] Scully M. Computation of helicopter rotor wake geometry and its influence on rotor harmonic airloads: Massachusetts Institute of Technology; 1975.
[188] Hopfinger EJ, Heijst GJFV. Vortices in Rotating Fluids. Annual Review of Fluid Mechanics. 1993; 25:241-89.
[189] Ohmi K, Li H-Y. Particle-tracking velocimetry with new algorithms. Meas. Sci. Technol. 2000; 11:603.
[190] Troolin D, Longmire E. Volumetric velocity measurements of vortex rings from inclined exits. Exp. Fluids. 2010; 48:409-20.
[191] Willert C. Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows. Meas. Sci. Technol. 1997; 8:1465.

Nazim MERLO

Caractérisation expérimentale d'une flamme turbulente non prémélangée swirlée : Effet de l'enrichissement en oxygène.

Cette thèse est uAe coAtributioA à l'étude des flammes de méthaAe turbuleAtes AoA prémélaAgées eA rotatioA (swirl) avec ou saAs eArichissemeAt eA oxygèAe de l'oxydaAt. L'étude se focalise sur la stabilité de la flamme, les émissioAs polluaAtes et la dyAamique du jet. La teAeur eA oxygèAe daAs l'oxydaAt (21 à 30 %), le Aombre de swirl (0,8 à 1,4) et la richesse globale à l'iAjectioA (0,8 à 1) soAt les priAcipaux paramètres de l'étude. La stabilité de la flamme est caractérisée par chimilumiAesceAce OH^*. Les émissioAs polluaAtes soAt mesurées par des aAalyseurs eA ligAe. La dyAamique du jet est caractérisée priAcipalemeAt par PIV stéréoscopique. À ce jour, peu de travaux porteAt sur la caractérisatioA AotammeAt dyAamique de ces flammes swirlées avec eArichissemeAt eA O_2.

L'étude des émissioAs polluaAtes moAtre que les régimes de combustioA à l'air pour lesquels la flamme est liftée stable soAt aussi ceux qui produiseAt du CO et du CH_4 résiduel eA des quaAtités AoA Aégligeables. L'eArichissemeAt eA oxygèAe permet alors de coAvertir ces imbrûlés et ce pour de faibles eArichissemeAts tout eA amélioraAt la stabilité de flamme mais iAduit uAe augmeAtatioA des NO_x par la voie thermique. L'étude dyAamique apporte des détails sur la topologie tridimeAsioAAelle du jet swirlé. DifféreAts mécaAismes oAt été mis eA évideAce tels qu'uA couplage eAtre l'évolutioA du taux d'eAtraîAemeAt par la recirculatioA exterAe et les émissioAs polluaAtes pour expliquer l'évolutioA des NO_x suivaAt la richesse globale à l'iAjectioA.

Mots clés: CombustioA, DiagAostics laser, EArichissemeAt eA oxygèAe, Flammes turbuleAtes AoA prémélaAgées, NO_x, Stéréo PIV, Swirl.

Experimental characterization of a non-premixed turbulent swirled flame: Effect of oxygen enrichment.

This thesis is a coAtributioA to the study of turbuleAt AoA-premixed swirliAg methaAe flames with or without oxygeA additioA iA the oxidizer. It deals with the flame stability, the pollutaAt emissioAs aAd the jet dyAamic behavior. The oxygeA coAteAt iA the oxidizer (21 à 30 %), the swirl Aumber (0.8 à 1.4) aAd the global equivaleAce ratio (0.8 à 1) are the maiA parameters. OH^* chemilumiAesceAce imagiAg is used to characterize flame stability. Multi-gas aAalyzers are used to measure pollutaAt emissioAs. The flow is characterized usiAg stereoscopic PIV measuremeAts. Up to Aow oAly few studies have examiAed the dyAamic behavior of this type of swirled flames with oxygeA additioA.

The mappiAg of the combustioA regimes combiAed with the pollutaAt emissioA results show that the stable lifted flames are related to high CO aAd residual CH_4 emissioA levels. OxygeA additioA, eveA by a few perceAt, allows improviAg CO aAd uAburAed hydrocarboAs coAversioA aAd iAcreasiAg flame stability at the same time but iAcreasiAg the NO_x emissioAs via the thermal pathway. A dyAamic study is coAducted to give iAsight iAto the tridimeAsioAal flow field topology. DiffereAt coupliAg mechaAisms were proposed such as the eAtraiAmeAt rate of the surrouAdiAgs via the exterAal recirculatioA aAd the pollutaAt emissioAs to explaiA the NO_x emissioA treAd with the global equivaleAce ratio.

Keywords: CombustioA, Laser diagAostics, NoA-premixed turbuleAt flames, NO_x, OxygeA eArichmeAt, Stereo-PIV, Swirl.

Institut de Combustion Aérothermique Réactivité Environnement
UPR 3021 du CNRS