



HAL
open science

Etude de l'influence de la dilution à la vapeur d'eau H₂O d'une flamme CH₄/air enrichi en dioxygène O₂. Combustion Optimisée pour le Captage de CO₂

Juan Pablo Chica Cano

► **To cite this version:**

Juan Pablo Chica Cano. Etude de l'influence de la dilution à la vapeur d'eau H₂O d'une flamme CH₄/air enrichi en dioxygène O₂. Combustion Optimisée pour le Captage de CO₂. Thermique [physics.class-ph]. Normandie Université, 2019. Français. NNT : 2019NORMR029 . tel-02345173

HAL Id: tel-02345173

<https://theses.hal.science/tel-02345173>

Submitted on 4 Nov 2019

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

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



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité : Energétique

Préparée au sein de : CORIA CNRS UMR-6614, Rouen

ICARE CNRS UPR-3021, Orléans

PRISME UPRES-4229, Orléans

Etude de l'influence de la dilution à la vapeur d'eau H_2O d'une
flamme CH_4 /air enrichi en dioxygène O_2 .
Combustion Optimisée pour le Captage de CO_2

Présentée et soutenue par

Juan Pablo CHICA CANO

Thèse soutenue publiquement le (21/05/2019)

devant le jury composé de

Laure PILLIER	Chargée de Recherche, CNRS PC2A, Lille	Rapporteur
Julien SOTTON	Professeur des Universités, ENSMA, Institut PPrime, Poitiers	Rapporteur
Eric FAVRE	Professeur des Universités, ENSIC, LRGP UMR 7274, Nancy	Examineur
Jean-Michel MOST	Directeur de Recherche, Institut PPrime, Poitiers	Examineur
Andrés AMELL	Professeur des Universités, Université d'Antioquia, GASURE - Medellin (COL)	Examineur
Toufik BOUSHAKI	Maître de Conférences, Université d'Orléans, ICARE UPR 3021	Examineur
Fabrice FOUCHER	Professeur des Universités, Université d'Orléans, PRISME	Invité
Gilles CABOT	Professeur des Universités, Université de Rouen, CORIA UMR 6614	Directeur
Stéphanie de PERSIS	Maître de Conférences – Université d'Orléans, ICARE UPR 3021	Co-directeur

Remerciements

Durant ces trois années de développement de ce projet de thèse, j'ai eu l'occasion de travailler dans trois laboratoires de grande qualité: PRISME, ICARE et CORIA, où j'ai pu rencontrer plusieurs personnes qui non seulement m'ont aidé dans mon développement professionnel, mais l'humain. Avant de commencer ce manuscrit, je voudrais vous remercier énormément pour votre contribution à cette expérience.

Tout d'abord, je tiens à remercier infiniment ma famille et ma belle petite amie pour tout leur soutien, en particulier, dans les moments les plus difficiles. Votre soutien a été fondamental pour me renforcer dans les moments de solitude. Vous avez été la clé de l'aboutissement de ce projet.

Dans le même sens, je tiens à remercier mes encadrants, Gilles et Stéphanie, d'abord d'avoir cru en moi pour le développement de ce projet, puis pour toutes les leçons que j'ai apprises au cours de la thèse. Je suis extrêmement reconnaissant à vous deux pour votre soutien et votre patience avec mon processus.

J'adresse aussi tous mes remerciements à l'ensemble des membres du jury : L. Pillier, J. Sotton, E. Favre, J-M. Most, A. Amell, T. Boushaki et F. Foucher, pour avoir accepté d'examiner mes travaux de thèse.

Dans le laboratoire PRISME, un merci spécial à Bruno, Fabrice, Charles, Yahia et Pietro pour leurs conseils et leur aide dans mon cycle expérimental. Dans le laboratoire ICARE, je tiens également à remercier mes amis et collègues de recherche,

Roberto, Kuamé, Kevin, Willy et de nombreuses autres personnes qui ont réussi à me sentir mieux.

Dans le laboratoire CORIA, où j'ai eu la chance de partager plus de temps, je voudrais remercier mes collègues du bureau: Javier et Antoine, leurs expériences et leurs conseils m'ont permis d'apprécier encore plus ce travail. Je tiens également à remercier énormément Alexis, son soutien et son expertise dans mes sections expérimentales ont été fondamentaux pour mon travail. Merci également à Marcos pour ses conseils dans cette dernière étape du travail. Je tiens à remercier Manuel, Andrés, Pierre, Félix, pour tous leurs conseils.

De même, je tiens à remercier mes anciens professeurs de l'Université d'Antioquia qui m'ont incité à entrer dans le monde scientifique, John Ramiro et Andres Agudelo, Andrés Amell et Francisco Cadavid (Q.R.E.P). Ce travail vous est également dédié.

Merci également à mes amis, à qui je dois beaucoup pour leurs conseils de vie, Javier, Lucho, Vero, La Negra, Goro, Checho, Germain et bien d'autres avec qui j'ai toujours une bonne conversation de vie.

Enfin, merci beaucoup à tous ceux et celles qui, d'une manière ou d'une autre, ont contribué à ma croissance au cours de ces trois années de travail.

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'analyse des effets de la recirculation des gaz de combustion, via l'étude de la dilution par le dioxyde de carbone et plus particulièrement de la vapeur d'eau sur des flammes méthane/air enrichi en dioxygène, dans le cas d'une combustion prémélangée pressurisée rencontrée dans les turbines à gaz.

Des mesures de vitesses de flammes $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}/\text{N}_2$ laminaires pressurisées ont été obtenues à l'aide d'une flamme sphérique se propageant librement dans une enceinte close. L'analyse des résultats expérimentaux a permis de vérifier la validité du schéma cinétique GRIMech.3.0 au travers des calculs numériques de flammes libres monodimensionnelles. Des calculs complémentaires ont permis l'établissement d'une base de données (vitesse de flamme laminaire, longueur de Markstein et nombre de Lewis, température adiabatique de combustion et épaisseur de flamme) en fonction des paramètres d'entrées de la combustion (température, pression, $X(\text{H}_2\text{O})$, richesse et enrichissement en dioxygène).

L'étude expérimentale complémentaire en régime turbulent des flammes diluées à l' H_2O ou au CO_2 a permis de mettre en avant l'effet de la vitesse laminaire de flamme sur les structures moyennes et la stabilité des flammes turbulentes. Elle a également permis d'analyser les paramètres (température adiabatique, pression, $X(\text{H}_2\text{O})$, $X(\text{CO}_2)$, $X(\text{N}_2)$, Vitesse de flamme laminaire) ayant un rôle important sur la production des polluants CO et NO.

Mot clés : *Flammes de méthane enrichies en dioxygène, $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$ dilution, vitesse de flamme laminaire, flammes sphériques, flammes swirlées.*

Abstract

This PhD thesis deals with the analysis of the effects of exhaust gas recirculation (EGR), through the study of the dilution by carbon dioxide and more particularly of the water steam on dioxygen enriched methane/air flames, in the case of a premixed pressurized combustion encountered in gas turbines.

CH₄/O₂/H₂O/N₂ pressurized laminar burning velocity measurements were obtained using a spherical flame propagating freely in a closed chamber. The analysis of the experimental results made it possible to check the validity of the kinetic scheme GRIMech.3.0 through numerical calculations of one-dimensional free flames. Further calculations allowed the establishment of a database (laminar burning velocity, Markstein length and Lewis number, adiabatic combustion temperature and flame thickness) as a function of combustion input parameters (temperature, pressure, X(H₂O), equivalence ratio and dioxygen enrichment).

The additional experimental study under turbulent regime, the flames diluted with H₂O or CO₂ allowed to highlight the effect of the laminar burning velocity on the average structures and the stability of turbulent flames. It also allowed to analyze the parameters (adiabatic flame temperature, pressure, X(H₂O), X(CO₂), X(N₂), laminar burning velocity) which have an important role in the production of CO pollutants and NO.

Key words: *Oxygen enriched methane/air flames, H₂O/CO₂ dilution, laminar burning velocity, spherical flames, swirl flames.*

Table des matières

Résumé	5
Abstract	6
Nomenclature	14
Introduction générale	18
Contexte Scientifique	18
Positionnement du sujet.	19
Objectifs de l'étude.	22
Organisation de l'étude.	23
Plan du manuscrit	25
Partie I. Etude en régime laminaire	28
1 Aspects fondamentaux et choix des conditions d'étude	30
1.1 Introduction.	32
1.2 Structure de flamme.	32
1.2.1 Description.	32
1.2.2 Epaisseur de flamme.	33
<i>a) Epaisseur caractéristique.</i>	34
<i>b) Epaisseur thermique</i>	35
1.3 La vitesse fondamentale de flamme.	36
1.3.1 Définition	36
1.4 Détermination expérimentale de la vitesse de flamme	39
1.4.1 Flamme conique	40
1.4.2 Flamme plate adiabatique stabilisée	40
1.4.3 Flamme à jets opposées	41

1.4.4	Flamme sphérique.	42
1.5	Etude des flammes sphériques en expansion pour la détermination des vitesses fondamentales	43
1.5.1	Étirement du front de flamme	43
1.5.2	Vitesse de flamme étirée (V_L).	45
1.5.3	Vitesse de flamme non-étirée (S_L^0)	48
1.6	Instabilités de combustion.	51
1.6.1	Instabilités dues aux forces de gravité.	51
1.6.2	Instabilités hydrodynamiques.	53
1.6.3	Instabilités thermo-diffusives	54
1.7	Détermination des conditions d'étude.	58
1.7.1	Etude bibliographique.	58
1.7.2	Conditions opératoires.	62
1.8	Conclusion.	64
2	Description des outils expérimentaux et numériques de détermination des vitesses de flamme laminaire	66
2.1	Introduction.	68
2.2	Description du dispositif expérimentale : Bombe sphérique. . .	68
2.2.1	Caractéristiques de la bombe sphérique utilisée	68
	a) <i>Préparation du mélange</i>	70
	b) <i>Mise en place du diagnostic optique : l'ombroscopie</i>	71
2.2.2	Méthodologie pour l'obtention de la vitesse de flamme laminaire	73
	a) <i>Détermination du rayon et de l'étirement de la flamme</i>	74
	b) <i>Extrapolation par la méthode non-linéaire</i>	75
	c) <i>Détermination de la vitesse de flamme laminaire non-étirée (S_L^0)</i>	77
2.2.3	Limitations expérimentales.	78
2.3	Description des outils numériques.	82
2.3.1	Code Chemical WorkBench v.4.1 Package (CWB). . .	82

2.3.2	Schéma cinétique.	83
2.4	Conclusion	84
3	Caractéristiques des flammes laminaires CH₄/O₂/N₂/H₂O	85
3.1	Introduction	87
3.2	Validation de la méthode expérimentale dans le cas de la dilution en vapeur d'eau H ₂ O.	89
3.2.1	A pression atmosphérique.	89
3.2.2	A haute pression.	91
3.3	Effet de la dilution en vapeur d'eau H ₂ O sur les flammes méthane CH ₄ /air enrichi en dioxygène O ₂	95
3.3.1	Comparaison des mesures expérimentales aux prédictions numériques obtenues avec le code CWB et le mécanisme GRIMech.3.0	95
3.3.2	Analyse des résultats.	99
	a) <i>Topologie et stabilité de flamme</i>	99
	b) <i>Effet de la dilution en vapeur d'eau H₂O</i>	107
	▪ Effet sur la température adiabatique de flamme	107
	▪ Effet sur la vitesse de flamme.	109
	c) <i>Corrélation entre la vitesse de flamme et la température adiabatique de flamme</i>	112
3.4	Extrapolation aux caractéristiques de combustion d'une turbine à gaz.	114
3.5	Conclusion	123
	Annexes	126
1	Cycle thermodynamique OEASTIG	126
1.1	Description du cycle.	126
1.2	Efficacité de captage	129
1.3	Impact sur le procédé de combustion.	131
2	Comparaison des vitesses de flammes laminaires pour les dilutions : CO ₂ et H ₂ O.	134

Partie II. Etude en régime turbulent	136
4 Notions générales sur les flammes turbulentes prémélangées	138
4.1 Introduction	140
4.2 Flammes de prémélange turbulente.	140
4.3 Flammes swirlées.	143
4.3.1 Description.	143
4.3.2 Utilisation d'un accroche flamme	147
4.3.3 Topologies de flammes.	148
4.3.4 Instabilités de combustion	151
4.4 Etat de l'art : flammes swirlées de méthane avec recirculation des gaz.	152
4.4.1 Dilution au dioxyde de carbone CO ₂	152
4.4.2 Dilution à la vapeur d'eau H ₂ O.	153
5 Description des outils expérimentaux	155
5.1 Introduction.	157
5.2 Description du dispositif expérimental : le brûleur swirler. . .	157
5.2.1 Caractéristiques de la chambre de combustion.	157
5.2.2 Le plenum.	159
5.2.3 L'injecteur swirlé.	160
5.2.4 Système d'alimentation et préparation du mélange réactif.	161
5.2.5 Production du vapeur d'eau.	163
5.3 Techniques de mesure et diagnostics associés.	165
5.3.1 Mesure des émissions des gaz dans les fumées.	165
5.3.2 Visualisation des flammes par chimiluminescence. . .	168
6 Analyse des résultats des flammes swirlées	172
6.1 Introduction.	174
6.2 Etudes des flammes swirlées diluées à la vapeur d'eau H ₂ O. .	176

6.2.1	Structures de flammes	178
	<i>a) Topologie et chimiluminescence.</i>	178
	▪ Forme de flamme	181
	▪ Hauteur de la flamme (H_f) et distance de d'ac-	
	crochage (H_d)	183
	▪ Emission spontanée de la flamme	186
	<i>b) Corrélation avec la vitesse de flamme laminaire</i>	
	<i>(S_L^0).</i>	187
6.2.2	Emissions des polluants CO et NO	191
6.3	Comparaison des flammes swirlées diluées au dioxyde de	
	carbone CO_2 et à celles diluées à la vapeur d'eau H_2O	195
6.3.1	Structure de flammes	196
6.3.2	Emissions des polluants CO et NO	202
6.4	Influence de la richesse.	206
6.4.1	Topologies et chimiluminescence des flammes.	206
6.4.2	Emissions des polluants CO et NO.	209
6.5	Conclusion	210
	Annexes	213
	1 Résultats de la comparaison des flammes swirlées di-	
	luées au dioxyde de carbone CO_2 et celles diluées à	
	la vapeur d'eau H_2O à $T_0=473$ K.	213
	Conclusion et perspectives	220
	Conclusion générale	222
	Perspectives	226
	Liste des figures	228
	Liste des tableaux	235
	Références bibliographiques	237

Nomenclature

Lettres latines		
Symbole	Paramètre	Unités
D_{bd}	Diamètre du "bluff-body"	m
D_m	Diffusivité moléculaire	$m^2.s^{-1}$
D_{ii}	Diamètre interne injecteur	m
D_{th}	Diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
C_p	Capacité calorifique massique à pression cte	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
G_θ	Flux axial du moment cinétique de l'écoulement	$N.m$
G_z	Flux axial de la quantité de mouvement	N
H_d	Hauteur décollage de flamme de l'injecteur	m
H_f	Hauteur de la flamme	m
L_b	Longueur de Markstein côté gaz brûlés	m
Le	Nombre de Lewis	-
r_1	Rayon intérieur injecteur	m
R_f	Rayon de flamme	m
S_c	Vitesse de consommation liée au taux de react	$m.s^{-1}$
S_i^0	Vitesse de flamme laminaire non-étirée adiab	$m.s^{-1}$
S_L	Vitesse de flamme laminaire étirée	$m.s^{-1}$
S_n	Nombre de swirl	-
S_T	Vitesse de flamme turbulente	$m.s^{-1}$
u	Vitesse des gaz frais dans le ref. laboratoire	$m.s^{-1}$
u_g	Vitesse des gaz frais devant le front flamme	$m.s^{-1}$
V_f	Volume de fumées sèches	-
V_i^0	Vitesse de propagation laminaire non-étirée	$m.s^{-1}$
V_L	Vitesse de propagation laminaire	$m.s^{-1}$
X	Fraction molaire	%
Y	Masse molaire	$kg.mol^{-1}$

Lettres grecques		
Symbole	Paramètre	Unités
ϕ	Richesse du prémélange	-
δ_f	Epaisseur de flamme laminaire	<i>m</i>
δ_p	Epaisseur caractéristique zone réaction	<i>m</i>
δ_{th}	Epaisseur caractéristique zone dégagement chaleur	<i>m</i>
δ_t	Epaisseur de flamme turbulente	<i>m</i>
ρ	Masse volumique	<i>kg.m³</i>
λ	Conductivité thermique	<i>W.m⁻¹.K⁻¹</i>
$\dot{\omega}_r$	Taux de réaction	<i>kg.m⁻³.s⁻¹</i>
κ	Etirement total du front de flamme	<i>s⁻¹</i>
σ	Facteur d'expansion thermique	-
β	Nombre de Zeldovich	<i>J.mol⁻¹.K⁻¹</i>
Ω	Teneur en oxygène dans l'air	%
γ	Rapport du rayon du "bluff-body" et de l'injecteur	-

Exposants / Indices	
0	Flamme 1D plane adiabatique non étirée / état initial
adiab	Conditions adiabatiques
b	Gaz brûlés
eff	Effectif
eq	Conditions d'équilibre thermodynamique
f	Combustible
k	Espèce
O	Oxydant
P	Produits
R	Réactifs
REF	Condition de référence
u	Gaz frais

Acronymes

ATR	AutoThermique Reforming
ASU	Air Speration Unit
CCE	Couche Cisaillement Externe
CCI	Couche Cisaillement Interne
COCC	Combustion Optimisée pour le Captage de Carbone
DNS	Direct Numerical Simulation
EI	Emission Index
EGR	Exhaust Gas Recirculation
FFT	Fast Fourier Transform
MEA	MonoEthanol Amine
OEASTIG	Oxygen Enriched Air STIG cycle
OEA	Oxygen Enriched Air
PFR	Plug Flow Reactor
POX	Partial Oxydation non-catalytic
PSR	Perfectly Stirred Reactor
SMR	Steam Reforming
STIG	Steam Injection Gas Turbine
ZIR	Zone Recirculation Interne
ZRE	Zone Recirculation Externe

Introduction générale

Contexte scientifique

Dans l'attente d'une réelle transition énergétique, il est probable que la production d'énergie mondiale reste, dans les prochaines décennies encore majoritairement issues des procédés de combustion (actuellement, la part est de 85%, comme le montre la Fig.1 *IEA (2018)*). Dans le monde moderne, la combustion est surtout utilisée pour produire de l'énergie (propulsion, chaleur, électricité) mais aussi pour obtenir des détonations (explosions utilisées pour la propulsion hypersonique, la pyrotechnie).

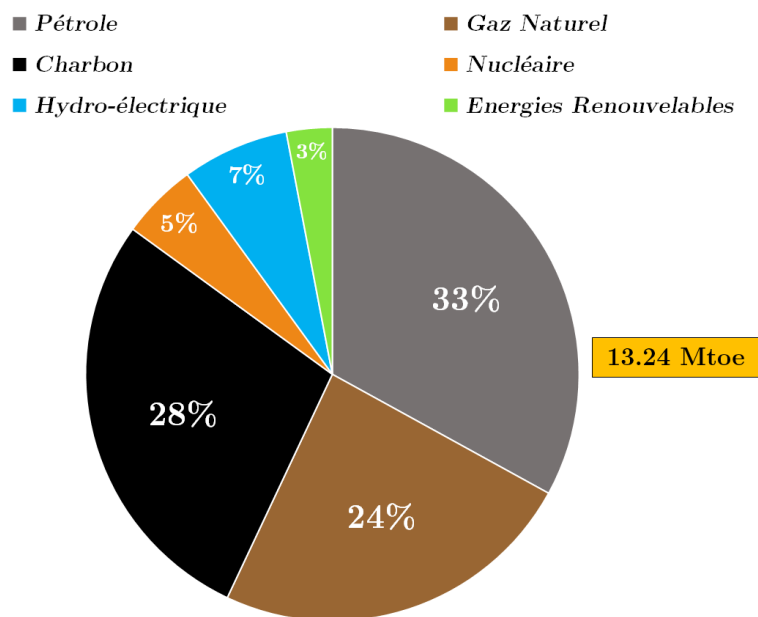


FIGURE 1. Distribution de la production mondiale d'énergie. Image tirée d'*IEA (2018)*.

Pour réduire les émissions de gaz à effets de serre vers l'atmosphère, deux solutions peuvent être envisagées et mises en place tout en réduisant les émissions polluantes (NOx, CO, particules, ...) [*Barmaa et al. (2017)*, *Kohse-Höinghaus et al. (2018)*]:

- l'utilisation de combustibles « décarbonés » ;
- le captage du dioxyde de carbone CO₂ pour ensuite le séquestrer ou l'utiliser.

Dans les deux cas, les différentes techniques associées conduisent à des combustions encore mal maîtrisées puisque non conventionnelles. Le manque de connaissances suffisantes de ces modes de combustion peut devenir une limite au développement de ces techniques et à leur exploitation. Pour lever ces verrous scientifiques, il est donc nécessaire de caractériser ces combustions non seulement d'une manière macroscopique (opérabilité du brûleur, instabilité de la flamme, émissions polluantes, température de combustion) mais aussi d'une manière plus fine (structure de flamme, vitesse de flamme,...) afin de comprendre les nouveaux phénomènes mis en jeu.

Positionnement du sujet

L'optimisation des procédés du captage du CO₂, conduit à modifier le plus souvent les conditions de combustion, afin de pré-concentrer les fumées en dioxyde de carbone avant son captage. La technique de référence éprouvée et ultime est la technique d'oxy-combustion associée à une recirculation de ses gaz brûlés (CO₂) afin de maîtriser les températures de combustion. Son inconvénient majeur est le coût important de production de l'oxygène pur qui rend économiquement prohibitif son

utilisation pour le captage massif du CO₂. Des techniques hybrides plus économiquement viables [*Belaiassaoui et al. (2013)*, *Baker et al. (2017)*] alliant l'utilisation d'air enrichi en oxygène (OEA) beaucoup moins cher à produire, la recirculation des gaz brûlés (EGR (CO₂, H₂O et N₂)) et un captage du CO₂ par procédé membranaire, ont été proposées.

Dans le cas des turbines à gaz actuelles, la combustion prémélangée pauvre (qu'on peut assimiler à une combustion à forte dilution en air) est la technique de référence permettant la réduction des émissions d'oxydes d'azote (NOx). A faible richesse, ce procédé Bas NOx voit malheureusement ses performances limitées par l'apparition d'instabilités de combustion. C'est en grande partie pour cette raison que les instabilités de combustion ont été et sont encore étudiées [*Vignant et al. (2018)*, *Buschhagen et al. (2018)*, *Poinsot (2017)*, *Gampa et al. (2014)*, *Lieuwen et al. (2005)*, *Sattelmayer et al. (2003)*]. Ce verrou technologique est tel que les constructeurs et les laboratoires recherchent en parallèle des voies de contournement technologique pour éviter l'apparition des instabilités, par exemple, par assistance de la combustion par hydrogène ou par plasma et plus drastiquement par la modification importante de la géométrie du brûleur.

L'utilisation de l'EGR (représentée par la dilution en dioxyde de carbone CO₂, en vapeur d'eau H₂O et en diazote N₂) est également une technologie qui est utilisée pour réduire les émissions d'oxydes d'azote NOx ; elle est couramment employée dans les moteurs à combustion interne et dans les brûleurs de chaudières industrielles. Son utilisation dans les turbines à gaz conventionnelles n'est pas envisagée du fait de l'augmentation du coût d'investissement par l'utilisation supplémentaire d'un compresseur et d'un échangeur pour l'EGR. Elle est cependant envisagée pour

les nouveaux cycles thermodynamiques de turbine et notamment pour le captage du CO₂. On peut noter que l'injection d'eau sous forme vapeur et liquide a été la première technique, à partir des années 70, à être utilisée dans les turbines à gaz pour réduire les NOx [*Caillat (1999)*, *Farokhipour et al. (2018)*, *Pugh et al. (2018)*, *Serrano et al (2019)*, *Cabot et al. (2017)*, *Lipardi et al. (2017)*, *Bianchi et al. (2017)*, *Lellek et al. (2017)*, *Emami et al. (2018)*]. La technique d'addition de H₂O (vapeur ou liquide) sur les flammes doit être bien maîtrisée, afin d'éviter l'apparition des instabilités de combustion [*Chica Cano et al. (2018)*, *Cao et al. (2017)*, *Zhang et al. (2017)*] et/ou l'augmentation des émissions de monoxyde de carbone CO dans le cas de forte injection d'eau.

Cette thèse a été réalisée dans le cadre du projet COCC « Combustion Optimisée pour le Captage du CO₂ » financé par les labex EMC3 et CAPRYSES, impliquant les laboratoires CORIA de Rouen, ICARE et PRISME d'Orléans. Il porte sur le développement d'un procédé hybride de captage de CO₂ par membranes sur turbine à gaz combinant l'utilisation de la pré-concentration du CO₂ obtenue par recyclage des gaz de combustion et l'utilisation d'air enrichi en oxygène. L'intérêt économique de ce procédé de captage, sous pression et avec une combustion adaptée pour une utilisation optimale des membranes, a été clairement démontré puisque ses applications sont prometteuses pour les grosses unités industrielles. Pour démontrer la faisabilité de ce procédé hybride de captage, il est aujourd'hui nécessaire d'étudier le procédé de combustion non conventionnel qui en découle ainsi que le procédé de captage par membranes. Cette thèse concerne exclusivement la partie combustion de ce programme et s'est appuyée sur la complémentarité des équipes de combustion des deux Labex EMC3 et CAPRYSES.

Objectifs de l'étude

Cette thèse porte sur l'étude des effets du recyclage des gaz de combustion (EGR pour *Exhaust Gas Recirculation*) via l'étude de la dilution par le dioxyde de carbone et plus particulièrement de la vapeur d'eau sur des flammes de méthane / air enrichi en oxygène dans le cas d'une combustion pré-mélangée pressurisée rencontrée dans les turbines à gaz.

Les objectifs de cette thèse sont les suivants :

- L'investigation des mécanismes élémentaires de combustion (vitesse et structure de flamme, émissions polluantes, transfert thermique, ...) à haute pression, c'est-à-dire dans des conditions proches de l'application ;
- L'enrichissement des bases de données sur la combustion (d'une part, grâce aux mesures et aux calculs des vitesses de flammes laminaires et, d'autre part, grâce aux données expérimentales acquises lors des mesures des émissions polluantes en configuration de turbines à gaz. Ces bases de données seront notamment d'une aide importante pour l'amélioration des mécanismes cinétiques détaillés);
- L'évaluation de l'opérabilité d'une telle combustion sur les aspects de sécurité (extinction, retour de flamme, instabilité de combustion, ...) et des émissions polluantes (NOx, CO, ...);
- La détermination des conditions optimales, permettant de satisfaire à la fois l'efficacité énergétique, les contraintes liées au captage du CO₂ (notamment

en termes de taux de concentration en CO_2) et la réduction des émissions polluantes (notamment le monoxyde de carbone et les oxydes d'azote).

Organisation de l'étude

L'étude de ce nouveau mode de combustion pré-mélangée ($\text{CH}_4/\text{O}_2/(\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O})/\text{N}_2$) a été menée d'un point de vue expérimental et numérique, des conditions les plus simples jusqu'aux conditions complexes rencontrées dans l'industrie [*Nemitallah et al. (2019)*, *Habib et al. (2019)*, *Nemitallah et al. (2019b)*, *Tu et al. (2019)*, *Londerville et al. (2018)*, *Kang et al. (2018)*]. En effet, une étude, en régime laminaire et en régime turbulent, des effets de l'enrichissement en oxygène de l'air et de la recirculation des gaz brûlés (via l'étude de la dilution par le CO_2 et l' H_2O) sur la combustion de flammes prémélangées de gaz naturel dans une configuration de turbine à gaz a été réalisée.

L'étude de la littérature montre que la dilution au dioxyde de carbone CO_2 a déjà été largement étudié dans le cas de l'oxycombustion, on peut citer par exemple les références suivantes : *Amato et al. (2010)*, *De Persis et al. (2013)*, *Hu et al. (2016)*, *Watanabe et al. (2016)*, *Jourdain et al. (2016)*, *He et al. (2017)*, *Khalil et al. (2017)*, *Khan et al. (2017)*, *Abdelwahid et al. (2018)*, *Lapalme et al. (2018)*, *Li et al. (2018)*. Dans notre étude, nous nous sommes plutôt intéressés à la compréhension et à l'étude des mécanismes physico-chimiques mis en jeu par la forte dilution en vapeur d'eau H_2O sur les mécanismes élémentaires de combustion via les mesures de vitesse de flammes laminaires. La combustion turbulente de prémélange rencontrée dans les turbines à

gaz étant une combustion turbulente de type flammelette, ses caractéristiques intrinsèques dépendent principalement de deux paramètres : la vitesse de flamme laminaire et le taux de plissement de la flamme turbulente [*Clavin (1985)*, *Clavin & Williams (1982)*, *Williams (1975)*, *Karlovitz et al. (1953)*]. Si les vitesses de flamme laminaire et turbulente sont des données connues pour des conditions standards (sans dilution et sans ajout d'oxygène), elles le sont moins quand les concentrations en oxygène [*Merlo (2014)*] et en diluants [*Mazas (2010)*] à fortes capacités massiques thermiques augmentent. Notre premier objectif a été de mesurer, pour des conditions de pression, de température et de richesse rencontrées dans les turbines à gaz, la vitesse de flamme laminaire dans l'enceinte à volume constant du laboratoire PRISME en fonction du taux d'O₂ et de H₂O. La détermination de la vitesse de flamme a été réalisée par ombroscopie rapide.

Dans cette première partie, des simulations ont été réalisées. Les résultats expérimentaux ont été confrontés aux résultats des calculs de vitesses de flammes laminaires et disponibles dans la littérature. Le but de cette étape est la validation du mécanisme réactionnel utilisé.

Dans un second temps, une étude expérimentale de la combustion pré-mélangée d'un mélange CH₄/(CO₂/H₂O)/O₂/N₂ dans le cas d'une configuration de turbine à gaz a été réalisée. Dans cette partie, l'approche scientifique a consisté à montrer et à interpréter les liens entre les paramètres fondamentaux mesurés et calculés au cours de l'étape précédente sur des flammes académiques et les mesures réalisées sur une flamme se rapprochant des conditions de fonctionnement industriel. Des liens entre la vitesse de combustion laminaire et la structure de la flamme ainsi que sa stabilité ont déjà été montrés par *Lafay et al. (2007)* dans le cas d'une faible dilution au CO₂.

Dans le cadre de cette thèse, la compréhension de ces liens dans le cas d'une combustion suroxygénée et fortement diluée en CO_2 et en H_2O a été menée. La configuration choisie est une flamme prémélangée swirlée confinée. Les paramètres d'entrée du problème sont la température des réactifs, la température adiabatique de combustion et la pression (le nombre de swirl sera maintenu constant) et également les débits et les concentrations en CH_4 , O_2 (richesse), CO_2 , H_2O et N_2 .

L'aspect novateur de cette thèse réside, non seulement, dans le couplage qui a été mis en œuvre entre la cinétique chimique détaillée et la dynamique des flammes, mais aussi, dans les études réalisées en parallèle dans les trois laboratoires partenaires : ICARE, PRISME et CORIA, entre la structure et les vitesses de flammes en régime laminaire et en régime turbulent. Cette thèse vise à contribuer à un défi technologique et socio-économique : le développement des procédés de captage du CO_2 pour des systèmes énergétiques à zéro émission.

Plan du manuscrit

Le manuscrit est scindé en deux parties décrivant d'une part, l'étude en régime laminaire, et, d'autre part, l'étude en régime turbulent. Ainsi, le plan du manuscrit est le suivant :

1^{ère} partie : Etude en régime laminaire

- Chapitre I Aspects fondamentaux et choix des conditions d'étude
- Chapitre II Description des outils expérimentaux et numériques
- Chapitre III Détermination des caractéristiques de flammes laminares
 $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$

2^{ème} partie : Etude en régime turbulent

Chapitre IV Notions générales sur les flammes turbulentes prémélangées.

Chapitre V Description des outils expérimentaux.

Chapitre VI Analyse des résultats des flammes swirlées.

3^{ème} partie : Conclusion et perspectives

Partie I.

Etude en régime laminaire

Chapitre I.

Aspects fondamentaux et choix des conditions d'étude

Sommaire

1.1	Introduction.	32
1.2	Structure de flammes	32
1.2.1	Description.	32
1.2.2	Epaisseur de flamme.	33
	<i>a) Epaisseur caractéristique</i>	34
	<i>b) Epaisseur thermique.</i>	35
1.3	La vitesse fondamentale de flamme	36
1.3.1	Définition.	36
1.4	Détermination expérimentale de la vitesse de flamme	39

1.4.1	Flamme conique.	40
1.4.2	Flamme plate adiabatique stabilisée.	40
1.4.3	Flamme à jets opposées	41
1.4.4	Flamme sphérique	42
1.5	Etude des flammes sphériques en expansion pour la détermination des vitesses fondamentales	43
1.5.1	Etirement du front de flamme	43
1.5.2	Vitesse de flamme étirée (V_L).	45
1.5.3	Vitesse de flamme non étirée (S_L^0)	48
1.6	Instabilités de combustion.	51
1.6.1	Instabilités dues aux forces de gravité	51
1.6.2	Instabilités hydrodynamiques	53
1.6.3	Instabilités thermo-diffusives.	54
1.7	Détermination des conditions d'étude.	58
1.7.1	Etude bibliographique.	58
1.7.2	Conditions opératoires	62
1.8	Conclusion.	64

1.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des principaux aspects fondamentaux concernant les flammes laminaires prémélangées. D'abord, une analyse détaillée de la structure de flammes est réalisée. Puis, la vitesse fondamentale de flamme est définie ainsi que les différentes configurations de propagation permettant de la déterminer. Ensuite, le dispositif que nous avons choisi dans notre étude pour déterminer les vitesses fondamentales de flamme à haute pression est décrit. Dans une quatrième partie, les instabilités de flammes sont abordées. Enfin, après la présentation de l'état de l'art portant sur la détermination des vitesses de flammes méthane/air dans le cas d'un enrichissement en dioxygène O_2 et de la dilution au dioxyde de carbone CO_2 et en vapeur d'eau H_2O , les conditions de flammes choisies pour notre étude sont détaillées.

1.2 Structure de flammes

1.2.1 Description

La structure de flamme correspond à l'évolution des réactifs, des produits, de la température et de la production de chaleur en fonction de la distance au brûleur. D'après la théorie de *Mallard & Le Châtelier (1881)* se distinguent deux zones importantes entre les gaz frais et les gaz brûlés : la zone de préchauffage et la zone de réaction (*Fig.1-1*). La séparation de ces deux zones est appelée front de flamme.

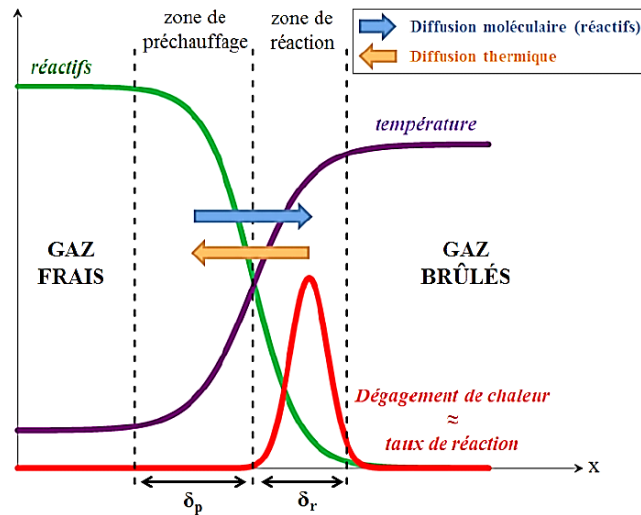


FIGURE 1-1. Schéma de la structure de flamme laminaire 1D

Dans la zone de préchauffage, se produit un flux de chaleur provenant des gaz brûlés qui augmente la température des gaz frais sur une épaisseur δ_p . Grâce à cette augmentation de la température, des réactions chimiques commencent à avoir lieu et initient l'oxydation du combustible. Cependant, elles sont généralement négligées devant les effets de diffusion thermique. Ensuite, dans la zone de réaction, d'une épaisseur δ_r , tous les réactifs préalablement chauffés réagissent, dégageant de la chaleur provenant des réactions chimiques (diffusion moléculaire).

1.2.2 Epaisseur de flamme

Dans la littérature, il existe un grand nombre de définitions de l'épaisseur de la flamme laminaire δ_f , on peut citer celle de *Clavin et al. (1979)*, celle d'*Abraham et al. (1985)*, ou bien celle de *Jarosinski (1984)*. La Fig.1-2 représente les deux définitions les plus connues.

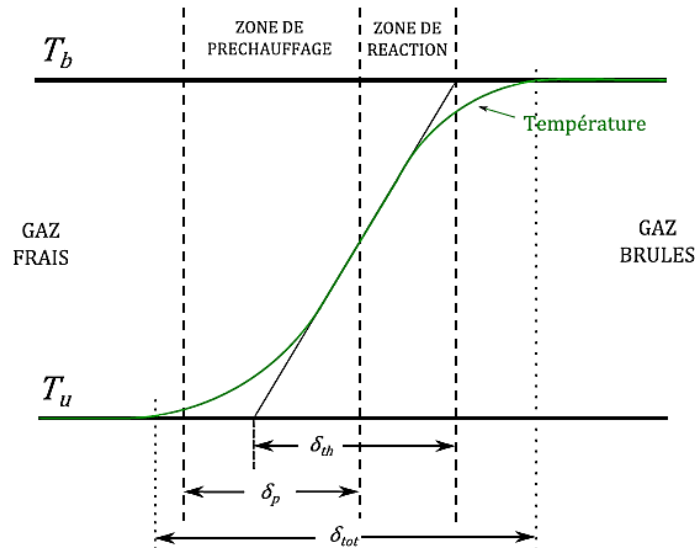


FIGURE 1-2. Epaisseurs de flamme de prémélange laminaire.

a) Epaisseur caractéristique

D'après [Zeldovich \(1944\)](#), l'épaisseur caractéristique résulte de l'équilibre entre les diffusions thermiques et moléculaires, toutes deux responsables de la propagation de la flamme. L'épaisseur caractéristique est définie comme le rapport entre la diffusivité thermique des gaz frais (D_{th}) et la vitesse de flamme laminaire non-étirée (S_L^0), selon l'équation suivante (eq.1-1):

$$\delta_p = \frac{D_{th}}{S_L^0} = \frac{\lambda}{\rho_u C_p S_L^0} \quad (\text{eq.1-1})$$

avec λ [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$], ρ_u [$kg \cdot m^{-3}$] et C_p [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$] étant respectivement la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité calorifique évaluées dans les gaz frais.

Cette épaisseur correspond à la distance parcourue par les gaz frais dans la zone de préchauffage pour atteindre la température d'inflammation. Néanmoins, cette épaisseur est généralement plus faible que celle qui peut être mesurée expérimentalement comme l'ont précisé *Williams et al. (1985)*. Elle nécessite de connaître les propriétés thermiques des gaz frais représentées par leur diffusivité thermique D_{th} et la vitesse de flamme laminaire S_L^0 .

b) Épaisseur thermique

D'après *Spalding (1955)*, en prenant comme référence les températures des gaz frais (T_u) et des gaz brûlés (T_b), l'épaisseur thermique caractérise la zone de dégagement de chaleur. Cette définition donne des valeurs plus proches des mesures disponibles expérimentalement, comme indiqué par *Williams et al. (1985)*. L'équation de l'épaisseur thermique est donnée par la relation suivante (eq.1-2) :

$$\delta_{th} = \frac{T_b - T_u}{(|grad T|)_{max}} \quad (eq.1-2)$$

L'équation 1-2 peut être utilisée si et seulement si le profil de température dans la flamme est connu.

L'épaisseur totale (δ_{tot}) peut être définie comme le rapport entre les températures des gaz selon l'équation 1-3 :

$$\left(\frac{T - T_u}{T_b - T_u} \right) \quad (eq.1-3)$$

Néanmoins, cette épaisseur ne correspond pas à une flamme réelle, car elle n'utilise aucun rapport des espèces ni des températures le long du front de flamme [*Poinsot & Veynante (2001)*].

1.3 La vitesse fondamentale de flamme

1.3.1 Définition

La vitesse fondamentale d'une flamme laminaire est un paramètre essentiel de la dynamique de combustion qui permet de caractériser deux éléments importants que sont la réactivité et la diffusivité du mélange combustible. Dans la littérature, il existe différentes méthodes décrivant comment la mesurer expérimentalement ou la calculer numériquement [*Poinsot & Veynante (2001)*, *Turns (1996)*]. Dans notre cas, en prenant comme référence la [Fig.1-2](#) qui présente le cas idéal d'une flamme unidimensionnelle, non-étirée et adiabatique, la vitesse de flamme laminaire notée S_L^0 correspond à la vitesse à laquelle sont consommés les réactifs. Elle dépend des conditions thermodynamiques initiales : la température, la pression, la composition du mélange (richesse ϕ), la nature du combustible et du comburant et la dilution.

Pour définir cette vitesse, imaginons dans le front de flamme une iso-surface à un instant t comme cela est représenté sur la [Fig.1-3](#).

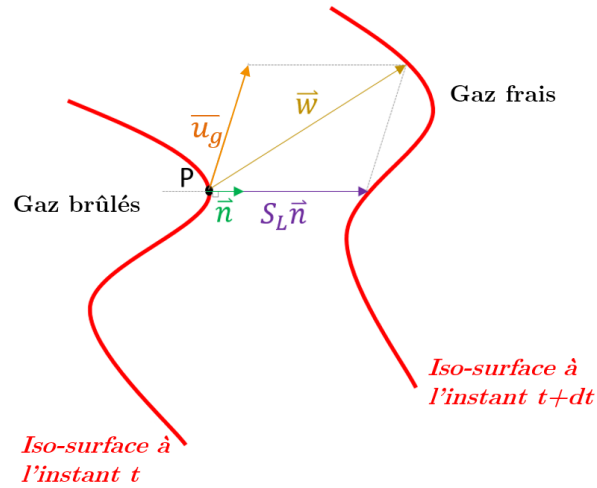


FIGURE 1-3. Représentation des vitesses de flamme.

En un point P de cette iso-surface, la normale \vec{n} est orientée vers les gaz frais. La vitesse \vec{w} correspond à la vitesse de déplacement du front flamme dans le référentiel du laboratoire et la vitesse \vec{u}_g à celle des gaz frais devant le front flamme, toujours dans le repère du laboratoire.

La vitesse de flamme laminaire (S_L) apparaît comme la vitesse normale à ce front de flamme, comme le montre la relation vectorielle suivante :

$$\vec{w} = S_L \vec{n} + \vec{u}_g \quad (\text{eq. 1-4})$$

Dans le cas particulier des flammes sphériques ou planes, les vitesses \vec{w} et \vec{u}_g sont colinéaires au vecteur normal \vec{n} . Dans ce cas, une vitesse absolue V_L apparaît comme la vitesse normale à laquelle se déplace le front de flamme dans le référentiel du laboratoire. Dans la littérature, cette vitesse est appelée vitesse de propagation laminaire [*Andrews & Bradley (1972)*].

Cette vitesse est alors définie comme $V_L = \vec{w} \cdot \vec{n}$ et est directement reliée à la somme de la vitesse de flamme laminaire S_L et de la vitesse des gaz frais devant le front flamme \vec{u}_g (eq.1-5).

$$V_L = S_L + u_g \quad (\text{eq.1-5})$$

La géométrie du front de flamme joue un rôle important au moment de son déplacement.

D'une manière générale, la vitesse de consommation des gaz frais S_c , est égale à la vitesse à laquelle sont formés les produits (gaz brûlés). En supposant un front de flamme unidimensionnelle, elle peut être définie à partir du taux de réaction $\dot{\omega}_r$, ou du taux de formation $\dot{\omega}_p$ d'un produit de réaction, selon les relations suivantes :

$$S_c = -\frac{1}{\rho_u Y_R^u} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_r \, dn = \frac{1}{\rho_u Y_P^b} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_p \, dn \quad (\text{eq.1-6})$$

où, ρ_u correspond à la masse volumique des gaz frais, Y_R^u et Y_P^b sont respectivement les fractions massiques des réactifs dans les gaz frais et celles des produits dans les gaz brûlés. Elle peut également être reformulée pour une espèce K quelconque de la façon suivante :

$$S_c = \frac{1}{\rho_u (Y_K^b - Y_K^u)} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_K \, dn \quad (\text{eq.1-7})$$

1.4 Détermination expérimentale de la vitesse de flamme

Plusieurs configurations existent pour déterminer expérimentalement les vitesses de flammes. Ces configurations, moyennant certaines hypothèses, permettent de générer différents types de flamme. En fonction des cas, ces flammes peuvent être soumises à différents effets comme l'étiement et/ou les pertes thermiques qu'il convient de corriger avec précision afin d'obtenir la vitesse de flamme laminaire S_L^0 . Ces configurations sont présentées sur la Fig.1-4.

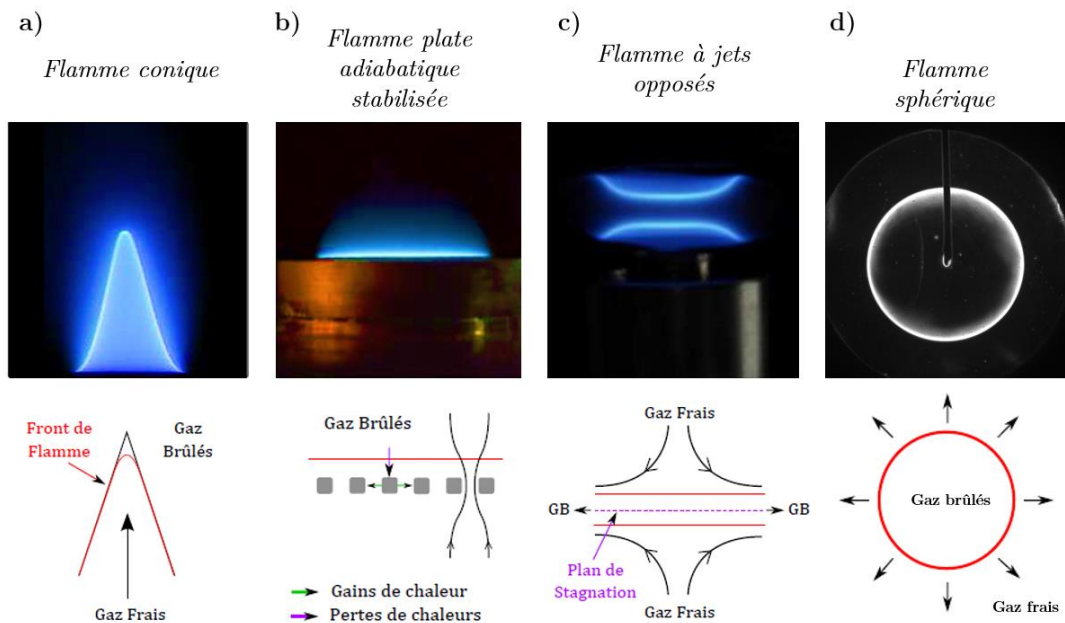


FIGURE 1-4. Représentation des différents types de flammes laminaires : a) Flamme conique, b) Flamme plate adiabatique stabilisée, c) Flamme à jets opposés, d) Flamme sphérique.

1.4.1 Flamme conique

La flamme conique, représentée sur la Fig.1-4a, est également connue sous le nom de « *flamme bunsen* ». Le mélange du combustible avec le comburant est effectué préalablement dans un tube cylindrique avant l'inflammation [Lewis & Von Elbe (1987), Ogami & Kobayashi (2006), Kornilov et al. (2007), Gaudron et al. (2017), Tang et al. (2019)]. Dans ce type de configuration, la vitesse d'injection (i.e. de sortie) est essentielle pour contrôler la stabilité de la flamme ; elle doit donc être supérieure à la vitesse de flamme laminaire, pour éviter le retour de la flamme. Dans cette configuration, les techniques optiques les plus utilisées pour visualiser la flamme sont : la chimiluminescence, l'ombroscopie et la technique Schlieren [Goldstein (2017)]. A partir de ces techniques, la vitesse de flamme laminaire peut être déterminée, en mettant en relation la surface de la flamme : sa hauteur et sa longueur, ainsi que la vitesse d'injection. Néanmoins, du fait de la non-uniformité de l'étirement et de la vitesse tout le long du front de flamme et en raison des pertes de chaleur à la sortie du brûleur, cette configuration présente certains inconvénients pour la détermination de la vitesse des flammes laminaires [Selle et al. (2011)].

1.4.2 Flamme plate adiabatique stabilisée

La flamme plate adiabatique stabilisée est connue également sous le terme anglais « *Heat Flux Method* », elle est représentée sur la Fig.1-4b. Ce type de configuration, initialement proposée par Van Maaren et al. (1994) consiste en une flamme plane stabilisée grâce aux flux de chaleur proportionnée par une plaque perforée chauffée. La vitesse d'injection des gaz frais alliée à la chaleur de cette plaque permet de créer une flamme « adiabatique » qui compense les pertes thermiques du front de flamme

vers l'extérieur. Cette géométrie permet, d'une part, d'éviter l'étirement rencontré dans le cas d'une flamme conique et d'autre part, de supposer une vitesse de combustion constante sur toute la longueur de la flamme. Normalement, lorsque la flamme est parfaitement stabilisée, la vitesse de flamme laminaire est liée à la vitesse d'injection. Néanmoins, cette stabilisation (écoulement et combustion) dans les zones proches des parois peut conduire à des incertitudes non négligeables sur la détermination de la vitesse de flamme laminaire. Plus de détails sur cette configuration peuvent être trouvés dans les articles de *De Goey et al. (1993)*, *Bosschaart (2002)*, *Konnov et al (2018)*.

1.4.3 Flammes à jets opposés

Le brûleur à jets opposés, représentée sur la *Fig.1-4c*, consiste à stabiliser deux flammes jumelles de part et d'autre d'un plan d'arrêt, dit de stagnation, dû aux deux jets d'injection montés face à face [*Tsuji (1982)*, *Vagelopoulos et al. (1994)*, *Huang et al. (2004)*, *Pejpichestakul et al. (2018)*]. Dans cette configuration, les pertes thermiques peuvent être négligées. Cependant, il existe de forts étirements tangentiels [*Egolfopoulos et al. (1989)*]. Ces effets d'étirement peuvent être contrôlés en ajustant la vitesse d'injection et/ou la distance entre les deux injecteurs ce qui permet, grâce à des modèles d'extrapolation, d'obtenir la vitesse de flamme laminaire non-étirée [*Law (1993)*]. Cette configuration ne permet pas des mesures à haute pression.

1.4.4 Flamme sphérique

La flamme sphérique, représentée sur la Fig.1-4d, est connue aussi sous le nom de flamme en expansion libre. Dans cette configuration, la flamme se propage dans un milieu initialement au repos confiné dans une enceinte fermée. Les techniques de visualisation du front de flamme les plus utilisées sont : la tomographie par diffusion de Mie, la technique Schlieren ou l'ombroscopie [Goldstein (2017)]. La combustion en expansion libre étant instationnaire, il est nécessaire d'enregistrer le phénomène à l'aide d'une caméra rapide. La vitesse de propagation étirée et l'étirement de la flamme peuvent être alors déterminés à chaque instant. Ensuite, à partir d'une méthode d'extrapolation, il est possible de déterminer la vitesse de flamme laminaire non-étirée [Giannakopoulos et al. (2015)]. A la différence des autres configurations, la flamme sphérique en expansion libre est la seule qui permet d'atteindre facilement des conditions thermodynamiques initiales variées comme des conditions de haute pression et haute température. Par conséquent, cette configuration a été largement utilisée au cours des années pour déterminer expérimentalement la vitesse de flamme laminaire [Bradley et al. (1996), Halter et al. (2005), Varea et al. (2013), Huo et al. (2018), Faghiih et al. (2018), Sikes et al. (2018)] dans des conditions proches des applications, par exemple les moteurs à allumage commandé [Brequigny et al. (2015), Hinton et al. (2018)].

Dans notre étude, les conditions expérimentales recherchées portent sur des conditions de haute pression et de haute température initiales. Ainsi, cette configuration (flamme sphérique en expansion libre) a été choisie pour atteindre les conditions recherchées.

1.5 Etude des flammes sphériques en expansion pour la détermination des vitesses fondamentales

Des paramètres importants tels que l'étirement de la flamme, la longueur de Markstein, les types de vitesses, les modèles d'extrapolation, les instabilités de flamme sont traités en détails dans ce paragraphe afin de déterminer la vitesse de flamme laminaire (S_L^0).

1.5.1 Etirement du front de flamme

L'étirement est un paramètre essentiel, non seulement, pour pouvoir caractériser la géométrie et la structure de flamme, mais aussi, pour déterminer la vitesse de flamme laminaire. Du fait de son importance, il a été largement étudié au cours des dernières années par de nombreux auteurs [[Law \(1989\)](#), [Creta & Matalon \(2011\)](#), [Aung et al. \(1997\)](#), [Wu et al. \(2015\)](#), [Liang et al. \(2018\)](#), [Bradley et al. \(2018\)](#)]. Sur la moitié du siècle passé, [Markstein \(1951\)](#), [Markstein \(1964\)](#) et [Karlovitz et al. \(1953\)](#), se sont intéressés à l'influence de l'étirement de la surface sur la vitesse de déplacement de la flamme, spécialement dû aux gradients de vitesse devant la flamme et la courbure des zones réactives. Ces auteurs ont également observé l'évolution de l'étirement pour différentes compositions de mélanges combustibles.

Plus tard, [Williams et al. \(1975\)](#) ont exprimé l'étirement k , comme l'évolution temporelle d'un élément de surface δA , comme le montre l'équation suivante (eq.1-8).

$$k = \frac{1}{\delta A} \frac{d\delta A}{dt} \quad (\text{eq.1-8})$$

Néanmoins, dans la littérature, il est possible de trouver plusieurs formulations de l'étirement k [Chung & Law (1984), Candel & Poinsot (1990), Mueller et al. (1995)] dont l'expression générale est donnée par l'équation 1-9. Cette équation a été déterminée à partir de l'équation de transport appliquée au vecteur normal \vec{n} d'un élément de surface δA se propageant à une vitesse \vec{w} vers les gaz frais comme le montre la Fig.1-5.

$$k = -\vec{n}\vec{n} : \vec{\nabla}\vec{w} + \vec{\nabla} \cdot \vec{w} \quad (\text{eq.1-9})$$

avec $\vec{n}\vec{n} : \vec{\nabla}\vec{w} = n_i n_j \frac{\partial w_i}{\partial x_j}$.

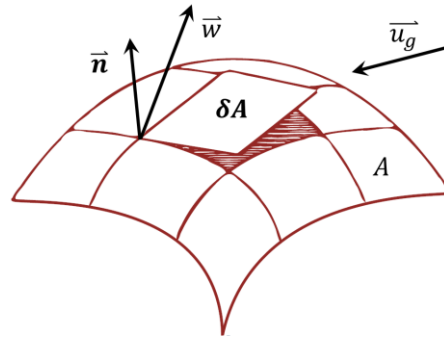


FIGURE 1-5. Représentation d'un élément δA sous l'effet de l'étirement. Image tirée de [Law (1989)]

En remplaçant \vec{w} de l'équation 1-9 par l'équation 1-4, l'étirement devient :

$$k = \underbrace{-\vec{n}\vec{n} : \vec{\nabla}\vec{u}_g + \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_g}_{\text{Etirement tangentiel } (k_s)} + \underbrace{S_L \vec{\nabla} \cdot \vec{n}}_{\text{Courbure du front flamme } (k_c)} \quad (\text{eq.1-10})$$

Etirement tangentiel (k_s) Courbure du front flamme (k_c)

De cette manière, l'étirement total k peut se définir, à partir de la somme de étirement tangentiel k_s , et celui dû à la courbure du front de flamme k_c .

$$k = k_s + k_c \quad (\text{eq.1-11})$$

Dans le cas d'une flamme sphérique en expansion libre, la surface de la flamme de rayon R_f s'écrit $A = 4\pi R_f^2$, et l'expression de l'étirement total k devient :

$$k = \frac{2}{R_f} \frac{dR_f}{dt} \quad (\text{eq.1-12})$$

Selon les travaux de [Bradley et al. \(1996\)](#), l'étirement tangentiel k_s et la courbure du front de flamme k_c , sont exprimés à partir des formules de [Candel & Poinsot \(1990\)](#) pour une flamme sphérique, de la manière suivante :

$$k_s = \frac{2}{R_f} u_g \quad (\text{eq.1-13}) \quad \text{et} \quad k_c = \frac{2}{R_f} S_L \quad (\text{eq.1-14})$$

Finalement, l'étirement est un paramètre intrinsèque des flammes sphériques qui prend des valeurs positives ($\frac{dR_f}{dt} > 0$).

1.5.2 Vitesse de flamme laminaire étirée (V_L)

La connaissance du rayon de la flamme R_f en fonction du temps (eq.1-15) permet de calculer sans ambiguïté, à chaque instant, la vitesse de propagation de la flamme étirée V_L (eq.1-15) et l'étirement k (eq.1-12).

$$V_L = \frac{dR_f}{dt} \quad (\text{eq.1-15})$$

Cette équation montre que la détermination du rayon de flamme R_f est fondamentale. Dans le cas de l'ombroscopie, le rayon de la flamme est détecté par le suivi du gradient maximal de la température dans le front de flamme. Dans celui de la tomographie laser, il peut être détecté sur une isotherme associée à la température d'évaporation du traceur [Varea et al. (2012), Brequigny et al. (2018)].

Ensuite, il est possible de déterminer la vitesse de la flamme laminaire étirée ($S_L(k)$) grâce à l'équation suivante :

$$S_L(k) = \frac{\rho_b}{\rho_u} V_L(k) \quad (\text{eq.1-16})$$

avec ρ_b et ρ_u [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$] respectivement la masse volumique des gaz brûlés et des gaz frais.

Dans le cas d'une configuration de flamme sphérique, Bonhomme et al. (2013) ont démontré que la vitesse de consommation des produits S_c^p , peut s'exprimer plus exactement par l'équation suivante :

$$S_c = \frac{\bar{\rho}_b}{\rho_u} \frac{dR_p}{dt} + \frac{R_p}{3} \frac{1}{\rho_u} \frac{d\bar{\rho}_b}{dt} \quad (\text{eq.1-17})$$

où R_p correspond au rayon de flamme défini sur les gaz brûlés et $\bar{\rho}_b$ est la moyenne spatiale de la masse volumique des gaz brûlés contenus dans la flamme.

Dans l'hypothèse où la masse volumique des gaz brûlés est considérée comme constante en fonction du temps, la relation devient alors :

$$S_c^p = \frac{\bar{\rho}_b}{\rho_u} \frac{dR_p}{dt} \quad (\text{eq.1-18})$$

Néanmoins, cette hypothèse n'est envisageable que si :

- La pression reste constante dans la bombe et cela n'est valable qu'au cours des premiers instants de la combustion, c'est-à-dire, tant que le volume de la flamme est très petit devant le volume total de la chambre. Au-delà, la pression de la chambre augmente.
- L'énergie déposée au moment de l'allumage de la flamme devient négligeable devant l'énergie thermique libérée par la combustion et cela n'est valable qu'après un certain temps après l'allumage et donc qu'à partir d'un certain volume de flamme.

La valeur $\bar{\rho}_b$ ne peut pas être déterminée expérimentalement, il est donc nécessairement de la calculer. Dans ce cas, elle peut être considérée comme égale à la masse volumique des gaz brûlés à l'équilibre thermodynamique (ρ_b^{eq}) (i.e. *en conditions isobare et adiabatique*). Dans la plupart des cas, cette grandeur est facilement calculée à l'aide d'un logiciel thermochimique. Ainsi, l'équation 1-18, devient :

$$S_c = \frac{\rho_b^{eq}}{\rho_u(t=0)} \frac{dR_p}{dt} \quad (\text{eq.1-19})$$

En respectant ces conditions, la relation décrite par l'équation 1-16, est bien en accord avec l'équation 1-19. Il est important de noter que dans la définition de [Bonhomme et al. \(2013\)](#), la vitesse de consommation est définie à partir du rayon de gaz brûlés R_p , alors que lors de la mesure, le rayon de la « flamme » dépend de

la technique optique utilisée. Cependant, comme l'épaisseur du front de flamme est très mince et diminue au cours de la propagation de la flamme, il est possible de négliger l'erreur lors de l'estimation du rayon sur le calcul de la vitesse de flamme [*Konnov et al. (2018)*].

1.5.3 Vitesse de flamme laminaire non étirée (S_L^0)

La vitesse de la flamme laminaire non étirée (S_L^0) est définie comme la vitesse caractéristique du mélange pour une richesse donnée soumise à des conditions de pression et de température définies et qui est indépendante de la configuration expérimentale utilisée. Pour la déterminer, il est nécessaire de s'appuyer sur une méthode d'extrapolation afin de corriger la vitesse de propagation de flamme étirée (V_L) obtenue expérimentalement.

Il existe différentes méthodes permettant d'extrapoler la vitesse à étirement nul [*Chung & Law (1984)*, *Bradley et al. (1998)*, *Tahtouh et al. (2009)*] en fonction des conditions opératoires du mélange réactif.

Ce paragraphe est consacré à la description détaillée des deux principales méthodes couramment utilisées dans le cas des configurations de flammes sphériques. *Markstein et al. (1951)* ont été les premiers à établir une relation entre l'étirement de la flamme et sa vitesse de propagation afin de déterminer la vitesse de flamme laminaire S_L^0 . Par la suite, différentes études [*Clavin & Williams (1982)*, *Clavin & Joulin (1983)*, *Clavin (1985)*, *Matalon & Matkowsky (1982)*, *Matalon (1983)*] ont permis de généraliser cette approche pour l'étirement total, établissant la relation linéaire suivante :

$$V_L = V_L^0 - L_b k \quad (\text{eq.1-20})$$

où $V_L^0 [m.s^{-1}]$ correspond à la vitesse de propagation non-étirée, $L_b [m]$ à la longueur de Markstein définie côté gaz brûlés, rendant compte de la sensibilité de la flamme à l'étirement.

Cette relation est basée sur l'hypothèse de flammes faiblement étirées $\left(\frac{V_L}{V_L^0} \approx 1\right)$, et dont le rayon de flamme R_f est largement supérieur à l'épaisseur de flamme $\left(\frac{R_f}{\delta_f} \gg 1\right)$, ce qui correspond à la limite d'une flamme quasi-plane. Néanmoins, différentes études [*Kelley & Law (2007)*, *Kelley & Law (2009)*, *Halter et al. (2010)*] ont pointé les limitations de la méthode linéaire par rapport à sa précision, et préconisent l'emploi d'une relation non-linéaire qui s'appuie sur les hypothèses suivantes [*Chen (2011)*] :

- Le processus de combustion est isobare et adiabatique.
- L'énergie d'allumage est négligeable.
- Les gaz frais et les gaz brûlés sont considérés comme parfaits.
- L'épaisseur de flamme est petite par rapport à son rayon ($\delta_f \ll R_f$).
- L'énergie d'activation du mélange combustible est suffisamment élevée ($E_{act} \gg RT$).
- La propagation de la flamme est considérée comme quasi-stationnaire.
- Les transferts radiatifs sont négligeables.

Cette méthode, appelée méthode non-linéaire [*Kelley & Law (2007)*, *Kelley & Law (2009)*] s'exprime sous la forme suivante :

$$\left(\frac{V_L}{V_L^0}\right)^2 \ln\left(\frac{V_L}{V_L^0}\right) = -\frac{L_b k}{V_L^0} \quad (\text{eq.1-21})$$

Une comparaison entre les deux méthodes est représentée sur la Fig.1-6. Les résultats présentés sont ceux obtenus expérimentalement au cours de nos essais et correspondent à une flamme sphérique CH₄/air de richesse $\phi = 1,1$, pour des conditions initiales de 300 K et 1 bar.

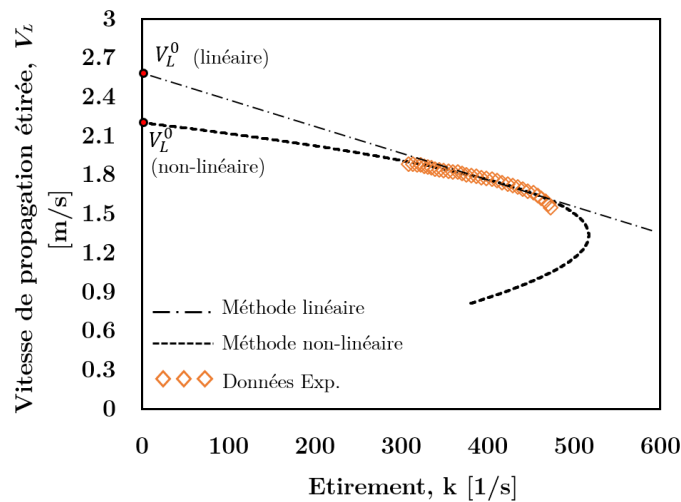


FIGURE 1-6. Evolution de la vitesse de propagation laminaire en fonction de l'éirement. Flamme de prémélange CH₄/air, $\phi=1,1$, $T_0=300$ K et $P_0=1$ bar

Comme le montre la Fig.1-6, les deux méthodes conduisent à une différence dans la détermination de la vitesse de propagation non étirée (V_L^0) pouvant représenter une différence de 10% sur l'estimation finale de la vitesse de flamme laminaire S_L^0 [Halter *et al.* (2010)].

Ainsi, une fois la vitesse de propagation extrapolée à l'étirement nul (V_L^0) par la méthode non-linéaire, la vitesse de flamme laminaire (S_L^0) est calculée grâce à la relation suivante (eq.1-22) :

$$S_L^0 = \frac{1}{\sigma} V_L^0 \quad (\text{eq.1-22})$$

où σ correspond au facteur d'expansion thermique défini comme le rapport des masses volumiques : des gaz frais ρ_u et des gaz brûlés ρ_b^{eq} calculé à l'équilibre thermodynamique en conditions isobare et adiabatique ($\sigma = \frac{\rho_u}{\rho_b^{eq}}$).

1.6 Instabilités de combustion

Lors d'une combustion réelle, la propagation du front de flamme peut être perturbée par différentes forces et interactions qui agissent sur la dynamique de la flamme, en modifiant sa morphologie. Ces perturbations sont appelées instabilités de combustion. Il est possible de distinguer : les instabilités dues aux forces de gravité, les instabilités hydrodynamiques et les instabilités thermo-diffusives.

1.6.1 Instabilités dues aux forces de gravité

Ces instabilités apparaissent lorsque deux fluides de masse volumique différente réagissent, provoquant un déplacement en faveur ou contre le déplacement naturel du front de flamme (Fig.1-7).

Dans le cas où les gaz plus denses (gaz frais) sont situés au-dessus des gaz les moins denses (gaz brûlés), la gravité favorise le rapprochement des gaz frais vers le front

de flamme, correspondant à une configuration stable (Fig.1-7a). En revanche, dans le sens inverse, la gravité agit contre le rapprochement des gaz frais vers le front de flamme (i.e. quand les gaz frais sont situés au-dessous des gaz brûlés), la configuration est alors instable (Fig.1-7b), provoquant une difformité dans la topologie de la flamme, comme dans le cas d'une flamme sphérique.

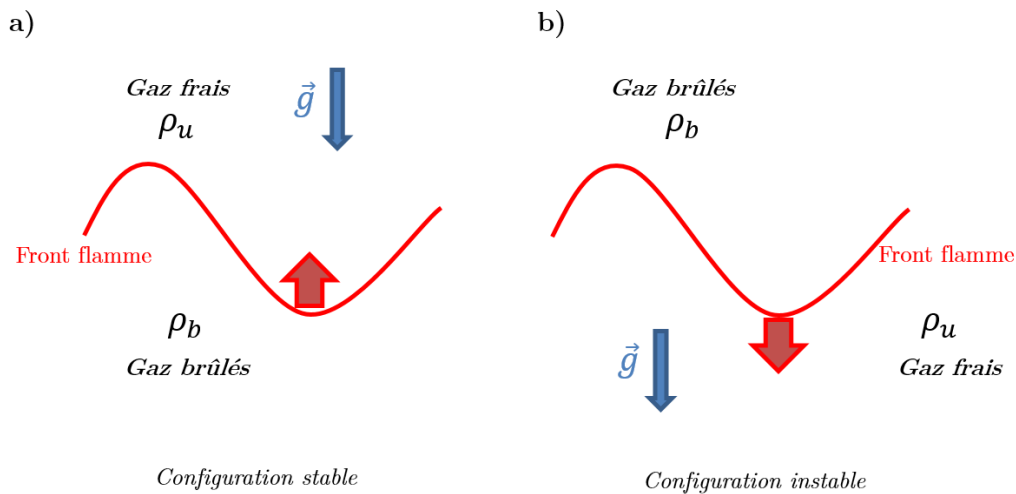


FIGURE 1-7. Représentation des instabilités dues aux forces de gravité. a) Configuration stable, b) Configuration instable

En général, les flammes proches de l'extinction (i.e. avec une très faible vitesse de propagation) sont les plus vulnérables et sujettes à ces instabilités. Dans la pratique, les flammes qui ont une vitesse de propagation supérieure à 10 cm.s^{-1} , ne sont pas affectées par la gravité [Rooney & Wachman (1985)].

1.6.2 Instabilités hydrodynamiques

Les effets hydrodynamiques des fronts de flammes ont été mis en évidence par *Landau (1944)* et *Darrieus (1945)*. Dans leurs études, les auteurs ont montré que ces instabilités (dites de Darrieus Landau) sont provoquées par la forte accélération subie par les gaz (frais et brûlés) à travers le front flamme, lequel est considéré comme une interface qui sépare deux milieux de densités différentes ρ_b et ρ_u . Il existe donc une vitesse normale u d'un côté des gaz frais et de l'autre côté des gaz brûlés, qui induit une déviation des lignes de courant lorsqu'elle est multipliée par le facteur d'expansion thermique σ . En général, ces lignes convergent dans les zones où la flamme est convexe et divergent dans les zones où la flamme est concave (Fig.1-8).

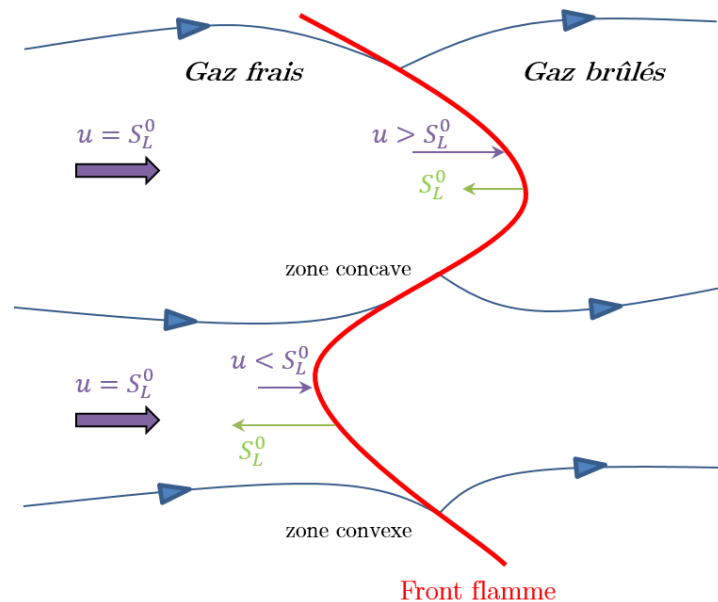


FIGURE 1-8. Schématisation des instabilités hydrodynamiques

Un gradient de pression se forme alors parallèlement au front de flamme, ce qui affecte la vitesse des gaz. Les gaz frais vont alors être accélérés proche des zones concaves et ralentis dans les zones convexes, en assurant la conservation de la masse. Cependant, ce phénomène est responsable d'une augmentation continue des plissements dans le front de flamme. Ces instabilités deviennent importantes lorsque l'épaisseur de flamme laminaire δ_L est faible, comme dans le cas d'une augmentation de pression [Bechtold & Matalon (1987)]. Dans le cas, d'une flamme sphérique, ces instabilités se manifestent par des grandes cellules qui se forment dans le front flamme.

1.6.3 Instabilités thermo-diffusives

Egalement appelées instabilités de Taylor-Rayleigh, ces instabilités sont produites par la compétition entre la diffusion moléculaire (i.e. flux de matière) et la diffusion thermique (i.e. flux de chaleur), conduisant à favoriser ou affecter (formation de cellules) la stabilisation du front de flamme. Elles sont caractérisées par le nombre de Lewis [Bechtold & Matalon (2001)], défini comme le rapport entre la diffusivité thermique (D_{th}) [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$] et la diffusivité moléculaire (D_m) [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$] du réactif limitant :

$$Le = \frac{D_{th}}{D_m} \quad (eq.1-23)$$

A partir de cette relation, trois types de scénarii, représentés sur la Fig.1-9, peuvent se présenter :

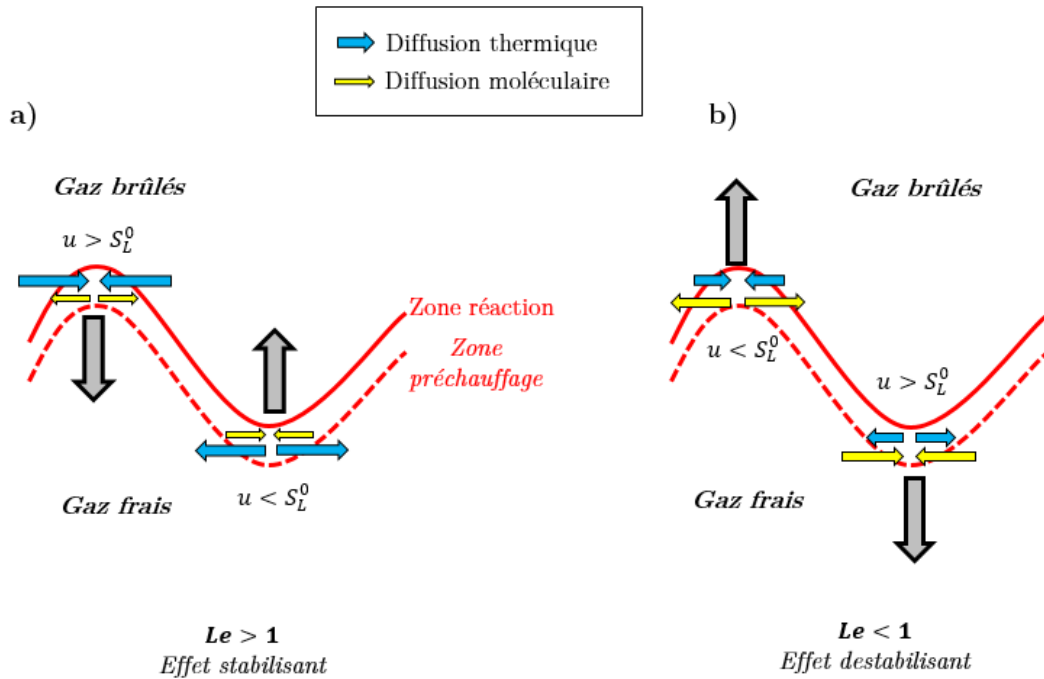


FIGURE 1-9. Effets des instabilités thermo-diffusives sur un front de flamme laminaire. a) effet stabilisant, b) effet destabilisant

$Le > 1$: (Fig.1-9a) La diffusivité thermique est supérieure à la diffusivité moléculaire. Dans les zones convexes, se produit une diminution de la température, et inversement dans les zones concaves. Cela affecte positivement la vitesse du front de flamme dans les zones concaves et négativement dans les zones convexes, lissant les plissements de la flamme. Les effets thermo-diffusifs sont alors stabilisants.

$Le < 1$: (Fig.1-9b) La diffusivité moléculaire est supérieure à la diffusivité thermique. Dans les zones convexes se produit une augmentation de la concentration en réactifs, provoquant une augmentation de la vitesse du front flamme. En

revanche, dans les zones concaves se produit un déficit en réactifs, produisant une diminution de la vitesse du front et les plissements de flamme vont s'accroître par les instabilités. Les effets thermo-diffusifs sont alors déstabilisants.

$Le = 1$: Les diffusivités thermique et moléculaire sont égales. Dans ce cas, les effets thermo-diffusifs n'interviennent pas dans la dynamique du front de flamme et les plissements sont affectés par d'autres effets [*Chung & Law (1984)*].

Dans la pratique, le nombre de Lewis est déterminé à partir de la diffusivité massique du réactif limitant : le combustible pour $\phi \leq 1$ et le comburant pour $\phi > 1$. Néanmoins, pour les valeurs à la stœchiométrie se produit une discontinuité. [*Bechtold & Matalon (2001)*] ont proposé dans leurs études une définition continue du nombre de Lewis :

$$Le_{eff} = 1 + \frac{(Le_E - 1) + (Le_D - 1)A}{1 + A} \quad (eq.1-24)$$

où Le_{eff} correspond au Lewis effectif qui représente une moyenne pondérée du nombre de Lewis des réactifs en excès (Le_E) et en déficit (Le_D). Le paramètre A est défini par :

$$A = 1 + \beta(\phi - 1) \quad (eq.1-25)$$

où β est le nombre de Zeldovich.

La Fig.1-10, représente le nombre de Lewis effective (Le_{eff}), en fonction de la richesse, pour les réactifs en excès et en déficit dans un mélange CH_4 /air à 298K et 1bar.

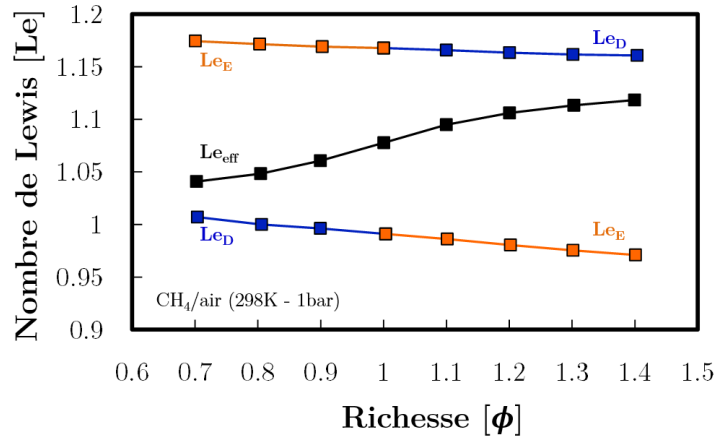


FIGURE 1-10. Evolution des nombres de Lewis effectif (Le_{eff}), des réactifs en excès (Le_E), et en déficit (Le_D), en fonction de la richesse ϕ . Flamme CH_4/air , $T_0=298K$, $P_0=1bar$.

Dans le cas $\phi < 1$, le Le_E et Le_D correspondent au nombre de Lewis de l'oxygène et du méthane, respectivement. Et vice-versa pour $\phi > 1$. Afin d'éviter cette discontinuité, dans la suite de ce manuscrit, le nombre de Lewis effectif sera utilisé.

Il est important de noter que les instabilités thermo-diffusives sont quasiment indépendantes des effets de la température et de la pression [Bechtold & Matalon (2001)]. Elles sont plus sujettes à l'évolution de la richesse du mélange (les instabilités thermo-diffusives sont plus susceptibles d'apparaître dans le cas de mélanges riches).

Contrairement aux instabilités hydrodynamiques qui génèrent une grande taille de cellule dans le front de flamme, les instabilités thermo-diffusives se distinguent par une taille de cellule plus petite. Néanmoins, elles peuvent se combiner à des effets hydrodynamiques, ce qui conduit à l'augmentation de la taille des cellules.

1.7 Détermination des conditions d'étude

1.7.1 Etude bibliographique

La vitesse de flamme laminaire est un paramètre important pour caractériser un processus de combustion d'un mélange réactif. Par conséquent, un grand nombre d'études porte sur sa détermination dans différentes conditions. En fonction des conditions de pression et de température étudiées, sa détermination peut être difficile, du fait de limitations expérimentales.

Dans notre cas d'étude, i.e. la combustion avec recirculation des gaz d'échappement représentés comme étant principalement un mélange H₂O/CO₂, il existe dans la littérature beaucoup de données sur la recirculation de CO₂ [*Lafay et al. (2007)*, *De Persis et al. (2013)*, *Li et al. (2015)*, *Hu et al. (2016)*, *Zhang et al. (2016)*, *Khan et al. (2017)*, *Marsh et al. (2017)*, *Mitu et al. (2017)*, *Lhuillier et al. (2017)*], comme diluant principal dans le mélange combustible.

L'effet de l'eau sur la vitesse de flamme a été beaucoup moins étudié. De plus, dans la plupart des cas, ces études ont été réalisées dans des conditions de pression atmosphérique, alors que les applications fonctionnent en réalité dans des conditions de pression plus élevées (moteurs de propulsion et centrale de production d'énergie).

En 1971, *Babkin & V'Yun (1971)* ont été les premiers à démontrer l'effet de la pression sur les flammes laminaires de méthane/air diluées à l'eau. Les mesures ont été effectuées dans une bombe sphérique où la plage de pression initiale est comprise entre 1 et 70 bars. Ils ont conclu que, la vitesse de flamme variait suivant la relation

($S_u \sim P^n$), et que le coefficient n diminuait à mesure que la dilution en eau augmentait.

Plus récemment, entre 2009 et 2011, [Mazas et al. \(2009\)](#), [Mazas et al \(2010\)](#), [Mazas et al. \(2011\)](#), ont étudié, dans un brûleur axisymétrique, les effets de la dilution en eau sur des flammes méthane/air enrichi en oxygène, à pression atmosphérique. Le pourcentage d'oxygène a été varié de 21% (air) jusqu'à 100% (oxygène pur). La richesse ϕ étudiée était comprise entre 0,8 et 1,6 et la fraction molaire de l'eau variait entre 0 et 0,5. Ils ont observé une diminution quasi-linéaire de la vitesse de flamme laminaire S_L^0 , en augmentant la quantité d'eau, particulièrement pour des flammes fortement enrichies en oxygène.

En 2011, [Galniche et al. \(2011\)](#) ont comparé, à pression atmosphérique, l'effet de différents diluants (diazote N_2 , dioxyde de carbone CO_2 et vapeur d'eau H_2O) sur la vitesse de flamme laminaire S_L^0 . Ils ont conclu que l'impact du dioxyde de carbone CO_2 comme diluant était plus important que celui de la vapeur d'eau H_2O , et ce, en raison de sa capacité calorifique plus importante. Cela est illustré sur la [Fig.1-11](#) où l'évolution de la capacité calorifique à pression constante, C_p [J/mol], en fonction de la température, T [K] pour les espèces : CO_2 , H_2O , N_2 et O_2 est représentée.

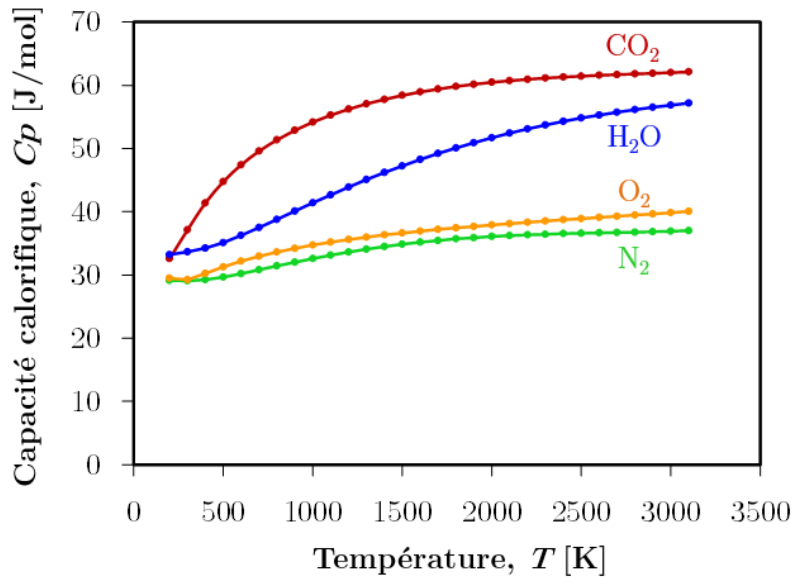


FIGURE 1-11. Capacité calorifique à pression constante, C_p [J/mol], en fonction de la température, T [K] pour les espèces : CO_2 , H_2O , N_2 et O_2 .

L'ensemble des conditions étudiées dans la littérature pour des mélanges $CH_4/O_2/N_2/H_2O$ est résumé dans le [Tableau 1-1](#).

Auteur	Conditions expérimentales					Dispositif expérimental
	T [K]	P [MPa]	Ω	ϕ	H ₂ O [%]	
Mazas <i>et al.</i> (2009-11)	473		0.21	1	0-0.05-0.1-0.15-0.2	Bruleur bunsen
			0.3	0.7-1.0-1.4	0-0.05-0.1-0.15-0.2	
	300	0.1	0.5	0.6-1.0-1.5	0-0.05-0.1-0.15-0.2-0.25-0.3	
			1	0.5-1.0-1.5	0-0.05-0.1-0.15-0.2-0.25-0.3-0.35-0.4	
Galmiche <i>et al.</i> (2011)	393	0.1	0.21	1	0-0.05-0.1-0.15-0.2-0.25	Bombe sphérique
Boushaki <i>et al.</i> (2012)	300	0.1	0.21	1	0-0.005-0.03-0.05-0.07-0.1	Bruleur de fente
	330				0-0.03-0.05-0.1-0.15	
Albin <i>et al.</i> (2013)	400/480	0.1	0.21	1	0-0.05-0.1-0.15-0.2	Bruleur bunsen
Babkin <i>et al.</i> (1971)		0.1			0-0.05-0.1-0.15-0.2	Bombe sphérique
		0.3			0	
		0.7			0-0.05-0.1-0.15-0.2	
	473	1.5	0.21	1	0	
		2.5			0-0.05-0.1-0.15-0.2	
		6			0.15	
		7			0-0.05-0.1	

TABLEAU 1-1. Vue d'ensemble des travaux présents dans la littérature portant sur la vitesse de flamme laminaire pour des flammes méthane/air enrichi en dioxygène et diluées à la vapeur d'eau.

Les données disponibles dans la littérature, résumées dans le tableau 1-1 sont exprimées en fonction de :

- Ω , le facteur d'enrichissement en dioxygène (O_2). Il est défini selon l'équation 1-26, comme la proportion de dioxygène, dans le mélange O_2/N_2 .

$$\Omega = \frac{X(O_2)}{X(O_2) + X(N_2)} \quad (\text{eq. 1-26})$$

- Et $X(H_2O)$ est défini comme la fraction molaire en vapeur d'eau H_2O dans le mélange réactif, selon :

$$X(H_2O) = \frac{a}{1 + \frac{2}{\phi} \frac{1}{\Omega} + a + b} \quad (\text{eq.1-27})$$

où a et b sont respectivement les coefficients stœchiométriques des diluants H_2O et CO_2 utilisés pour un 1 mol de méthane (CH_4). $a = \frac{X(H_2O)}{X(CH_4)}$ et $b = \frac{X(CO_2)}{X(CH_4)}$, dans ce chapitre b vaut 0. La richesse $\phi = 2 \frac{X(CH_4)}{X(O_2)}$.

Par ailleurs, il apparaît dans le Tableau 1-1 que la majorité des travaux a été réalisée à pression atmosphérique. Pourtant, il est connu que la pression agit sur les principaux paramètres de la combustion et sur les réactions chimiques, principalement en modifiant le taux de consommation des réactifs [Matynia et al. (2012)]. C'est pour cette raison qu'il est très important de compléter la base de données existante et de l'étendre à des conditions de pression élevées, proches des applications visées.

1.7.2 Conditions opératoires

Un des objectifs de notre étude est donc de compléter la base de données expérimentale consacrée à la vitesse de flamme laminaire S_L^0 , pour des flammes méthane/air enrichis en dioxygène et diluées à l'eau. Ainsi, nous avons choisi de faire varier la pression initiale de 0,1 à 0,5 MPa et la température initiale de 293 à 473 K. Nous avons en fait atteint les conditions maximales expérimentales d'utilisation de la bombe sphérique. La composition du mélange a été fixée à une richesse stœchiométrique ($\phi = 1,0$). Cela correspond à des richesses compatibles avec des utilisations

industrielles, qui devraient pour des raisons économiques, réduire leur consommation d'air enrichi en oxygène [Belaisaoui et al. (2013)].

		Conditions thermodynamiques		Conditions du mélange combustible		
		T ₀ [K]	P ₀ [MPa]	Ω	ϕ	X(H ₂ O) [%]
Validation / air	293				0.8 -0.9-1.0-1.1-1.2	0
	393		0.1	0.21	1.0	0-0.03-0.05-0.075-0.1-0.12-0.15-0.17-0.2
	473					0-0.03-0.05-0.075-0.1-0.12-0.15-0.2
	473		0.2			
	473		0.3	0.21	1.0	0-0.05-0.1-0.15-0.2
Nouveauté / enrichissement en O ₂			0.4			
			0.5			0.05-0.1-0.15-0.2
	473		0.1	0.3	1.0	0-0.05-0.1-0.15-0.2-0.25-0.30-0.35-0.35
			0.3			
			0.5			
	473		0.1	0.5	1.0	0-0.05-0.1-0.15-0.2-0.25-0.35-0.45-0.55
			0.3			
			0.5			0.25-0.35-0.45
	473		0.1	0.7	1.0	0.35-0.45-0.55-0.65
			0.3			
		0.5			0.45-0.55-0.65	
473		0.1	1.0	1.0	0.5-0.55-0.65-0.7-0.75-0.8	
		0.2			0.45-0.5-0.55-0.65-0.75	
		0.3			0.5-0.55-0.65-0.75	
		0.5			0.55-0.65-0.7	

TABLEAU 1-2. Conditions expérimentales étudiées.

Comme le montre la Fig.1-12, les conditions de flammes sélectionnées pour notre étude permettent de compléter la base de données portant sur les vitesses de flammes méthane/air enrichi en dioxygène O₂ et diluées à la vapeur d'eau H₂O.

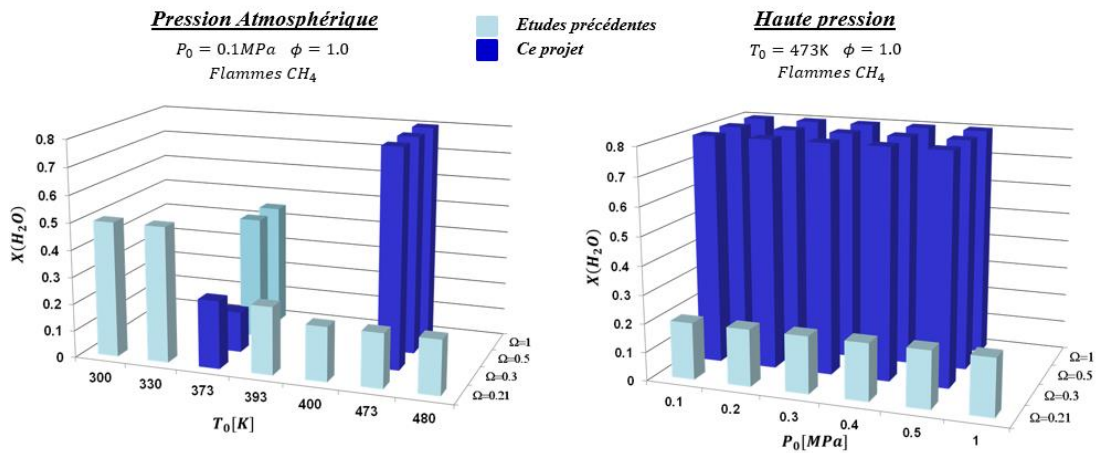


FIGURE 1-12. Base de données sur l'étude de la vitesse de flamme laminaire pour les flammes stœchiométriques de $\text{CH}_4/\text{N}_2/\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$

1.8 Conclusion

Dans ce chapitre, les aspects fondamentaux des flammes de prémélange ont été abordés. Cela nous a permis de définir certains paramètres clés tels que l'épaisseur de la flamme, l'étirement, la vitesse de la flamme afin de comprendre les phénomènes de combustion qui se produisent dans la réalité. Un accent particulier a été mis sur la détermination de la vitesse de flamme laminaire, comme paramètre essentiel pour caractériser la diffusivité et la réactivité d'un mélange réactif. Afin de représenter les conditions de pression et de température rencontrées dans les applications industrielles, nous avons choisi de mesurer les vitesses de flammes méthane/air enrichis en dioxygène O_2 et diluées à la vapeur d'eau H_2O dans une configuration de flamme sphérique. En raison des conditions de propagation extrêmes, les cas d'instabilité possibles au moment de sa propagation ont été décrits. Enfin, nous avons décrit les

conditions opératoires choisies dans notre étude après avoir mis en évidence les manques dans la base de données expérimentales existante.

Chapitre II.

Description des outils expérimentaux et numériques de détermination des vitesses de flamme laminaire

Sommaire

2.1	Introduction	68
2.2	Description du dispositif expérimental : Bombe sphérique	68
2.2.1	Caractéristiques de la bombe sphérique utilisée	68
	<i>a) Préparation du mélange</i>	70

	<i>b) Mise en place du diagnostic optique : l'ombroscopie</i>	71
2.2.2	Méthodologie pour l'obtention de la vitesse de flamme laminaire.	73
	<i>a) Détermination du rayon et de l'étirement de la flamme.</i>	74
	<i>b) Extrapolation par la méthode non-linéaire.</i>	75
	<i>c) Détermination de la vitesse de flamme laminaire non-étirée (S_L^0).</i>	77
2.2.3	Limitations expérimentales	78
2.3	Description des outils numériques.	82
2.3.1	Code Chemical WorkBench v.4.1 Package (CWB).	82
2.3.2	Schéma cinétique.	83
2.4	Conclusion	84

2.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la description des dispositifs expérimentaux et des outils numériques utilisés pour étudier les effets de la dilution en eau H₂O sur des flammes méthane / air enrichi en dioxygène O₂. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent, nous avons choisi le dispositif de la bombe sphérique afin de mesurer la vitesse de ces flammes à haute température et haute pression. Ce dispositif (bombe et diagnostic optique associé) ainsi que la méthodologie expérimentale employée dans notre étude sont décrits en détail dans la première partie de ce chapitre. La seconde partie de ce chapitre porte sur la description des outils numériques utilisés.

2.2 Description du dispositif expérimental : Bombe sphérique

2.2.1 Caractéristiques de la bombe sphérique utilisée

L'enceinte de combustion située au laboratoire PRISME est une chambre parfaitement sphérique, en acier inoxydable, d'un diamètre interne de 200 mm et d'un volume total de 4,2 L. La température initiale du mélange gazeux est réglée grâce à une résistance électrique qui encercle l'enceinte, permettant le chauffage entre 293 et 473 K. Cette température maximale est conditionnée par la tenue thermique des joints d'étanchéité Viton®. La pression initiale des gaz frais à l'intérieur du dispositif est limitée à 10 bars. Avant chaque série de mesures, le vide est effectué dans la bombe sphérique grâce à une pompe à vide permettant de réduire la pression résiduelle à l'intérieur jusqu'à une pression inférieure à 0,003 mbar. Une fois la vidange

réalisée, le mélange est injecté puis homogénéisé grâce à un système de ventilation. A la fin de l'admission et afin d'éviter des perturbations liées à la turbulence pendant l'inflammation, l'agitateur est arrêté pour mettre au repos le pré-mélange pendant 5 secondes avant l'allumage.

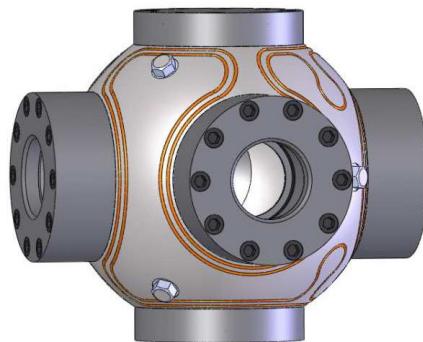


FIGURE 2-1. Schéma de l'enceinte sphérique de combustion

L'allumage du pré-mélange est réalisé au centre de la chambre par une décharge haute tension obtenue entre deux électrodes en tungstène d'un diamètre de 1 mm et espacées de 1 mm. Il est effectué par un système d'allumage d'automobile conventionnel de type bobine crayon NGK PLZKBR7A-G. Le réglage du temps de charge de la bobine permet d'ajuster l'énergie déposée pour réduire les impacts liés à l'allumage. Le temps de charge total de 2 ms a été choisi pour obtenir une énergie d'allumage de 75 mJ. Les impacts liés à l'allumage sur les flammes de pré-mélange ont été étudiés par [Galmiche \(2014\)](#).

Quatre hublots circulaires plans, en quartz, d'une épaisseur de 60 mm et d'un diamètre de 82 mm, sont intégrés à l'enceinte afin de permettre la mise en place des diagnostics optiques.

Un capteur piézo-électrique et un thermocouple de type K sont utilisés pour contrôler la température et la pression avant l'allumage. La déviation maximale entre la pression initiale mesurée et la consigne est de l'ordre de 1%. La bombe sphérique est représentée sur la Fig.2-1.

a) Préparation du mélange

La méthode de préparation du mélange commence par le calcul des fractions molaires des espèces à injecter pour constituer le mélange réactif défini pour 1 mole de CH₄ comme suit :

$$1 \text{ CH}_4 + \left(\frac{2}{\phi}\right) \text{ O}_2 + \left(\frac{2}{\phi}\right) \frac{1 - \Omega}{\Omega} \text{ N}_2 + \frac{X(\text{CO}_2)}{X(\text{CH}_4)} \text{ CO}_2 + \frac{X(\text{H}_2\text{O})}{X(\text{CH}_4)} \text{ H}_2\text{O}$$

où $\phi = 2 \frac{X(\text{CH}_4)}{X(\text{O}_2)}$ est la richesse, $\Omega = \frac{X(\text{O}_2)}{X(\text{O}_2) + X(\text{N}_2)}$ l'enrichissement en dioxygène et $X(i)$ les fractions molaires des espèces i .

Dans la suite de ce manuscrit, les conditions des mélanges pourront être également indiquées par : ϕ , Ω , $X(\text{H}_2\text{O})$, $X(\text{CO}_2)$, P_0 , T_0 .

Toutes les espèces gazeuses sont contrôlées par des débitmètres massiques thermiques (TMFC) de type Brooks 5850S. Leur fonctionnement est fondé sur le transfert de chaleur d'un fil dans un écoulement laminaire dépendant du débit massique (Q), de la capacité calorifique thermique (C_p), du type d'espèce, des conditions de pression et de température en amont du débitmètre, et d'un facteur de calibration (K). Afin d'assurer le bon fonctionnement au moment de l'injection, un calibrage rigoureux a été effectué sur tous les débitmètres.

Il est effectué pour chaque gaz en tenant compte des conditions de pression et de température en amont. Dans notre cas, le mélange est composé de plusieurs gaz, les débits sont ajustés de manière à ce que l'injection soit exécutée dans l'ordre croissant de leur pression partielle afin d'optimiser au mieux l'homogénéisation du mélange dans la chambre.

Les gammes de débits injectées par le débitmètre Brooks 5850S, pour les différentes espèces sont : pour le N_2 : 4 NL.min^{-1} , pour l' O_2 : $1,2 \text{ NL.min}^{-1}$ et pour le CH_4 : $0,5 \text{ NL.min}^{-1}$. Dans le cas de l'injection de vapeur d'eau H_2O , un débitmètre Coriolis CORI-FLOW® 30 g.h^{-1} a été utilisé. En outre, afin d'assurer l'évaporation de l'eau, l'eau passe à travers un capillaire préchauffé à une température minimale de 423 K . Les précisions relatives des débitmètres gazeux sont de l'ordre de $\pm 0,7 \%$, ce qui induit une erreur sur la richesse d'environ $0,5\%$.

b) Mise en place du diagnostic optique : l'ombroscopie

Dans le cadre de cette étude, le diagnostic optique utilisé pour visualiser le front de flamme est l'ombroscopie dont le schéma de principe est présenté sur la [Fig.2-2](#).

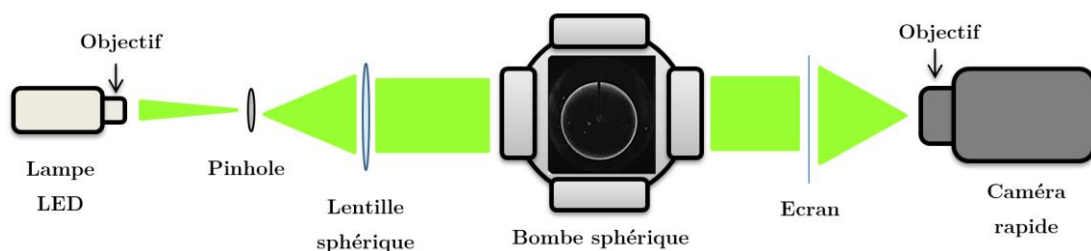


FIGURE 2-2. Schématisation de la technique d'ombroscopie

Il consiste en une source lumineuse, une lentille et une caméra rapide. C'est une technique non-intrusive permettant d'éclairer un objet ou un milieu transparent (variation de l'indice de réfraction) afin d'observer son ombre sur un écran.

En combustion, un front de flamme peut être assimilé à un milieu transparent où a lieu une transition entre deux états thermodynamiques : des gaz frais (ρ_u) vers les gaz brûlés (ρ_b). Cette transition est caractérisée par un fort gradient de températures due à la différence entre les masses volumiques des gaz frais et brûlés, qui induisent de fort gradient de l'indice de réfraction, comme l'explique la relation établie par *Gladstone & Dale (1864)*. De cette façon, le rayon lumineux qui traverse le front de flamme subit une déformation en sortant de celui-ci. L'image de cette déformation est projetée sur un écran translucide. Dans le cas d'une combustion sphérique laminaire, le front de flamme se situe à l'interface entre le cercle sombre et le cercle lumineux, comme le montre la [Fig.2-3](#), représentant la propagation d'une flamme sphérique.

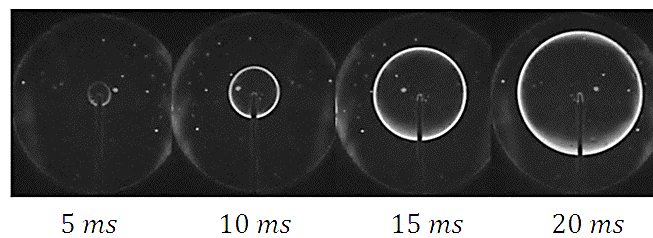


FIGURE 2-3. Propagation d'une flamme enregistrée par la technique d'ombroscopie. $\text{CH}_4/\text{O}_2\text{-H}_2\text{O}=0,4$. ($\Omega=1,0$ et $\phi=1,0$). Conditions initiales : $P_0=0,5$ MPa et $T_0=473$ K

La source lumineuse est composée d'une lampe LED (Light-Emitting Diode) haute performance (modèle DLR IL104G, HARDsoft®) équipée d'un objectif HSO-PL-360.

Contrairement aux lasers, elle permet de délivrer un faisceau incohérent lumineux continu à la longueur d'onde $\lambda=528$ nm, très stable, en intensité comme en distribution spatiale, sans phénomène d'interférences. Un diaphragme (pinhole) de 3 mm de diamètre est placé en sortie de la lampe pour simuler une source ponctuelle. Ce pinhole est aussi placé au point focal objet d'une lentille sphérique de focale 1 m pour obtenir un faisceau parallèle d'un diamètre de 70 mm, en accord avec le diamètre des accès optiques de la bombe sphérique. L'ensemble du faisceau lumineux traverse de part en part la chambre sphérique et est projeté sur un écran translucide, dont les images sont enregistrées à l'aide d'une caméra rapide Phantom V1610, équipée d'un objectif Nikkor d'une focale 50 mm. La vitesse d'acquisition de la caméra est adaptée entre 6 000 et 20 000 images par seconde, en fonction de la vitesse de la flamme, afin d'assurer le suivi de la propagation de la flamme avec suffisamment d'images (au moins 20). La résolution de la caméra a été ajustée à 512×512 pixels² sur 12 bits. Le grandissement de ce dispositif est de 0,10036 mm/pixel. Les images sont ensuite post-traitées dans le but d'obtenir l'évolution temporelle du rayon de flamme.

2.2.2 Méthodologie pour l'obtention de la vitesse de flamme laminaire

Une fois l'enregistrement des images de la propagation de la flamme effectué, un post-traitement des images, basé sur des calculs numériques est réalisé pour déterminer la vitesse de la flamme laminaire. Il est important d'effectuer rigoureusement cette procédure afin de réduire les erreurs dans le résultat final.

a) Détermination du rayon et de l'étirement de la flamme

Le post-traitement des images commence par l'observation de l'état de la flamme (sa forme, l'existence de plissement...) afin de ne garder que les images sphériques. Suite à cela, la soustraction du bruit de fond est effectuée pour chacune des images, permettant de visualiser la position du front de flamme par les modulations de l'éclairage de l'écran. Ce front de flamme représenté par le contour rouge sur la Fig.2-4 est situé à l'interface entre une zone lumineuse et une zone sombre.

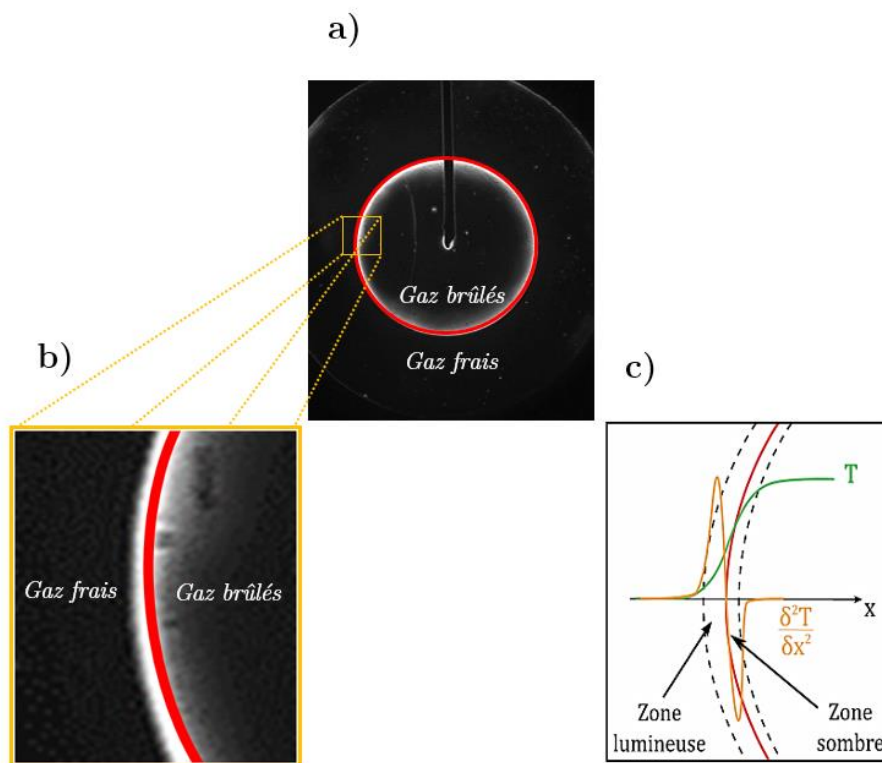


FIGURE 2-4. a) Détection du rayon d'une flamme sphérique par la technique d'ombroscopie, b) zoom sur une partie du rayon de la flamme, c) schéma du profil de température et front de flamme.

Une fois le contour de flamme détecté, le rayon de la flamme R_f est déterminé par la méthode des moindres carrés. Pour minimiser les biais de mesure inhérents à l'installation expérimentale, cette analyse n'est réalisée qu'à partir d'un rayon minimum de flamme R_{min} , au-dessous duquel l'impact du processus d'allumage ne peut pas être négligé, et jusqu'à un rayon maximum de flamme R_{max} au-dessus duquel la combustion ne peut plus être supposée isobare (voir [Section 1.5.3](#)) [[Gu et al. \(2000\)](#)].

Dans notre cas, toutes les mesures ont été limitées pour des rayons de flamme compris entre $R_{min} = 7$ et $R_{max} = 25$ mm. La valeur correspondant à $R_{max} = 25$ mm a été choisie de telle manière que le volume des gaz brûlés soit inférieur à 1% du volume total de la chambre dont le rayon interne est $R_0 = 100$ mm. La [Fig.2-5a](#) représente un exemple de l'évolution temporelle du rayon de flamme pour une dilution en vapeur d'eau H₂O de 25 % et deux enrichissements en dioxygène $\Omega=0,3$ et 0,5.

Dans un premier temps, cette évolution du rayon de flamme permet de calculer la vitesse de propagation de flamme étirée (V_L) représentée par l'équation 1-13 et ensuite, l'étirement de flamme (k) à partir de l'équation 1-14, développée dans les travaux de [Bradley et al. \(1996\)](#) (voir [Chapitre I](#)) dans le cas des flammes sphériques.

$$V_L = \frac{dR_f}{dt} \text{ (eq.1-13)} \quad \text{et} \quad k = \frac{2}{R_f} \frac{dR_f}{dt} \text{ (eq.1-14)}$$

b) Extrapolation par la méthode non-linéaire

Une fois que la vitesse de propagation étirée (V_L) [m.s⁻¹] et l'étirement de la flamme (k) [s⁻¹] sont déterminés, une extrapolation de cette vitesse à l'étirement nul (V_L^0)

est effectuée par la méthode non-linéaire proposée par *Kelley & Law (2007)* et *Kelley & Law (2009)*, à partir de l'équation 1-21, dans laquelle L_b [m] correspond à la longueur de Markstein côté gaz brûlés (voir *Chapitre I*). La *Fig.2-5b*, montre graphiquement l'extrapolation de V_L^0 [m.s⁻¹] pour deux conditions d'enrichissement Ω .

$$\left(\frac{V_L}{V_L^0}\right)^2 \ln\left(\frac{V_L}{V_L^0}\right) = -\frac{L_b k}{V_L^0} \quad (\text{eq.1-29})$$

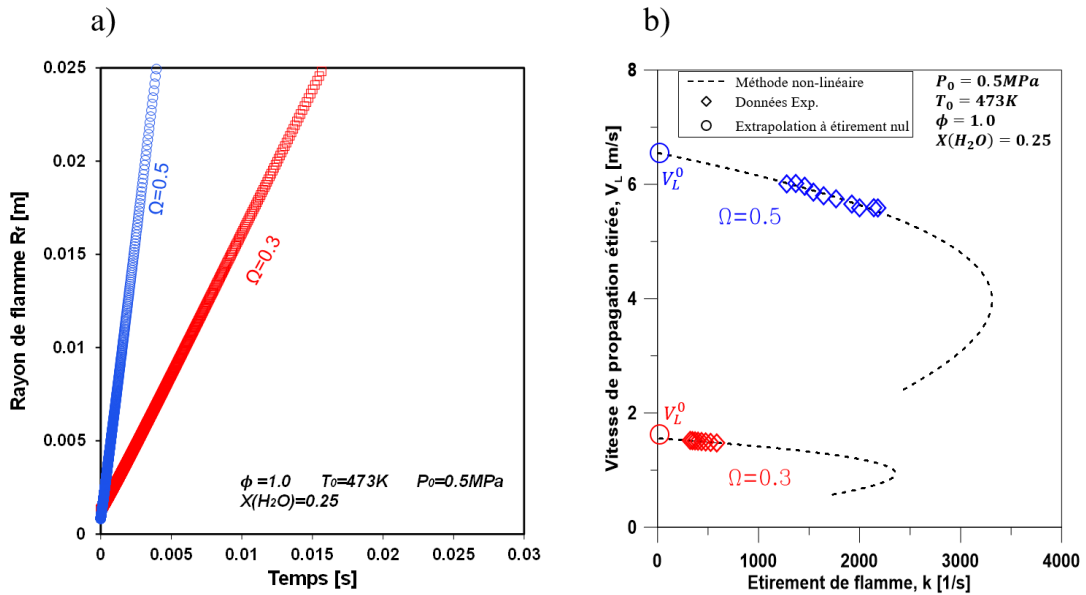


FIGURE 2-5. Comparaison de deux flammes sphériques $CH_4/N_2/O_2/(X(H_2O)=0,25)$, avec l'enrichissement en dioxygène (Ω) à 0,3 (rouge) et à 0,5 (bleu), pour des conditions stœchiométriques ($\phi=1,0$), $T_0=473K$, $P_0=0,5MPa$, a) Évolution temporelle du rayon de flamme, b) vitesse de propagation étirée en fonction de l'étirement.

c) Détermination de la vitesse de flamme laminaire non-étirée (S_L^0)

Comme mentionné dans le [Chapitre I](#), la vitesse de la flamme laminaire non-étirée (S_L^0) peut être déterminée expérimentalement à partir de l'équation 1-22 :

$$S_L^0 = \frac{1}{\sigma} V_L^0 \quad (\text{eq.1-22})$$

en corrigeant la vitesse de propagation non-étirée (V_L^0) du rapport entre les densités des gaz brûlés (ρ_b) devant le front de flamme et des gaz frais (ρ_u) ($\sigma = \frac{\rho_u}{\rho_b^{eq}}$).

La densité des gaz brûlés (ρ_b) n'étant pas accessible expérimentalement, elle peut être estimée par un calcul à l'équilibre thermodynamique (ρ_b^{eq}) réalisé en conditions adiabatique et isobare.

La [Fig.2-6](#), montre un exemple de calcul de (ρ_b^{eq}/ρ_u), en fonction de $X(H_2O)$ pour deux flammes prémélangées $CH_4/N_2/O_2/(X_{H_2O}=0,25)$ avec un enrichissement en oxygène (Ω) de 0.3 (rouge) et de 0.5 (bleu), à la stœchiométrie ($\phi=1,0$), $T_0=473K$, $P_0=0,5MPa$. Nota : par ce même calcul à l'équilibre, la température de flamme adiabatique (T_{adiab}) a été également estimée.

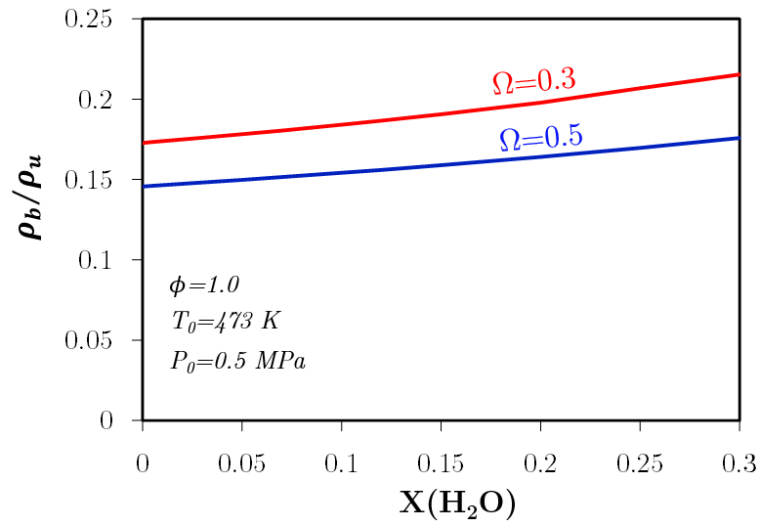


FIGURE 2-6. Évolution ρ_b/ρ_u en fonction de la dilution en eau ($X(\text{H}_2\text{O})$), pour deux flammes prémélangées $\text{CH}_4/\text{N}_2/\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$, avec l'enrichissement en oxygène (Ω) à 0,3 (rouge) et à 0,5 (bleu), à conditions stœchiométriques ($\phi=1,0$), $T_0=473\text{K}$, $P_0=0,5\text{MPa}$.

2.2.3 Limitations expérimentales

Au cours de notre étude, l'ensemble des conditions de prémélange désirées n'a pas pu être effectué. En effet, la variation du pourcentage de dioxygène de l'air jusqu'à l'oxycombustion, la dilution à la vapeur d'eau et l'augmentation des conditions de pression et de température provoquent des perturbations au niveau de la surface de flamme (Fig.2-7).

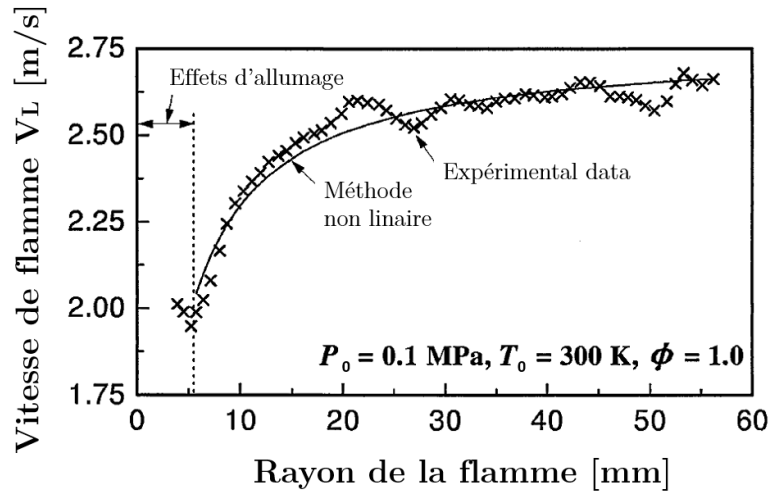


FIGURE 2-7. Evolution de la vitesse de flamme en fonction du rayon de flamme pour un mélange CH_4/air à $\phi=1,0$, $T_0=473$ K et $P_0=0,5$ MPa. Image tirée de *Gu et al. (2000)*

Ces perturbations sont dues à l'apparition d'instabilités de flamme qui peuvent se traduire, dans le cas des flammes sphériques, par l'apparition de petites cellules (Fig.2-8) qui empêchent la détermination du rayon de la flamme R_f et donc de la vitesse de flamme laminaire S_L^0 .

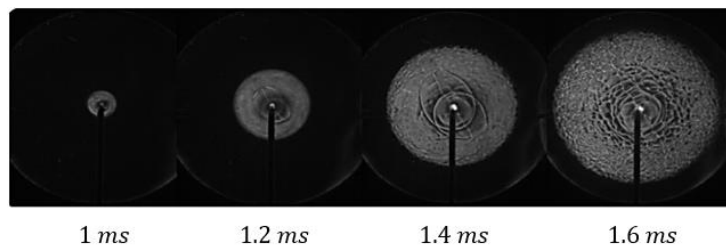


FIGURE 2-8. Propagation d'une flamme cellulaire. $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ ($\Omega=0,5$ et $\phi=1,0$). Conditions initiales : $P_0=0,5$ MPa et $T_0=473$ K

Trois cas peuvent être observés lorsque l'on varie le pourcentage en dioxygène O_2 et/ou la dilution en vapeur d'eau H_2O dans nos mélanges combustibles :

- Premier cas : fort pourcentage en dioxygène O_2 dans l'air et faible pourcentage de dilution en vapeur d'eau H_2O , correspondant à l'apparition de cellules dans le front de flamme.

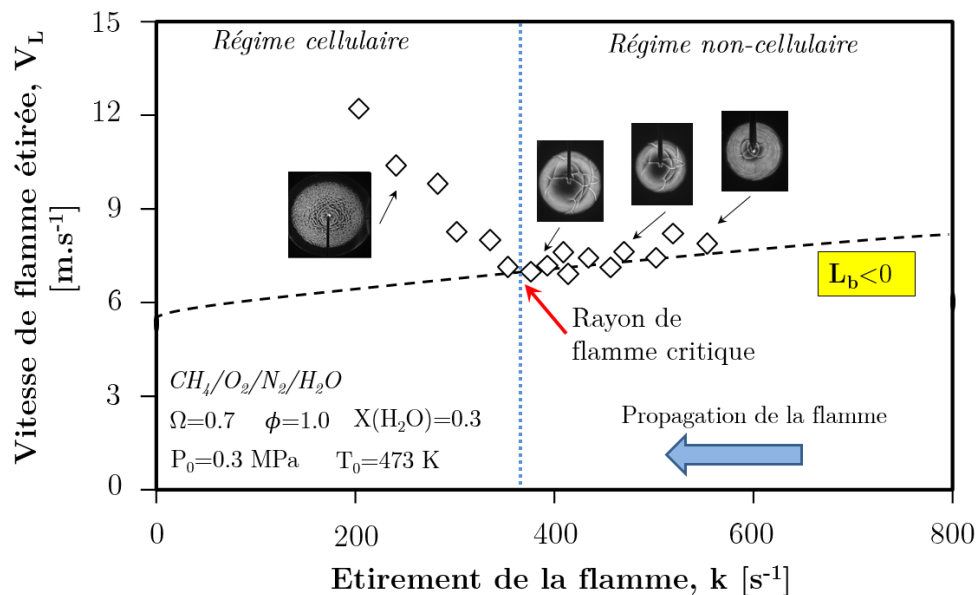


FIGURE 2-9. Représentation des flammes cellulaires par l'évolution de la vitesse de flamme en fonction de l'étirement de flamme pour une flamme $CH_4/O_2/N_2/H_2O$.

Bradley et al. (1996) mentionnent que leur apparition affecte notablement la vitesse de propagation de la flamme, en modifiant la pente de la vitesse V_L en fonction de l'étirement k . Ce phénomène apparaît lorsque les nombres de Peclet (Pe) (Paramètre permettant de déterminer le passage d'une flamme sphérique à la cellularité, en présence d'instabilités de flammes, [*Jomaas et*

al. (2017)) et la longueur de Markstein côté gaz brûlés (L_b) atteignent des faibles valeurs (Fig.2-9).

- Deuxième cas : forte dilution en eau dans le mélange combustible avec pression initiale élevée. Ces deux conditions combinées sont les facteurs principaux de la réduction de la vitesse de combustion V_L , qui se traduit par une diminution de la vitesse de flamme laminaire S_L^0 . L'une des principales conséquences liées à cette diminution est l'effet des champs de gravité sur la propagation de la flamme libre, comme cela est montré sur la Fig.2-10 dans le cas d'une flamme $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ avec de forts pourcentages de dilution en vapeur d'eau à pression initiale élevée. Ces effets font que la flamme a des difficultés à se propager et elle devient plus vulnérable aux effets de l'étirement. En général, cette propagation est appelée décélération et elle continue jusqu'à des valeurs de vitesse quasi nulles [Landau et al. (1944)].

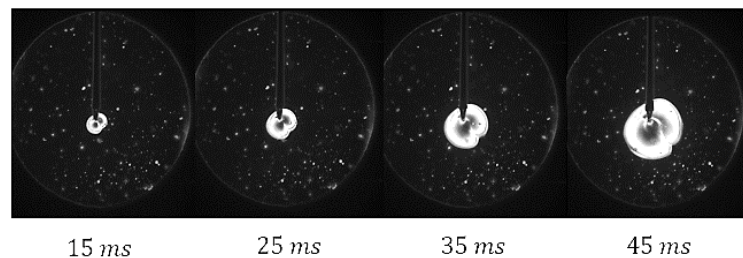


FIGURE 2-10. Propagation d'une flamme fortement diluée à l'eau. $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ ($\Omega=0,5$, $X_{\text{H}_2\text{O}}=0,6$ et $\phi=1,0$). Conditions initiales : $P_0=0,5$ MPa et $T_0=473$ K.

- Le troisième cas : fortes dilutions en eau, provoquant l'extinction de la flamme. Ces conditions sont considérées comme des « flammes non-inflammables ».

2.3 Description des outils numériques

2.3.1 Code Chemical WorkBench v.4.1. Package (CWB)

Les calculs thermodynamiques (pour le calcul des températures adiabatiques de flammes et des masses volumiques des gaz frais et des gaz brûlés) et cinétiques 1D (pour le calcul des vitesses de flammes et de la structure de flamme) ont été effectués à l'aide du logiciel Chemical WorkBench [*Deminsky et al. (2003)*]

S'agissant des calculs thermodynamiques, leur principe est la minimisation de l'énergie libre de Gibbs dans une configuration isobare et adiabatique. Les propriétés thermodynamiques sont celles incluses dans les mécanismes réactionnels utilisés : enthalpie de formation, entropie et capacité calorifique formulées à l'aide des polynômes NASA [*Irwin (1981)*].

Les simulations 1D ont été réalisées avec le module adapté du code CWB en configuration de flammes libres dans les mêmes conditions opératoires que celles utilisées expérimentalement. Ce code permet de modéliser des flammes plates laminaires prémélangées monodimensionnelles. La configuration en flammes libres permet de déterminer la vitesse de flamme laminaire (S_L^0) ainsi que les profils de température et des espèces comme illustré sur la [Fig.2-11](#). Les calculs ont été effectués en prenant en compte l'effet Soret et en utilisant le modèle de diffusion multi-composant. Le calcul consiste à utiliser des équations de conservation (de masse, de continuité, d'énergie et des espèces), dans une seule composante (1D). Les détails des formulations et les équations sont décrits par *Kee et al. (2000)*.

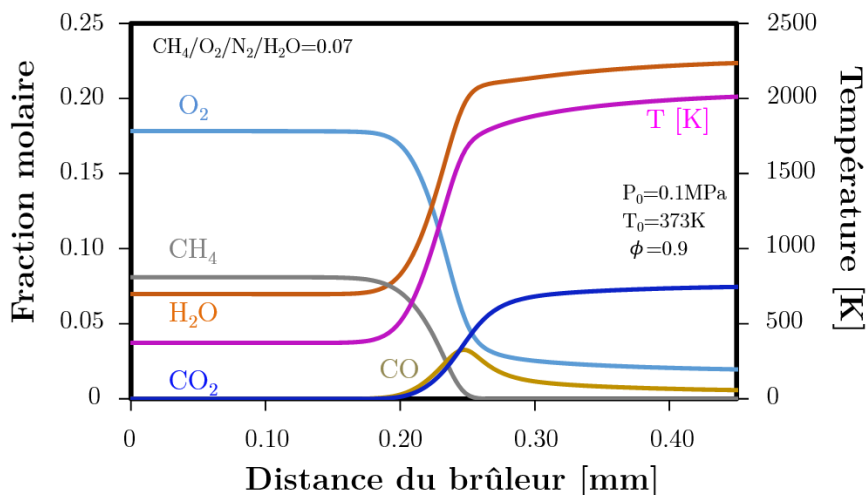


FIGURE 2-11. Profils des espèces et la température des gaz, en fonction de la distance du brûleur, pour une flamme laminaire 1D prémélange CH₄/O₂/N₂/H₂O (X(H₂O)=0,07) à T₀=373K et P₀=0,1MPa. Calculs effectués avec le code *Chemical WorkBench* associé au mécanisme réactionnel *GRIMech.3.0* (voir paragraphe suivant).

2.3.2 Schéma cinétique

Dans notre étude, nous avons utilisé le mécanisme réactionnel GRIMech.3.0 [Smith *et al.* (1998)], mécanisme conçu pour modéliser la combustion du méthane CH₄ en incluant la chimie des oxydes d'azote NO_x. Nous avons choisi ce mécanisme, qui est très largement utilisé dans la littérature, car il a été validé dans une large gamme de conditions (température, pression, richesse...) sur de nombreuses conditions expérimentales.

Le mécanisme GRIMech.3.0 est l'évolution du GRIMech.2.11. Le mécanisme GRIMech.2.11 est le mécanisme du Gas Research Institute élaboré en 1995. Il regroupe 49 espèces et 234 réactions élémentaires intervenant dans la combustion du

méthane. Il a été mis au point pour les calculs de combustion du méthane et a été validé sur des réacteurs en écoulement, des réacteurs parfaitement agités et des flammes à basse pression (< 1 atm). Le mécanisme GRIMech.3.0 comporte 53 espèces impliquées dans 325 réactions élémentaires faisant intervenir l'oxydation des hydrocarbures en C1 et C2, une cinétique réduite d'oxydation du propane, ainsi qu'un sous mécanisme de formation des NOx. Il a été validé dans différentes conditions expérimentales comme les tubes à choc, les réacteurs à écoulement ou parfaitement agités et les flammes laminares.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les dispositifs expérimentaux et les outils numériques utilisés dans le cadre de notre étude en régime laminaire. Grâce à ces outils, nous avons pu déterminer les vitesses fondamentales de flammes méthane/air enrichis en dioxygène O_2 et diluées en vapeur d'eau H_2O , résultats présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre III.

Caractéristiques des flammes laminaires $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$

Sommaire

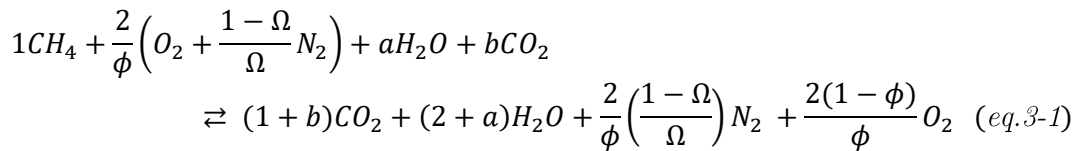
3.1	Introduction.	87
3.2	Validation de la méthode expérimentale dans le cas de la dilution en vapeur d'eau H_2O	89
3.2.1	A pression atmosphérique.	89
3.2.2	A haute pression.	91
3.3	Effet de la dilution en vapeur d'eau H_2O sur les flammes méthane CH_4 /air enrichi en dioxygène O_2 . .	95

3.3.1	Comparaison des mesures expérimentales aux prédictions numériques obtenues avec le code CWB et le mécanisme GRIMech.3.0.	95
3.3.2	Analyse des résultats.	99
	<i>a) Topologie et stabilité de flamme.</i>	99
	<i>b) Effet de la dilution en vapeur d'eau H₂O.</i>	107
	▪ Effet sur la température adiabatique de flamme.	107
	▪ Effet sur la vitesse de flamme.	109
	<i>c) Corrélation entre la vitesse de flamme et la température adiabatique de flamme.</i>	112
3.4	Extrapolation aux caractéristiques de combustion d'une turbine à gaz	114
3.5	Conclusion	123
	Annexes	126
	1 Cycle thermodynamique OEASTIG	126
	1.1 Description du cycle.	126
	1.2 Efficacité de captage.	129
	1.3 Impact sur le procédé de combustion.	131
	2 Comparaison des vitesses de flammes laminares pour les dilutions : CO ₂ et H ₂ O.	134

3.1 Introduction

L'ensemble de ce chapitre est consacré à la présentation et à l'analyse des résultats expérimentaux et numériques. Comme cela a été précisé dans le chapitre précédent, les mesures ont été réalisées dans la bombe sphérique du laboratoire PRISME et les calculs réalisés à l'aide de l'outil numérique Chemical WorkBench v.4.1 Package [Deminsky et al. (2003)] associé au mécanisme cinétique GRIMech.3.0 [Smith et al. (1998)].

Pour définir les points d'essais, trois variables caractérisant le mélange réactif : ϕ , Ω et $X(\text{H}_2\text{O})$ ont été utilisées, et deux variables caractérisant les conditions de température (T_0) et de pression (P_0). Les variables de mélange apparaissent dans l'équation-bilan suivante de la réaction de combustion complète du méthane en excès de dioxygène (eq.3-1) :



où ϕ est la richesse du mélange; a et b sont respectivement les coefficients stœchiométriques des diluants H_2O et CO_2 (à noter dans ce chapitre, b sera égal à 0) et Ω correspond au facteur d'enrichissement en O_2 (défini dans le Chapitre I par l'équation 1-26 que nous rappelons ici: $\Omega = \frac{X(\text{O}_2)}{X(\text{O}_2)+X(\text{N}_2)}$); et $X(\text{H}_2\text{O})$ définissant la fraction molaire de vapeur d'eau H_2O dans le mélange réactif, calculée d'après l'équation 3-1 par la formule suivante :

$$X(H_2O) = \frac{a}{1 + \frac{2}{\phi} \frac{1}{\Omega} + a} \quad (\text{eq. 3-2})$$

Toutes les conditions étudiées ont été détaillées dans le [Tableau 1-2](#) du [Chapitre I](#). Toutes les mesures (pour chaque point) ont été répétées trois fois, afin de détecter d'éventuels points déviants. L'écart entre les mesures a été toujours inférieur à 5%. Dans la suite de ce manuscrit, la vitesse de flamme laminaire considérée S_L^0 correspond à la moyenne de ces 3 points de mesure. Au final, la quantité des essais effectués dans la bombe sphérique est de l'ordre de 180 essais.

L'objectif général de ce chapitre est d'obtenir et d'étudier les paramètres caractéristiques de la combustion laminaire du méthane avec de l'air suroxygéné, dans des conditions fortement diluées en vapeur d'eau H_2O et sous pression. Pour atteindre cet objectif, nous avons procédé comme suit. Tout d'abord, il s'est agi de valider le dispositif expérimental dans le cas de la dilution à la vapeur d'eau H_2O . Pour ce faire, nous avons effectué des mesures de vitesses de flammes de méthane/air à pression atmosphérique en fonction de la dilution en vapeur d'eau (ϕ , $X(H_2O)$, $\Omega=0,21$, T_0 et P_0). Nos mesures ont été confrontées à des résultats expérimentaux issus de la littérature et à nos calculs. Puis, nous avons effectué nos mesures dans les conditions désirées et nous les avons confrontées aux prédictions numériques. Ensuite, une analyse a été effectuée. En particulier, nous avons étudié la topologie des flammes et l'effet de l'eau et avons établi une corrélation en fonction de la température adiabatique de flamme. Enfin, dans une dernière partie, nous avons extrapolé les résultats numériques aux conditions de fonctionnement d'une turbine à gaz de type OEASTIG (OEASTIG pour *Oxygen Enriched Air Steam Injection Gas Turbine*) correspondant

à une combustion du méthane dans une turbine à gaz à 1,7 MPa, avec de l'air enrichi en dioxygène (OEA), la recirculation des gaz (EGR) et la dilution à la vapeur d'eau.

3.2 Validation de la méthode expérimentale

3.2.1 A pression atmosphérique

Afin de valider l'ensemble de la chaîne de mesure expérimentale (de la mesure de l'évolution temporelle du rayon de flamme jusqu'au calcul par extrapolation de la vitesse de flamme laminaire) et le schéma cinétique utilisé (GRIMech.3.0), une comparaison avec les rares travaux expérimentaux existants portant sur la dilution en vapeur d'eau H₂O, a été effectuée, à pression atmosphérique pour des flammes stoechiométriques de méthane/air. Cette base de données est constituée des travaux suivants : *Babkin & V'Yun (1971)*, *Galmiche et al. (2011)*, *Boushaki et al. (2012)*, *Albin et al. (2013)*, *Mazas et al. (2009)*, *Mazas et al. (2010)*, *Mazas et al. (2011)*.

L'effet de la température initiale sur la vitesse de flamme laminaire a également été étudié. La [Fig.3-1](#) représente la vitesse de flamme laminaire (S_L^0) en cm.s⁻¹, d'une flamme stoechiométrique méthane/air en fonction de la dilution en vapeur d'eau H₂O, pour trois valeurs différentes de la température initiale ($T_0=293, 373$ et 473 K). Nos mesures et nos calculs sont représentés respectivement par des carrés et des lignes roses. Les marques noires correspondent aux résultats expérimentaux issus de la littérature. Il est important de noter que pour des valeurs de fractions molaires en eau $X(H_2O)$ plus élevées, la combustion n'a pas été possible dans la bombe sphérique.

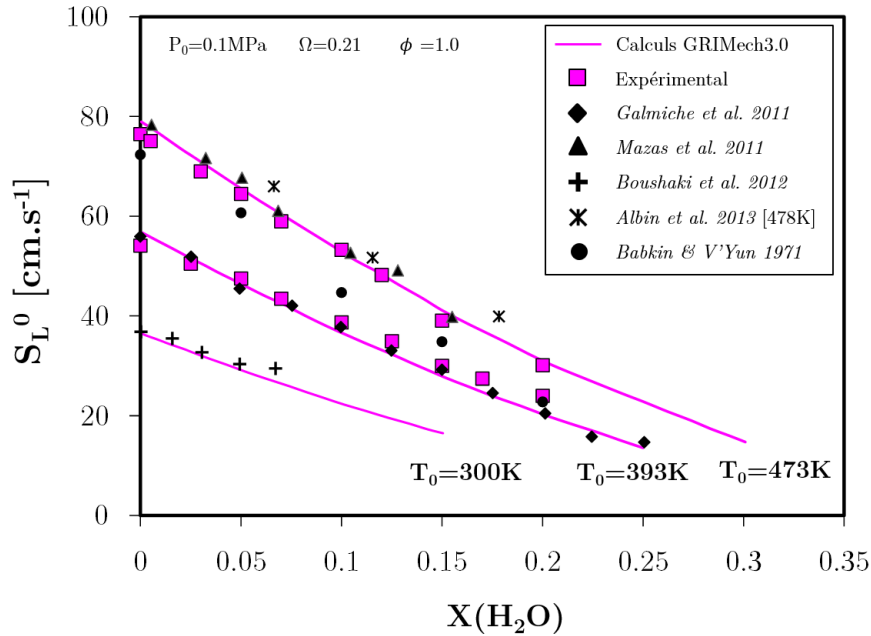


FIGURE 3-1. Vitesse de flamme laminaire S_L^0 [$\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$] en fonction de la dilution en vapeur d'eau représentée par la fraction molaire en H_2O ($X(\text{H}_2\text{O})$) pour trois températures initiales : 300 – 393 – 473 [K]. Flammes stoechiométriques de CH_4/air à pression atmosphérique (0,1MPa).

Comme le montre la Fig.3-1 et comme attendu, quelle que soit la température initiale, la vitesse de flamme laminaire diminue à mesure que la dilution en vapeur d'eau H_2O augmente. Par exemple, pour $T_0=473\text{K}$, la vitesse de flamme décroît de $80\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ pour la condition sèche (sans dilution) à une valeur de $30\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ pour la condition la plus diluée ($X(\text{H}_2\text{O})=0,2$). Néanmoins, pour un pourcentage de dilution en vapeur d'eau H_2O fixe, la vitesse de flamme laminaire augmente lorsque la température initiale augmente. D'après *Law et al. (2006)*, cette augmentation est due à la modification de trois paramètres : i) un changement dans la température adiabatique de la flamme affectant le taux de réaction ; ii) un changement dans l'évolution de la conductivité thermique (λ) et la capacité calorifique (C_p) du mélange réactif

affectant directement le flux de combustion laminaire ($f^0 = \rho_u * S_L^0$) par l'équation $f^0 \sim (\lambda/c_p)^{1/2}$; iii) un changement dans la masse volumique des gaz frais (ρ_u).

Pour la condition sèche (sans dilution, $X(\text{H}_2\text{O})=0$), une réduction de 100 K de la température initiale T_0 induit une réduction de la vitesse d'environ 20 cm.s^{-1} . Nos mesures expérimentales montrent une très bonne concordance avec les résultats de la littérature, en particulier avec ceux de *Mazas et al. (2011)*. Nos résultats montrent également un très bon accord avec les résultats issus de nos calculs effectués avec le code CWB et le mécanisme réactionnel GRIMEch.3.0.

3.2.2 A haute pression

La [Fig.3-2](#) représente les résultats expérimentaux et numériques obtenus pour la vitesse de flamme laminaire (S_L^0) (cm.s^{-1}) en fonction de la pression initiale ($0,1 \leq P_0 \leq 0,5$ [MPa]), pour quatre dilutions en vapeur d'eau H_2O (comprises entre 0 et 0,2) pour une richesse fixée à 1 et une température initiale de 473K. Ces résultats sont comparés aux travaux de *Babkin & V'Yun (1971)*.

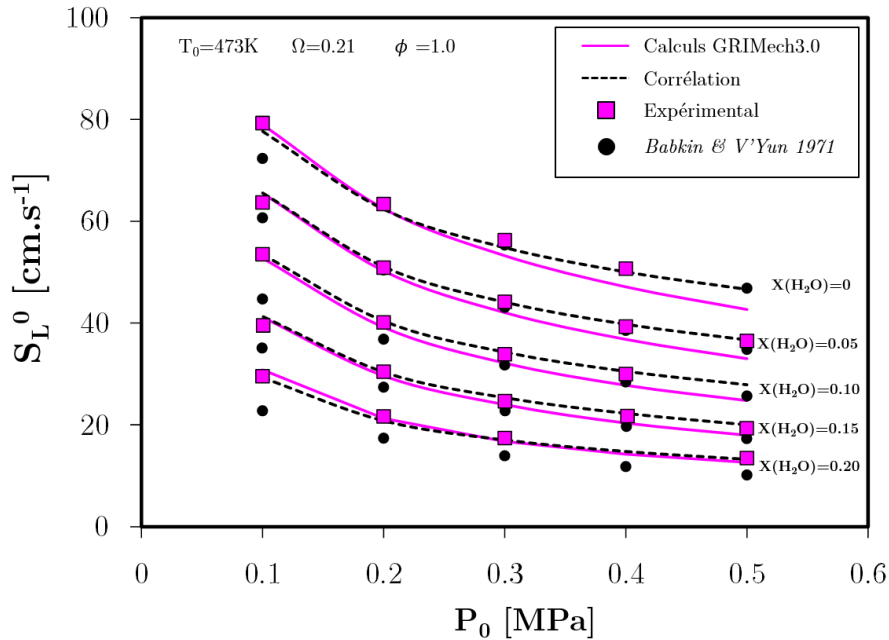


FIGURE 3-2. Vitesse de flamme laminaire S_L^0 [$cm.s^{-1}$] en fonction de la pression initiale [MPa] pour différentes fractions molaires d'eau $X(H_2O)=$ de 0 à 0,2. Flammes stœchiométriques de $CH_4/O_2/N_2/H_2O$ à température initiale constante (473K).

Comme attendu, les résultats montrent bien une diminution de la vitesse de flamme laminaire à mesure que la pression initiale et que la dilution en eau augmentent. Par exemple, pour la condition sèche (sans dilution), la vitesse est réduite d'environ 40%, entre 0,1MPa ($S_L^0 \approx 80 \text{ cm.s}^{-1}$) et 0,5MPa ($S_L^0 \approx 50 \text{ cm.s}^{-1}$), et pour la condition la plus diluée ($X(H_2O)=0,2$), la vitesse est réduite d'environ 50% entre 0,1MPa ($S_L^0 \approx 30 \text{ cm.s}^{-1}$) et 0,5MPa ($S_L^0 \approx 15 \text{ cm.s}^{-1}$). Cet effet négatif de la pression initiale sur la vitesse de la flamme, confirme les résultats d'*Egolfopoulos & Law (1990)*, qui proposent une réduction de la vitesse de la flamme laminaire en fonction de la pression selon la formule suivante :

$$S_L^0 \sim P^{(n/2-1)} \exp(-Ea/2R^0 T_{adiab}) \quad (eq.3-3)$$

où n est l'ordre de la réaction globale, variant de 1 à 2 avec l'augmentation de la pression initiale.

D'autre part, l'augmentation de la pression initiale peut également conduire à l'apparition d'instabilités hydrodynamiques (voir *Chapitre II* [*Darrieus (1945)*, *Landau (1944)*]) qui influent négativement sur la vitesse de flamme laminaire.

Les résultats expérimentaux et numériques présentés sur la *Fig.3-2* sont en assez bon accord, notamment à pression atmosphérique. Cependant, à mesure que la pression augmente, les prédictions sous-estiment légèrement les mesures. A contrario, les résultats de *Babkin & V'Yun (1971)*, sous estiment toujours nos mesures et ce, d'autant plus pour les fortes dilutions en H₂O.

En reprenant la formulation à *Metghalchi & Keck (1980)* qui relie la vitesse de flamme laminaire à la pression et la température, nous avons proposé une nouvelle corrélation afin de déterminer la vitesse de flamme laminaire (S_L^0) en fonction de la pression et de la dilution en vapeur d'eau H₂O. Pour tenir compte de l'effet de la dilution en eau, deux coefficients α et β ont été ajoutés dans l'équation (*eq.3-4*).

$$S_L^0 = S_{L_{REF}}^0 \left(\frac{P_0}{P_{REF}} \right)^\beta \alpha \quad (eq.3-4)$$

où $S_{L_{REF}}^0 = 78,98 \text{ cm.s}^{-1}$ correspond à la vitesse de flamme laminaire dans l'état de référence pour une flamme stœchiométrique de CH₄/air sans dilution à $T_0 = 473\text{K}$ et $P_0 = 0,1\text{MPa}$.

Comme la température initiale a été maintenue constante à 473 K, aucun coefficient de température n'a pu être proposé. Les coefficients α et β sont exprimés linéairement en fonction de $X(\text{H}_2\text{O})$.

$$\alpha = -[A \times X(\text{H}_2\text{O})] + B \quad (\text{eq.3-5})$$

$$\beta = -[C \times X(\text{H}_2\text{O})] - D \quad (\text{eq.3-6})$$

Les valeurs de pression et de dilution en vapeur d'eau H_2O sont exprimées respectivement en MPa et en fraction molaire. L'ensemble de constantes A, B, C et D est optimisé en minimisant l'erreur quadratique moyenne entre la corrélation et les points expérimentaux. Toutes les valeurs sont présentées dans le [Tableau 3-1](#).

Paramètre	Valeur optimisée
A	3.0657
B	0.9835
C	0.8766
D	0.3162

TABLEAU 3-1. Valeurs numériques pour la nouvelle corrélation (eq.3-4)

Les résultats de cette nouvelle corrélation sont également représentés sur la [Fig.3-2](#) sous la forme de lignes pointillées noires. Les calculs montrent une bonne concordance entre les travaux de [Babkin & V'Yun \(1971\)](#) et nos résultats (expérimentaux et numériques), en particulier pour la condition la plus diluée ($X(\text{H}_2\text{O})=0,2$) et à haute pression (0,5 MPa). Sur l'ensemble du domaine d'étude, la différence entre nos résultats expérimentaux et la nouvelle corrélation est inférieure à 5%. Ce type de corrélation est extrêmement important car il permet, dans les codes CFD (en

anglais, Computational Fluids Dynamics), d'estimer rapidement la vitesse de combustion laminaire.

Globalement, l'excellent accord de nos mesures avec les mesures existantes, réalisées sur un domaine important de pression et de dilution montre la validité et la précision de notre système de mesure.

3.3 Effet de la dilution en vapeur d'eau H₂O sur les flammes méthane CH₄/air enrichi en dioxygène O₂

3.3.1 Comparaison des mesures expérimentales aux prédictions numériques obtenues avec le code CWB et le mécanisme GRIMech.3.0

Des mesures et des calculs ont été réalisés dans un large domaine de pression (de 0,1 à 0,5 MPa), d'enrichissement en dioxygène (de $\Omega=0,21$ correspondant à l'air à $\Omega=1,0$ correspondant à l'oxycombustion), et de dilution en vapeur d'eau H₂O (de 0 à 0,8). La vitesse de flamme laminaire (S_L^0) en fonction de la dilution en vapeur d'eau H₂O ($X(\text{H}_2\text{O})$), pour différentes valeurs d'enrichissement (Ω) à une richesse fixée à 1,0 et une température initiale de 473K, est représentée sur la Fig.3-3 (sur la Fig.3-3a deux valeurs de pression initiale (0,1 et 0,5 MPa) et deux valeurs d'enrichissement (0,21 et 0,5) ; sur la Fig.3-3b différents valeurs d'enrichissement de $\Omega=0,3$ à 1,0 et pour une pression initiale fixe de 0,5 MPa).

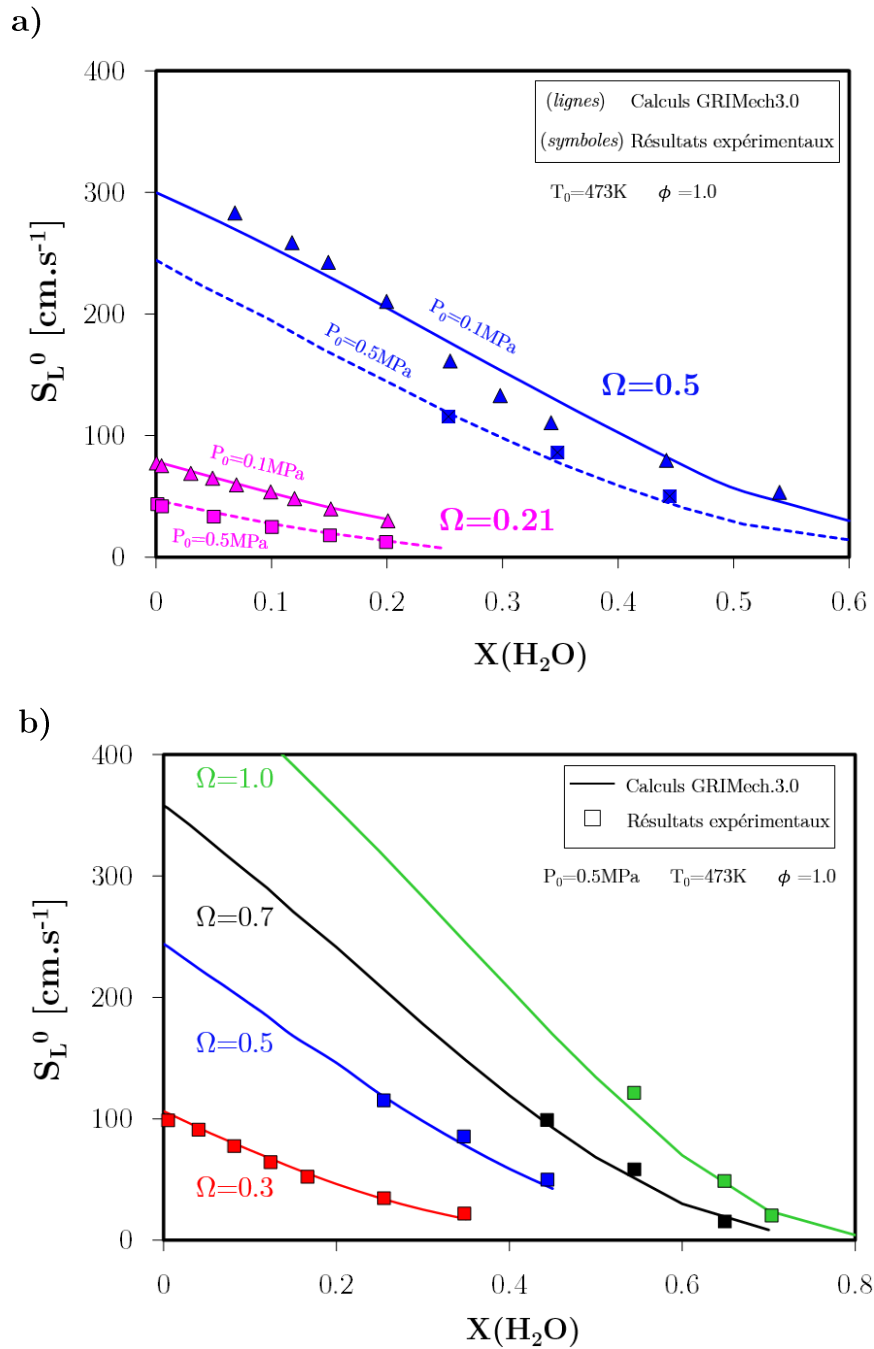


FIGURE 3-3. Vitesse de flamme laminaire S_L^0 [cm.s⁻¹] en fonction de la dilution en eau ($X(\text{H}_2\text{O})$) pour différentes valeurs de Ω (0,21-0,3-0,5-0,7-1,0). a) Pour $P_0 = 0,1$ et $0,5$ MPa et $\Omega = 0,21$ et $0,5$; b) $\Omega = 0,3$ à $1,0$ et $P_0 = 0,5$ MPa. La température initiale T_0 et la richesse ϕ ont été fixées à 473K et $1,0$, respectivement.

Comme attendu, les résultats de la Fig.3-3 montrent une diminution de la vitesse de flamme laminaire lors de l'ajout de vapeur d'eau et l'augmentation de la pression. A quantité de vapeur d'eau constante $X(\text{H}_2\text{O})$, la vitesse de flamme laminaire augmente fortement lorsque l'enrichissement en dioxygène augmente ou autrement dit, lorsque la fraction molaire en diazote N_2 diminue. Par exemple, sur la Fig.3-3a, pour une pression atmosphérique (0,1 MPa) et sans dilution ($X(\text{H}_2\text{O})=0$), les vitesses augmentent de 75 à 300 cm.s^{-1} , lors de l'augmentation de l'enrichissement, Ω de 0,21 à 0,5. Pour le cas de la pression initiale de 0,5 MPa, la vitesse augmente de 45 à 250 m.s^{-1} .

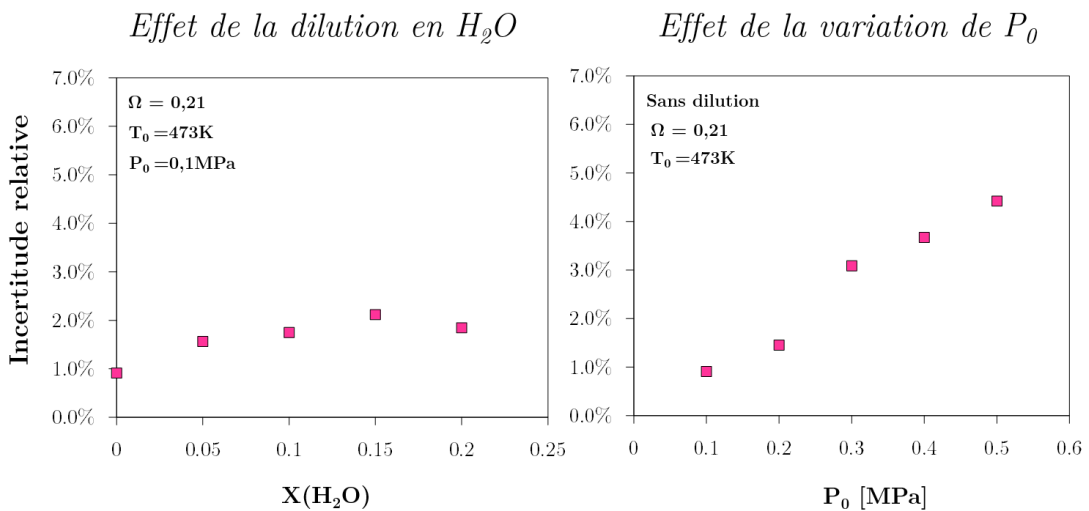
Il est également possible de noter sur les Fig.3-3a et Fig.3-3b les valeurs en condition sèche de la vitesse de la flamme, qui peut alors atteindre des valeurs très élevées ($\geq 300 \text{ cm.s}^{-1}$), lorsque la quantité de dioxygène augmente. Ces fortes valeurs de vitesse sont très difficiles à mesurer puisqu'elles induisent l'apparition des cellules dans la flamme, réduisant considérablement le nombre d'images dans la série temporelle exploitable dans le procédé de calcul de la vitesse de flamme (voir *Chapitre II*). Elles sont aussi potentiellement génératrices de détérioration de l'installation, provoquant de violents pics de pression dans la chambre de combustion. Pour ces raisons, les mesures ont été limitées aux mélanges dont les vitesses sont inférieures à 200 cm.s^{-1} .

Dans le cas de configurations industrielles, il faut veiller à ce que la vitesse de flamme reste dans un domaine pas trop rapide, pour garder des tailles et des structures de flamme conventionnelles, et ce, afin d'éviter les retours de flamme, particulièrement

dangereux dans le cas des flammes de pré-mélange. Il faut également, veiller à contrôler la température de combustion, afin d'éviter toute dégradation des matériaux.

Les calculs effectués par le code Chemical WorkBench associé au schéma cinétique GRIMEch.3.0 sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux dans les deux cas. Cela valide et démontre la robustesse du mécanisme dans ce mode particulier de combustion (pressurisée, enrichie et diluée), ce qui permet d'envisager l'extrapolation à des conditions qui ne peuvent pas être mesurées expérimentalement (voir [Section 3.4](#)).

Sur la [Fig.3-4](#), nous avons représenté l'évolution de l'écart relatif entre la vitesse de flamme laminaire calculée et celle mesurée, et ceci en fonction de : la dilution en vapeur d'eau ($X(\text{H}_2\text{O})$), de la pression initiale (P_0) et de l'enrichissement en dioxygène (Ω). Des écarts plus importants sont observés à forte pression et à forte enrichissement en dioxygène. L'analyse de ces résultats est développée dans la [Section 3.3.3 Analyse des résultats](#).



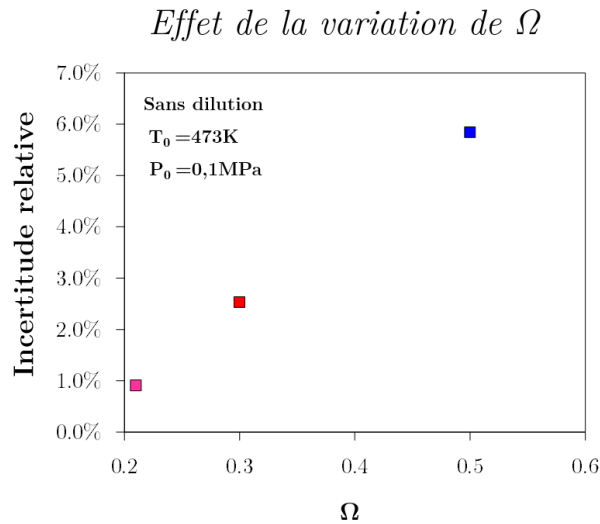


FIGURE 3-4. Evolution de l'écart relatif entre la vitesse de flamme laminaire calculée et celle mesurée pour les conditions de : la dilution H₂O (XH₂O), la variation de la pression initiale (P₀) et l'enrichissement en dioxygène O₂ (Ω).

3.3.3 Analyse des résultats

a) Topologie et stabilité de flamme

Nous avons étudié l'effet de la pression initiale, de l'enrichissement en dioxygène et de la dilution en vapeur d'eau H₂O sur la topologie et la stabilité de la flamme via l'étude des paramètres suivants : la longueur de Markstein (L_b), l'épaisseur de la flamme (δ_{th}), le coefficient de dilatation thermique (σ) et le nombre de Lewis (Le).

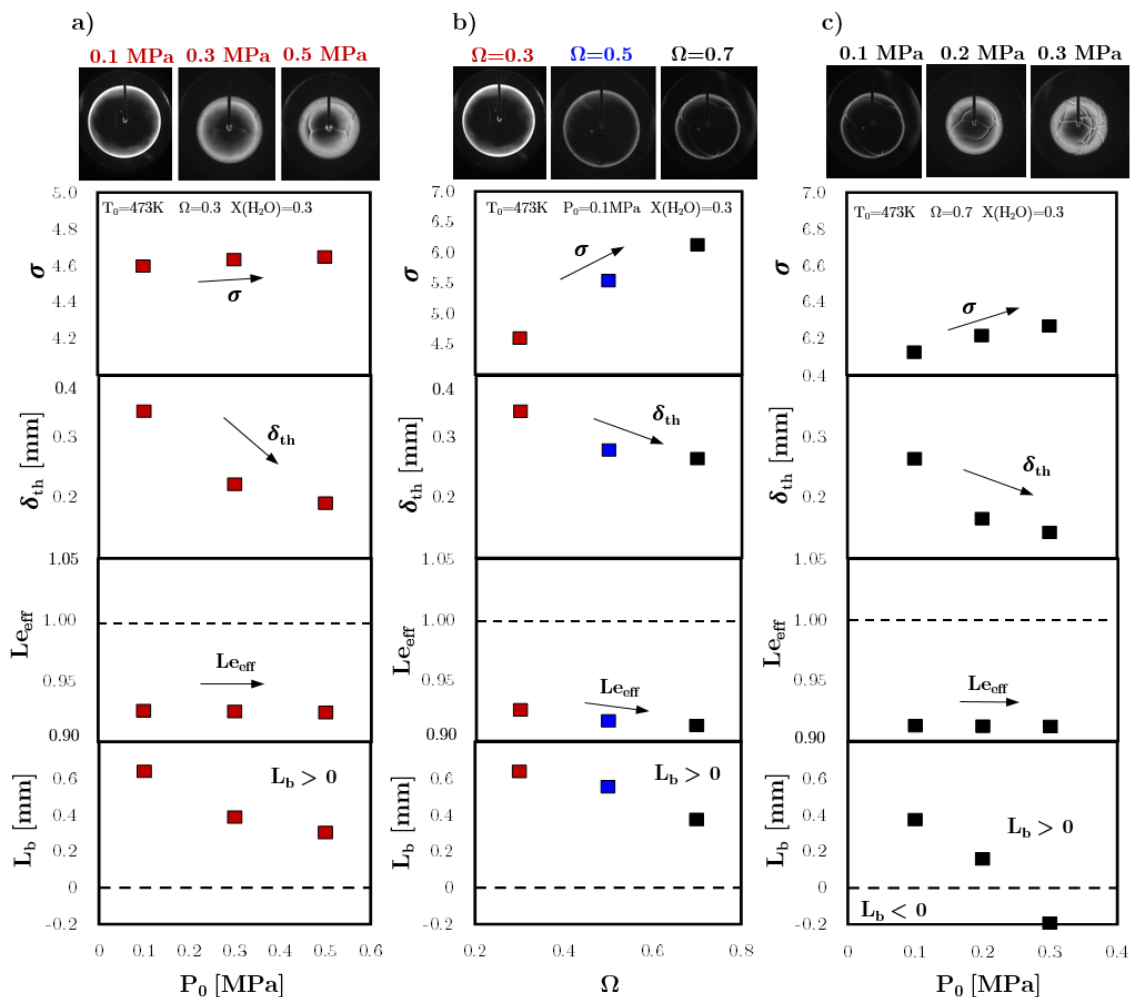


FIGURE 3-5. Topologie et stabilité d'une flamme sphérique stœchiométrique de $CH_4/O_2/N_2/H_2O$ à une température initiale de 473 K et $X(H_2O)=0,3$. a) Effet de la pression avec $\Omega=0,3$, b) Effet de l'enrichissement en dioxygène à 0,1MPa, c) Effet combiné de la pression et de l'enrichissement en dioxygène.

La Fig.3-5 présente l'influence : a) d'une augmentation de la pression initiale de 0,1 à 0,5 MPa (pour $\Omega=0,3$) ; b) de l'enrichissement en dioxygène (Ω) de 0,3 à 0,7 (la

pression initiale étant fixée à 0,1MPa) ; c) l'effet combiné de la variation de la pression initiale et de l'enrichissement en oxygène ($\Omega=0,7$) sur la topologie et la stabilité d'une flamme $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ stœchiométrique à une température initiale de 473 K et une fraction molaire en vapeur d'eau H_2O égale à 30%.

Sur la Fig.3-5, la partie supérieure correspond aux images instantanées des flammes obtenues par ombroscopie. Sur la partie inférieure, sont indiqués les effets :

- des instabilités hydrodynamiques [*Landau (1944)*, *Darrieus (1945)*], caractérisées par le coefficient d'expansion thermique ($\sigma = \rho_u/\rho_b$), et l'épaisseur de flamme thermique (δ_{th}) ;
- des instabilités thermo-diffusives, caractérisées par le nombre de Lewis (Le) [*Bechtold & Matalon (2001)*], dans notre cas, via le nombre de Lewis effectif ;
- de la réponse de la flamme à l'étirement, caractérisée par la longueur de Markstein (L_b).

Les images présentées sur la Fig.3-5a montrent, qu'à la pression atmosphérique, le front de flamme a une surface lisse. Cependant, certains plissements (de grande taille) sur le front de flamme commencent à apparaître avec l'augmentation de la pression. Ces plissements ne peuvent pas être attribués aux instabilités thermo-diffusives en raison de l'indépendance du nombre de Lewis effectif à l'augmentation de la pression. Cela indique que les instabilités hydrodynamiques sont les responsables de l'apparition de ces plissements, en particulier dus à la diminution de l'épaisseur

de flamme [Tse et al. (2000)]. Néanmoins, la positivité de la longueur de Markstein ($L_b > 0$), implique une forte influence de l'étirement qui contrôle ces instabilités dans la flamme [Bradley & Harper (1994)], empêchant la reproduction de ces plissements dans la flamme. Ces résultats peuvent être comparés à ceux de Rozenchan et al. (2002), qui ont évalué l'effet de la pression sur la structure des flammes sphériques de méthane CH_4 .

Les images de flammes présentées sur la Fig.3-5b montrent un comportement similaire des flammes en fonction des paramètres étudiés en termes de structure de flamme, formant des grands plissements sur le front de flamme. Cependant, la légère diminution du nombre de Lewis effectif avec l'enrichissement en dioxygène indique une influence des effets thermo-diffusifs. D'autre part, une augmentation du coefficient d'expansion thermique et une diminution de l'épaisseur de la flamme indiquent l'importance des effets hydrodynamiques. Ainsi, les deux types d'instabilités, thermo-diffusives et hydrodynamiques, sont à l'origine de ces plissements. Néanmoins, une longueur de Markstein positive pour les trois conditions, inhibe ces effets déstabilisateurs et aide la flamme à se stabiliser [Sivashinsky et al. (1982)]. Ces effets déstabilisants dans la flamme produit par l'enrichissement en dioxygène, ont été également évoqués par Cai et al. (2016).

Contrairement aux deux cas précédents, la Fig.3-5c montre, à partir de la pression atmosphérique, l'apparition de plissements dans les flammes. Ces plissements se reproduisent à différente taille sur tout le front de la flamme lorsque la pression augmente, indiquant une augmentation de la probabilité d'avoir une flamme cellulaire [Jomaas et al. (2007)]. Lorsque la pression augmente, la diminution de l'épaisseur

de flamme et l'augmentation du coefficient d'expansion thermique induisent des instabilités hydrodynamiques sur la flamme. D'autre part, bien que le nombre de Lewis effectif diminue légèrement avec l'enrichissement en dioxygène, il reste invariable avec l'augmentation de pression. Cela indique que les effets hydrodynamiques sont plus forts que les effets thermo-diffusants, qui sont les principaux promoteurs de la formation des plissements dans le front de flamme.

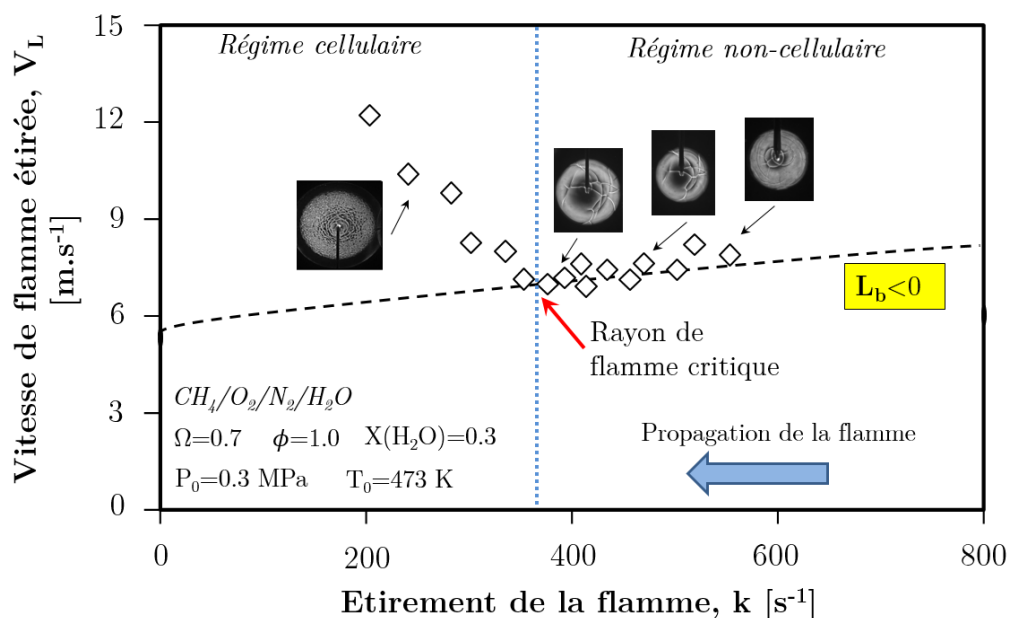


FIGURE 3-6. Evolution d'une flamme sous les effets déstabilisants d'une Longueur de Markstein négative. Flamme stœchiométrique $CH_4/O_2/N_2/H_2O$. $T_0=473$ K, $P_0=0,3$ MPa, $\Omega=0,7$, $X(H_2O)=0,3$.

Dans le cas des longueurs de Markstein négatives ($L_b < 0$), une augmentation de la pression tend à diminuer encore plus l'influence de l'étirement sur la stabilité de la

flamme, créant ainsi un régime cellulaire (Fig.3-6) [Huo et al. (2018), Lapalme et al. (2018), Xie et al. (2018), Jian et al. (2018)].

Une stratégie pour minimiser les risques de cellularité et pour lisser la surface de la flamme, à pression élevée ou à enrichissement en dioxygène élevé, consiste à diluer le mélange réactif : soit avec de la vapeur d'eau H₂O [Wang et al. (2016)], soit avec du diazote N₂ [Tang et al. (2010)] ou du dioxyde de carbone CO₂ [Liu et al. (2003), Li et al. (2018)]. C'est ce que nous avons observé dans notre cas de dilution en vapeur d'eau H₂O, comme le montre la Fig.3-7. Cependant, un excès de dilution en vapeur d'eau H₂O peut conduire à l'extinction de la flamme ou provoquer des effets indésirables sur la propagation de la flamme, dus aux forces de flottabilité. Dans ce cas, la flamme se déforme, comme cela est montré sur la Fig.3-8. Cet effet est observé pour des flammes laminaires dont la vitesse est inférieure à 10 cm.s⁻¹ [Rooney & Wachman (1985)].

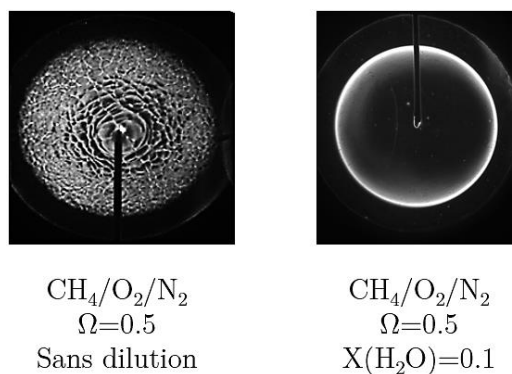


FIGURE 3-7. Comparaison de deux topologies de flamme différentes avec et sans dilution. Flamme stœchiométrique de CH₄/O₂/N₂/H₂O. T₀=473K, P₀=0,1MPa, Ω=0,5.

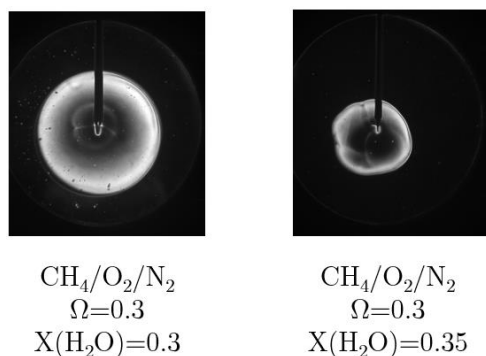
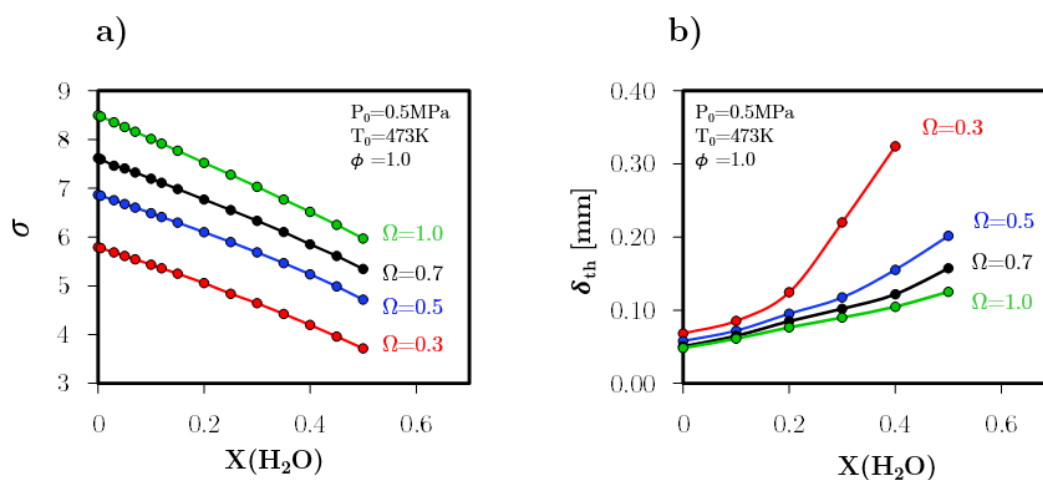


FIGURE 3-8. Comparaison de deux topologies de flamme différentes par deux valeurs de dilution. Flamme stœchiométrique de $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$. $T_0=473\text{K}$, $P_0=0,3\text{MPa}$, $\Omega=0,3$.

Sur cette base, une étude de stabilité de flamme a été réalisée pour les conditions expérimentales les plus critiques : fort enrichissement, forte dilution en vapeur d'eau H_2O , pression et température initiales de 0,5 MPa et 473 K, respectivement. La Fig.3-9 montre en a) l'évolution du coefficient d'expansion thermique, en b) l'épaisseur de la flamme laminaire, en c) le nombre de Lewis effectif et en d) la longueur de Markstein en fonction de la dilution en vapeur d'eau $X(\text{H}_2\text{O})$.



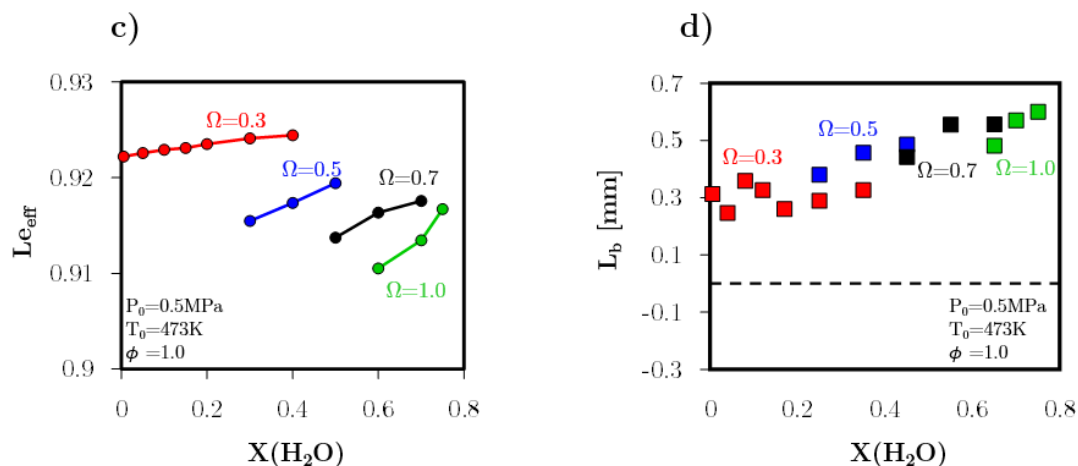


FIGURE 3-9. a) Coefficient d'expansion thermique (σ), b) Epaisseur de flamme thermique (δ_{th}), c) Nombre de Lewis effectif (Le_{eff}), d) Longueur de Markstein (L_b), en fonction de la dilution en H_2O . Cas d'une flamme stœchiométrique de $CH_4/O_2/N_2/H_2O$. $T_0=473\text{K}$, $P_0=0,5\text{MPa}$.

Les Fig.3-9a et Fig.3-9b montrent la diminution du coefficient d'expansion thermique et une augmentation de l'épaisseur de la flamme lorsque la dilution en vapeur d'eau H_2O augmente, ce qui signifie une suppression des effets hydrodynamiques dans la flamme avec la présence de vapeur d'eau H_2O dans le mélange. D'autre part, pour un enrichissement fixé, une légère augmentation du nombre de Lewis effectif au-dessus de l'unité en fonction de l'augmentation de la dilution en vapeur d'eau H_2O , reflète une diminution des effets thermo-diffusifs. La longueur de Markstein augmente avec l'augmentation de la vapeur d'eau H_2O . Ces résultats confirment un effet stabilisant de la dilution en vapeur d'eau H_2O sur les flammes fortement enrichies en oxygène sous haute pression.

Pour conclure, le [Tableau 3-2](#), résume l'influence des conditions de flamme (pression, enrichissement et dilution) sur les effets susceptibles de déstabiliser les flammes laminares.

Condition de flamme	Inst. hydrodynamiques		Inst. thermo-diffusives	Inst. forces de gravités	Etirement
	σ	δ_{th} [mm]	Le	S_L^0 [cm.s ⁻¹]	L_b [mm]
L'enrichissement en O_2 (Ω)	/	\	\	/	\
L'augmentation de pression initiale (P_0)	→	\	→	\	\
La dilution en H_2O ($X(H_2O)$)	\	/	/	\	/

TABLEAU 3-2. Réponse des effets déstabilisants en fonction des conditions de flammes.

b) Effet de la dilution en vapeur d'eau H_2O

[Mazas et al. \(2011\)](#) ont étudié l'effet de la dilution en vapeur d'eau H_2O sur des flammes de méthane enrichies en dioxygène à pression atmosphérique. Leurs résultats indiquent que les effets de la vapeur d'eau sur la vitesse de flamme laminaire sont réduits par l'enrichissement en dioxygène. [Li et al. \(2015\)](#) ont étudié l'impact des gaz de recirculation sur l'oxycombustion de méthane à pression atmosphérique. Leur étude montre que la dilution en eau H_2O a non seulement un impact thermique sur la vitesse de flamme laminaire, mais également un impact chimique, en modifiant la concentration des radicaux OH et H.

- Effet sur la température adiabatique de flamme

La [Fig.3-10](#) présente l'évolution de la température adiabatique de flamme (T_{adiab}) en fonction de la dilution en eau $X(H_2O)$, pour trois quantités différentes d'enrichissement en dioxygène O_2 : $\Omega=0,21 - 0,5 - 1,0$ et deux valeurs de pression initiale :

$P_0 = 0,1$ et $0,5$ MPa. La température initiale (T_0) et la richesse du mélange (ϕ) ont été fixées à 473 K et $1,0$ respectivement. Les calculs ont été effectués avec le module thermodynamique du code CWB [Diminsky et al. (2003)] et le mécanisme réactionnel GRIMech.3.0. Des résultats obtenus sans dissociation sont également présentés afin d'observer l'influence de la haute température et de la pression initiale sur la formation des produits de combustion. Dans ce cas, les gaz brûlés ne sont composés que de CO_2 , H_2O et N_2 [Gardier & Burcat (1984)].

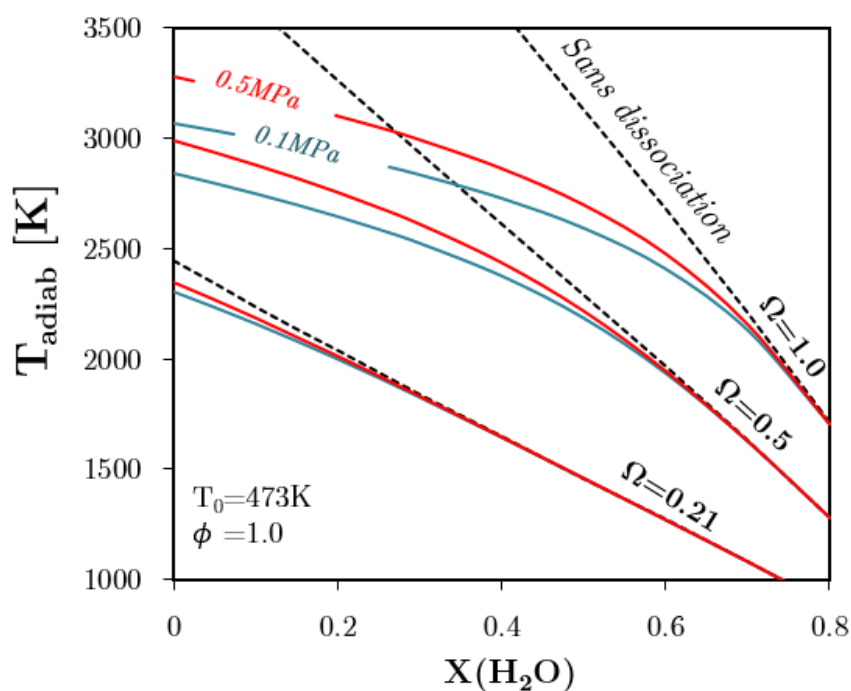


FIGURE 3-10. Température de flamme adiabatique *avec dissociation* (trait plein) et *sans dissociation* (trait en pointillé) en fonction de la dilution en eau. Cas d'une flamme stoechiométrique $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ à $P_0=0,1$ MPa (bleu) et $P_0=0,5$ MPa (rouge) pour trois valeurs de Ω : 0,21 – 0,5 et 1,0 et une température initiale : $T_0=473\text{K}$.

Comme prévu, la température adiabatique de la flamme diminue avec la dilution en eau et augmente avec l'enrichissement en dioxygène. La température adiabatique de flamme calculée sans dissociation est bien évidemment plus élevée que celle calculée avec dissociation, en particulier pour les valeurs de dilution plus faibles en eau ($X(\text{H}_2\text{O}) \sim 0$). Dans les trois cas d'enrichissement (0,21 – 0,5 – 1,0), l'effet de la dissociation peut être négligé pour des valeurs inférieures à 1900 K. Au-dessus de 1900 K, la différence entre les deux températures (avec et sans dissociation) est plus importante lorsque la température augmente (ou lorsque la dilution en eau diminue). Cela indique que l'effet maximum de la dissociation sur la température augmente avec l'enrichissement en dioxygène. En conditions sèches, la différence de température est de 150 K pour une richesse de 0,21, tandis qu'elle est supérieure à 1 000 K en oxycombustion. L'augmentation de la pression favorise l'augmentation de la température adiabatique de flamme [*Sundkvist et al. (2014)*] qui converge vers la température calculée sans dissociation.

- Effet sur la vitesse de flamme

Afin de comprendre l'effet de la vapeur d'eau H_2O , la méthode de l'espèce fictive proposée par *Liu et al. (2003)* a été adoptée. Cette méthode consiste à remplacer, dans le mécanisme réactionnel, l'espèce servant de diluant par une espèce dite « fictive », dont les propriétés thermodynamiques et de transport sont identiques à celles de l'espèce testée mais n'intervenant dans aucune réaction sauf en tant que tiers-corps. Il est ainsi possible de discriminer le rôle de l'espèce testée entre son effet chimique et son effet physique. Dans notre cas, l'eau fictive (FH_2O) est l'espèce fictive.

Les Fig.3-11a et 3-11b présentent la comparaison entre les vitesses de flamme laminaire calculées avec l'espèce H₂O réelle (H₂O) et l'espèce H₂O fictive (FH₂O) en fonction de la pression initiale. Différentes valeurs d'enrichissement (de 0,21 à 1,0) et une valeur fixe de fraction molaire de dilution en eau à 0,2, ont été utilisées sur la Fig.3-11a. Différentes valeurs de fraction molaire de dilution en eau (0,05-0,2-0,5) et une valeur fixe d'enrichissement à 1,0, sont représentées sur la Fig.3-11b. Pour les deux conditions, la température initiale et la richesse du mélange sont fixées respectivement à 473K et 1,0.

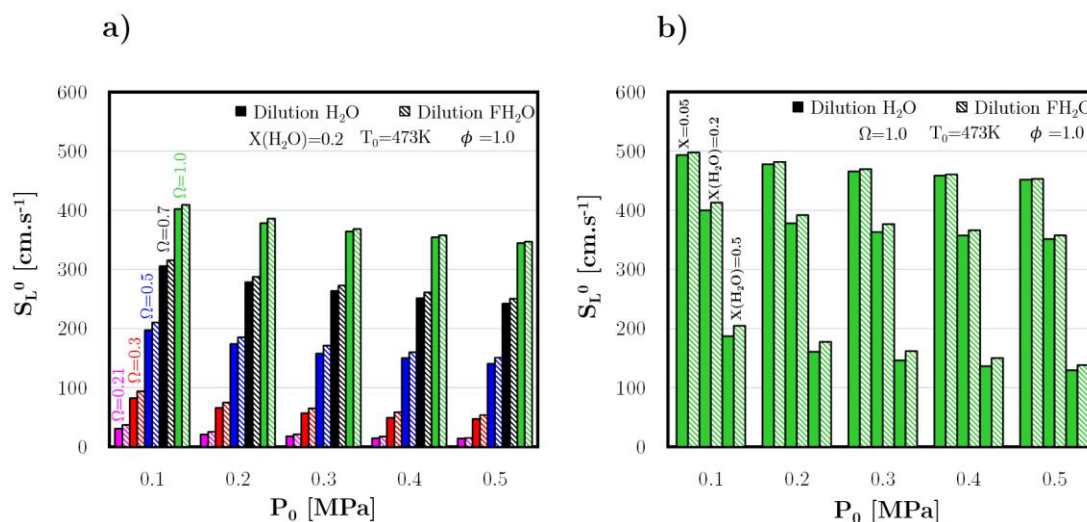


FIGURE 3-11. Comparaison de la vitesse de flamme laminaire S_L^0 en $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, en fonction de la pression initiale (P_0) en MPa, pour le cas de dilution en H₂O et en FH₂O : **a)** pour différentes valeurs de $\Omega=0,21-0,3-0,5-0,7-1,0$; **b)** pour différentes valeurs de $X(\text{H}_2\text{O})=0,05-0,2-0,5$. Conditions initiales : $T_0=473\text{K}$ et $\phi=1,0$.

Les résultats présentés sur la Fig.3-11a montrent une légère réduction entre la vitesse de flamme obtenue avec H₂O et celle obtenue avec FH₂O, à mesure que l'enrichissement en dioxygène et la pression initiale augmentent. Ces résultats corroborent ce qui a été trouvé par *Mazas et al. (2011)* et *Li et al. (2015)*, qui indiquent que l'effet thermique de l'eau sur la vitesse de la flamme laminaire est moins perceptible lorsque l'enrichissement en oxygène augmente. Dans le cas d'une oxy-flamme de méthane ($\Omega=1,0$) diluée à l'eau, la Fig.3-11b montre une augmentation logique de la différence de vitesse de flamme laminaire avec H₂O et FH₂O, lorsque la quantité de dilution augmente. Ces différences sont globalement réduites lorsque la pression initiale augmente, ce qui indique que l'augmentation de la pression initiale réduit l'effet thermique de la dilution en vapeur d'eau H₂O sur la vitesse de flamme laminaire.

Ces résultats confirment que les facteurs favorisant l'augmentation de la température adiabatique de flamme (pression et enrichissement en dioxygène) inhibent l'effet thermique de la dilution en vapeur d'eau H₂O sur la vitesse de la flamme laminaire. Ainsi, une variation minimale de la température adiabatique de la flamme affecte immédiatement les réactions chimiques et logiquement la vitesse de la flamme laminaire.

Afin de caractériser la différence relative des vitesses de flamme dans les deux cas (fictif et réel), un calcul est proposé via l'équation 3-7 :

$$\Delta S_L^0 = S_{L(H_2O)}^0 - S_{L(FH_2O)}^0 \quad (\text{eq.3-7})$$

où $S_{L(H_2O)}^0$ et $S_{L(FH_2O)}^0$ correspondent aux vitesses de flamme laminaire calculées avec les conditions réelles de X_{H_2O} et les conditions fictives de F_{H_2O} , respectivement.

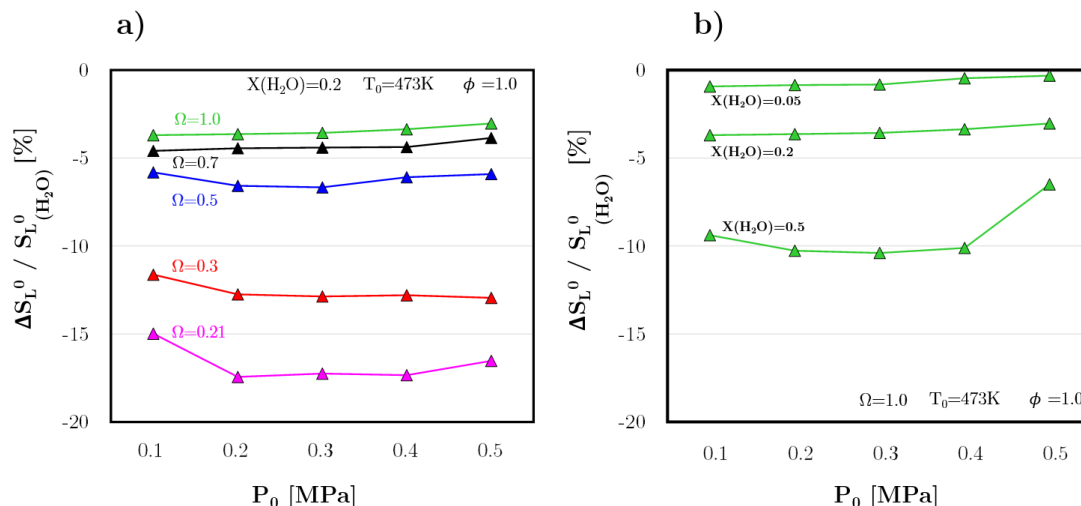


FIGURE 3-12. Différence relative normalisée en fonction de la pression initiale pour : a) différentes valeurs de $\Omega=0,21-0,3-0,5-0,7-1,0$; b) différentes valeurs de $X(H_2O)=0,05-0,20-0,5$. Conditions initiales : $T_0=473K$ et $\phi=1,0$.

La différence normalisée (*i.e.* $\Delta S_L^0 / S_{L(H_2O)}^0$) est présentée sur la Fig.3-12a et 3-12b en fonction de la pression initiale (P_0). Les résultats montrent l'importance de l'effet de l'enrichissement en dioxygène pour contrôler l'effet de la dilution en vapeur d'eau H_2O sur la vitesse de la flamme laminaire. L'augmentation de la pression initiale aide également à contrôler l'effet thermique de l'eau, en particulier pour les fractions de dilution supérieures à 0,2.

c) Corrélation entre la vitesse de flamme et la température adiabatique de flamme

Afin de déterminer la vitesse de flamme dans des conditions proches des applications industrielles, nous avons établi une corrélation, reliant la température adiabatique de flamme (T_{adiab}) à la vitesse de la flamme laminaire (S_L^0). Les résultats de cette

corrélation sont présentés sur la Fig.3-13 pour deux valeurs de pression initiale (0,1 et 0,5 MPa) et différentes valeurs d'enrichissement en dioxygène (0,3-0,5-0,7-1,0).

La température initiale (T_0) et la richesse du mélange (ϕ) ont été fixées à 473K et 1,0, respectivement. Les corrélations sont données par les équations suivantes :

Pour 0,1 MPa : $S_L^0 = (4.5283 \times 10^{-21}) \cdot T_{adiab}^{6.6206}$ (eq.3 – 8)

Pour 0,5 MPa : $S_L^0 = (9.8036 \times 10^{-24}) \cdot T_{adiab}^{7.3158}$ (eq.3 – 9)

où la température adiabatique de flamme est exprimée en K et la vitesse de flamme laminaire en $cm.s^{-1}$.

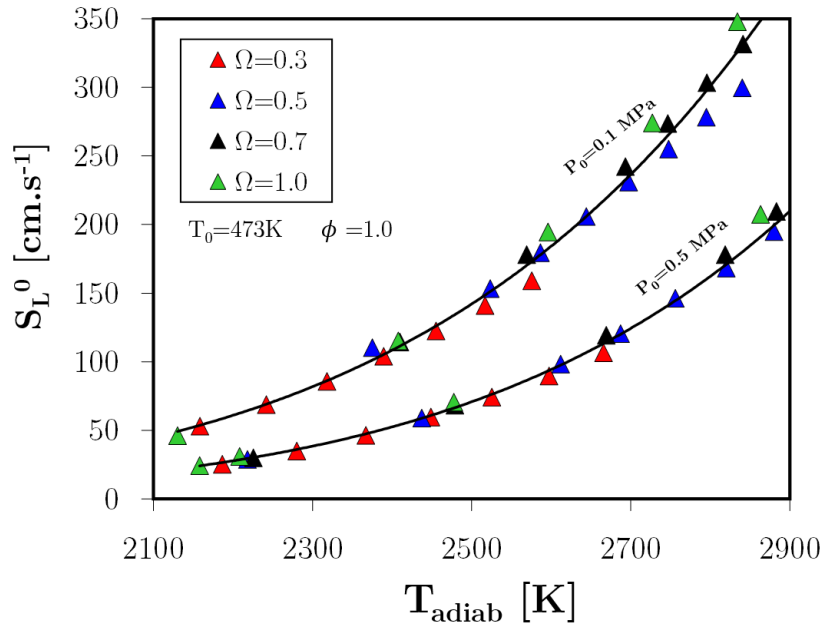


FIGURE 3-13. Résultats de la corrélation : Vitesse de flammes laminaire (S_L^0) en fonction de la température adiabatique de flamme (T_{adiab}), pour différentes valeurs de $\Omega=0,21-0,3-0,5-0,7-1,0$ et deux valeurs de pression initiale : 0,1 MPa et 0,5 MPa. Conditions initiales : $T_0=473K$ et $\phi=1,0$.

Les résultats montrent que la température adiabatique de flamme est le principal critère pour prédire la vitesse de flamme laminaire, indépendamment de la dilution en vapeur d'eau H₂O et de l'enrichissement en dioxygène O₂ [*Hermanns et al. (2010)*]. Comme la température de flamme adiabatique, un paramètre facile à calculer, l'estimation de la vitesse de la flamme laminaire devient plus simple. Il est alors possible de prédire plusieurs caractéristiques de la flamme (structure de la flamme, instabilités...) et de dimensionner la chambre de combustion [*Taupin et al. (2007)*].

3.4 Extrapolation aux caractéristiques de combustion d'une turbine à gaz

L'optimisation du coût de captage du CO₂ a amené à proposer des solutions hybrides entre le captage par oxy-combustion et le captage post-combustion par membrane [*Belaissaoui et al. (2013)*]. La technique OEASTIG (OEASTIG pour *Oxygen Enriched Air Steam Injection Gas Turbine*) proposée par *Cabot et al. (2017)* conduit à une combustion du méthane dans une turbine à gaz à 1,7MPa, avec de l'air enrichi en oxygène (OEA), la recirculation des gaz (EGR) et de la vapeur d'eau (*Fig.3-14*).

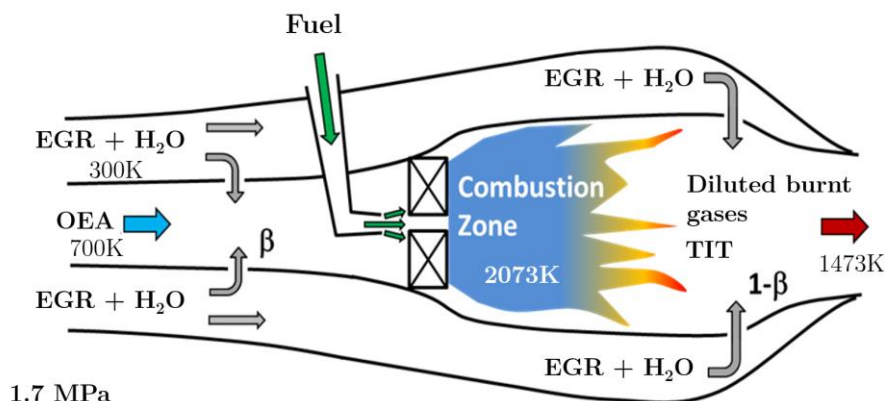


FIGURE 3-14. Schéma de la distribution du combustible, de l'OEA et des gaz de dilution (EGR et H₂O) dans la chambre de combustion OEASTIG.

La réduction du coût d'utilisation de l'air enrichi nécessite un faible excès d'air qui, dans cette étude, est fixé à 0, c'est-à-dire $\phi=1,0$. La fraction β du mélange EGR+H₂O entrant dans la zone de combustion permet de contrôler à la fois la température de flamme et la température d'entrée de la turbine (TIT). Le détail des calculs et des procédés de captage est donné dans l'article *Cabot et al. (2017)* et résumé en *Annexe 1* à la fin de ce chapitre.

L'étude du rendement global de ce procédé OEASTIG, prenant en compte à la fois le procédé de génération de l'énergie mécanique, le procédé de captage du CO₂, du coût de production de l'air enrichi, et les contraintes thermiques des matériaux montre une évolution du mélange réactif global en fonction de la qualité Ω_{OEA} de l'air enrichi comme cela est présenté sur la [Fig.3-15](#).

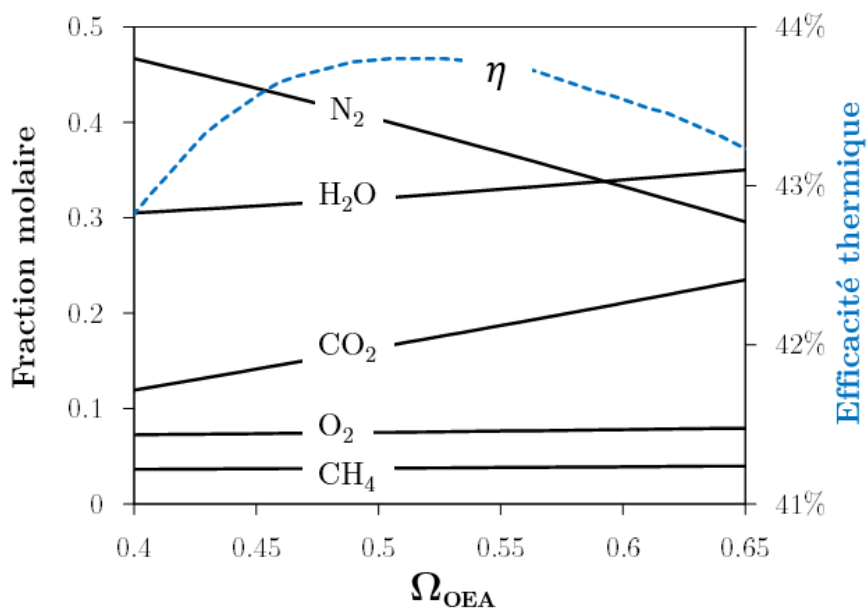


FIGURE 3-15. Evolution de l'efficacité du rendement global de l'OEASTIG et de la composition du mélange réactif global en fonction de Ω_{OEA} (enrichissement de l'air).

Pour l'optimum de ce rendement, c'est-à-dire pour $\Omega_{\text{OEA}}=0,5$, nous avons étudié deux flammes « standards » dont les températures sont compatibles avec celles utilisées dans les installations actuelles (2073K et 2273K). Les compositions sont reportées dans le [Tableau 3.3](#).

Cas étudiés		Fraction molaire du mélange						
		β	Ω_{LOCAL}	X(N ₂)	X(CO ₂)	X(H ₂ O)	X(O ₂)	X(CH ₄)
Cas OEASTIG $\Omega_{OEA}=0.5$	Global	100%	0.16	0.400	0.166	0.321	0.075	0.0375
	Zone de combustion 2073K	38%	0.27	0.402	0.125	0.246	0.152	0.076
	Zone de combustion 2273K	28%	0.31	0.402	0.110	0.217	0.181	0.090

Tableau 3-3. Composition du mélange réactif à l'optimum de rendement de l'OEASTIG conduisant à des températures de flamme de 2073K et de 2273K. β est la fraction de diluant entrant dans la zone de combustion.

On peut remarquer que pour ces deux conditions, le diluant est constitué hormis le N₂ d'environ 1/3 de CO₂ et 2/3 de H₂O.

La composition initiale du mélange réactionnel et la vitesse de flamme laminaire calculée sont exprimées dans la Fig.3-16 en fonction de l'enrichissement en oxygène (Ω), pour deux températures adiabatique de flamme (2073 K et 2273 K) et les deux diluants, pour une température initiale (T_0) de: 700 K et une pression initiale (P_0) de 1,7 MPa.

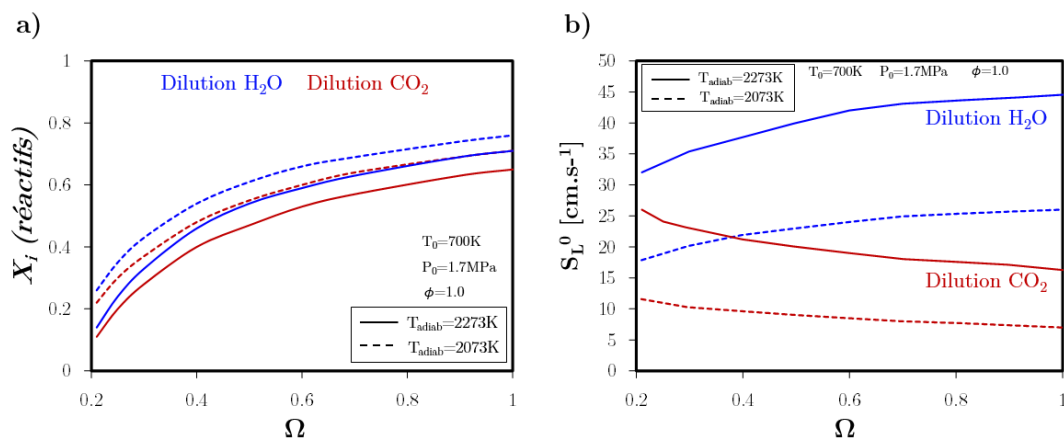


FIGURE 3-16. a) Composition initiale du mélange réactionnel (X_i) (en fonction du diluant), b) Vitesse de flamme laminaire calculée (S_L^0), en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω), pour deux températures de flamme adiabatique (T_{adiab}) : 2273 K (traite plein) et 2073 K (traite pointillé), deux diluants: H₂O (bleu) et CO₂ (rouge), une température initiale (T_0) : 700 K, une pression initiale (P_0) : 1,7 MPa et une richesse de mélange (ϕ) : 1,0. Toutes les conditions de flammes sont énumérées dans le [Tableau 3-3](#).

Pour la condition de pression de 17 bar, $T_0=700\text{K}$, $\phi=1,0$ et pour les deux températures adiabatiques 2073K et 2273K, la [Fig.3-16b](#) montre l'influence respective du diluant H₂O seul et du diluant CO₂ seul sur la vitesse de flamme calculée par CWB/GRIMech.3.0 en fonction de l'enrichissement Ω . Comme attendu, on note que pour les faibles températures adiabatiques, les vitesses de flammes sont plus faibles. On peut noter également, à même valeur d'enrichissement Ω et même température adiabatique, que la dilution à la vapeur d'eau H₂O produit des vitesses de flamme toujours plus importantes que pour la dilution au dioxyde de carbone CO₂. De plus, l'enrichissement en dioxygène (de $\Omega=0,21$ à 1,0) montre un comportement différent entre la dilution à la vapeur d'eau H₂O et celle au dioxyde de carbone CO₂. La

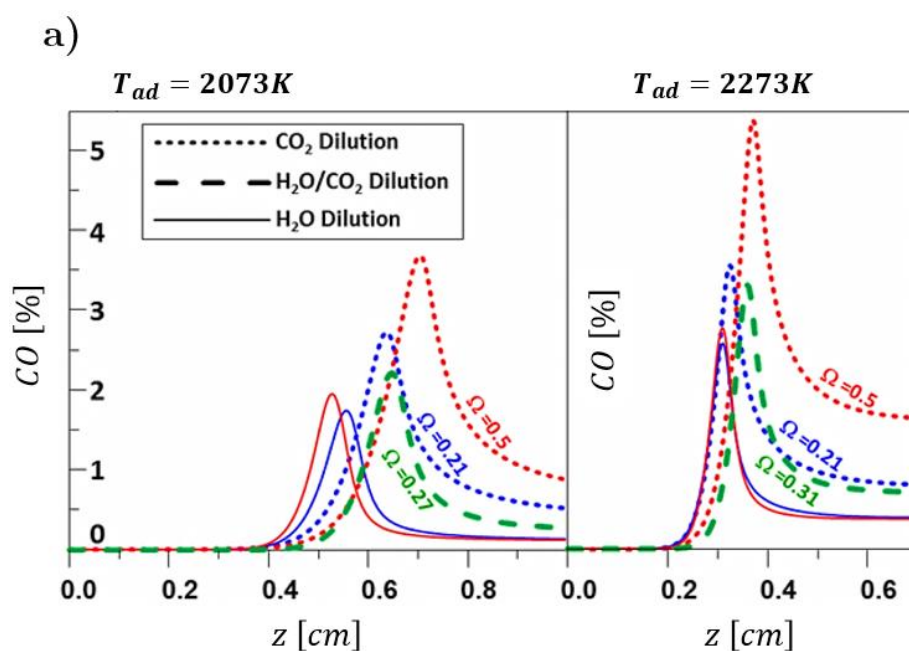
dilution en vapeur d'eau H_2O provoque une augmentation d'environ 40% de la vitesse de flamme, alors que la dilution en dioxyde de carbone CO_2 provoque au contraire une diminution de la vitesse d'environ 40%. Cependant, pour des pressions inférieures à 0,5 MPa, les calculs CWB (présentées dans l'*Annexe 2*, à la fin de ce chapitre) montrent un comportement identique, c'est-à-dire, une diminution de la vitesse dans les deux cas de dilution (H_2O ou CO_2) quand l'enrichissement Ω augmente.

On remarque également sur la *Fig.3-16a* que, du fait de la plus grande capacité calorifique du dioxyde de carbone CO_2 comparée à celle de l'eau H_2O (voir *Section 1.7, Fig.1-11*), il est nécessaire de diluer plus en vapeur d'eau H_2O qu'en dioxyde de carbone CO_2 pour obtenir la même valeur de température adiabatique. Concernant la condition de température adiabatique de 2073 K, dans le cas d'une dilution au CO_2 , on remarque que la vitesse de flamme est presque toujours inférieure à $10\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette faible valeur de vitesse peut devenir un inconvénient dans le cas des procédés industriels, puisqu'elle est susceptible d'induire des instabilités de combustion, comme celles rencontrées dans les conditions de flammes pauvres de turbine à gaz [*Lafay et al. (2007)*], pouvant conduire à l'extinction. Pour une même condition de température adiabatique de flamme, il est à noter que la dilution à la vapeur d'eau H_2O conduit, quant à elle, à des vitesses toujours bien supérieures à la limite de $10\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ et donc certainement à des flammes stables (cet aspect sera discuté dans le *Chapitre IV*).

Le code de calcul CWB nous a permis d'obtenir également les profils de concentrations des espèces notamment celles des polluants (monoxyde de carbone CO et monoxyde d'azote NO) dans le front de flamme et dans la région post flamme. Bien

que la simulation d'une propagation de flamme libre ne représente pas les conditions réalistes d'une flamme dans une turbine à gaz, il est néanmoins possible d'exploiter les résultats de simulation pour discuter, qualitativement, l'effet de la nature du diluant sur les émissions polluantes.

Pour les deux températures adiabatiques (2073K et 2273K), la Fig.3-17 montre les profils des fractions molaires de CO et NO calculées pour $\Omega = 0,21$ et $\Omega = 0,5$ dans le cas d'une dilution à la vapeur d'eau H₂O puis au dioxyde de carbone CO₂ et dans le cas de conditions « réelles » de fonctionnement de la turbine à gaz (en vert) issues du Tableau 3-3.



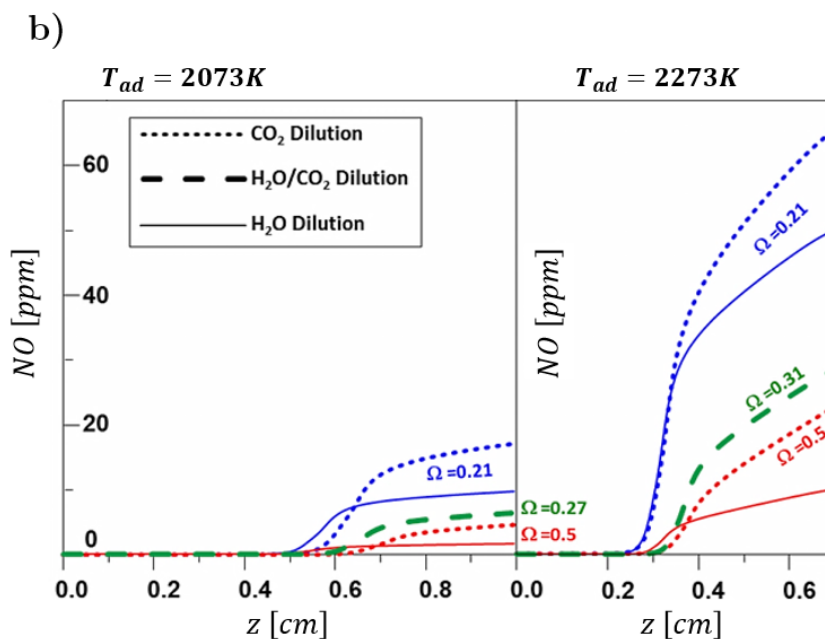


FIGURE 3-17. Fractions molaires des polluants en fonction de la distance au brûleur z en mm de : a) CO et b) NO; pour $T = 2073\text{ K}$ et $T = 2273\text{ K}$; pour : $\Omega = 0,21$ (en bleu); $\Omega = 0,5$ (en rouge). Le cas du CO₂ en tant que diluant est représenté par des lignes pointillées. Le cas de H₂O comme diluant est représenté par des lignes continues. Les lignes pointillées vertes en gras correspondent à la condition de dilution OEASTIG (H₂O/CO₂).

Comme prévu [Amato et al. (2010)], la Fig.3-17a montre clairement que, quelle que soit la température adiabatique, une augmentation de l'enrichissement et de la dilution en CO₂ (lignes pointillées) entraîne une augmentation du maximum du pic de fraction molaire du monoxyde de carbone CO. Dans le cas de la dilution en vapeur d'eau H₂O (traits pleins), l'effet global est le même, mais la production de CO est environ la moitié de celle obtenue avec une dilution au CO₂. Cela confirme que la dilution en vapeur d'eau H₂O est bénéfique pour les émissions de monoxyde de car-

bone CO. Cet effet peut être en grande partie expliqué par le processus de dissociation thermique du CO_2 en CO qui sera d'autant plus important que la température et la concentration en CO_2 le seront.

La Fig.3-17b montre l'évolution de la fraction molaire de monoxyde d'azote NO dans la flamme en fonction de la distance au brûleur. Quelles que soient les conditions, la dilution en vapeur d'eau H_2O conduit à la production d'une plus petite quantité de NO comparée à la dilution au CO_2 . Évidemment, aucun NO ne se forme lorsque $\Omega=1$ car il n'y a pas de diazote dans le mélange initial. Une diminution de la température adiabatique de flamme conduit à une diminution de la fraction molaire de NO. Dans les gaz brûlés, la fraction molaire de NO continue à augmenter considérablement en fonction de la distance au brûleur, en particulier à haute température. Dans une flamme réelle, cet inconvénient peut être limité en diminuant le temps de séjour dans les gaz chauds (par exemple, par refroidissement). Pour améliorer ces estimations dans le cas de flammes turbulentes réelles, il serait nécessaire d'utiliser un outil numérique plus approprié, comme par exemple la simulation par réseaux de réacteurs en série [Sundkvist et al. (2014)].

Dans le cas de la combustion OEASTIG, les dilutions en H_2O et en CO_2 ont lieu simultanément dans les proportions indiquées dans le Tableau 3-3 pour les deux conditions de température de flamme 2073K et 2273K. Les calculs des profils de fractions molaires dans la flamme ont été réalisés pour les deux cas et sont représentés en pointillé vert sur la Fig.3-17. Les vitesses de flamme calculées sont respectivement de $16,2 \text{ cm.s}^{-1}$ et $30,3 \text{ cm.s}^{-1}$ pour $T= 2273\text{K}$ et 2073K . On peut constater que ces résultats sont compatibles avec le fonctionnement d'une turbine à gaz du point de

vue de la stabilité de la flamme car la vitesse est supérieure à 10 cm.s^{-1} . Comme attendu, on peut voir que le niveau de production des polluants se situe entre les résultats obtenus avec une dilution au CO_2 seule et une dilution à la vapeur d'eau H_2O seule. Pour intensifier l'effet bénéfique de l'injection d' H_2O sur les émissions polluantes, nous proposons, comme indiqué sur la Fig.3-18, de privilégier la dilution en eau dans la zone de réaction et d'injecter uniquement l'EGR dans la zone de dilution n'intervenant plus dans la cinétique de combustion.

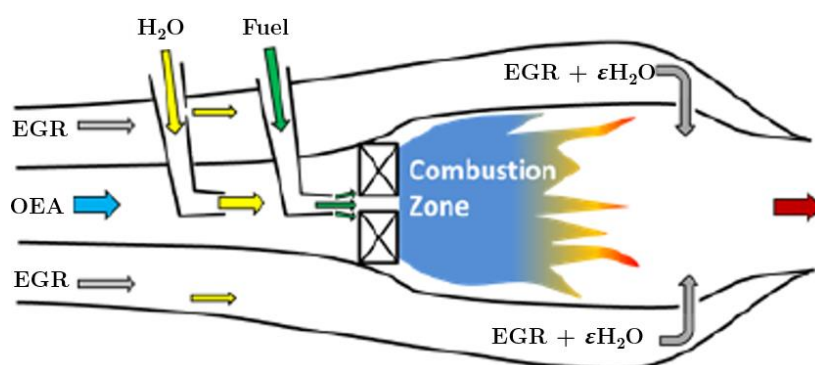


FIGURE 3-18. Schéma de la distribution optimisée en H_2O et EGR de la chambre de combustion dans le cas de l'OEASTIG.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, une étude expérimentale et numérique a été menée afin d'observer et d'analyser l'effet de la dilution en eau et de l'enrichissement en dioxygène sur les vitesses de flammes laminaires de méthane à haute pression. Des mesures ont été

effectuées dans une bombe sphérique dans un large domaine de conditions expérimentales (P_0 variant de 0,1 à 0,5 MPa ; T_0 de 300 à 473 K ; Ω de 0,21 à 1,0 et dilution en vapeur d'eau de 0 à 0,8 ; richesse du mélange fixée à la stœchiométrie (1,0)). Les calculs ont été réalisés en utilisant l'outil numérique *Chemical WorkBench* associé au schéma cinétique *GRIMech.3.0*.

Dans un premier temps, l'effet de la dilution en eau sur les flammes CH_4/air a été étudié, en fonction de la température et de la pression initiale. Un très bon accord entre nos mesures, les données expérimentales disponibles dans la littérature, et les calculs numériques a été obtenu, ce qui nous a permis de valider le dispositif expérimental.

Ensuite, l'étude de l'effet de la dilution en vapeur d'eau sur les flammes de méthane enrichies en dioxygène sous pression a été effectuée. Le très bon accord entre les mesures et les calculs numériques nous a permis de valider le schéma cinétique utilisé (*GRIMech.3.0*) pour des flammes suroxygénées fortement diluées en vapeur d'eau H_2O . Nous avons observé, grâce à l'analyse de la longueur de Markstein, les bénéfices de la dilution en eau sur la stabilisation de la flamme. L'effet de la dilution en vapeur d'eau a été analysé et nous avons discuté de l'effet thermique ou chimique de ce diluant. Une nouvelle corrélation empirique entre la vitesse de flamme et la température adiabatique de flamme a été établie, permettant de déterminer simplement la vitesse de flamme à partir de la température adiabatique de flamme.

Nos résultats ont permis de compléter la base de données, à la fois expérimentale et numérique, sur l'effet de la dilution en vapeur d'eau H_2O et de l'enrichissement en dioxygène sur les vitesses de flammes laminares de méthane /air.

Dans une dernière partie, nous avons étudié la faisabilité du captage du CO_2 par membranes, appelé OEASTIG, au cours d'un cycle thermique intégrant des unités STIG, EGR et OEA. Il a été montré que la dilution du mélange réactif avec du dioxyde de carbone CO_2 ou de la vapeur d'eau H_2O et l'enrichissement en OEA ont un impact sur la structure de la flamme (forme, longueur), sur sa stabilité et sur les émissions de polluants. Cette dernière étude peut être considérée comme une étude préliminaire permettant de fixer les conditions opératoires de la turbine à gaz et de valider le mécanisme réactionnel (GRIMech.3.0). Ces résultats sont très intéressants [*Chica Cano et al. (2017)*] mais pour estimer les émissions polluantes dans le cas des flammes turbulentes avec plus de précision, il serait nécessaire de réaliser une étude expérimentale et d'utiliser un outil numérique plus approprié, comme par exemple la simulation par réseaux de réacteurs en série [*Sundkvist et al. (2014)*].

Annexes

1 Cycle thermodynamique OEASTIG

1.1 Description du cycle

Dans ce paragraphe, un exemple de cycle thermodynamique d'une turbine à gaz STIG (pour *Steam Injection Gas Turbine*) couplé à un processus de captage du CO₂ impliquant une combustion avec un taux de dilution élevé en vapeur d'eau H₂O est décrit; cela s'appelle OEASTIG. La simulation de ce cycle a été réalisée grâce au code EES (Engineering Equation Solver) [*Klein et al. (2004)*] et l'efficacité de captage du dioxyde de carbone CO₂ a été optimisée en faisant varier la quantité de l'air enrichi en oxygène (OEA) à l'entrée du processus.

En raison du coût de la production de l'OEA, l'excédent d'OEA par rapport aux conditions stœchiométriques sont proches de 0 [*Sundkvist et al. (2014)*] et le calcul a été fait pour une richesse de 1. Dans ce cas, comme le flux de vapeur produit par le générateur de vapeur à récupération de chaleur (HRSG pour *Heat Recovery Steam Generator*) n'est pas suffisant pour obtenir, par dilution, une température d'entrée de turbine (TIT) compatible avec les propriétés thermiques des alliages de turbine (par exemple 1473K), une dilution supplémentaire par la recirculation des gaz d'échappement est nécessaire. Cela conduit à un mélange réactif dans l'entrée de la chambre de combustion composée d'OEA, d'EGR et de vapeur d'eau. L'un des intérêts de ce cycle est de produire des gaz d'échappement gazeux secs dont la con-

centration en dioxyde de carbone CO_2 est suffisante (supérieure à 30%) pour permettre le captage du CO_2 avec un procédé membranaire [Belaïssaoui et al. (2012)]. Les détails du processus de captage du CO_2 et l'optimisation EES peuvent être trouvés dans les publications [Klein et al. (2004), Belaïssaoui et al. (2013)]. L'optimisation de l'efficacité de captage du CO_2 a été obtenue en fixant certains paramètres dans les différentes parties du processus et en faisant varier uniquement le taux Ω_{OEA} . Les autres paramètres, tels que le mélange réactif dans la chambre de combustion, ont été contraints. Le cycle de la centrale est présenté sur la Fig.A1-1 ; il s'agit d'un cycle STIG dans lequel l'OEA est l'oxydant.

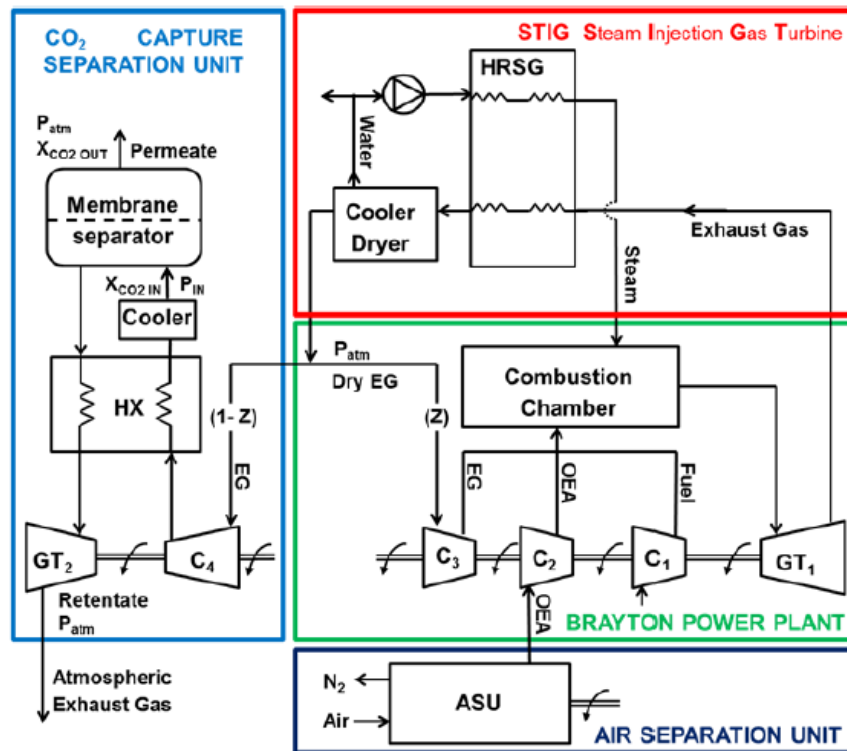


FIGURE A1-1. Schéma du procédé de captage hybride

Dans le module turbine à gaz représenté sur la Fig.A1-1, les paramètres sont les suivants :

- rapport d'équivalence : 1,
- TIT : 1473K,
- le rapport de pression : 17 pour 1,
- chute de pression de la chambre de combustion : 5% [Lefebvre (1999)],
- rendements isentropiques dans le compresseur et la turbine : 0,88 [Jandjel (2000)], ont été maintenus constants.

Dans le HRSG (pour *Heat Recovery Steam Generator*), le point de pincement est de 10 K et la température de la vapeur surchauffée est maintenue 50 K plus bas que la température des gaz d'échappement de la turbine maintenue à une valeur maximale de 873 K. Dans l'unité de séparation du captage du CO₂, le taux de captage du CO₂, la qualité du CO₂ et la sélectivité de la membrane ont été maintenus respectivement à $R=0,9$, $X_{\text{CO}_2 \text{ out}} = 0,9$ et $\alpha = 100$ [Belassaoui et al. (2013)]. Le coût de production de l'OEA a été estimé à partir des travaux de Götlicher et al. (2004) en supposant une unité de séparation d'air cryogénique (ASU). À la sortie du HRSG, les gaz d'échappement ont été refroidis afin de diminuer le travail de compression de l'EGR et de sécher l'EGR. L'eau liquide qui en résulte est introduit dans le HRSG pour produire la vapeur.

1.2 Efficacité de captage

L'efficacité de captage a été évaluée selon la méthode décrite dans les publications de *Belassaoui et al. (2012)* et *Belassaoui et al. (2013)* et *Cabot et al. (2014)*. L'efficacité de l'effet du captage du CO₂ sur le cycle thermique est présentée sur la Fig.A1-2.

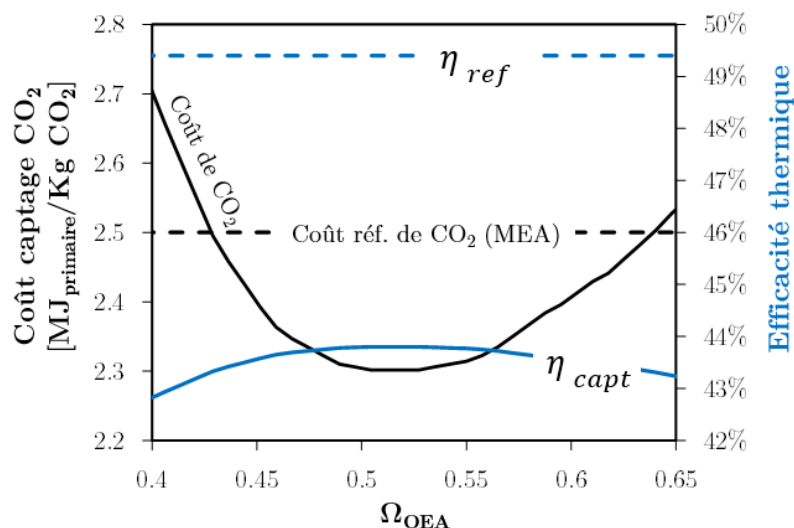


FIGURE A1-2. Evolution du coût de captage du CO₂ (échelle de gauche, en noir) et efficacité thermique (échelle de droite, en bleu) du cycle OEASTIG en fonction de la qualité OEA (Ω_{OEA}). Comparaison avec le coût de référence du captage du CO₂ (valeur de référence du procédé post combustion de captage par absorption à la MEA (monoéthanolamine)).

Comme le montre la Fig.A1-2, le processus de captage du CO₂ diminue l'efficacité thermique (efficacité de la référence, η_{ref}) de 49,4% à des valeurs inférieures à 43,8% (η_{capt}) de la centrale électrique (STIG). L'efficacité maximale de 43,8% est obtenue pour un taux Ω_{OEA} proche de 0,5 (soit 50% de dioxygène O₂, 50% de diazote N₂). Pour un Ω_{OEA} inférieur, la diminution de l'efficacité est due à l'augmentation du coût

de captage de la membrane (pour une valeur d' Ω_{OEA} passant de 0,5 à 0,4, la pression de la membrane augmente de 1,4 à 3,3 MPa). Pour un Ω_{OEA} supérieur, l'efficacité diminue en raison de l'augmentation du coût OEA (pour un Ω_{OEA} variant de 0,5 à 0,65, le coût OEA augmente de 0,31 à 0,48 kJ/kg CO₂) [*Göttlicher et al. (2004)*]. Néanmoins, dans un intervalle d' $\Omega_{\text{OEA}} \sim [0,45 - 0,6]$, le coût du captage de CO₂ du cycle OEASTIG est toujours inférieur à 2,5 MJ primaire / kg CO₂, valeur de référence du processus de captage post-combustion par absorption à la MEA (monoéthanolamine) - [*Singh et al. (2003)*, *Lars (2007)*]. Le minimum du coût de captage et le maximum du CO₂ évité ont été obtenus pour une valeur d' Ω_{OEA} de 0,5. Ils sont respectivement de 2,3 MJ primaire / kgCO₂ et 0,0983 kg CO₂ / MJ elec. Cependant, cette nouvelle conception entraîne des modifications substantielles dans la conception de la centrale, en particulier dans le cycle de Brayton puisque le compresseur d'air doit être remplacé par un plus petit pour permettre l'alimentation en OEA, et un compresseur ainsi qu'un refroidisseur doivent être ajoutés pour l'EGR. Les caractéristiques des éléments du cycle sont rapportées dans le [Tableau A1-1](#).

Caractéristiques des éléments du cycle								
	P [MPa]	η_{cycle} [%]	C_{fuel} [kg.s ⁻¹]	C_{OEA} [kg.s ⁻¹]	C_{EGR} [kg.s ⁻¹]	T_{turbine} [kg.s ⁻¹]	S_{steam} [kg.s ⁻¹]	T_{steam} [K]
STIG (référence)	1.7	49.4	16	573(air)	0	727	138	828
OEASTIG	1.7	43.8	16	119	438	726	154	873

TABLEAU A1-1. Débits massiques de chaque fluide rencontré dans la centrale. Comparaison entre le cycle de référence STIG et le cycle OEASTIG. η_{cycle} : efficacité du cycle, C_{fuel} : débit du combustible, C_{OEA} : débit d'air enrichi en oxygène, C_{EGR} : flux EGR, T_{turbine} : débit dans la turbine, S_{steam} : débit de vapeur et T_{steam} : température de la vapeur.

1.3 Impact sur le procédé de combustion

Pour le cycle étudié, la composition des mélanges globaux dans la chambre de combustion en fonction de Ω_{OAE} a été calculée à l'aide du code EES [*Klein et al. (2004)*], elle est reportée sur la [Fig.3-15](#). La composition du mélange global optimal, obtenu pour une valeur de Ω_{OEA} de 0,5 (correspondant au rendement thermique maximal), est donnée dans le [Tableau A1-2](#).

Elle est comparée à celle du mélange global obtenu en combustion AIR / STIG. Comme le montre le [Tableau A1-2](#), les nouveaux mélanges réactifs obtenus en OEASTIG ont une concentration en dioxygène O_2 inférieure ($X(\text{O}_2)$) par rapport à ceux obtenus en Air / STIG, respectivement: $X(\text{O}_2)=0,075$ et $0,145$, en raison notamment des conditions opératoires stœchiométriques. En raison de l'utilisation de l'OEA, la fraction molaire de N_2 diminue de $0,55$ (dans AirSTIG) à $0,40$ (en OEASTIG) et est remplacé par H_2O et CO_2 . Dans les deux conditions OEASTIG, la fraction molaire H_2O est le double de celle du CO_2 : $X(\text{H}_2\text{O})=0,321$ et $X(\text{CO}_2)=0,166$.

De toute évidence, ce mélange global fortement dilué en H_2O et CO_2 est non inflammable. Pour obtenir une flamme stabilisée, il est nécessaire de diviser classiquement la chambre de combustion en deux parties : une zone de combustion et une zone de dilution [*Sundkvist et al. (2014)*] en répartissant les EGR et la vapeur le long de la chambre de combustion. Cependant, contrairement aux chambres de combustion GT classiques, tous les oxydants (OEA) doivent être injectés dans la seule zone de combustion. Le schéma de cette chambre de combustion et de sa distribution sont illustrés sur la [Fig.A1-3](#).

Cas étudiés		Fraction molaire du mélange						
		β	Ω	X(N ₂)	X(CO ₂)	X(H ₂ O)	X(O ₂)	X(CH ₄)
AIR STIG	Global	100%	0.21	0.55	0	0.269	0.145	0.035
	Zone de combustion 2073K	38%	0.27	0.402	0.125	0.246	0.152	0.076
Cas OEASTIG $\Omega_{OEA}=0.5$	Global	100%	0.16	0.400	0.166	0.321	0.075	0.0375
	Zone de combustion 2273K	28%	0.31	0.402	0.110	0.217	0.181	0.090

TABLEAU A1-2. Compositions des mélanges réactifs dans la chambre de combustion AIR / STIG ($\phi = 0,48$ et $\Omega_{OAE} = 0,21$) et OEASTIG ($\phi = 1,0$ et $\Omega_{OEA} = 0,5$). Composition du mélange global et dans les zones de combustion conduisant à des températures de flamme de 2073K et de 2273K. β est la fraction de diluant entrant dans la zone de combustion.

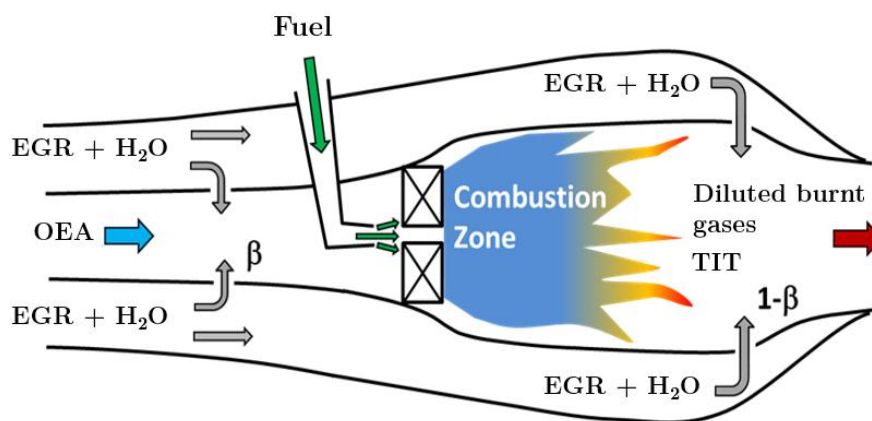


FIGURE A1-3. Schéma de la distribution du combustible, de l'OEA et des gaz de dilution (EGR et H₂O) dans la chambre de combustion OEASTIG.

En raison de la température élevée atteinte dans la zone de combustion, une valeur élevée des oxydes d'azote NO_x émis peut être attendue. Pour diminuer les émissions de ces polluants, il serait intéressant d'opérer dans des conditions proches du pré-mélange. Pour garder la même structure et la même stabilité de la flamme sans changer la conception du brûleur, il est nécessaire de contrôler la température de la flamme et la vitesse de la flamme dans la zone de combustion en ajustant la fraction de diluant introduit dans cette zone (voir Fig.A1-3). Comme indiqué par *Lafay et al. (2007)* et *Cabot et al. (2014)*, la vitesse de la flamme peut être liée en première approximation à la température adiabatique de la flamme. De plus, *Taupin et al. (2007)* ont montré qu'une flamme turbulente pressurisée méthane/air avait un domaine de stabilité compris entre $\phi=0,78$ (flamme stable, $T_{\text{adiab}} \approx 2273\text{K}$) et $\phi=0,65$ (flamme instable proche de l'extinction, $T_{\text{adiab}} \approx 2073\text{K}$). Sur la base de ces hypothèses et dans cette plage de température, nous avons choisi une plage de dilution comprise entre $\beta_{\text{min}} = 28\%$ et $\beta_{\text{max}} = 38\%$ de la fraction de diluant (voir Tableau A1-2) dans la zone de combustion pouvant conduire à un niveau de NO_x bas et une flamme stable.

2 Comparaison des vitesses de flammes laminaires pour les deux dilutions : CO₂ et H₂O

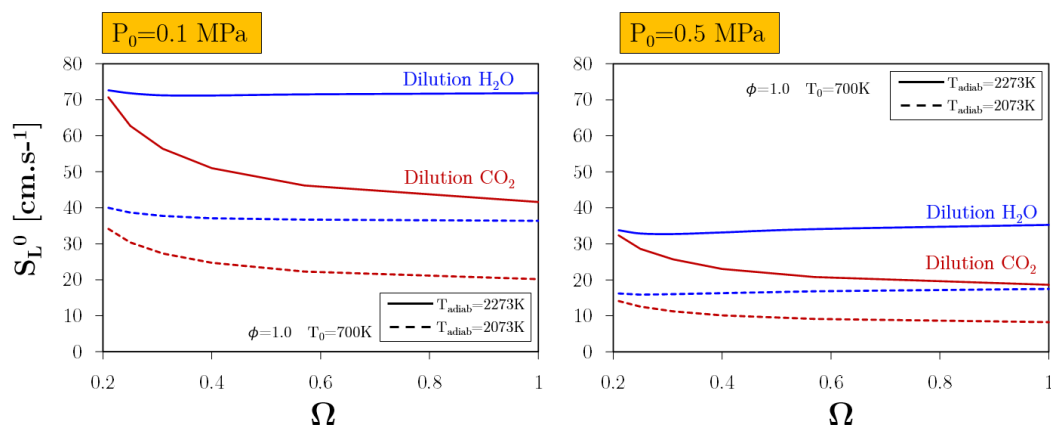


FIGURE A2-1. Vitesse de flamme laminaire calculée (S_L^0), en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω), pour deux températures de flamme adiabatique (T_{adiab}) de: 2273 K (traits plein) et 2073 K (traits pointillés), deux diluants: H₂O (bleu) et CO₂ (rouge), une température initiale (T_0) de: 700 K, deux pressions initiales (P_0) : 0,1 et 0,5 MPa et une richesse de mélange (ϕ) : 1,0.

Partie II.

Etude en régime turbulent

Chapitre IV.

Notions générales sur les flammes turbulentes prémélangées

Sommaire

4.1	Introduction.	140
4.2	Flammes de prémélange turbulentes.	140
4.3	Flammes swirlées	143
4.3.1	Description	143
4.3.2	Utilisation d'un accroche flamme.	147
4.3.3	Topologies de flammes	148
4.3.4	Instabilités de combustion.	151
4.4	Etat de l'art : flammes swirlées de méthane avec recirculation des gaz.	152

4.4.1	Dilution au dioxyde de carbone CO ₂	152
4.4.2	Dilution à la vapeur d'eau H ₂ O	153

4.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des notions générales des flammes prémélangées en régime turbulent, en particulier, des flammes tourbillonnantes ou « swirlées », qui sont classiquement rencontrées dans les applications industrielles. Pour commencer, une analyse générale des types de flammes turbulentes est effectuée. Ensuite, l'accent est porté sur les différentes structures et instabilités que peuvent prendre les flammes swirlées en fonction de la géométrie de l'injecteur. Enfin, un bref état de l'art portant sur l'effet de la dilution des gaz de recirculation (H_2O et/ou CO_2) sur les flammes swirlées de méthane est décrit.

4.2 Flammes de prémélange turbulentes

L'étude de la combustion laminaire prémélangée, décrite dans la première partie de ce mémoire, a permis de relever deux éléments importants influant sur la propagation du front de flamme : la diffusivité des espèces et la diffusivité thermique. Généralement, ces deux caractéristiques sont directement affectées par la turbulence de l'écoulement, favorisant les phénomènes de transport et la densité de la surface de la flamme. Lorsque cela se produit, la flamme subit plusieurs types de changements, notamment dans la surface et dans la vitesse, qui se reflètent dans l'épaisseur du front de flamme. D'après *Borghgi & Escudie (1984)* et plus récemment de *Chaudhuri et al. (2011)*, les deux types de flammes turbulentes plus sujettes à ces types des modifications sont :

- Les flammes de type « *Flammelettes* ». Elles ont lieu lorsque la chimie de la flamme est plus rapide que les phénomènes turbulents de l'écoulement. Par conséquent, une déformation naturelle du front de flamme est produite par des structures turbulentes. Cependant, ces structures turbulentes conservent localement les caractéristiques d'une flamme laminaire, ainsi qu'une zone de réaction infiniment mince. Dans ce cas, l'effet de la turbulence est traduit par l'augmentation de la surface de la flamme.

La Fig.4-1, représente deux cas possibles de flammelettes : sur la Fig.4-1a, les « *flammelettes plissées* » et sur la Fig.4-1b, les « *flammelettes plissées avec poches* ».

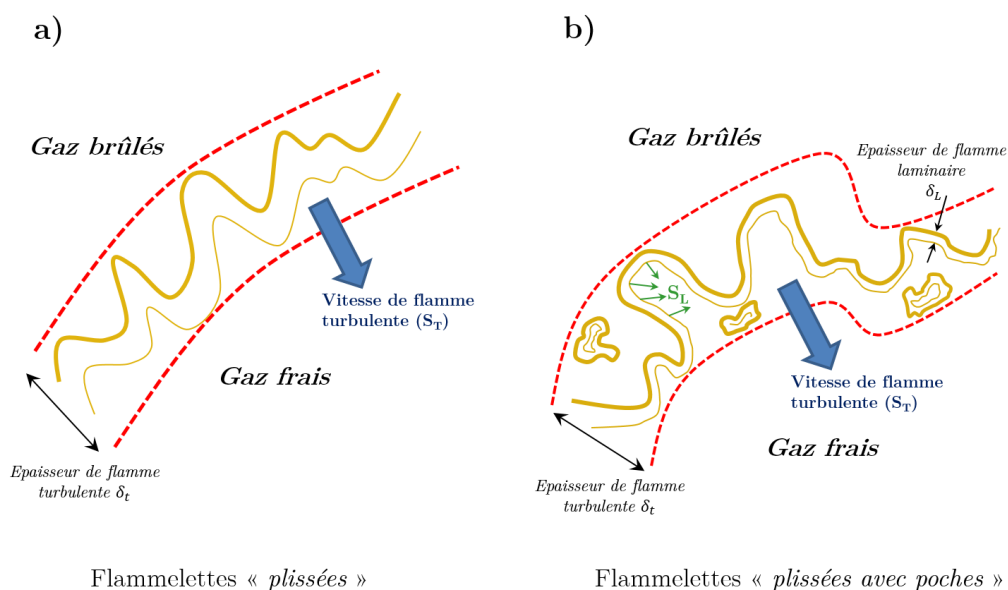


FIGURE 4-1. Flammelettes de type a) plissées et b) plissées avec poches

Les « *flammes plissées* » schématisées sur la Fig.4-1a, se rencontrent lorsque les fluctuations turbulentes sont moins importantes que la vitesse de flamme laminaire, provoquant un plissement du front de flamme par l'écoulement sans occasionner d'interactions entre les flammelettes. Les « *flammelettes plissées avec poches* » schématisées sur la Fig.4-1b, sont observées lorsque les fluctuations turbulentes sont plus importantes que la vitesse de flamme laminaire, modifiant fortement la structure du front de flamme. L'interaction entre les fronts de flammes a lieu à la formation des « poches » entre gaz (frais et/ou brûlés).

- Les flammes de type « *plissées épaissies* » sont représentées sur la Fig.4-2. Dans ce cas, la structure interne de la flamme est modifiée par la pénétration des structures de la turbulence à l'intérieur du front de flamme.

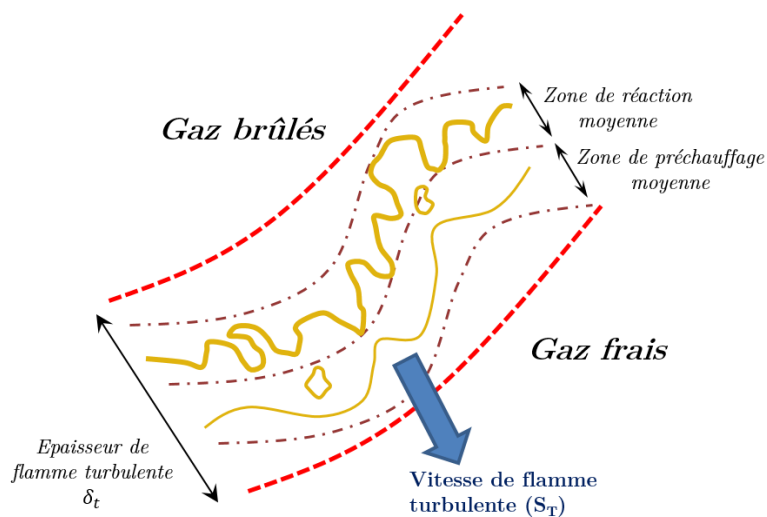


FIGURE 4-2. Flammes de type « plissées épaissies »

Ceci est dû à la faible taille des structures turbulentes par rapport à l'épaisseur de la flamme laminaire. Des interactions entre les flammelettes sont produites du fait du rayon de courbure de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la flamme laminaire. Une augmentation locale du front de flamme peut alors se produire.

L'influence des écoulements turbulents sur la vitesse de propagation et sur le dégagement d'énergie par unité de volume, explique l'énorme intérêt pour ces flammes du point de vue industriel (moteurs à combustion interne, brûleurs industriels, etc.). Cela a produit un important courant d'études depuis les travaux de *Mallard & Le Châtelier (1881)* jusqu'à nos jours.

4.3 Flammes swirlées

4.3.1 Description

Les écoulements swirlés ont été introduits en combustion, comme une solution pour contribuer, non seulement, à réduire les émissions polluantes, mais aussi, à stabiliser les flammes, en particulier dans les applications industrielles [*Lalmi & Hadeif (2018)*], [*Said et al. (2018)*], [*Tong (2017)*], [*Becker et al. (2017)*], [*Jarpala et al. (2017)*], [*Seepana & Javanti (2012)*], [*Huang et al. (2009)*]. Cela consiste à mettre en rotation l'écoulement dans l'injecteur à l'aide d'une vrille, appelée « *swirler* » ou tourbillonneur. Ce modèle d'injection permet d'augmenter la capacité des flammes donc d'augmenter la densité de puissance. Cela se répercute technologiquement par la réduction de la taille des chambres de combustion et donc par la réduction de la production

de NO thermique du fait de la diminution du temps de séjour. *Gupta et al. (1993)* ont montré dans leurs travaux l'effet de l'intensité de l'écoulement swirlé sur la structure et la stabilité de la flamme dans une chambre de combustion.

L'intensité du swirl est caractérisée par le nombre de swirl (S_n) qui correspond au rapport du flux axial du moment cinétique de l'écoulement (G_θ) sur le produit entre le rayon intérieur (r_1) et le flux axial de la quantité de mouvement (G_z), représenté par l'équation.4-1 :

$$S_n = \frac{G_\theta}{r_1 G_z} \quad (eq.4-1)$$

A la sortie de l'injecteur, la composante azimutale de la vitesse d'injection génère un gradient de pression centrifuge qui provoque une chute de pression le long de l'axe central de l'injecteur. Au-dessus d'un nombre de swirl suffisamment grand (nombre de swirl critique) $S_c \approx 0,6$ [*Gupta et al. (1993)*], la vitesse axiale devient négative produisant ainsi une zone de recirculation interne ZRI (*Fig.4-3*). Ce nombre de swirl critique dépend également des paramètres comme la géométrie de l'injecteur et de la chambre de combustion, ainsi que des conditions d'opérabilité [*Toh et al. (2010)*].

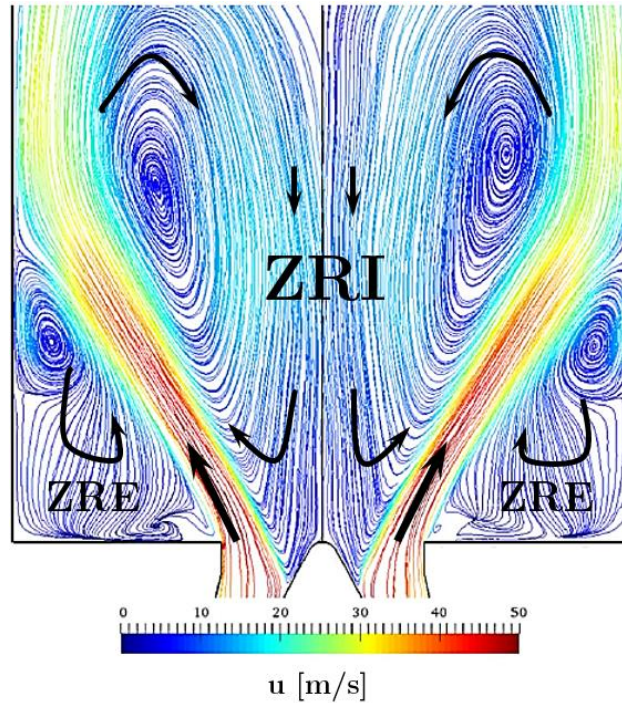


FIGURE 4-3. Lignes de courant moyennées dans le temps du champ d'écoulement d'une flamme de prémélange swirlée stabilisée. Image tirée de *Gôvert et al. (2018)*.

La zone de recirculation interne (ZRI) transporte les gaz brûlés à proximité de l'injecteur, créant une zone de gaz chaude à faible vitesse, permettant à la flamme de se stabiliser facilement. De plus, elle induit une augmentation du niveau de turbulence, améliorant l'homogénéité du mélange réactif avec les produits, permettant d'un côté, une extension des limites d'extinction des flammes, notamment pour les écoulements non-prémélangés, et d'autre part, d'augmenter la puissance maximale injectée dans la chambre de combustion [*Feikerman et al. (1990)*].

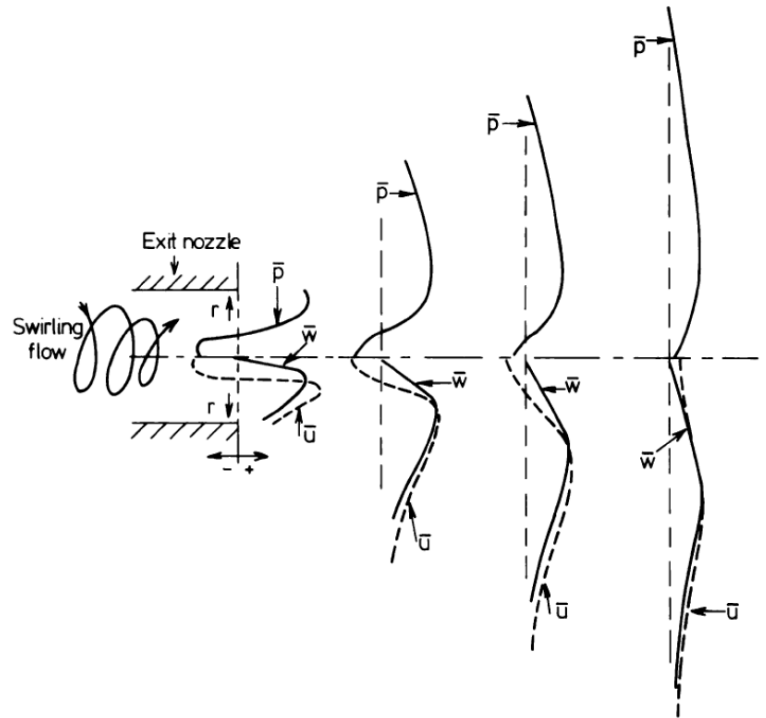


FIGURE 4-4. Lignes de courant moyennées dans le temps du champ d'écoulement d'une flamme de CH_4/air prémélangée stabilisée aérodynamiquement. Image tirée de [Gupta et al. \(1993\)](#).

Néanmoins, la ZRI peut être associée à l'apparition des instabilités hydrodynamiques provoquant un retour de flamme (*en anglais, vortex breakdown*) [[Escudier & Keller \(1985\)](#)], représenté sur la [Fig.4-4](#).

Un autre type d'instabilité hydrodynamique est provoqué par l'interaction des couches de cisaillement, générant un mouvement de précession (*en anglais, precession vortex core*). Ces types d'instabilités sont bien détaillés dans les travaux de [Syred \(2006\)](#).

En plus du nombre de swirl, la taille de confinement [Fu et al. (2005)], ainsi que les pertes thermiques au niveau des parois de la chambre de combustion [Mercier et al. (2016)] influent sur la stabilisation de la flamme.

4.3.2 Utilisation d'un accroche flamme

La stabilisation d'une flamme swirlée peut être encore augmentée par l'utilisation d'un accroche flamme (en anglais, « *bluff-body* ») au centre de l'écoulement swirlé (Fig.4-5).

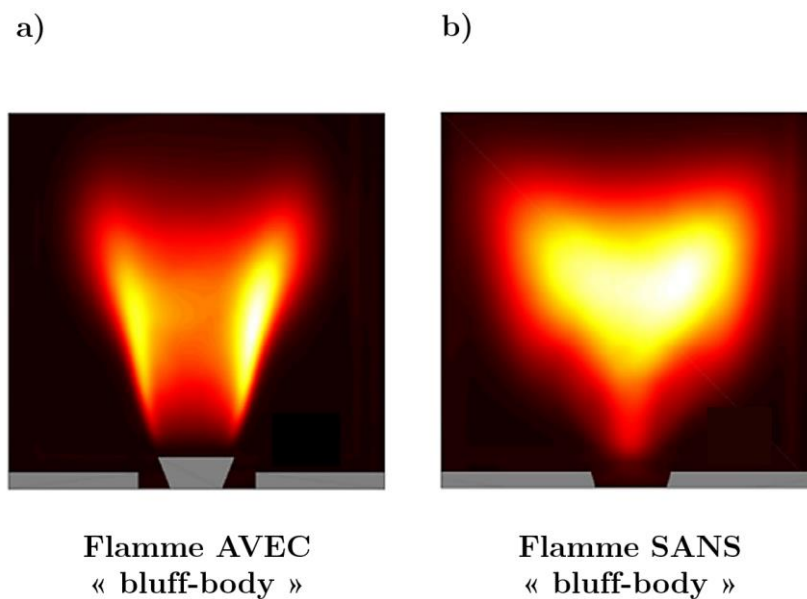


FIGURE 4-5. Flammes CH₄/air prémélangées swirlées stabilisées, a) avec « bluff-body », b) sans « bluff-body ». Image tirée de Gatti et al. (2018).

Il a l'avantage de réduire le phénomène de retour de flamme dans les cas des écoulements à nombre de swirl élevé donc avec ZRI intense. Dans le cas des faibles

nombres de swirl, le « bluff-body » favorise également, la stabilisation de l'écoulement, générant une petite zone de recirculation dans son sillage.

Le calcul du nombre de swirl géométrique d'un swirler axial équipé d'un « bluff-body » est réalisé à l'aide de l'équation 4-2, détaillée dans l'article de [Huang et al. \(2009\)](#).

$$S_n = \frac{2}{3} \left(\frac{1 - (D_{bd}/D_{ii})^3}{1 - (D_{bd}/D_{ii})^2} \right) \tan \alpha \quad (\text{eq.4-2})$$

où α l'inclinaison des pales et D_{bd} et D_{ii} correspondent respectivement au diamètre du « bluff-body » et au diamètre interne de l'injecteur.

4.3.3 Topologies de flammes

La combustion modifie de manière significative les caractéristiques de l'écoulement swirlé. La chaleur dégagée par la combustion et l'expansion des gaz associés, affectent directement les composantes des vitesses. Ces modifications dans les vitesses entraînent également une altération sur les tourbillons et les couches de cisaillement qui sont traduits par un changement temporel de la structure de la flamme (taille et forme). Les flammes swirlées stabilisées adoptent généralement deux types de formes : la forme en M et la forme en V, représentées à la [Fig.4-6](#).

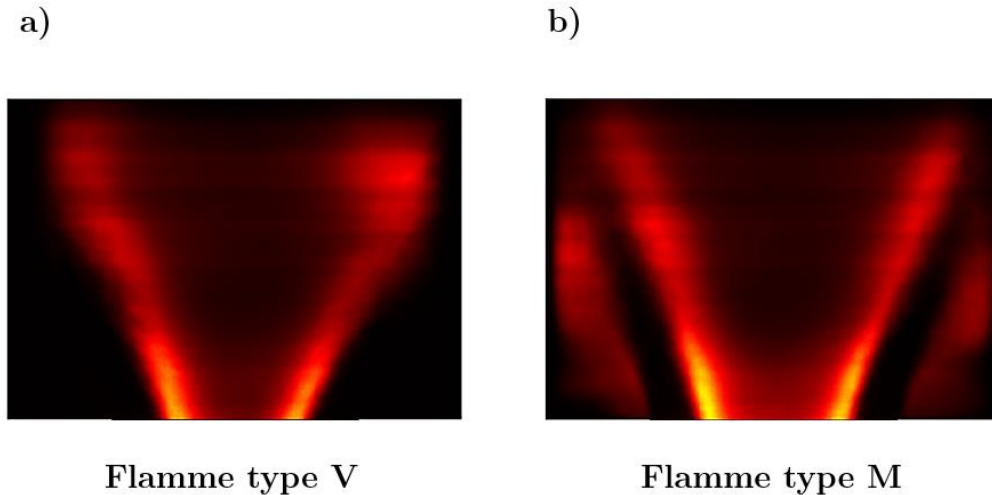


FIGURE 4-6. Captures d'images obtenues par OH-PLIF des flammes CH₄/air, a) flamme de type V, $\phi=0,60$, b) flammes de type M, $\phi=0,66$. Image tirée de [Taamallah et al. \(2016\)](#).

Ces types de structures présentent des caractéristiques différentes qui permettent de stabiliser la flamme. Les flammes en forme de V ont une couche de cisaillement interne (CCI) qui est en contact direct avec la zone de recirculation interne (ZRI). Alors que les flammes en forme de M ont en plus une couche de cisaillement externe (CCE) qui entre en contact avec une zone de recirculation externe (ZRE) ([Fig.4-7](#)).

Le type de flamme est un critère important pour pouvoir contrôler le profil de température dans toute la chambre de combustion (y compris les pertes de chaleur avec parois), qui peut affecter directement le rendement du brûleur et les émissions polluantes.

La bifurcation entre les deux structures de flammes peut être produite par les modifications des conditions d'injection du mélange : le débit des espèces (rapport carburant-combustible) [[Guiberti et al. \(2015\)](#)], [[Stöhr et al. \(2018\)](#)], [[Chtereov et al.](#)

(2014)], [Fooladgar & Chan (2017)], la température de préchauffage [Yin et al. (2017)], la pression d'opérabilité [Taamallah et al. (2015)], la vitesse d'injection [Stopper et al. (2013)] ou le nombre de swirl [Durox et al. (2013)]. La transition entre les flammes en M et en V peut être également déclenchée par des instabilités thermo-acoustiques [Stöhr et al. (2018)] ou même être la source de ces instabilités. Néanmoins et malgré ces nombreuses études, la hiérarchie entre tous ces paramètres sur la formation de l'une ou l'autre forme de flamme n'est pas totalement évidente.

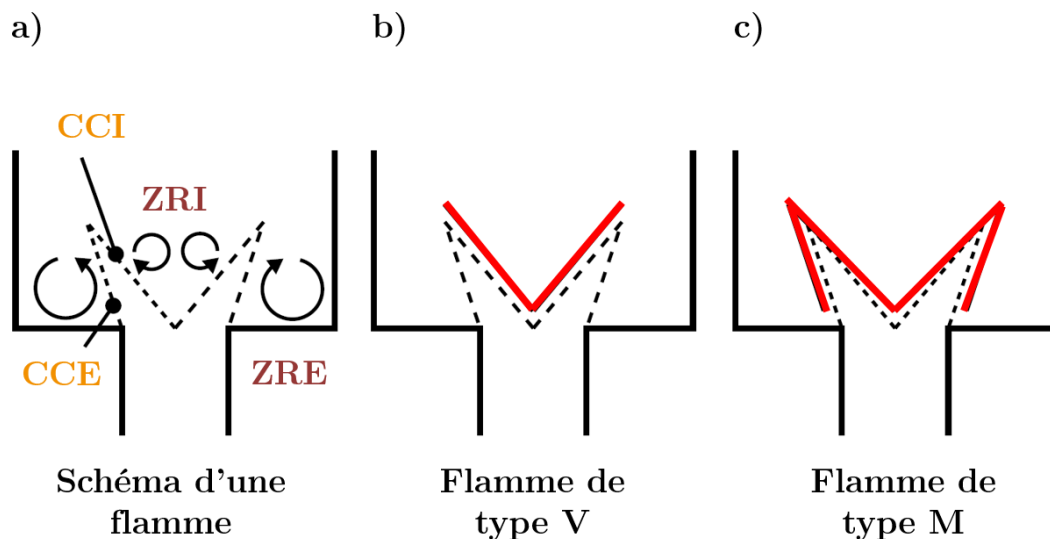


FIGURE 4-7. a) schématisation des zones du champ d'écoulement d'une flamme swirlée, b) flamme de type V, c) flamme de type M. Image adaptée de *Guiberti et al. (2015)*.

D'autre part, le confinement, notamment à causes des pertes de chaleur [Gatti et al. (2018)], peut également avoir un impact sur la forme de la flamme.

4.3.4 Instabilités de combustion

Le fait d'utiliser un brûleur swirlé couplé à un « bluff-body » ne garantit pas que la flamme soit toujours stable. Comme mentionnée dans la [Section 1.6 \(Chapitre I\)](#), l'instabilité de flamme est un phénomène qui dépend de nombreux paramètres (géométrie de la chambre de combustion, de l'injecteur ...) et des conditions d'entrée (richesse, pression, température ...). Il est quasiment impossible de prédire avec certitude son apparition. Néanmoins, au fil des années, de nombreuses études ont permis de caractériser d'une manière générale les conditions et les causes de leurs apparitions [[Vignat et al. \(2018\)](#)], [[An & Steinberg \(2019\)](#)]:

- Instabilités du système : bien que les instabilités produites par les composants du système de combustion (réservoirs, lignes d'alimentation...) soient de basse fréquence par rapport aux autres (<100Hz), elles peuvent néanmoins induire des perturbations sur la combustion et en être l'amplificateur.
- Instabilités dans la chambre de combustion : elles ont lieu lorsque les fluctuations de pression entrent en résonance avec la dynamique de la flamme et le mode acoustique transversal de la chambre. Les fluctuations du front de flamme peuvent être responsables d'une oscillation du dégagement de chaleur, ainsi que de la pression, en réponse à une éventuelle onde acoustique à certaines fréquences caractéristiques.

Par ailleurs, comme mentionné dans la [Section 3.3.1 \(Chapitre III\)](#), les fortes recirculations générées par la géométrie de l'injecteur produisent des zones de forts cisaillements propices au développement de régimes de combustion instables (*instabilités hydrodynamiques*), ayant un impact direct dans la zone

de réaction et dans l'étirement de la flamme. Ce type de perturbations peut être déclenché par différents modes acoustiques du système et parfois l'amplifier. Ce type d'instabilité se retrouve dans la gamme de fréquences la plus large, entre 100 et 1000 Hz (*Smaniego et al. (1993)*).

4.4 Etat de l'art : flammes swirlées de méthane avec recirculation des gaz

Ce bref état de l'art a pour objectif de recenser les études portant sur les effets de la dilution des gaz de recirculation, via la dilution en CO_2 et en H_2O sur les flammes swirlées de CH_4/air et/ou de CH_4/O_2 .

4.4.1 Dilution au dioxyde de carbone CO_2

Comme il a été montré dans la première partie de ce manuscrit, la grande majorité des études ont principalement porté sur les effets de la dilution au dioxyde de carbone CO_2 .

Watanabe et al. (2016) et *Jourdain et al. (2016)* ont comparé des flammes swirlées de CH_4/air avec des flammes de CH_4/O_2 diluées en CO_2 . *Watanabe et al. (2016)* ont constaté que la longueur des flammes CH_4/air est globalement plus grande que celle des flammes CH_4/O_2 diluées en CO_2 , produisant une différence de 17% entre les deux. Ils ont attribué ce comportement à l'effet chimique de la dilution en CO_2 sur le taux de réaction du mélange réactif. En revanche, *Jourdain et al. (2016)* ont conclu qu'en utilisant la même température de flamme adiabatique, la même richesse et la même puissance thermique dans le brûleur, les flammes CH_4/air et CH_4/O_2

diluées en CO₂ produisent des formes de flamme similaires et sont placées dans la même position.

Les effets de la dilution en CO₂ sur la structure des flammes swirlées de CH₄/O₂ ont été également étudiés par *Li et al. (2017)*. Les auteurs ont conclu que la dilution en CO₂ (environ 70% dans le mélange O₂/CO₂) ne modifiait ni la structure des flammes ni le pont de stabilisation par rapport aux flammes CH₄/air.

Khalil & Gupta (2017) ont étudié les fluctuations des flammes CH₄/O₂ en fonction de la dilution en CO₂. Leurs résultats ont montré que la dilution en CO₂ aide remarquablement à stabiliser les oxy-flammes swirlées, en maintenant toutes les fluctuations de la flamme en dessous de 60 Hz.

Nemitallah et al. (2018) ont également démontré une stabilité des oxy-flammes du méthane avec la présence de CO₂ dans le mélange réactif, concluant que le changement de la macrostructure de la flamme peut être contrôlé principalement avec la vitesse d'entrée du mélange.

Abdelwahid et al. (2018) ont récemment attribué ces changements à la macrostructure (longueur et forme) des flammes de CH₄/O₂ diluées dans du CO₂, en raison d'une modification de la vitesse de réaction dans la zone de combustion.

4.4.2 Dilution à la vapeur d'eau H₂O

Par rapport aux études portant sur la dilution en CO₂, celles décrivant la dilution à la vapeur d'eau H₂O sont très peu nombreuses.

Richards et al. (2004) ont comparé les effets de la dilution en vapeur d'eau H₂O avec la dilution en CO₂ sur des flammes swirlées de CH₄/O₂. Les auteurs ont montré que l'utilisation de la vapeur d'eau H₂O par rapport au dioxyde de carbone CO₂ permettait la réduction du temps de séjour d'un facteur 5 à 7 pour oxyder le CO en CO₂. Pour une taille de chambre de combustion constante, la conséquence est que le niveau de CO à l'équilibre et bien plus important avec le diluant CO₂ qu'avec H₂O.

Göke et al. (2013) ont étudié les effets de la dilution en vapeur d'eau H₂O sur les flammes swirlées de CH₄/air. Les auteurs ont conclu que les flammes obtenues en conditions humides étaient plus stables et réduisaient le risque de produire le phénomène de retour de flamme.

La forme et la taille des flammes swirlées diluées à la vapeur d'eau H₂O ont été étudiées par *Terhaar et al. (2014)* et *Li et al. (2017)* qui ont conclu que l'introduction d'eau entraînait d'importants changements dans la position et dans la structure de la flamme, passant d'une flamme stable attachée en V à une flamme complètement détachée sous forme annulaire.

Lellek & Sattelmayer (2017), *Cadavid et al. (2018)* ont constaté qu'en plus de contrôler et de stabiliser les flammes swirlées, la dilution en vapeur d'eau permettait de contrôler la température de la flamme, entraînant une réduction des émissions polluantes, principalement de NO.

Chapitre V.

Description des outils expérimentaux

Sommaire

5.1	Introduction.	157
5.2	Description du dispositif expérimental : le brûleur swirler.	157
5.2.1	Caractéristiques de la chambre de combustion	157
5.2.2	Le plenum.	159
5.2.3	L'injecteur swirlé.	160
5.2.4	Système d'alimentation et préparation du mélange réactif.	161
5.2.5	Production de vapeur d'eau.	163
5.3	Techniques de mesure et diagnostics associés.	165
5.3.1	Mesure des émissions de gaz dans les fumées.	165

5.3.2 Visualisation des flammes par chimiluminescence. . . 168

5.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la description des dispositifs expérimentaux utilisés pour étudier les effets de la dilution en vapeur d'eau H₂O sur des flammes swirlées de méthane / air enrichi en dioxygène O₂, se rapprochant d'une application de turbine à gaz. Tout d'abord, une description détaillée du brûleur swirler utilisé et de ses différentes parties est réalisée. Puis, les techniques de mesure et les diagnostics optiques employés sont décrits.

5.2 Description du dispositif expérimental : le brûleur swirler

5.2.1 Caractéristiques de la chambre de combustion

Le brûleur dédié à cette deuxième phase de travail est constitué d'un mono-injecteur swirlé en acier inoxydable, monté dans une chambre de combustion fonctionnant à pression atmosphérique. La Fig.5-1 présente le brûleur avec ses différents composants. La chambre de combustion a été développée antérieurement dans le cadre du projet européen KIAI par *Cordier et al. (2013)*. Il est constitué d'une section carrée de 100 mm² et de 250 mm de hauteur. Les angles droits intérieurs de la chambre sont légèrement cassés par la mise en place d'un chanfrein de 10 mm à 45°. Trois faces de la chambre de combustion sont équipées d'un hublot en quartz (250 x 78 mm²) fournissant un accès optique complet pour l'application des mesures optiques non intrusives. La quatrième face correspond à une paroi métallique sur laquelle sont implémentés le système d'allumage et le capteur de pression dynamique. L'allumage

du mélange combustible est effectué par une bougie à étincelle de type aéronautique installée à une hauteur de 100 mm du fond de la chambre.

Les températures sont mesurées par deux thermocouples de type K : le premier placé à l'entrée du mélange combustible dans la chambre de combustion et le second à la sortie de la chambre de combustion dans le convergent. Ce dernier, en sortie de chambre, permet de supprimer la dilution parasite avec l'air ambiant qui pourrait être induite par la dépression centrale de l'écoulement swirlé. Les montants de la structure de la chambre sont refroidis par une circulation en eau.

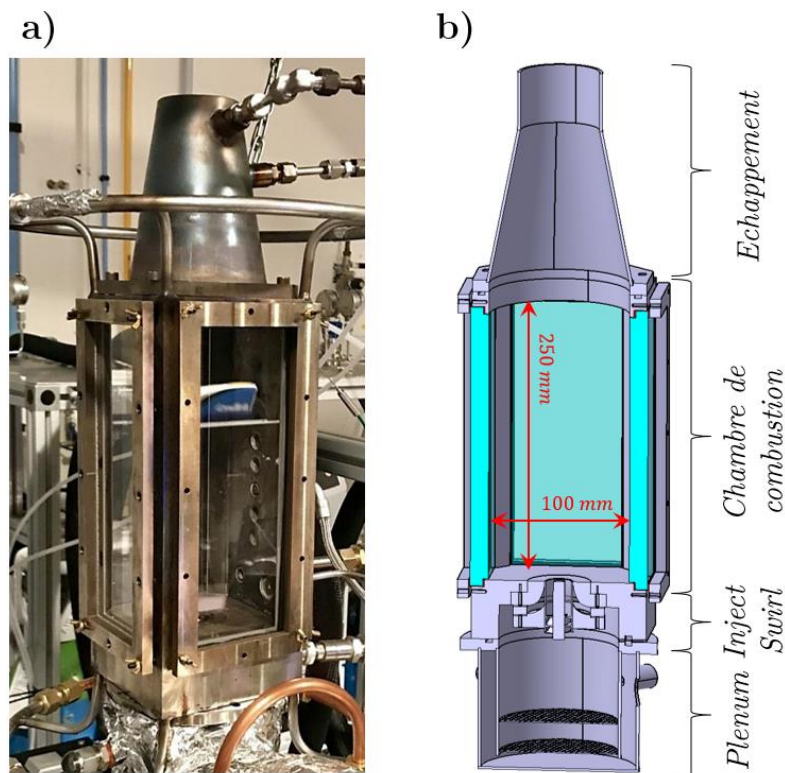


FIGURE 5-1. Brûleur mono-injecteur KIAI a) photo réel et b) conception avec composants.

5.2.2 Le plenum

Afin d'homogénéiser et de laminariser le mélange gazeux ($\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$) à l'entrée du swirler, un plenum (Fig.5-2), situé sous la chambre de combustion, est utilisé. Le mélange gazeux est introduit tangentiuellement au plenum, puis est conduit directement à sa base à travers un système à double paroi. Ensuite, les gaz traversent deux grilles métalliques : la première consiste en une grille multi-perforée et la seconde en une grille supportant un lit de billes de verre de ~ 3 mm de diamètre.

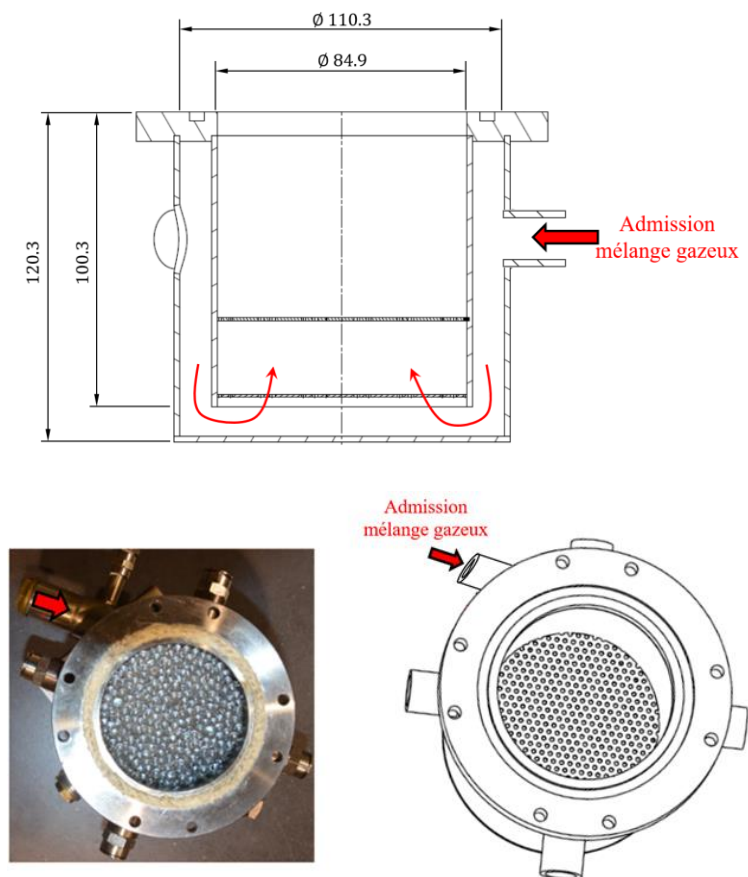


FIGURE 5-2. Plenum du brûleur

5.2.3 L'injecteur swirlé

Le brûleur est équipé d'un injecteur swirlé axial, représenté sur la Fig.5-3 qui montre les différentes vues de l'injecteur swirlé avec ses dimensions respectives : a) l'ensemble avec le brûleur, b) un schéma de la conception, c) les parties de l'injecteur.

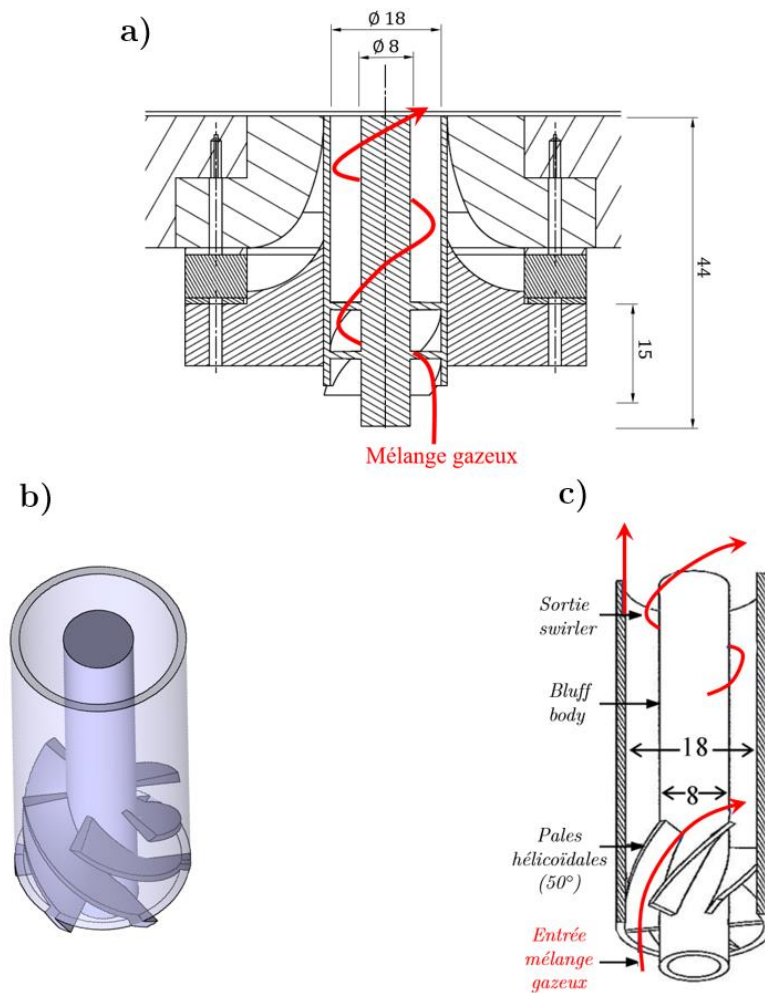


FIGURE 5-3. Représentation de l'injecteur swirler.

L'injecteur est constitué de six pales hélicoïdales d'une épaisseur de 1 mm, qui sont fixés à un cylindre solide central de 8 mm de diamètre, correspondant au « bluff-body ». Ces pales permettent de mettre en rotation l'écoulement avant son entrée dans la chambre de combustion. Le diamètre extérieur est de 18 mm (à l'extrémité des pales). L'angle choisi entre l'axe longitudinal du cylindre et l'extrémité de la pale vaut 50°.

Le nombre de swirl (S_n), calculé selon la géométrie de l'injecteur est établi à partir de l'expression décrite dans la [Section 4.3.2 \(eq.4-2\)](#) [[Huang et al. \(2009\)](#)], rappelée ici :

$$S_n = \frac{2}{3} \left(\frac{1 - (D_{bd}/D_{ii})^3}{1 - (D_{bd}/D_{ii})^2} \right) \tan \alpha \quad (eq.4-2)$$

où α correspond à l'inclinaison des pales et D_{bd} et D_{ii} correspondent respectivement au diamètre du « bluff-body » et au diamètre interne de l'injecteur.

Le calcul donne un nombre de swirl $S_n=0,90$, bien supérieur à la valeur critique de 0,6 qui caractérise la formation de la zone de recirculation centrale [[Gupta et al. \(1993\)](#)].

5.2.4 Système d'alimentation et préparation du mélange réactif

L'alimentation en gaz du brûleur est réalisée par des bouteilles comprimées correspondantes à chacune des espèces ($\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$). Pour le cas de l'eau, le

flux de vapeur d'eau est produit par un générateur de vapeur (décrit dans la [Section 5.2.5](#)). L'ensemble du système d'alimentation est représenté sur la [Fig.5-4](#).

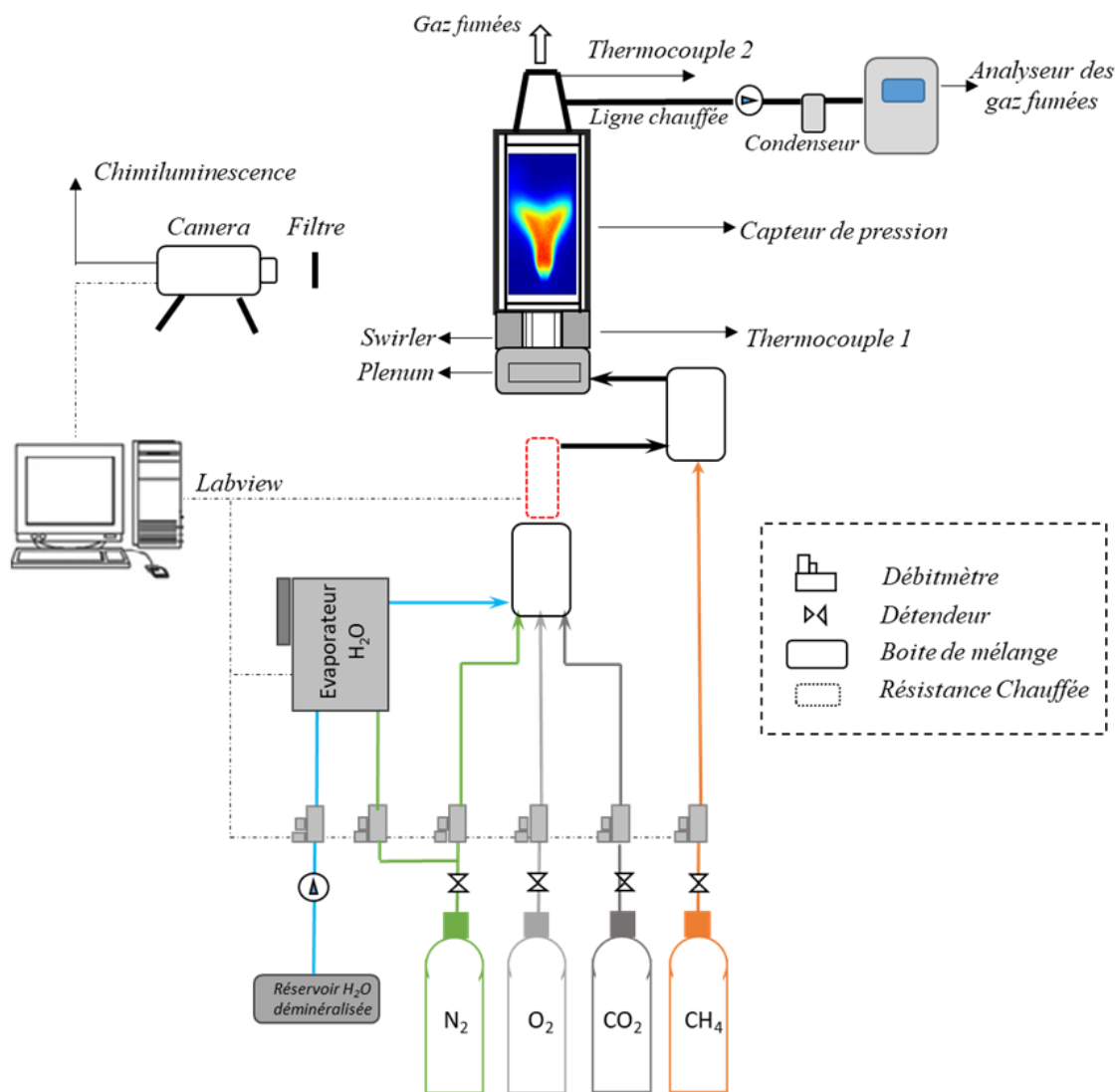


FIGURE 5-4. Schéma du montage expérimental.

Chaque bouteille est équipée de détendeurs permettant d'ajuster la pression d'alimentation à la pression d'étalonnage des débitmètres massiques thermiques Coriolis Bronkhorst (mini *Cori-Flow* $\pm 0,2\%$). Après avoir traversé les débitmètres massiques, l'ensemble des gaz (*sauf le méthane pour des raisons de sécurité*) et la vapeur d'eau sont introduits dans un premier mélangeur équipé de chicanes, puis dans un réchauffeur électrique (4kW-Inline-OSRAM). En sortie du réchauffeur, un deuxième mélangeur permet le mélange final avec le méthane.

Les lignes d'alimentation en vapeur d'eau H₂O sont tracées électriquement afin d'éviter toute re-condensation de l'eau dans le premier mélangeur. Les débitmètres et le réchauffeur sont contrôlés par une interface pilotée par LabView, assurant le débit d'injection et les températures nécessaires pour chaque condition de travail. Le réchauffeur est protégé de la fusion de sa résistance électrique par un détecteur de débit minimum.

Dans toutes les expériences réalisées, le débit volumique du mélange réactif a été maintenu constant à l'entrée du brûleur de manière à conserver la vitesse d'injection à 30 m.s⁻¹. En contrepartie, le débit de combustible et donc la puissance thermique du brûleur ont été respectivement variés entre 0,13 g.s⁻¹ et 0,27 g.s⁻¹, et 6,5 kW et 13,3 kW (voir Fig. 6-2a).

5.2.5 Production de vapeur d'eau

La production de vapeur est faite par un générateur de vapeur élaboré au CORIA (Fig.5-5). Il est constitué d'une enceinte dont le fond est réalisé avec un métal (cuivre) possédant une très bonne conductivité thermique. Ce fond est chauffé par

12 cartouches électriques chauffantes d'une puissance totale de 7,2kW correspondant à un débit de vapeur maximale de 10 kg.h⁻¹. La plaque de cuivre (le fond) est maintenue à une température supérieure à la température d'ébullition de l'eau et à une température permettant d'avoir le meilleur coefficient d'échange thermique lors de l'ébullition.

Le débit de vapeur d'eau est contrôlé par le débit d'entrée d'eau liquide qui est ensuite pulvérisée et évaporée sur la plaque chauffante. Un flux d'azote est également utilisé afin de réduire la pression de vapeur saturante en sortie de l'enceinte et ainsi réduire les problèmes de condensation dans la ligne H₂O. Les parois de l'enceinte sont également chauffées électriquement et isolées.

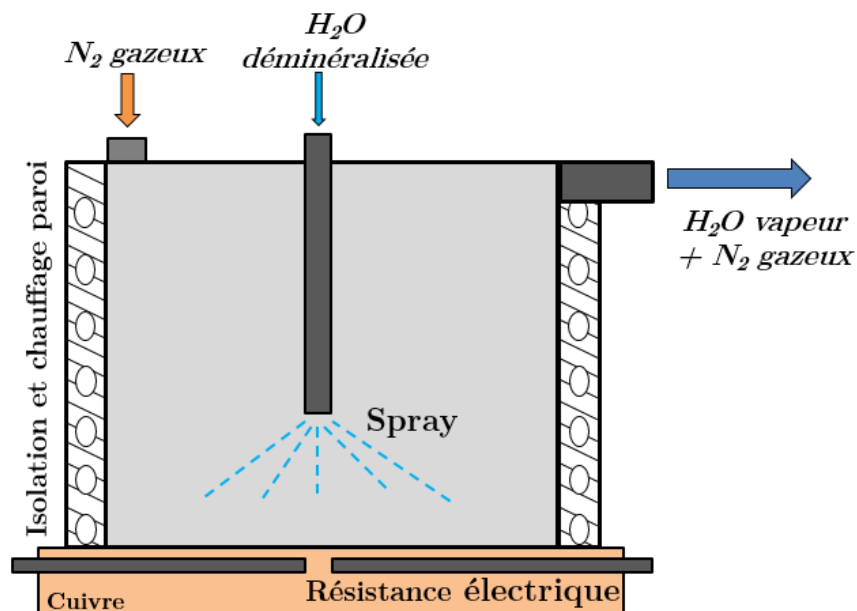


FIGURE 5-5. Conception du générateur de vapeur d'eau.

5.3 Techniques de mesure et diagnostics associés

Toutes les mesures ont été réalisées avec le souci de perturber le moins possible la combustion. Lorsque cela se produit, plusieurs mesures sont effectuées simultanément pour conserver les mêmes conditions expérimentales. Les mesures des espèces polluantes et de la pression ont été réalisées systématiquement à chaque expérience. La flamme de prémélange diluée étant très sensible aux perturbations et aux phénomènes d'hystérésis, toutes les conditions d'entrée (fractions molaires, richesse, température, pression...) de chaque essai ont été contrôlées par l'interface LabView, vérifiant en permanence la consigne et la mesure.

5.3.1 Mesure des émissions de gaz dans les fumées

La prise d'échantillon des fumées s'effectue à la sortie de la chambre de combustion, au niveau du convergent (Fig.5-4). La sonde d'analyse des gaz de combustion est constituée d'un peigne aspirant les gaz en 4 points situés sur un rayon de la section de sortie. L'échantillon est transporté jusqu'à l'analyseur par une ligne chauffée à 150°C afin d'éviter la condensation de l'eau et ainsi le piégeage des NOx. Les émissions gazeuses de NOx, CO, CO₂ et O₂, sont donc mesurées par l'analyseur HORIBA PG250, et dans le cas de fortes dilutions de CO₂, les mesures de concentration en CO₂ sont réalisées à l'aide de l'analyseur HORIBA VA-3000.

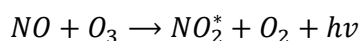
Classiquement, en entrée de l'analyseur, les gaz de combustion sont séchés par un condenseur afin d'éviter la détérioration des cellules de mesure par condensation de l'eau. Dans notre cas, compte tenu des très fortes fractions molaires d'eau rencontrées dans nos fumées (jusque 75%), il a fallu augmenter les capacités du condenseur.

Ainsi, toutes les mesures réalisées avec ce matériel correspondent à des mesures dites sur fumées sèches.

Les mesures de CO et CO₂ sont effectuées par absorption infrarouge (NDIR : Non-Dispersive Infra-Red). Un rayonnement de la source IR est envoyé dans deux cellules remplies chacune par un gaz référence (air) et le gaz à analyser. La concentration en CO et CO₂ est déduite du rapport d'énergie absorbée entre les deux gaz. Les longueurs d'onde d'absorption sont différentes pour les deux gaz (CO et CO₂).

La mesure de la concentration de dioxygène O₂, est déterminée à partir de ses propriétés paramagnétiques. Le gaz circule dans l'entrefer d'un électroaimant, produisant un champ magnétique non-uniforme. La présence de l'oxygène crée une différence de pression détectée par un microphone capacitif et est convertie en signal électrique. Le signal de sortie est linéaire par rapport à la concentration en oxygène du gaz échantillon.

La concentration de NO_x (NO + NO₂) est mesurée par un capteur de chimiluminescence. Dans un premier temps, le NO₂ qui représente généralement moins de 5% de la concentration de NO_x contenue dans l'échantillon, est converti en NO à l'aide d'un catalyseur Molybdène-Carbone. Ensuite, le NO du gaz échantillon est mélangé avec de l'ozone dans un réacteur, produisant la réaction :



Le NO₂^{*} est désexcité, émettant un photon $NO_2^* \rightarrow hv + NO_2$ (effet de chimiluminescence). De cette manière, la mesure du flux de photon émise donne la concentration de NO_x.

Le temps de réponse de l'analyseur est d'environ 35 s. Toutes les mesures effectuées sont ensuite moyennées sur le même temps.

Les mesures sont réalisées en fraction volumique sur gaz sec soit en ppm (vol) pour les polluants en faible concentration (CO et NO) et en % (vol) pour les constituants majoritaires tels que CO₂ et O₂. Afin de caractériser les émissions polluantes indépendamment des dilutions (O₂, N₂ et CO₂), les résultats seront également exprimés en *mg de polluant/kg de CH₄* sous forme d'indice d'émission (en anglais, **EI** - *Emission Index*). La relation permettant la conversion entre les ppm (vol) sur fumées sèches et l'indice d'émission s'écrit via l'équation 5-1 :

$$EI_{pol} \left[\frac{mg_{pol}}{kg_{CH_4}} \right] = Z_{pol} [ppm(v)] \cdot V_f \cdot \frac{\mathcal{M}_{pol}}{\mathcal{M}_{CH_4}} \quad (eq.5-1)$$

avec \mathcal{M}_{pol} la masse molaire des polluants : $\mathcal{M}_{NO}=30 \text{ g.mol}^{-1}$ et $\mathcal{M}_{CO}=28 \text{ g.mol}^{-1}$ et pour le combustible $\mathcal{M}_{CH_4}=16 \text{ g.mol}^{-1}$. Z_{pol} correspond à la valeur de la mesure exprimée en ppm(v).

V_f , le volume de fumées sèches défini comme suit à partir de la richesse ϕ , du taux d'enrichissement (Ω) et du ratio des débits de CO₂ et du CH₄ $\left(\frac{\dot{m}_{CO_2}}{\dot{m}_{CH_4}} \right)$:

$$V_f = V_{N_2} + V_{CO_2} + V_{O_2}$$

$$V_f = \frac{2}{\phi} \left(\frac{1 - \Omega}{\Omega} \right) + \left(1 + \frac{\dot{m}_{CO_2} \mathcal{M}_{CH_4}}{\dot{m}_{CH_4} \mathcal{M}_{CO_2}} \right) + 2 \left(\frac{1 - \phi}{\phi} \right) \quad (eq.5-2)$$

5.3.2 Visualisation des flammes par chimiluminescence

En général, les réactions de combustion avec les hydrocarbures produisent de nombreuses espèces radicalaires intermédiaires, tels que les radicaux OH et CH. La Fig.5-6 présente la fraction molaire normalisée des radicaux OH et CH, en fonction de la distance au brûleur, produits par une flamme diluée en H₂O.

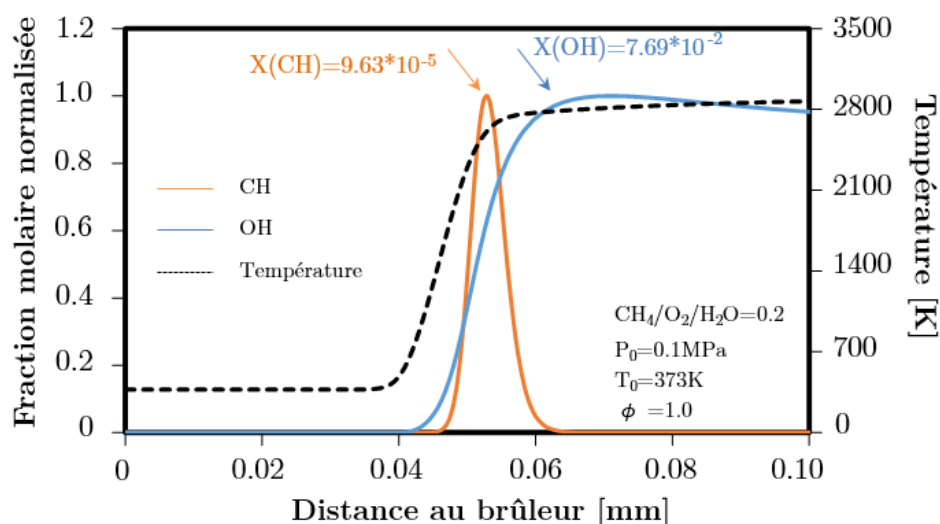


FIGURE 5-6. Fraction molaire normalisée des radicaux CH et OH et température des gaz, en fonction de la distance au brûleur, pour une flamme laminaire 1D prémélange stœchiométrique de CH₄/O₂/H₂O ($X(\text{H}_2\text{O})=0,2$) à $T_0=373$ K et $P_0=0,1$ MPa. Calculs développés par *Chemical WorkBench* associée au mécanisme cinétique *GRIMech.3.0*.

Bien que les radicaux CH et OH ont des profils différents, ils ne sont produits qu'à haute température (ex : $T \sim 2800$ K sur la Fig.5-6). Cela indique que les radicaux sont présents dans le front de flamme. Cette figure montre également que la durée de vie du radical CH est plus courte que celle du radical OH, qui persiste avec les gaz à

haute température [Zimmer et al (2003)]. La concentration de CH est plus basse que celle d'OH, due à la faible quantité d'atomes de carbone dans le mélange réactif.

Les radicaux CH et OH sont présents dans un état excité noté CH* et OH* à haute température. Dans cet état d'excitation, ces espèces émettent une lumière spontanée lorsqu'elles reviennent à leur état fondamental (désexcitation). Cette émission lumineuse est appelée chimiluminescence et peut être utilisée comme traceur du front de flamme ou comme indicateur du taux de dégagement de chaleur pour des flammes prémélangées ou partiellement prémélangées (Shim et al. (2018)) [Lauer & Sattelmayer (2010)] [Haber et al. (2000)].

Chaque espèce radicalaire excitée revient à son état fondamental en émettant un photon à une longueur d'onde spécifique qui dépend de la structure moléculaire du radical. La longueur d'onde maximale pour le radical OH est de 306,7 nm, et celle pour le radical CH est de 431,5 nm [Zimmer et al (2003)].

Dans la pratique, la chimiluminescence de la flamme est détectée à l'aide d'une caméra intensifiée Princeton Instrument CCD (PI-MAX Gen II) de 16 bits, avec un objectif UV Nikkor 105 mm (f/4,5). La caméra a un capteur de 1024 x 1024 pixels². L'émission de CH* a été filtrée à l'aide d'un filtre passe-bande centré à 430 nm avec une bande passante de 20 nm. Le temps d'exposition a été réglé à 2,5 ms, tandis que le gain est ajusté à 100 en fonction du cas correspondant au niveau maximal du signal CH* collecté. Ces paramètres sont maintenus constants pendant toutes les mesures.

Afin d'obtenir des distributions statistiques pertinentes pour chaque condition de travail, 500 images instantanées sont collectées, à une fréquence de 5 Hz. Une fois

les images enregistrées, une analyse de la moyenne et de l'erreur quadratique (i.e. RMS) des images, ainsi qu'un calcul de la transformée inverse d'Abel est développée avec Matlab® et appliquée sur l'image moyenne pour détecter le plan de symétrie du brûleur et le contour de la flamme [*Palais et al. (2010)*].

Pour la détection de la hauteur de la flamme (H_f) et de son décollage à la sortie de l'injecteur (H_d), un traitement d'image avec Matlab® est également utilisé pour toutes les images enregistrées. Cette méthode consiste à détecter, à partir de l'image moyenne, le point d'inflexion des profils d'intensité sur l'axe vertical de l'injecteur, créant un seuil d'intensité. Ce seuil d'intensité permet de détecter où la flamme commence et où elle termine. Il est donc appliqué pour toutes les images instantanées afin de déterminer la hauteur de la flamme et de son décollage de l'injecteur. Le champ de mesure réel est de 153,12 x 153,12 [mm²], avec une résolution spatiale de 6,6876 pix/mm. Le [Tableau.5-1](#), présente les résultats des calculs d'incertitudes liées à la procédure des mesures des hauteurs.

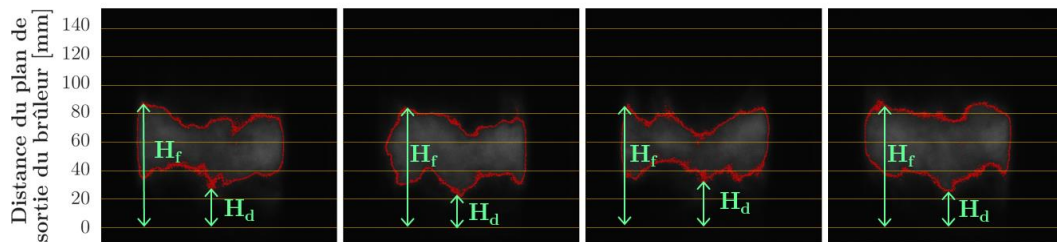
Paramètre	Incertainitude [%]
Facteur de conversion pix-mm	±0.5
Sélection de seuil	±3.5
Position de l'injecteur	±0.8

TABLEAU 5-1. Incertitudes dans la procédure de mesures des hauteurs de flammes.

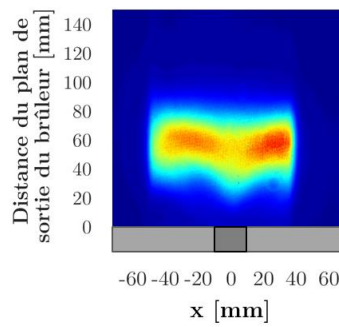
La [Fig.5-7](#), montre la chimiluminescence CH* d'une flamme CH₄/O₂/N₂/H₂O (XH₂O=0,3), obtenue au cours de nos expériences. La [Fig.5-7a](#) correspond à la procédure de détermination de la hauteur de la flamme et son décollage, appliqué aux

images instantanées. La Fig.5-7b correspond à l'image moyenne de 500 images instantanées et la Fig.5-7c, à sa transformée inverse d'Abel.

a)



b)



c)

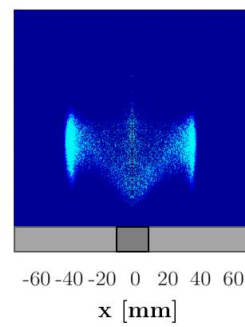


FIGURE 5-7. a) Images instantanées de chimiluminescence CH^* , b) image moyenne, c) Transformée inverse d'Abel de cette image moyenne. Conditions de flamme $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ ($X_{\text{H}_2\text{O}}=0,3$), $\phi=0,9$.

Chapitre VI.

Analyse des résultats des flammes swirlées

Sommaire

6.1	Introduction.	174
6.2	Etude des flammes swirlées diluées en H_2O	176
6.2.1	Structures de flammes	178
	<i>a) Topologie et chimiluminescence.</i>	178
	▪ Forme de la flamme.	181
	▪ Hauteur de la flamme (H_f) et distance d'ac- crochage (H_d).	183
	▪ Emission spontanée de la flamme.	186
	<i>b) Corrélation avec la vitesse de flamme laminaire</i>	187
6.2.2	Emissions des polluants CO et NO.	191

6.3	Comparaison des flammes swirlées diluées au dioxyde de carbone CO₂ et à celles diluées à la vapeur d'eau H₂O	195
6.3.1	Structure de flammes.	196
6.3.2	Emissions des polluants CO et NO	202
6.4	Influence de la richesse	206
6.4.1	Topologies et chimiluminescence des flammes.	206
6.4.2	Emissions des polluants CO et NO	209
6.5	Conclusion	210
	Annexes.	213
1	Résultats de la comparaison des flammes swirlées diluées au dioxyde de carbone CO ₂ et celles diluées à la vapeur d'eau H ₂ O à T ₀ =473K	213

6.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats et les analyses de l'étude expérimentale caractérisant l'effet de la dilution à la vapeur d'eau H₂O puis celle au dioxyde de carbone CO₂ sur la structure, la stabilité, la chimiluminescence, la vitesse de flamme et les émissions polluantes d'une flamme de prémélange confinée et swirlée à pression atmosphérique.

Afin de s'affranchir de l'effet thermique qui est un paramètre de premier ordre dans le processus de production des polluants notamment dans celle du NO, nous avons réalisé les essais à température adiabatique constante, quel que soit l'enrichissement de l'air Ω variant de 21% (air pur) à 100 % (oxygène pur). Quatre températures adiabatiques de flamme compatibles avec le fonctionnement et les contraintes des turbines à gaz actuelles [Cordier et al. (2013)] ont été étudiées : 1773, 1873, 1973 et 2073 K. Afin de reproduire l'effet du chauffage de l'air par le compresseur dans le cas d'une turbine à gaz, nous avons étudié l'effet de la température d'entrée ($T_0= 373\text{K}$ et 473K). Ces températures ont été choisies suffisamment élevées pour éviter la condensation de l'eau, surtout dans les conditions les plus élevées de vapeur d'eau injectée dans le mélange réactif.

Pour l'ensemble des essais, les conditions aérodynamiques d'entrées ont été maintenues constantes : vitesse moyenne d'entrée à 30 m.s^{-1} et nombre de swirl géométrique à $S_n=0,90$. La première et la deuxième partie du chapitre ont été réalisées avec un excès d'oxygène (e) constant de 0,1 correspondant à une richesse de $\phi = 0,91$. Cet excès d'oxygène a été choisi suffisamment faible pour minimiser la consommation

d'air enrichi [Belaiassaoui et al. (2013)] tout en permettant une combustion « complète ». En conséquence, le débit de méthane (c'est-à-dire la puissance thermique) a été modifié à chaque condition d'essai pour respecter à la fois la vitesse d'entrée et la condition de mélange (cf. équation 3.1). Dans la dernière partie de ce chapitre, l'effet de l'excès d'oxygène est présenté dans le cas où T_0 , T_{adiab} , Ω et U sont constants (respectivement 373 K, 1973 K, 0,5, et 30 m.s⁻¹).

La matrice des conditions d'entrée de l'ensemble des essais est reportée dans le Tableau 6.1 ci-dessous.

Conditions expérimentales d'essais					
P ₀ =0.1 MPa U=30 m.s ⁻¹					
Diluant	e	φ	T ₀ [K]	T _{adiab} [K]	Ω
H ₂ O et CO ₂	0.10	0.91	373 et 473	1773	0.21 - 0.25 - 0.30 - 0.40 - 0.50 - 0.60 - 0.75 - 0.85 - 1.0
				1873	
				1973	
				2073	
Diluant	e	φ	T ₀ [K]	T _{adiab} [K]	Ω
H ₂ O et CO ₂	0.05	0.95	373	1973	0.50
	0.10	0.91			
	0.15	0.87			
	0.20	0.83			
	0.25	0.80			

TABLEAU 6-1. Conditions expérimentales testées au cours de notre étude

Les fractions molaires des réactifs permettant d'atteindre la température adiabatique visée ont été déterminées à l'aide du code *Chemical WorkBench* en effectuant itérativement un calcul à l'équilibre thermodynamique en conditions isobare et adiabatique. Pour ϕ et Ω fixés, $X(\text{CH}_4)$, $X(\text{O}_2)$ et $X(\text{N}_2)$ sont liés par l'équation 3.1 (voir [Chapitre III](#)) et il suffit de modifier $X(\text{H}_2\text{O})$ (ou $X(\text{CO}_2)$) jusque l'obtention de la température adiabatique désirée.

Pour l'ensemble des conditions, les valeurs résultantes des fractions molaires des réactifs (O_2 , N_2 , H_2O et CO_2) sont reportées sur les [Fig.6-1](#), [Fig.6-11](#) et [Fig.6-20d](#) et celles des débits de méthane sur les [Fig.6-2](#) et [Fig.6-12](#). Sur chacune de ces figures, la fraction molaire de CH_4 peut être calculée à partir de la richesse ϕ et de la fraction molaire d' O_2 , à l'aide de l'équation ci-dessous :

$$X(\text{CH}_4) = \frac{\phi}{2} X(\text{O}_2)$$

6.2 Etudes des flammes swirlées diluées à la vapeur d'eau H_2O

Les conditions d'entrée testées pour la dilution en vapeur d'eau H_2O sont rassemblées sur la [Fig.6-1](#) (en termes de fractions molaires des réactifs mis en jeu) et sur la [Fig.6-2](#) (en termes de débits de méthane correspondants).

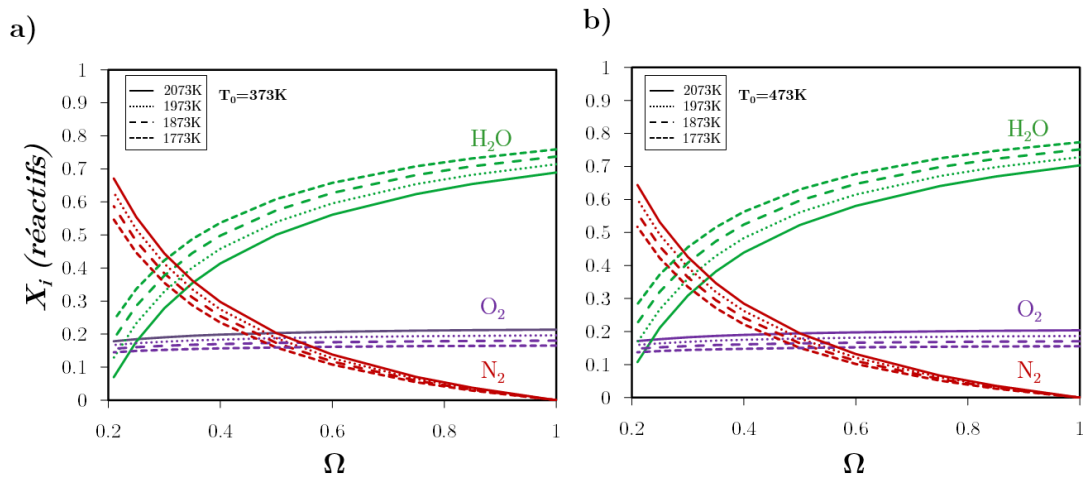


FIGURE 6-1. Fractions molaires des réactifs en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω , pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K) et pour deux températures initiales $T_0 = 373$ et 473 K. $U=30$ m.s⁻¹ et $\phi=0,91$

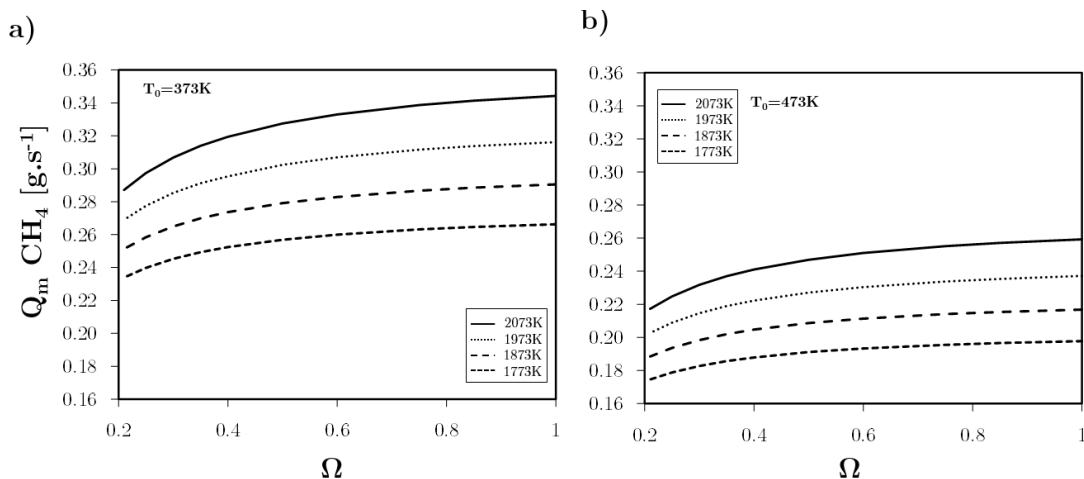


FIGURE 6-2. Débit massique de méthane en fonction de de l'enrichissement en dioxygène Ω , pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K) et pour deux températures initiales $T_0 = 373$ et 473 K. $U=30$ m.s⁻¹ et $\phi=0,91$

6.2.1 Structures de flammes

a) Topologie et chimiluminescence

La Fig.6-3 représente les images moyennes des 500 images instantanées de chimiluminescence de CH* obtenues dans les flammes CH₄/O₂/N₂/H₂O pour toutes les conditions décrites dans le Tableau 6.1.

Afin de bien visualiser et comparer la structure de la flamme, toutes les images moyennes ont été présentées en adaptant l'échelle maximale dans le but d'obtenir toute la dynamique des couleurs. Ces images ne peuvent donc pas être comparées les unes aux autres en termes d'intensité du signal. Cependant, pour permettre cette comparaison, nous avons représenté sur la Fig.6-4-a l'intensité moyenne maximale \overline{CH}_{max}^* (correspondant à la couleur rouge de l'image) de CH* émis par les flammes de la Fig.6-3. Pour corriger l'effet de la variation du débit de combustible sur les émissions de CH*, nous avons également reporté sur la Fig.6-4-b l'intensité moyenne des images de CH* divisée par le débit de méthane, soit $\overline{CH}_0^* = \frac{\text{moy image}(\overline{CH}^*)}{\dot{m}_{CH_4}}$.

On peut observer sur la Fig.6-3 l'évolution de la macrostructure moyenne de la flamme :

- de gauche à droite, lorsque l'enrichissement Ω augmente, c'est-à-dire, à mesure que le diazote de l'air est remplacé par la vapeur d'eau (Fig.6-1) pour des conditions de température initiale T_0 et de température de flamme adiabatique T_{adiab} constantes ;
- de haut en bas, lorsque la température de flamme adiabatique diminue.

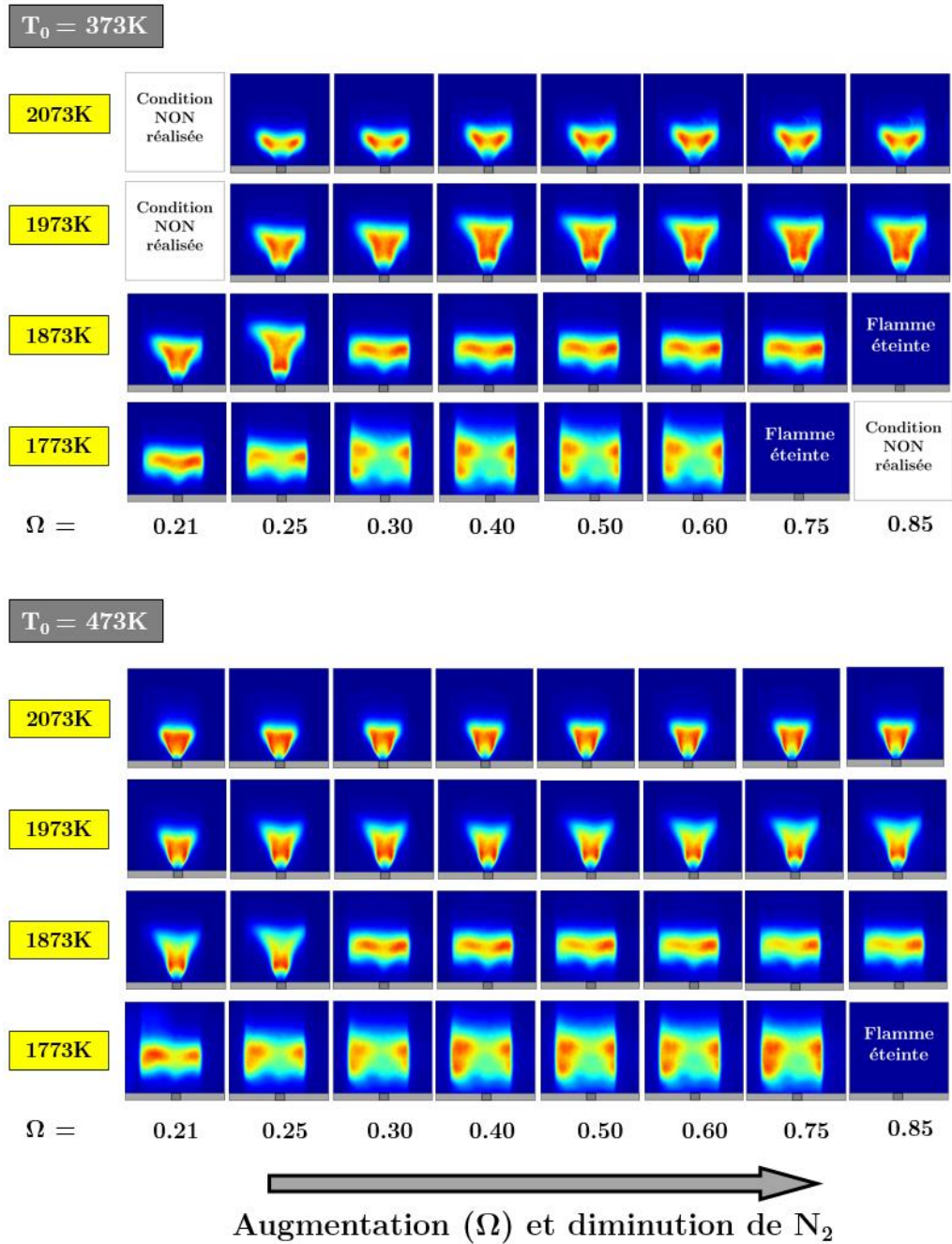


FIGURE 6-3. Images moyennes de chimiluminescence CH^* du mélange en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K) et pour deux températures initiales $T_0 = 373$ et 473 K. $U=30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\phi=0,91$

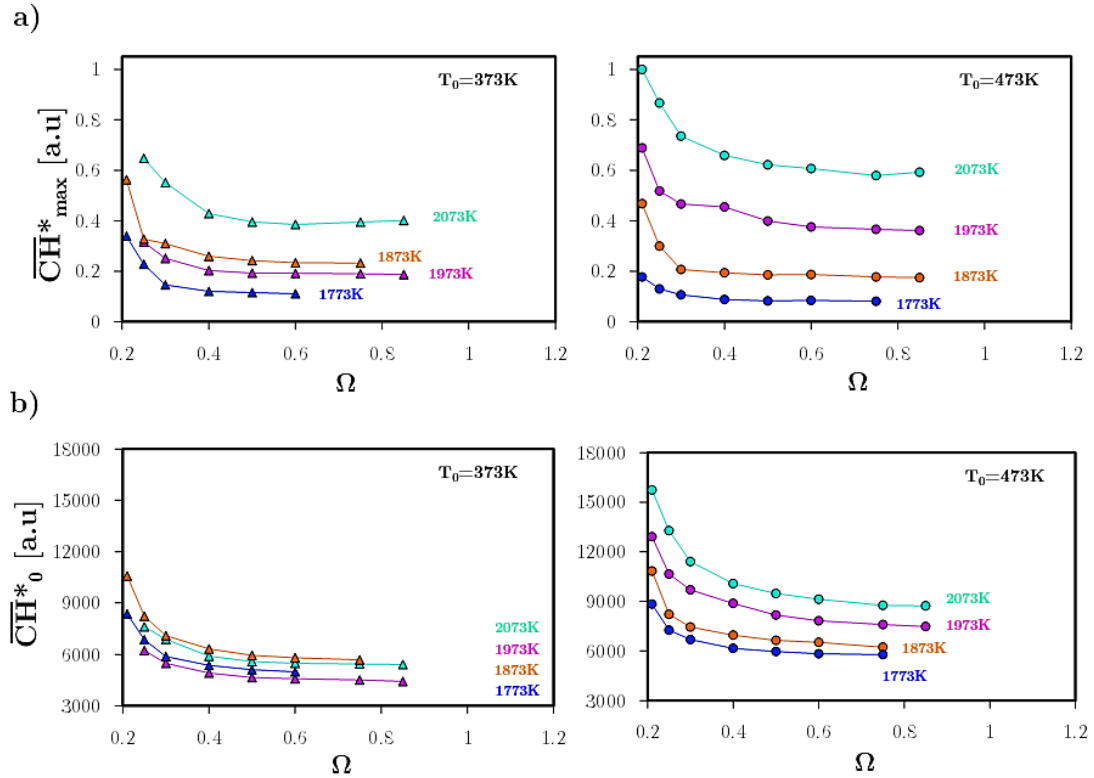


FIGURE 6-4. a) Emission maximale de chimiluminescence \overline{CH}_{max}^* . b) Emission moyenne de chimiluminescence normalisée par le débit de combustible \overline{CH}_0^* . Conditions de flamme : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K) et pour deux températures initiales $T_0 = 373$ et 473 K. $U=30 \text{ m.s}^{-1}$ et $\phi=0,91$

On peut noter globalement que les flammes stabilisées à plus hautes températures et peu diluées en eau sont très compactes et accrochées au plus près de la sortie du brûleur. A mesure que la dilution en vapeur d'eau H_2O et que la température initiale T_0 augmentent et surtout que la température adiabatique diminue, on note un changement dans la structure de la flamme qui se traduit par :

- un changement de forme ;

- une augmentation globale de la hauteur de flamme (H_f) ;
- une augmentation de la distance d'accrochage de la flamme au brûleur (H_d) ;
- une déstabilisation de la flamme ;
- une baisse de l'intensité d'émission spontanée du radical CH^* .

▪ Forme de la flamme

La flamme générée par ce brûleur à swirl peut prendre 3 formes qui sont représentés sur la Fig.6-5.

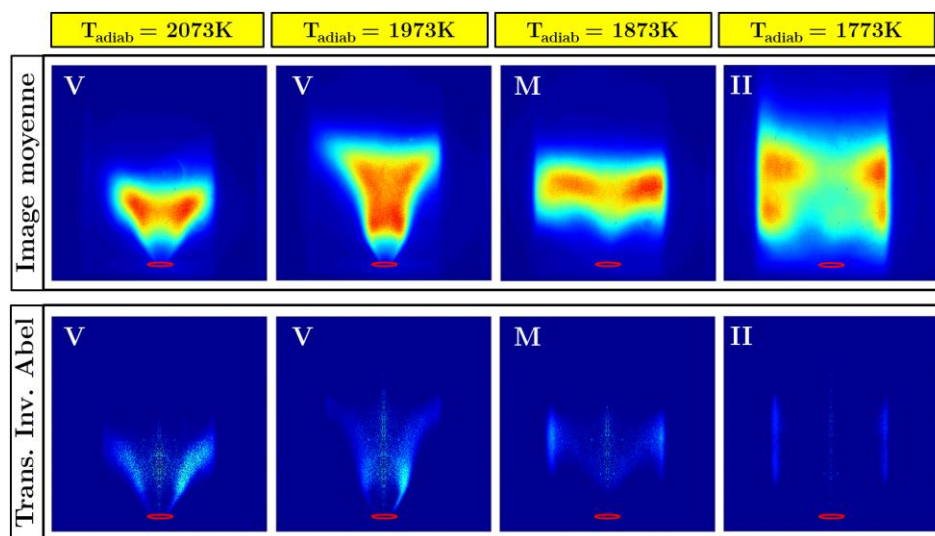


FIGURE 6-5. Présentation des trois structures (V, M et II) de flamme pour $\Omega = 0,5$. Ligne du haut : images moyennes de l'émissions spontanées CH^* . Ligne du bas : transformées d'Abel des images correspondantes.

- La flamme de type V : La flamme est accrochée à la sortie de l'injecteur et s'évase en forme de V dans la chambre de combustion. La zone de réaction a lieu dans les limites de la couche de cisaillement interne (CCI) du mélange réactif en contact avec la zone de recirculation interne (ZRI). Ce type de flamme a été obtenu pour des températures adiabatiques de flamme de 2073 et 1973 K. A mesure que l'enrichissement en dioxygène Ω augmente, le « V » s'allonge vers le haut du brûleur et l'angle du « V » diminue.
- La flamme de type M : La zone de réaction a toujours lieu dans la CCI, mais la flamme est décrochée des lèvres du brûleur et stabilisée à une hauteur H_d au-dessus de celle-ci. La zone réactive se propage également dans la zone de recirculation externe (ZRE), le long des parois donnant ainsi la forme de M à la flamme. Pour la dilution à l'eau, ce type de flamme a été obtenu à des températures de flammes adiabatiques de 1873K.
- La flamme de type I I : La combustion n'a plus lieu dans la partie centrale de la flamme mais uniquement dans les ZRE toujours le long des parois. Dans cette condition, la flamme s'étend assez loin en aval du brûleur. La flamme est également le siège d'instabilité. Ce type de flamme a été obtenu à des températures adiabatiques de flammes de 1773 K. Pour des températures adiabatiques plus basses ou des dilutions plus importantes la flamme s'éteint.

- Hauteur de la flamme (H_f) et distance d'accrochage (H_d)

La mesure de la hauteur de la flamme (H_f) et de la distance d'accrochage (H_d) est réalisée sur chacune des 500 images instantanées d'émission de CH^* comme cela est présenté sur la Fig.6-6. Ceci permet d'extraire les valeurs moyennes et les écarts types. Les résultats de ces valeurs sont reportés sur la Fig.6-7a en fonction de Ω .

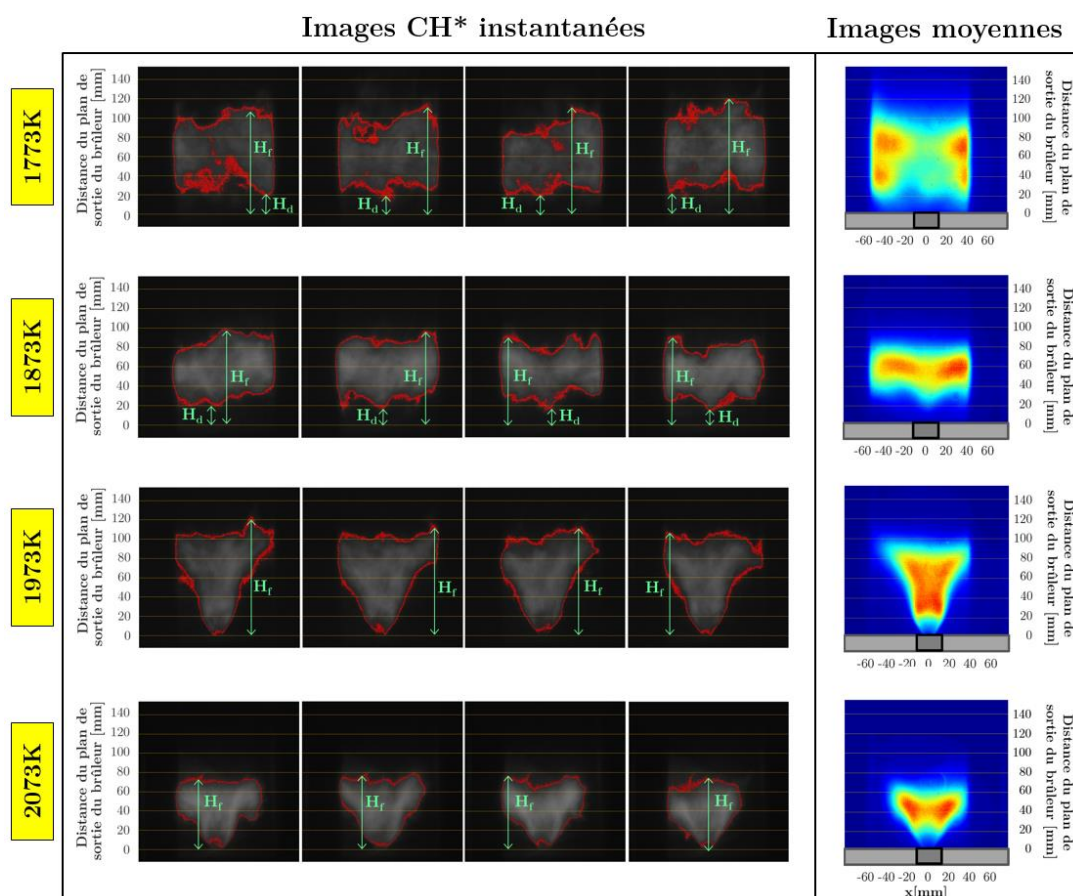


FIGURE 6-6. Détermination de la hauteur de flamme (H_f) et de la hauteur de décollement de la flamme (H_d) à partir du contour de flamme obtenu sur chaque image instantanée. Pour une température initiale $T_0=373\text{K}$, $\Omega=0,5$ et pour quatre températures adiabatiques de flamme : 1773, 1873, 1973 et 2073 K.

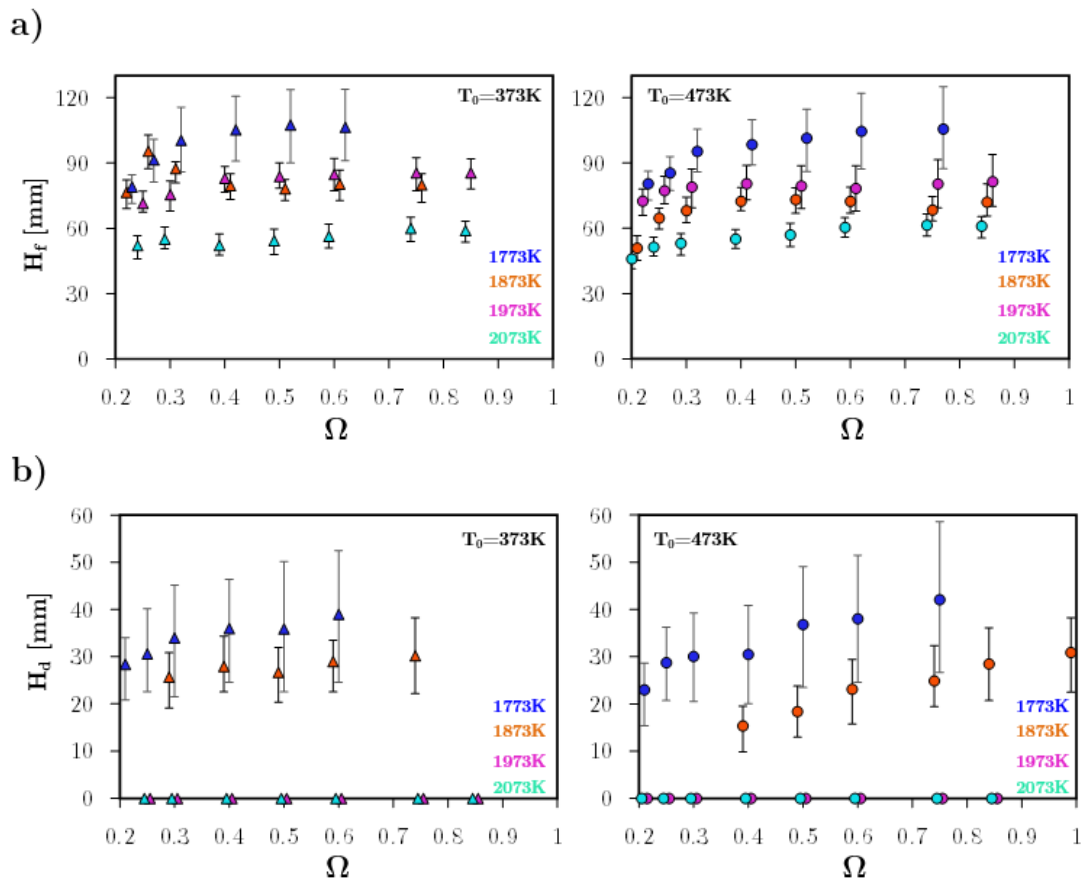


FIGURE 6-7. a) Hauteur de flamme H_f et b) Hauteur de décollement H_d , en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω). Conditions de flamme : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K) et pour deux températures initiales $T_0 = 373$ et 473 K. $U=30\text{m.s}^{-1}$ et $\phi=0,91$

Sur la Fig.6-7-b, on peut noter que la hauteur de décollement de la flamme (H_d) vaut exactement 0 pour les conditions $T_{\text{adiab}} = 2073$ et 1973 K, ce qui correspond à un accrochage stable de la flamme en V au nez du brûleur.

Pour la condition $T_{\text{adiab}} = 1873$ K, la flamme en M est décrochée et cela se traduit par une hauteur d'accrochage H_d allant de 25 à 30 mm pour la condition $T_0=373\text{K}$

et de 15 à 30 mm pour la condition $T_0 = 473$ K. Cette flamme liftée, montre des fluctuations de sa hauteur (cf. barres d'écart-type sur la Fig.6-7b) ce qui indique un caractère relativement instable de cette flamme. A $T_0 = 373$ K, l'écart-type varie de 12 à 15 mm quand l'enrichissement Ω augmente de, 9 à 15 mm à $T_0=473$ K.

Pour la condition de flamme en I I à $T_{\text{adiab}} = 1773$ K, on note une augmentation de la hauteur d'accrochage allant de 28 à 38 mm pour la condition $T_0 = 373$ K et allant de 23 à 40 mm pour $T_0=473$ K. Le fait le plus remarquable pour ce type de flamme en I I est l'augmentation très nette des fluctuations de la position du pied de flamme, démontrant ainsi un caractère très instable de cette flamme notamment pour les fortes valeurs de l'enrichissement Ω . Les valeurs de fluctuations sont presque le double de celles observées pour la condition de flamme en V. Elles passent de 13 à 27 mm pour les deux conditions $T_0=373$ et 473 K.

Concernant les hauteurs de flamme (H_f) (Fig.6-7a), on note globalement une augmentation de la hauteur de flamme à mesure que la température de flamme adiabatique diminue. Cependant, cela n'est pas tout à fait vrai pour les cas de $T_{\text{adiab}} = 1973$ et 1873 K et peut être expliqué par le fait que le décrochage de la flamme entre ces deux températures fait augmenter artificiellement la hauteur de la flamme résultante. Les fluctuations de hauteur de flamme pour la flamme en V stable ne sont plus négligeables comme l'étaient celles de la hauteur d'accrochage et peuvent être estimées à 10 mm pour la flamme à $T_{\text{adiab}} = 2073$ K, $T_0 = 373$ et 473 K et pour $T_{\text{adiab}} = 1973$ K les fluctuations augmentent de 8 à 12 mm et 10 à 20 mm respectivement pour $T_0 = 373$ et 473 K. Pour la flamme en M, on observe le même ordre de grandeur de fluctuations. Pour la flamme en I I, son instabilité s'observe là encore

par les fortes fluctuations de hauteur de flamme qui augmentent jusqu'à 30 mm quand l'enrichissement Ω augmente. De plus, au-delà de $\Omega=0,6$ et $0,75$ pour respectivement $T_0 = 373$ et 473 K, on observe l'extinction de la flamme. Ce phénomène d'extinction a déjà été observé par *Lafay et al. (2007)* sur ce même brûleur en condition de combustion pauvre, c'est-à-dire, dans le cas d'une forte dilution à l'air. Comme l'ont montré *Bradley et al. (1998)* et *Coriton et al. (2013)*, cette extinction peut s'expliquer par une diminution de la résistance de la flamme à l'étirement.

Ces topologies de flammes sont en cohérence avec celles observées par *Terhaar et al. (2014)*, qui ont évalué expérimentalement les effets de la dilution en vapeur d'eau H_2O sur les flammes swirlées de méthane. Ils ont attribué la transition d'une flamme de type V à une flamme de type M aux forts taux de dilution en vapeur d'eau H_2O . Ces résultats sont également concordants avec ceux rapportés par *Huang & Yang (2004)* et *Yin et al. (2017)*, qui ont observé des changements dans la topologie de la flamme à partir d'une variation de 100 K dans la température de préchauffage du mélange réactif.

- Emission spontanée de la flamme

L'émission spontanée du radical CH, indicatrice de l'intensité de la réaction [*Zimmer et al. (2003)*], [*Nori & Seitzman (2009)*], est reportée sur la Fig.6-4 en fonction de Ω pour les quatre températures adiabatiques (1773, 1873, 1973 et 2073 K) et les deux températures initiales (373 et 473 K). Le graphe montre que l'intensité de CH* chimiluminescence émise par les flammes diminue quand la dilution à l'eau augmente (quand Ω augmente) et également quand la température adiabatique diminue. Ces

résultats sont en cohérence avec ceux de *Mazas et al.(2010)* qui ont démontré expérimentalement, pour des flammes coniques laminaires de CH₄/air enrichis en dioxygène et diluées en H₂O, que l'intensité de CH* est atténuée principalement en raison d'une réduction de la température de la flamme avec la présence d'eau dans le mélange. Plus récemment, *Banyon et al. (2018)* et *Garcia-Armingol et al. (2014)* ont comparé l'effet de la dilution des gaz de recirculation (H₂O et CO₂) sur la stabilisation des flammes swirlées. Ils ont conclu que la réduction des émissions de CH* en cas de dilution est due :

- A l'effet thermique de la dilution qui affecte les réactions chimiques impliquées dans le processus de production du CH*.
- Aux diluants (H₂O et CO₂) qui agissent comme un partenaire de collision extrêmement efficace, capable de désactiver rapidement les espèces excitées.

b) Corrélation avec la vitesse de flamme laminaire

Sur la *Fig.6-8*, nous avons représenté l'évolution de la vitesse de flamme laminaire (calculée à l'aide du code *CWB* et le mécanisme réactionnel *GRIMech.3.0*) correspondant à l'ensemble des conditions de flamme représentées sur la *Fig.6-3* pour deux températures initiales $T_0 = 373$ et 473 K et quatre températures adiabatiques $T_{\text{adiab}} = 1773, 1873, 1973$ et 2073 K en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω).

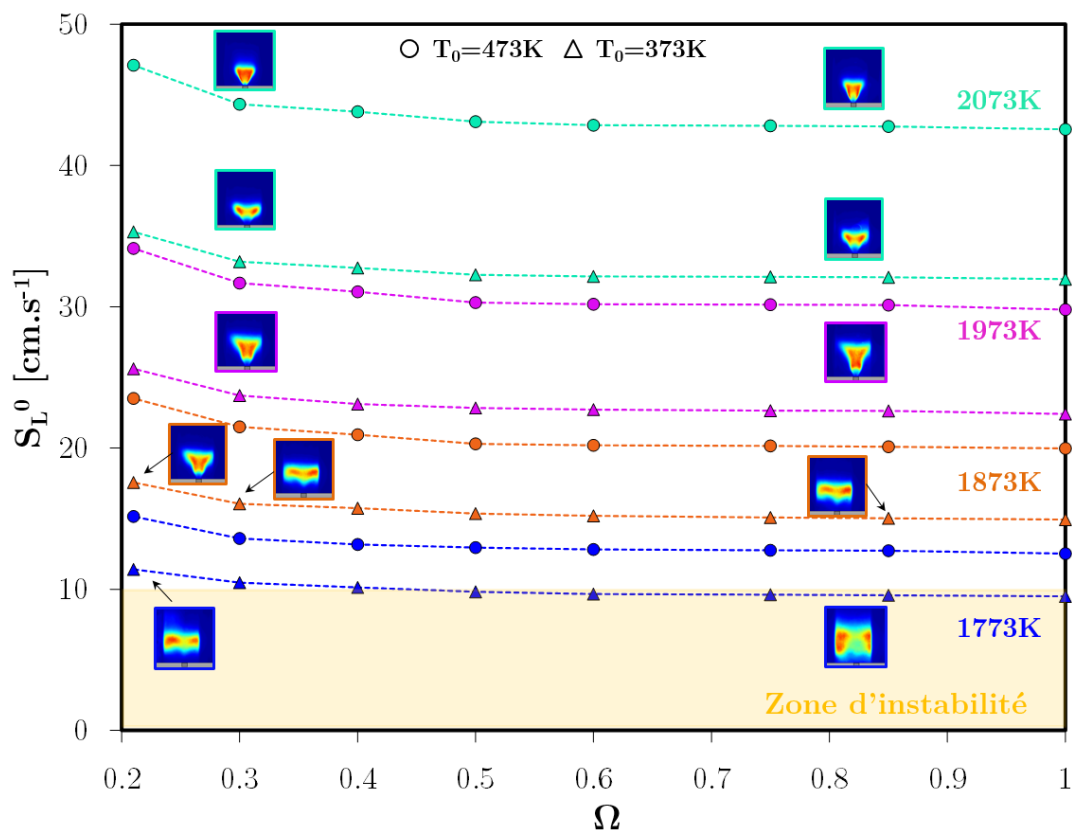


FIGURE 6-8. Vitesse de flamme laminaire (S_L^0) en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω), pour différentes températures adiabatiques de flammes (T_{adiab}) : 2073K (vert), 1973K (violet), 1873K, (orange), 1773K (bleu). Les images moyennes des flammes obtenues par CH^* chimiluminescence sont également indiquées pour certaines conditions.

Globalement, on peut noter que la vitesse de flamme laminaire diminue quand les températures initiale T_0 et adiabatique T_{adiab} diminuent et dans une moindre mesure quand l'enrichissement en dioxygène Ω augmente. La valeur maximale de la vitesse de flamme vaut $47 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ @ (473 K, 2073 K, $\Omega=0,21$) et la valeur minimale vaut $10 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ @ (373K, 1773K, $\Omega=0,85$), proche des conditions d'extinction de ce brûleur [Lafay et al. (2007)] représentées en jaune sur la Fig.6-8.

Pour les conditions de températures adiabatiques les plus élevées (2073 et 1973 K), les sensibilités à la température initiale T_0 et à la température adiabatique T_{adiab} sont à peu près identiques puisqu'une diminution de 100 K implique une réduction de vitesse de l'ordre de 11 cm.s^{-1} pour la flamme à $T_0 = 473 \text{ K}$ et $T_{\text{adiab}} = 2073 \text{ K}$ et 10 cm.s^{-1} pour celle à $T_0 = 473 \text{ K}$, $T_{\text{adiab}} = 1973 \text{ K}$. Ces sensibilités diminuent avec la température adiabatique. A $T_{\text{adiab}} = 1773 \text{ K}$, la sensibilité à la température adiabatique devient prépondérante par rapport à celle à la température initiale, elle vaut ici environ le double (8,5 contre 4 cm.s^{-1}).

Toujours sur la Fig.6-8, nous pouvons observer une certaine corrélation entre la vitesse de flamme laminaire et la macrostructure de la flamme. Les flammes stables de type V sont rencontrées pour les vitesses élevées (supérieures à 25 cm.s^{-1}). C'est en effet cette vitesse élevée qui permet leur accrochage au nez du brûleur et également la consommation des réactifs sur une faible longueur le long de la couche de cisaillement interne (CCI). En-dessous de 25 cm.s^{-1} , les faibles vitesses de flamme ne permettent plus l'accrochage de la flamme au brûleur. Le pied de la flamme se trouve alors convecté en aval de l'injecteur et retrouve une position fluctuante de stabilisation un peu plus haut dans la CCI où les vitesses de l'écoulement sont plus faibles. De plus, les faibles vitesses de flamme induisent la fin de la consommation des réactifs beaucoup plus loin en aval dans la CCI et peuvent même se produire dans les zones de recirculation de coin, le long de la paroi du foyer conduisant ainsi à la forme en M. Enfin, pour les très faibles vitesses ($< 15 \text{ cm.s}^{-1}$), la flamme ne trouve plus de position stable dans la CCI du fait des étirements importants et se trouve poussée vers les zones à faibles étirements et à faible vitesse d'écoulement le

long des parois. Pour les très faibles vitesses ($<10 \text{ cm.s}^{-1}$), les fluctuations induisent de très fortes extinctions locales qui amènent statistiquement à l'extinction totale.

La vitesse de flamme étant un paramètre reflétant la vitesse de consommation des réactifs donc du taux de réaction, on observe effectivement une similarité entre l'émission CH^* normalisée Fig.6-4 et la vitesse de flamme Fig.6-8. Cependant, si on représente à $T_0 = 473 \text{ K}$, l'évolution de l'émission CH^* en fonction de la vitesse de flamme (Fig.6-9), on observe bien une augmentation de l'émission de CH^* en fonction de la vitesse de flamme laminaire (S_L^0), mais on remarque également une forte dépendance de l'émission CH^* à l'enrichissement Ω et donc à la quantité de diluant H_2O . L'émission de CH^* décroît fortement quand Ω passe de 0,21 à 0,3 puis dans une moindre mesure de 0,3 à 0,85, ceci pouvant s'expliquer par le fort pouvoir de désexcitation collisionnelle de la molécule d'eau H_2O [Banyon et al. (2018)].

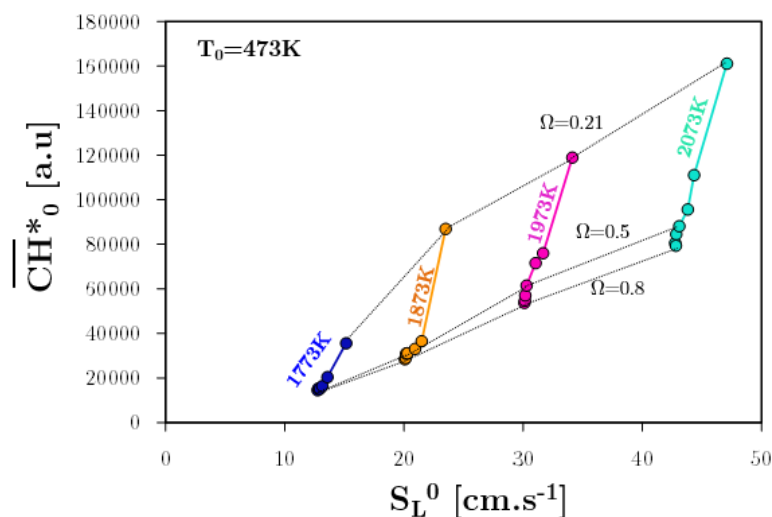


FIGURE 6-9. Emission moyenne de chimiluminescence normalisée $\overline{\text{CH}}_0^*$ en fonction de la vitesse de flamme laminaire S_L^0 . Conditions de flamme : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K) et pour la température initiale $T_0 = 473 \text{ K}$. $U=30 \text{ m.s}^{-1}$ et $\phi=0,91$

6.2.2 Emissions des polluants CO et NO

Les émissions polluantes de NO et CO ont été mesurées expérimentalement en sortie de la chambre de combustion et exprimées en fraction volumique sur gaz sec. Afin de les corriger de toutes dilutions, nous avons choisi de les exprimer en indice d'émission (en anglais, *Emission Index*) en $\text{mg}_{\text{polluant}}/\text{kg}_{\text{combustible}}$ (cf. équation 5-1 décrite dans le Chapitre V). Les résultats d'émissions sont représentés en fonction de l'enrichissement sur la Fig.6-10a pour les deux températures initiales $T_0=373$ et 473 K et pour les quatre températures adiabatiques.

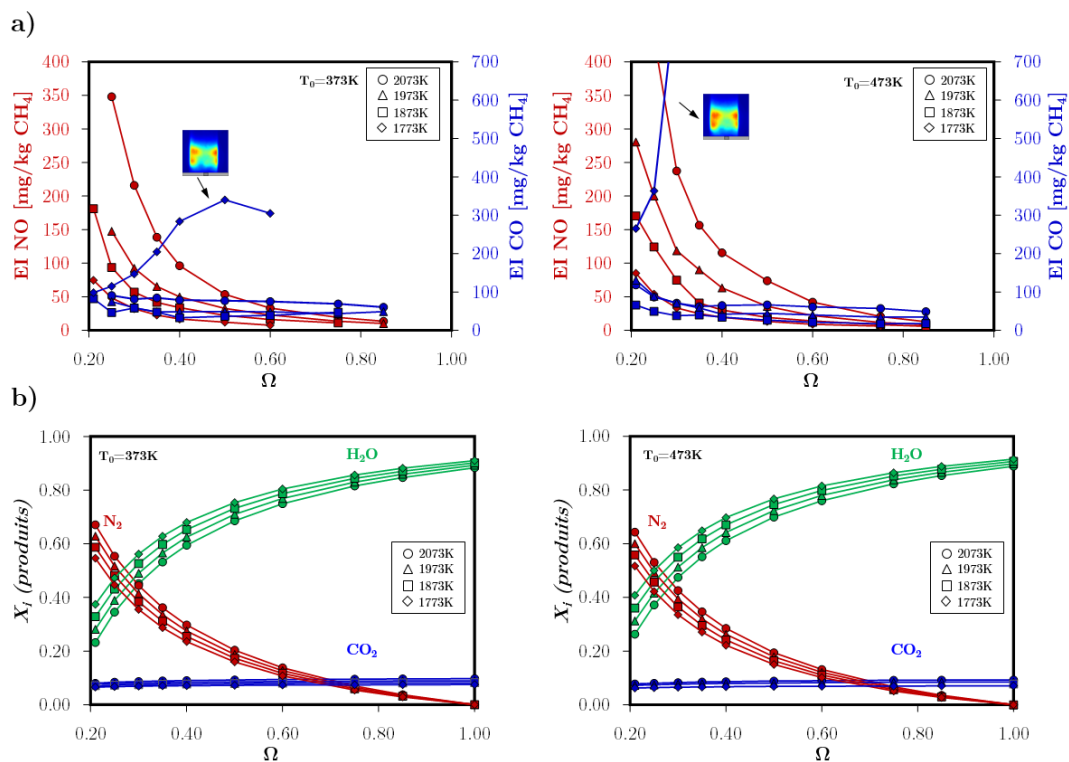


FIGURE 6-10. La production de EINO (rouge) et EICO (bleu), ainsi que la composition des espèces majoritaires des produits de combustion, en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω . a) $T_0=373\text{K}$ et b) $T_0=473\text{K}$. Conditions de flammes décrites dans le Tableau 6-1.

On peut noter sur la Fig.6-10a une réduction drastique des émissions de NO : d'une part, quand l'enrichissement en dioxygène (Ω) augmente pour une température adiabatique donnée, et d'autre part, quand la température de flamme adiabatique (T_{adiab}) décroît à enrichissement (Ω) fixe.

On peut également noter par comparaison des graphes de la Fig.6-10a que la température initiale T_0 ne semble pas avoir d'effet notable sur la production de NO.

Concernant l'effet de la température adiabatique, c'est l'effet thermique du diluant (mécanisme de *Zeldovich (1949)*) et dans ce cas précis, du diluant H_2O qui est essentiellement mis en avant. Ceci a été montré dans différentes études (*Le Cong & Dagaut (2009)*, *Miyauchi et al. (1981)*, *Cheong et al. (2017)*). Comme dans le cas de l'étude de *Correa et al. (1992)* pour une dilution à l'air (combustion pauvre), nous trouvons une réduction d'environ un facteur 2 des émissions de NO lorsque la température adiabatique est réduite de 100 K. Par exemple, dans notre cas, à $\Omega=0,3$ (c'est-à-dire, pour une dilution en N_2 constante), l' EI_{NO} passe de 220 à 95 mg.kg^{-1} CH_4 pour une réduction de la température de flamme adiabatique de 2073 K à 1973K.

A température de flamme adiabatique constante, on note une très forte décroissance du NO quand l'enrichissement (Ω) tend vers 1. Cela est normal puisqu'à mesure que l'enrichissement Ω augmente, la quantité de diazote diminue. Pour $\Omega=1,0$, il n'y a plus de diazote dans le mélange réactif et donc plus de possibilité de produire du NO à partir du N_2 contenu dans les réactifs. Pour comprendre l'évolution de la production de NO indépendamment de la quantité de diazote initiale, nous avons normalisé l' EI_{NO} par rapport à la quantité de diazote initiale.

Pour ce faire, nous avons reporté sur la Fig.6-11 l'indice d'émission de NO normalisé par la fraction molaire initiale de N₂ (EI_{NO}^0) en fonction de Ω , et de température adiabatique, pour chacune des 4 températures adiabatiques, selon l'équation suivante :

$$EI_{NO}^0 = \frac{EI_{NO}}{X(N_2)} \quad (eq.6-1)$$

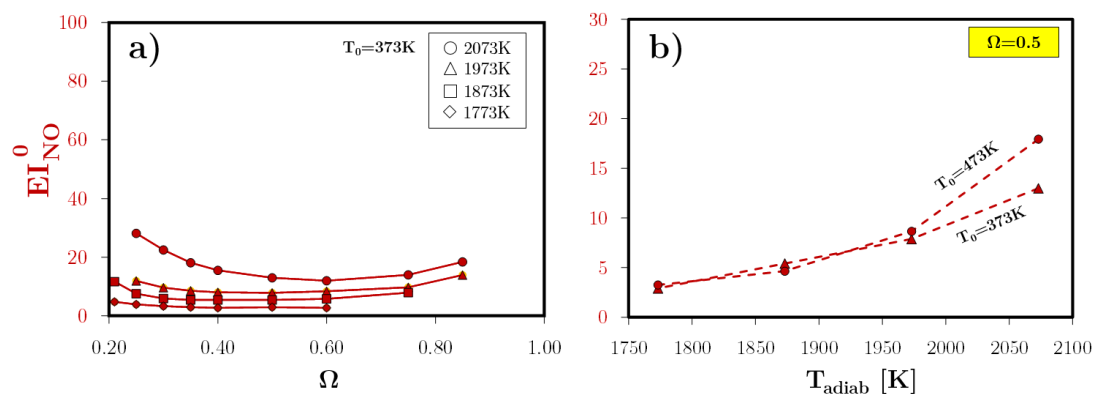


FIGURE 6-11. a) Indice d'émission normalisé (EI_{NO}^0) par la fraction molaire initiale de N₂, en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω , et b) en fonction de la température adiabatique (T_{adiab})

Contrairement à la Fig.6-10a, il vient de la Fig.6-11a que cette production de NO normalisée est très peu sensible à l'enrichissement Ω , notamment pour les températures adiabatiques $T_{adiab} = 1773, 1873$ et 1973 K où elle est quasiment constante. La production de NO ne dépend donc globalement plus que de la température adiabatique. Par exemple, à $\Omega = 0,5$, on peut noter sur la Fig.6-11b, une évolution croissante de EI_{NO}^0 en fonction de la température adiabatique et ce, pour les deux températures initiales des réactifs (373 et 473 K). On observe une augmentation globalement linéaire en fonction de la température, autrement dit, à chaque fois que la

température augmente de 100 K, l' El_{NO}^0 est multiplié par 1,65 pour $T_0 = 373$ K, et par 1,75 pour $T_0 = 473$ K.

En ce qui concerne la production de CO, son comportement est différent de celui du NO. Mis à part le cas de la température adiabatique de 1773 K, on peut noter que la production de CO dépend très peu de la variation de l'enrichissement Ω et décroît quand la température adiabatique diminue. Cette décroissance du CO avec la température adiabatique peut être en partie attribuée à la dissociation thermique du CO_2 en CO quand la température des produits augmente [Hu et al. (2018)].

S'agissant de la condition $T_{adiab} = 1773$ K, correspondant à une faible vitesse de flamme, on observe que les émissions de CO ne suivent plus cette décroissance prévue par la réduction de la dissociation thermique du CO_2 . Elles sont au contraire bien plus grandes que prévues et même bien plus importantes que celles rencontrées pour la condition $T_{adiab} = 2073$ K. Ce comportement pourrait être attribué à la différence de structure de flamme observé sur la Fig.6-3 pour cette condition de combustion. Pour les conditions $T_{adiab} = 1873, 1973$ et 2073 K, la flamme est de type M ou V alors qu'à $T_{adiab} = 1773$ K, la flamme est de type I I. Dans cette condition précise de flamme, les fortes instabilités de combustion peuvent provoquer des extinctions locales de la flamme et donc relâcher des poches de gaz imbrûlés et notamment des poches de CO qui n'ont pas eu le temps de s'oxyder avant de sortir du foyer de combustion. Par ailleurs, on peut noter que ces instabilités de combustion ne semblent pas interagir avec la production du NO.

6.3 Comparaison des flammes swirlées diluées au dioxyde de carbone CO₂ et à celles diluées à la vapeur d'eau H₂O

Dans cette [Section 6.3](#), une analyse comparative entre la dilution au CO₂ et à celles diluées à la vapeur d'eau H₂O est présentée pour le cas $T_0 = 373$ K. L'analyse à $T_0=473$ K est présentée en [Annexe 1](#), à la fin ce chapitre.

Dans un premier temps, il s'agit de comparer les conditions d'entrée correspondant à une même température adiabatique de flamme pour les deux dilutions. Cette comparaison est présentée sur la [Fig.6-12](#) (en termes de fractions molaires des réactifs) et sur la [Fig.6-13](#) (en termes de débits de CH₄ correspondants).

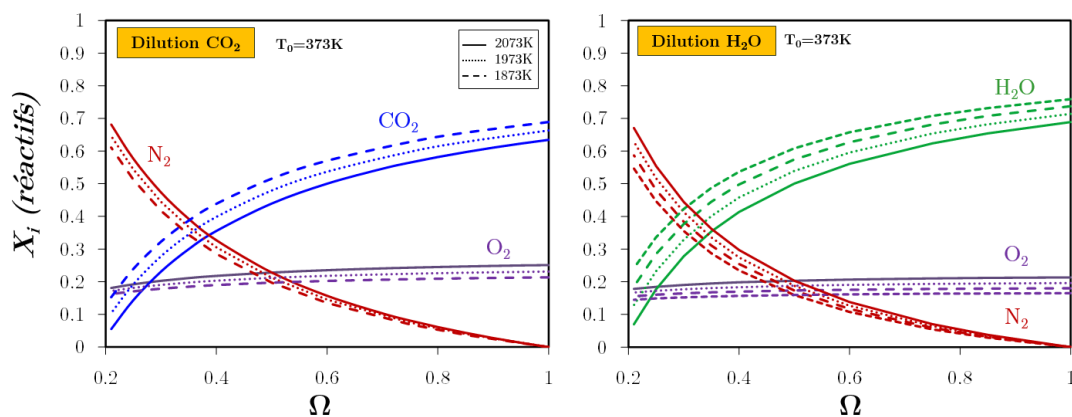


FIGURE 6-12. Fractions molaires des réactifs dans le cas de la dilution au dioxyde de carbone CO₂ et à la vapeur d'eau H₂O, en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω , pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073K), pour une température initiale $T_0=373$ K. $U=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $\phi=0,91$

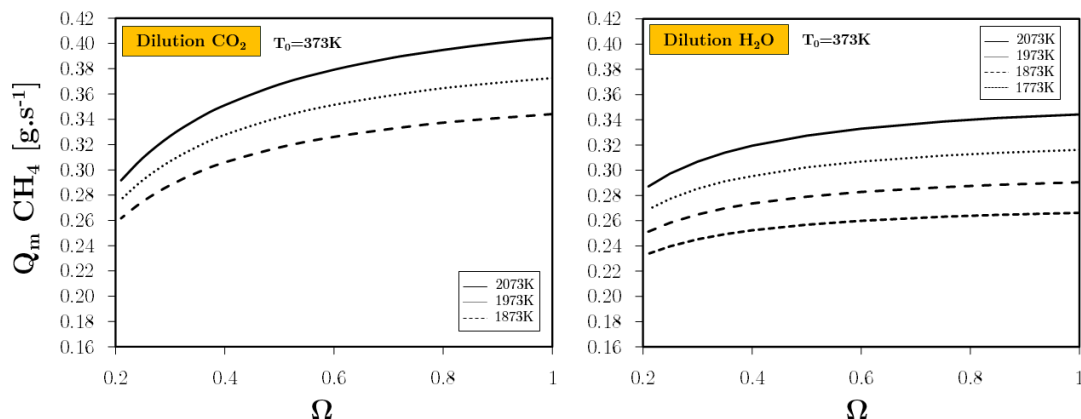


FIGURE 6-13. Débit massique de méthane pour les mélanges réactifs dilués au dioxyde de carbone CO_2 et à la vapeur d'eau H_2O , en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω , pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), $T_0 = 373$ K. $U=30$ m.s⁻¹ et $\phi=0,91$

La comparaison des conditions d'entrée montre que pour une même condition (Ω , T_0 , T_{adiab}), la fraction molaire de dioxyde de carbone CO_2 est toujours légèrement inférieure à celle de vapeur d'eau H_2O . Cela s'explique par sa plus grande capacité calorifique (voir [Fig.1-11](#), [Chapitre 1](#)). Il faut donc moins de CO_2 que de H_2O pour atteindre une même valeur de température adiabatique. En outre, le débit de méthane est plus grand dans le cas de la dilution au CO_2 que dans celle avec de l'eau.

6.3.1 Structure de flammes

La [Fig.6-14](#) présente les images moyennes de chimiluminescence CH^* du mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$, en fonction de l'enrichissement Ω , pour les quatre températures adiabatiques de flamme étudiées (1773, 1873, 1973 et 2073 K) et les deux températures d'entrée : $T_0 = 373$ et 473 K dans le cas de la dilution au dioxyde de carbone CO_2 et de la dilution à la vapeur d'eau H_2O .

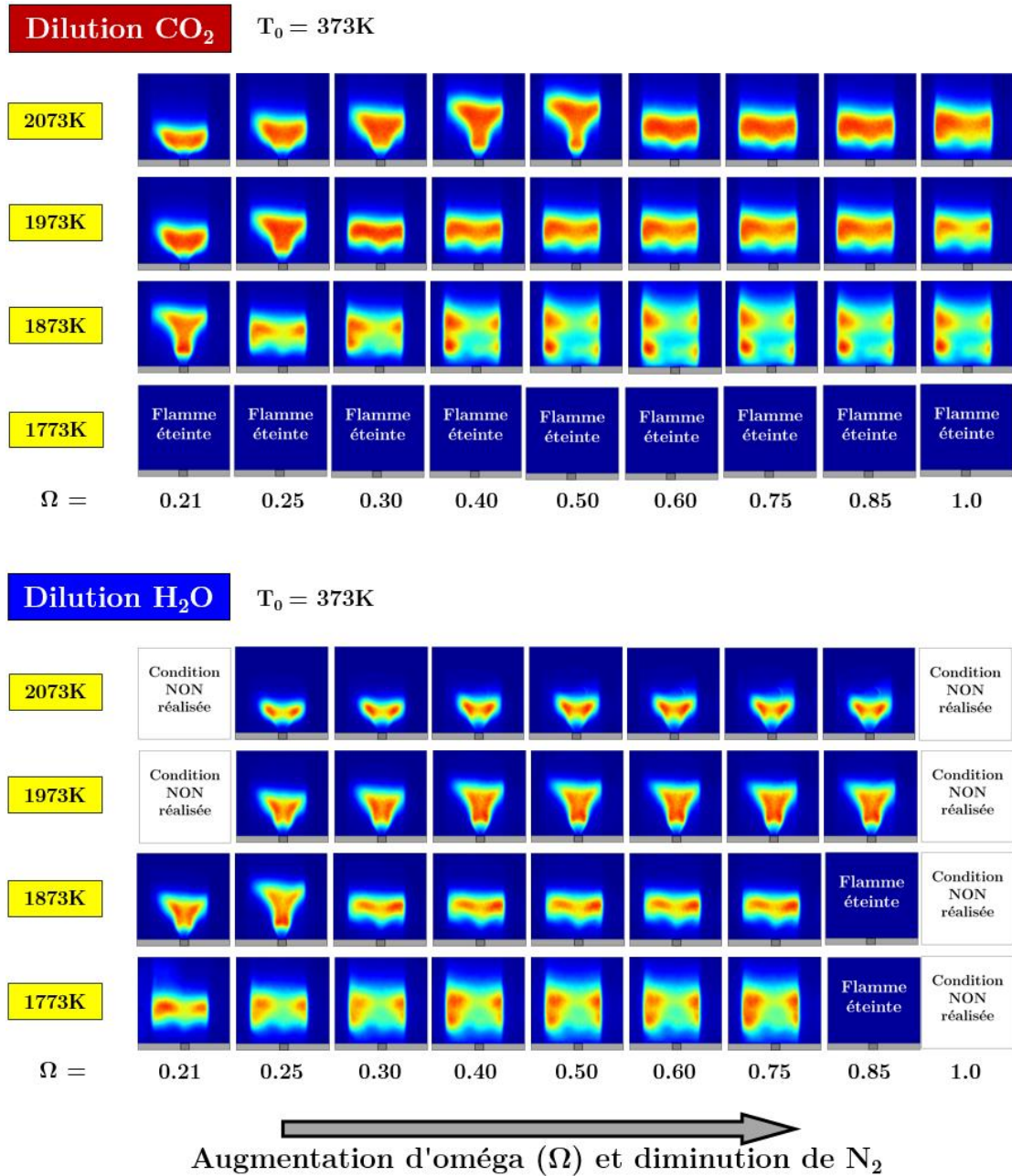


FIGURE 6-14. Images moyennes de chimiluminescence CH* du mélange en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω : CH₄/O₂/N₂/H₂O/CO₂ pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), T₀=373 K. U = 30 m.s⁻¹ Dilution : CO₂ (rouge), dilution H₂O (bleu).

On peut noter sur la [Fig.6-14](#) que les trois types de flammes (en V, M et I I) sont observés dans le cas de la dilution au CO_2 comme celui de la dilution à la vapeur d'eau H_2O . Néanmoins, les types de flammes diffèrent en fonction du diluant pour une même condition (Ω , T_0 , T_{adiab}). Par exemple, pour la dilution au CO_2 , on observe que dès les hautes températures adiabatiques (2073 K), la flamme de type M apparaît pour les forts Ω et que la flamme de type I I apparaît dès 1873 K. Ce qui n'est pas observé avec la dilution en vapeur d'eau H_2O pour laquelle ces 2 types de flammes n'existent pas. On peut également noter que dans le cas de la dilution au dioxyde de carbone CO_2 , il n'a pas été possible, pour la température adiabatique la plus basse (1773 K), de stabiliser la flamme dans la chambre de combustion, (extinction systématique).

Comme démontré dans la [Section 6.1.1b](#), la vitesse de flamme laminaire est un paramètre fondamental de la combustion qui pilote la structure de flamme. Cela s'observe bien sur la [Fig.6-15](#), où les vitesses laminaires de flamme sont comparées pour les deux diluants CO_2 et H_2O en fonction de l'enrichissement Ω et pour différentes températures adiabatiques (T_{adiab}).

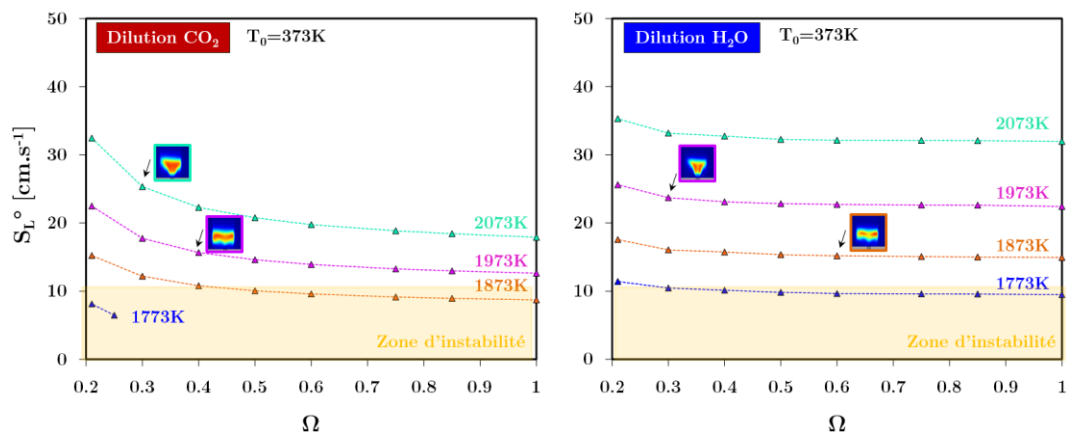


FIGURE 6-15. Vitesse de flamme laminaire (S_L^0) en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω), pour différentes températures de flammes adiabatique (1773, 1873, 1973 et 2073K). A gauche diluant CO₂, à droite diluant H₂O.

A partir de la Fig.6-15 on peut émettre les remarques suivantes :

- Dans le cas de la dilution au CO₂, la vitesse de flamme laminaire diminue assez fortement quand l'enrichissement Ω augmente notamment pour les faibles valeurs d'enrichissement, alors qu'elle décroît lentement dans le cas de la dilution en H₂O.
- Pour une même condition (Ω , T_0 , T_{adiab}) et dans le cas de la dilution en CO₂, la vitesse de flamme laminaire est toujours plus petite que dans le cas de la dilution H₂O. Pour les valeurs élevées de Ω , l'écart est de l'ordre de 15 cm.s⁻¹ pour 2073 K et 7 cm.s⁻¹ pour 1873 K.
- Pour la condition 1773 K, l'impossibilité de stabiliser la flamme s'explique facilement par les très faibles vitesses de flammes laminares qui sont toutes largement en-dessous de la limite d'extinction de 10 cm.s⁻¹.

Ces réductions de vitesse de flamme laminaire en fonction de l'enrichissement (Ω) et la température de flamme adiabatique (T_{adiab}) sont suffisamment importantes pour occasionner des modifications de structures de flamme entre la dilution au CO_2 et celle de la vapeur d'eau H_2O . On retrouve d'ailleurs globalement les mêmes vitesses de changement de structure indépendamment du diluant.

Les hauteurs de décrochage (H_d) et hauteurs de flammes (H_f) étant dépendantes de la structure de flamme, on observe sur la Fig.6.16 des différences entre la dilution en CO_2 et en H_2O pour une même condition (Ω , T_0 , T_{adiab}).

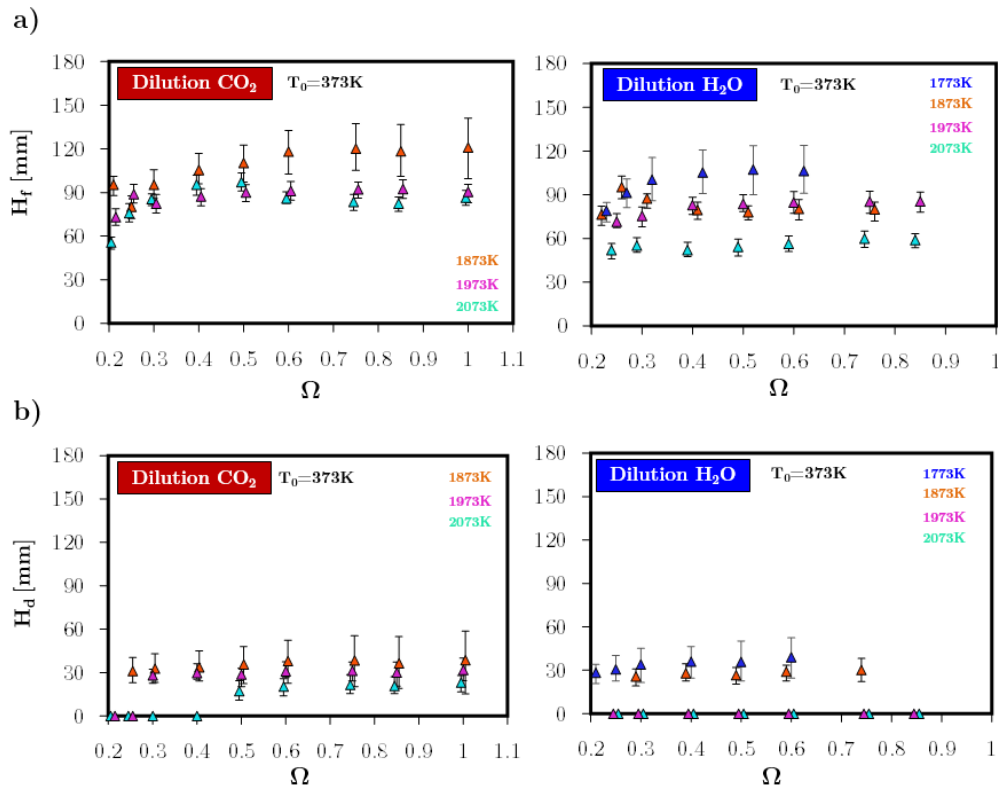


FIGURE 6-16. a) Hauteur de flamme (H_f) et b) Hauteur de décollement (H_d) en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω). Conditions de flamme : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073K), $T_0 = 373\text{K}$. $U=30\text{ m.s}^{-1}$ et $\phi=0,91$.

Cependant, si on se réfère à la même structure de flamme entre les deux diluants, les hauteurs et leurs fluctuations (instabilités) respectives deviennent équivalentes. Cela montre à nouveau, notamment pour la stabilité de la flamme l'intérêt de connaître la vitesse de flamme laminaire.

L'émission spontanée globale de chimiluminescence normalisée par le débit de méthane (\overline{CH}_0^*), est présentée sur la Fig.6-17.

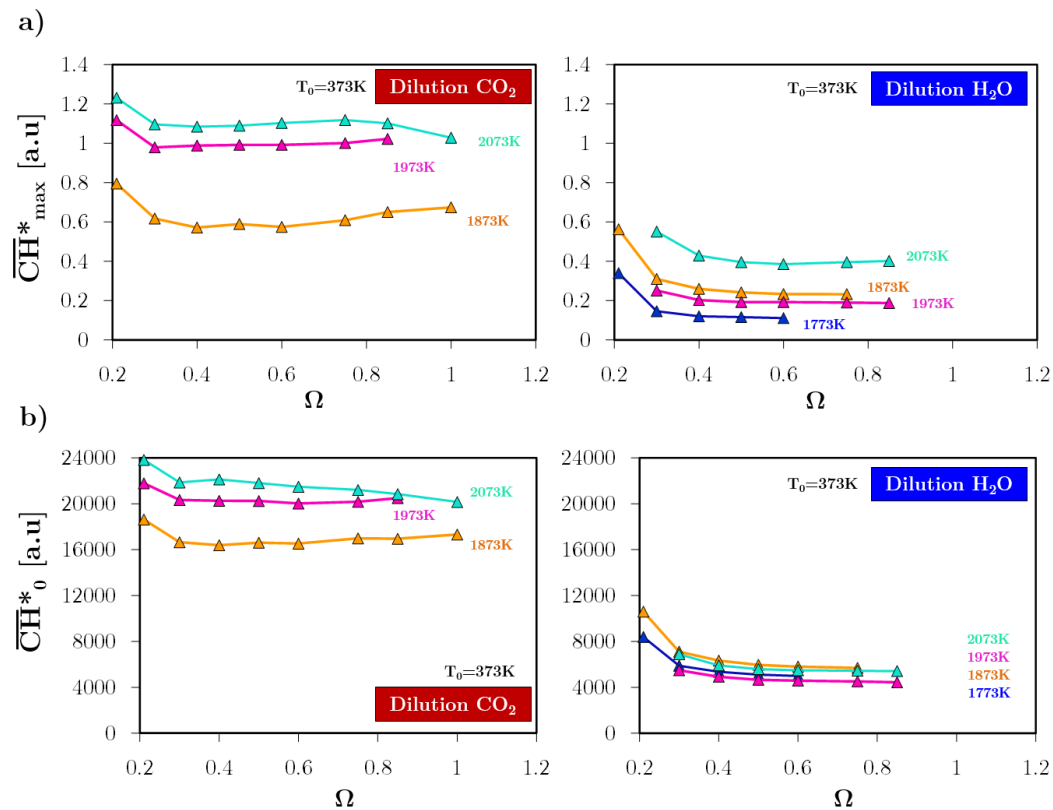


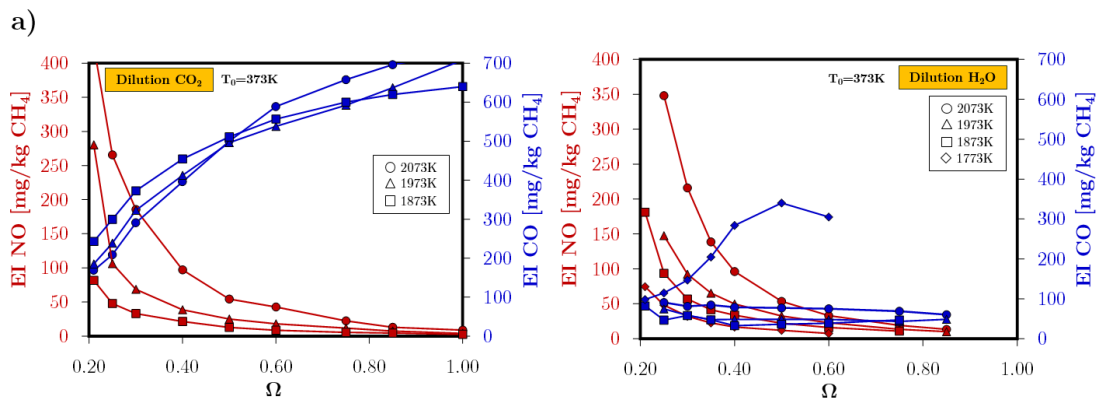
FIGURE 6-17. a) Emission maximale de chimiluminescence \overline{CH}_{max}^* et b) Emission moyenne de chimiluminescence normalisée par le débit de combustible \overline{CH}_0^* . Conditions de flamme : CH₄/O₂/N₂/H₂O/CO₂ pour 4 températures adiabatique de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), pour une température initiale $T_0 = 373$ K. $U=30$ m.s⁻¹ et $\phi=0,91$.

On constate sur la Fig.6-17 une chimiluminescence presque trois fois plus importante dans le cas de la flamme diluée au dioxyde de carbone CO₂ par rapport à celle diluée à la vapeur d'eau l'H₂O. Ceci indique probablement un effet de collisions (quenching) plus faible du CO₂ sur la désexcitation collisionnelle du radical CH par rapport à celui du H₂O. Cependant, dans le cas de la dilution au CO₂, (\overline{CH}_0^*) décroît assez fortement quand la température adiabatique de flamme augmente alors que ce paramètre est quasiment constant dans le cas de la dilution à la vapeur d'eau H₂O.

6.3.2 Emissions des polluants CO et NO

Sur la Fig.6-18, les émissions normalisées de NO et de CO sont reportées ainsi que la composition des espèces majoritaires en fonction de l'enrichissement Ω pour différentes températures adiabatique de flamme (T_{adiab}) et pour les deux conditions de dilutions (CO₂ et H₂O). Comme pour le NO, nous avons quantifié le monoxyde de carbone en normalisant l'indice d'émission par la fraction molaire de CO₂ (EI_{CO}^0), selon l'équation suivante :

$$EI_{\text{CO}}^0 = \frac{EI_{\text{CO}}}{X(\text{CO}_2)} \quad (\text{eq.6-2})$$



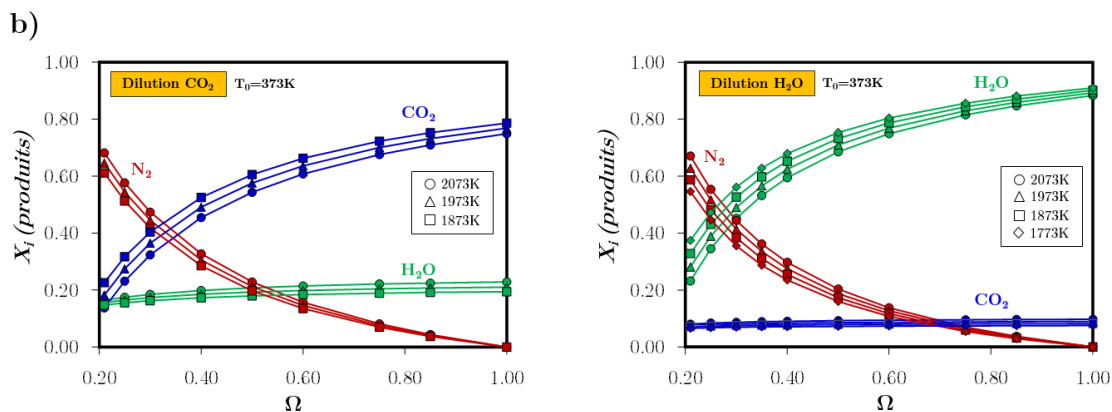


FIGURE 6-18. a) Indice d'émission EINO (rouge) et EICO (bleu) en fonction de Ω , b) fraction molaires des espèces majoritaires en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω). A gauche diluant le dioxyde de carbone CO_2 , à droite diluant la vapeur d'eau H_2O pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), $T_0 = 373$ K. $U=30$ m.s⁻¹ et une richesse fixe $\phi=0,91$

Bien que les structures de flamme soient différentes entre les flammes diluées au CO_2 et H_2O , on peut noter que les émissions de NO évoluent quantitativement de façon très similaire en fonction de l'enrichissement Ω et de la température adiabatique T_{adiab} . Les émissions de NO diminuent fortement avec la diminution de la température adiabatique de flamme et avec l'augmentation de Ω , c'est-à-dire, avec la diminution de la concentration en N_2 comme le montre la [Fig.6-18b](#).

La [Fig.6-19](#) présente les indices d'émission normalisée de NO et de CO, dans le cas des deux diluants (CO_2 et H_2O), en fonction de l'enrichissement Ω . La [Fig.6-20](#) présente les indices d'émission normalisée de CO et de NO, fonction de la température adiabatique de flamme, pour $\Omega=0,5$.

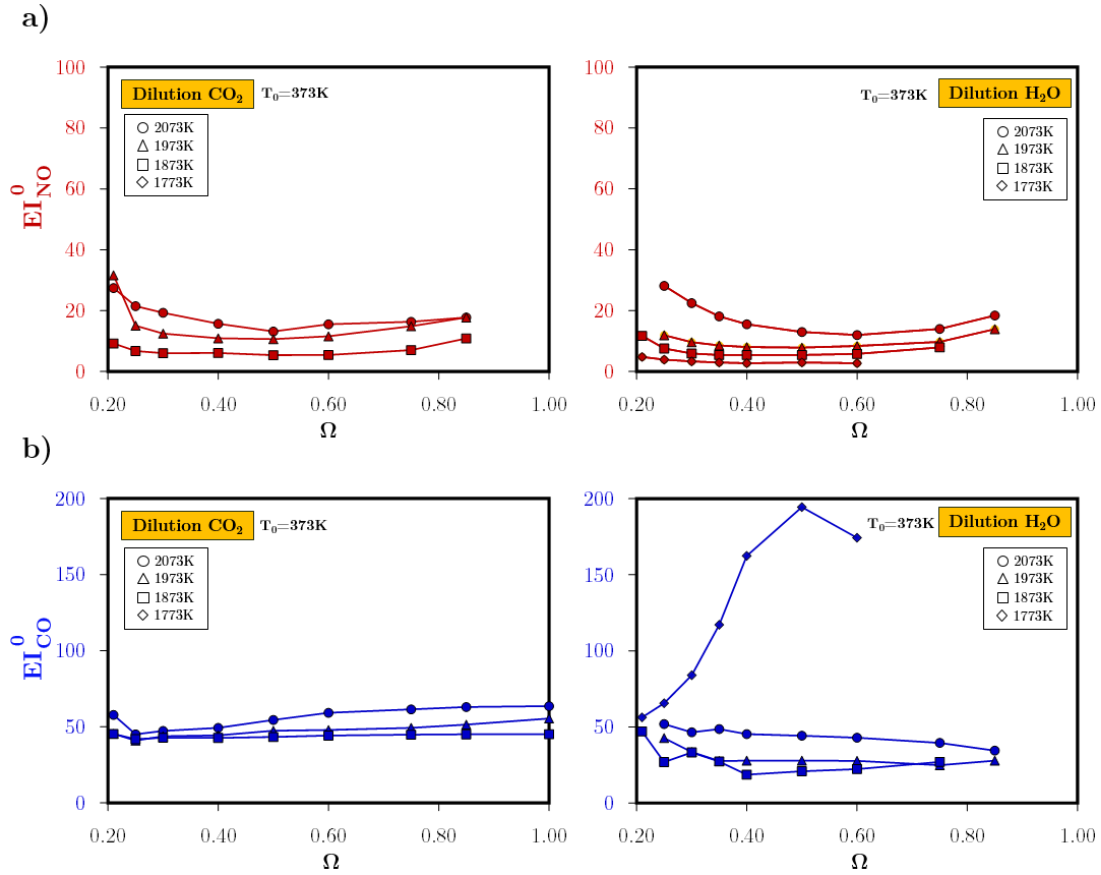


FIGURE 6-19. a) Indice d'émission normalisé de NO (EI_{NO}^0) et b) Indice d'émission normalisé de CO (EI_{CO}^0) en fonction de l'enrichissement Ω , pour les 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), $T_0 = 373$ K. $U=30$ m.s⁻¹ et $\phi=0,91$

Pour la flamme diluée au CO_2 , si on trace EI_{NO}^0 , on observe, à température adiabatique constante, sur la Fig.6-19a, une émission constante quel que soit l'enrichissement Ω . Si on compare ces émissions à celles de la flamme diluée à la vapeur d'eau H_2O , on retrouve des émissions équivalentes. Pour les deux diluants, l'émission normalisée décroît quand la température adiabatique (T_{adiab}) décroît. On notera cependant sur la Fig.6-20a une plus grande sensibilité en température avec le diluant CO_2

qu'avec H₂O. Cela montre que le modèle de *Zeldovich (1949)* est robuste et que la nature chimique du diluant (H₂O ou CO₂) semble avoir finalement peu d'effet sur la production de NO.

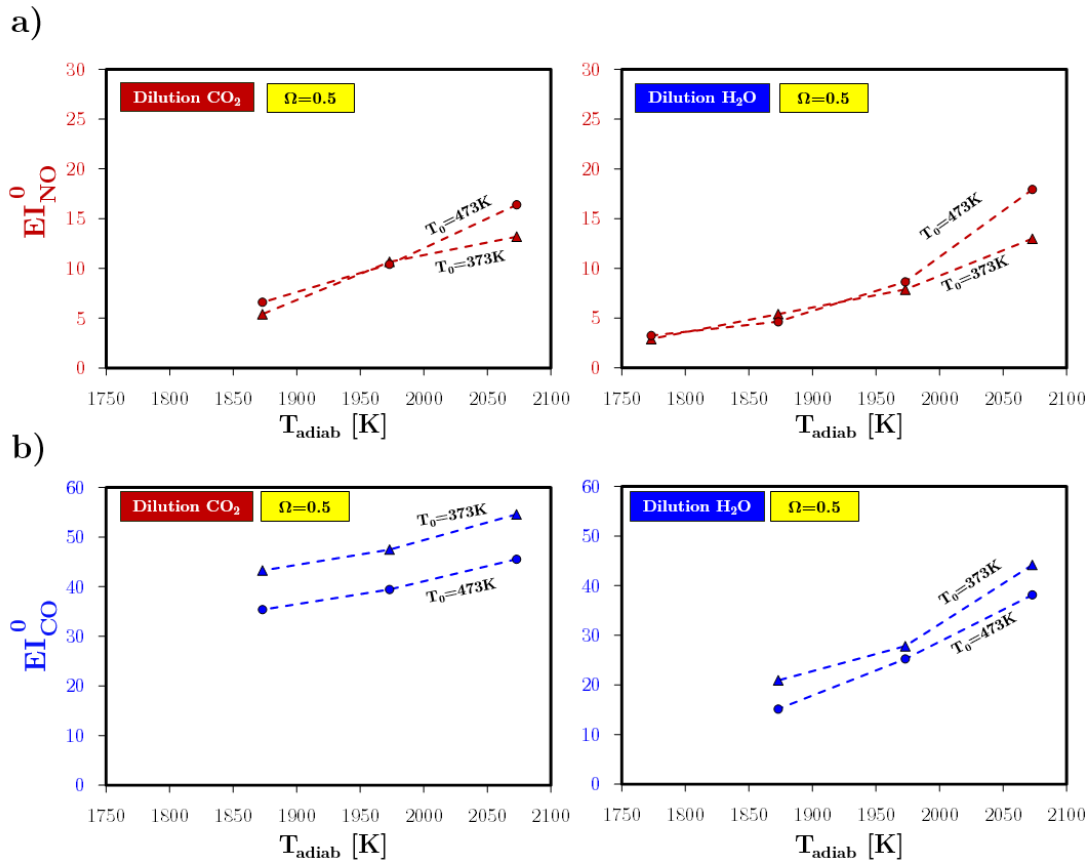


FIGURE 6-20. a) Indice d'émission normalisé de NO (EI_{NO}^0) et b) Indice d'émission normalisé de CO (EI_{CO}^0) en fonction de la température de flamme adiabatique (T_{adiab}) (1773, 1873, 1973, 2073 K), pour une température initiale $T_0 = 373$ et 473 K, pour une valeur d'enrichissement en dioxygène $\Omega = 0,5$ et une richesse $\phi = 0,91$.

Concernant les émissions de CO, on observe un comportement très différent entre les deux dilutions (H₂O et en CO₂). Alors qu'elles semblent constantes, quelle que

soit la valeur de l'enrichissement Ω pour la dilution à la vapeur d'eau H_2O , on observe sur la Fig.6-18a pour la dilution en CO_2 qu'elle augmente fortement quand Ω augmente et ceci quelle que soit la structure de flamme. Elles passent de 100 à 400 mg_{CO}/kg_{CH_4} pour respectivement $\Omega=0,21$ à 1. Si on compare les valeurs d'indice d'émission du CO (Fig.6-18a) et les valeurs de fraction molaire de CO_2 dans les produits de réaction (Fig.6-18b) on observe une nette corrélation. Ceci montre un lien fort entre la teneur en CO_2 présente dans les réactifs et la valeur des émissions de CO en sortie du foyer.

Pour les deux diluants, on observe une émission normalisée qui ne varie pas quand la température adiabatique est maintenue constante et ceci quel que soit Ω . Quand la température adiabatique augmente on observe une augmentation de l'émission normalisée EI_{CO}^0 .

On peut cependant noter une production de CO un peu plus élevée dans le cas de la dilution en CO_2 montrant probablement un effet chimique de la vapeur d'eau H_2O sur la production de CO. On peut également noter sur la Fig.6-20b que l'indice d'émission normalisé de CO est relativement moins sensible à la température dans le cas d'une dilution au CO_2 en comparaison à la dilution à la vapeur d'eau H_2O .

6.4 Influence de la richesse

6.4.1 Topologies et chimiluminescence des flammes

L'étude de l'effet des paramètres T_0 , T_{adiab} , Ω et de la nature du diluant a été réalisée dans les sections précédentes en maintenant constante la richesse à une valeur de

0,91, correspondant à une valeur d'excès d'oxygène (e) relativement faible, égale à 10%. Dans cette partie, nous avons étudié l'effet de la richesse sur la combustion diluée au dioxyde de carbone CO_2 et à la vapeur d'eau H_2O , en la faisant varier d'une condition proche de la stœchiométrie ($\phi = 0,95$) à une condition relativement pauvre ($\phi = 0,8$) (ces deux conditions correspondent respectivement à un excès d'oxygène (e) de 5% et 25%). Les autres paramètres du mélange réactif (T_0 , T_{adiab} , Ω) sont maintenus constants respectivement à 373 K, 1973 K et 0,5. Les conditions d'essais et l'ensemble des résultats expérimentaux sont reportés dans le [Tableau 6-1](#) et sur la [Fig.6-21](#) respectivement.

On observe sur la [Fig.6-21a](#) que la structure de flamme évolue avec la diminution de la richesse. Comme dans les paragraphes précédents, cette évolution de la structure de flamme peut s'expliquer par l'évolution de la vitesse de flamme ([Fig.6-21c](#)) qui augmente quand la richesse diminue (c'est-à-dire, quand l'excès d'oxygène augmente) et quand le diluant passe du CO_2 à l' H_2O . Cette augmentation de vitesse est directement liée à la diminution de la fraction molaire du diluant (H_2O ou CO_2) dans les réactifs ([Fig.6-21d](#)) induite par les légères augmentations des fractions molaires du diazote N_2 et du dioxygène O_2 issue de la diminution de la richesse. Du fait de la valeur particulière de $\Omega=0,5$, on peut par ailleurs noter que $X(\text{O}_2) = X(\text{N}_2)$.

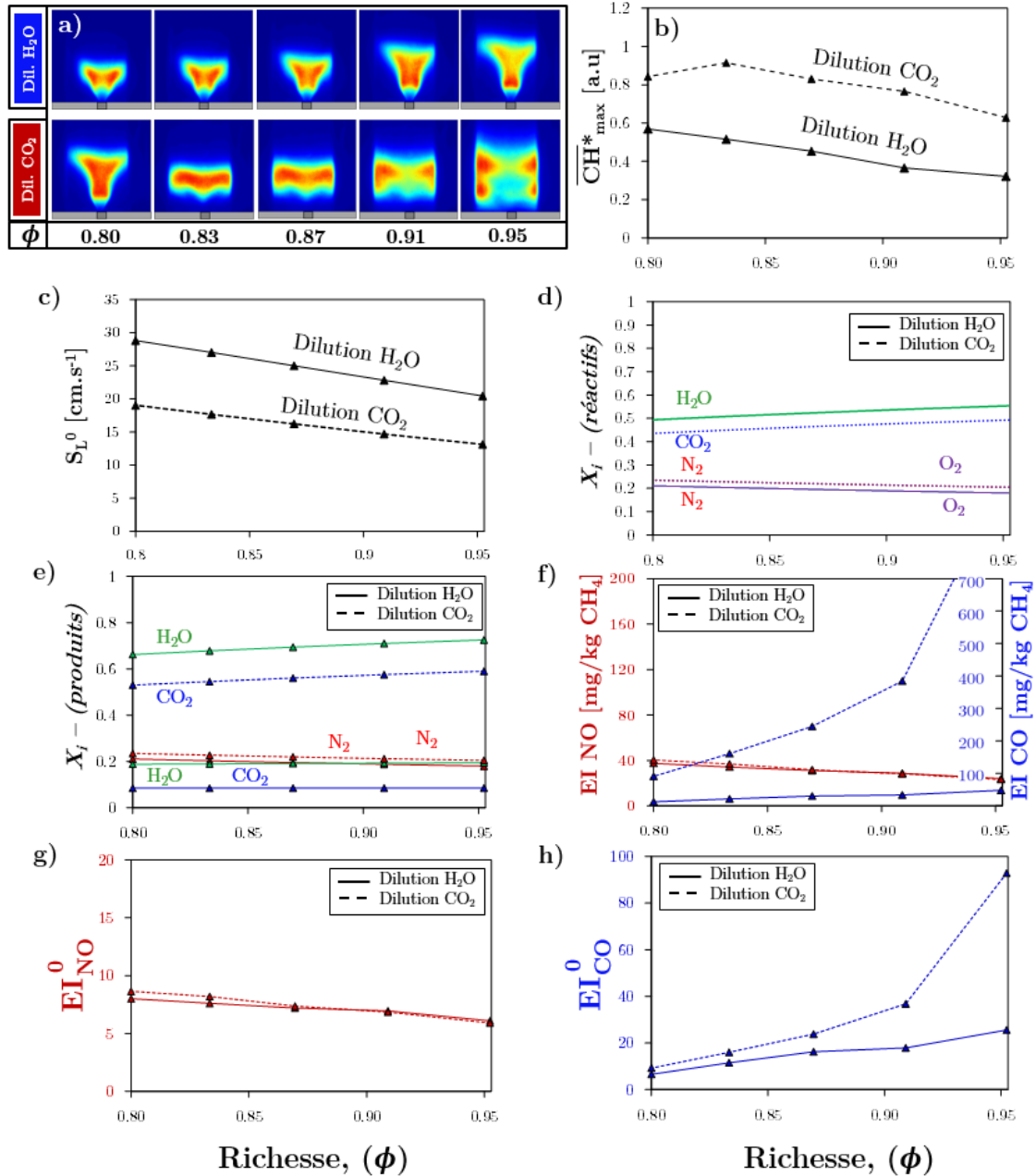


FIGURE 6-21. Ensemble des résultats obtenus sur la flamme diluée en CO₂ et H₂O en fonction de l'excès d'O₂. $T_0=373\text{K}$, $T_{\text{adiab}}=1973\text{K}$, $\Omega = 0,5$. a) Image moyenne par chimiluminescence, b) Intensité maximale de CH*, c) vitesse laminaire de flamme, d) composition des réactifs, e) compositions des espèces majoritaires des produits, f) Indice d'émission des polluants CO et NO, g) EI_{NO}^0 , h) EI_{CO}^0 .

6.4.2 Emissions des polluants CO et NO

Concernant les émissions polluantes, on peut noter sur la Fig.6-21f que les indices d'émissions de NO sont équivalents pour les deux diluants (CO₂ et H₂O) et qu'ils augmentent légèrement quand l'excès d'air augmente (i.e. que la richesse diminue). La température adiabatique étant constante, ce n'est pas l'effet thermique qui explique cette augmentation mais plutôt les augmentations simultanées des fractions molaires de diazote N₂ et de dioxygène O₂ dans les réactifs ou dans les produits (respectivement Fig.6-21d, Fig.6-21e) qui jouent sur le taux de production de NO. Sur la Fig.6-21g, on observe que le taux de conversion du diazote N₂ en monoxyde d'azote NO augmente légèrement avec l'excès d'air. La similitude du taux de conversion du NO entre celui de la flamme diluée au CO₂ et celle diluée à l'H₂O tend à montrer que leurs effets chimiques respectifs sur la production de NO sont identiques ou sinon très faibles.

Concernant les émissions de CO, on observe une très grande différence des émissions de CO entre la flamme diluée au dioxyde de carbone CO₂ et celle diluée à la vapeur d'eau H₂O. Comme attendu, la flamme diluée au CO₂ émet beaucoup plus de CO que celle diluée à l'H₂O. Cependant, si on corrige la production de CO de la présence du CO₂ contenu dans les réactifs, on observe sur la Fig.6-21h que les taux de conversion du CO₂ sont identiques à faible richesse (i.e. à fort excès d'oxygène) entre les deux diluants. Cependant, à très forte richesse (par exemple à $\phi = 0,95$), le taux de conversion est bien plus important (environ 3 à 4 fois plus grand) dans le cas de la flamme diluée au CO₂ que dans celui de la flamme diluée à la vapeur d'eau H₂O. Cela peut être expliqué, comme cela a été montré précédemment, par le caractère

instable de la flamme diluée au CO_2 (Fig.6-21a), dans ce cas précis de type I I, engendrée par les très faibles vitesses de flamme laminaires (Fig.6-21b). Pour rappel, la plus grande sensibilité à l'extinction locale de ces flammes à faible vitesse laminaire induit des lâchers de poche de gaz imbrûlés et par conséquent du CO qui n'a pas eu le temps ou la possibilité de s'oxyder en CO_2 avant de sortir de la chambre de combustion. Si on suppose que ce « surtaux » de conversion global du CO_2 en CO est parfaitement expliqué par ces extinctions locales dans le cas de ces flammes diluées au CO_2 , alors le taux de conversion « chimique », c'est-à-dire, non perturbé par les extinctions locales, peut être représenté finalement par celui de la flamme diluée à l' H_2O (Fig.6-21h). On peut alors noter un effet bénéfique de la réduction de la richesse (cf. augmentation de l'excès d'oxygène) puisque le taux de conversion « chimique » du CO_2 diminue linéairement d'un facteur au moins 2 entre la condition correspondant l'excès d' O_2 de 5% et celle correspondant à $e=25\%$ (c'est-à-dire quand la richesse diminue de 0,95 à 0,8).

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons clairement montré que la structure et la stabilité de la flamme sont liées principalement à la vitesse laminaire de flamme qui dépend elle, uniquement des conditions de mélange, de température et de pression initiales du mélange réactif, c'est-à-dire, de l'enrichissement en dioxygène Ω , de la richesse ϕ , de la température de préchauffage des réactifs (T_0), de la température de flamme adiabatique (T_{adiab}) et également de la nature du diluant.

Concernant les émissions polluantes :

- A richesse constante, nous avons montré, quel que soit le diluant et quelle que soit la structure de flamme, que le taux de conversion du N_2 du mélange réactif en NO ne dépendait que de la température adiabatique de la flamme. Il en résulte que l'utilisation d'un diluant (CO_2 ou H_2O) en remplacement du N_2 de l'air, à température adiabatique constante, permet de réduire grandement les émissions de NOx dans ce type de flammes.
- De même, nous avons montré que le taux de conversion chimique du CO_2 en CO ne dépendait que de la température adiabatique et pas ou peu du diluant (CO_2 ou H_2O). La production nette de CO devient donc un inconvénient pour une combustion avec dilution en CO_2 , qui est couramment utilisée en oxy-combustion. De plus, la « forte » diminution de la vitesse de flamme par ajout de CO_2 peut générer des émissions de CO supplémentaires par déstabilisation de la combustion.
- A contrario, la dilution à la vapeur d' H_2O devient alors une solution extrêmement attractive, puisqu'elle permet de réduire à la fois les émissions de NOx et de CO par la diminution simultanée de la concentration en N_2 et en CO_2 dans les produits de combustion. De plus, le risque de déstabilisation de la flamme par ajout de vapeur d' H_2O est moins grand que dans le cas de l'ajout de CO_2 .
- Les contraintes thermiques des matériaux des foyers peuvent devenir un frein au développement de ces flammes diluées notamment au CO_2 car

le maintien ou la baisse de la température adiabatique de combustion tend à changer la structure de flamme vers des structures de flamme plus instables et potentiellement plus émettrices de CO.

- Bien que l'utilisation d'oxygène en excès soit une contrainte économique aux procédés de captage du CO₂, son augmentation (c'est-à-dire, la diminution de la richesse) a un effet très bénéfique sur la réduction des émissions de CO. Cependant, cet avantage est en partie contrebalancé par une légère augmentation des émissions de NO.

Annexe

1 Résultats de la comparaison des flammes swirlées diluées au dioxyde de carbone CO₂ et celles diluées à la vapeur d'eau H₂O à T₀=473K

Lors du développement de la campagne expérimentale pour les flammes swirlées de méthane/air enrichis en dioxygène diluées en H₂O et en CO₂, la température initiale a été fixée à 373 et 473 K. Dans le *Chapitre VI*, les résultats correspondants à une température initiale de 473 K pour les flammes diluées en CO₂ n'ont pas été présentés, pour des raisons de simplicité. Cependant, dans cette annexe, ils sont présentés et comparés avec celles obtenues dans le cas des flammes diluées en H₂O.

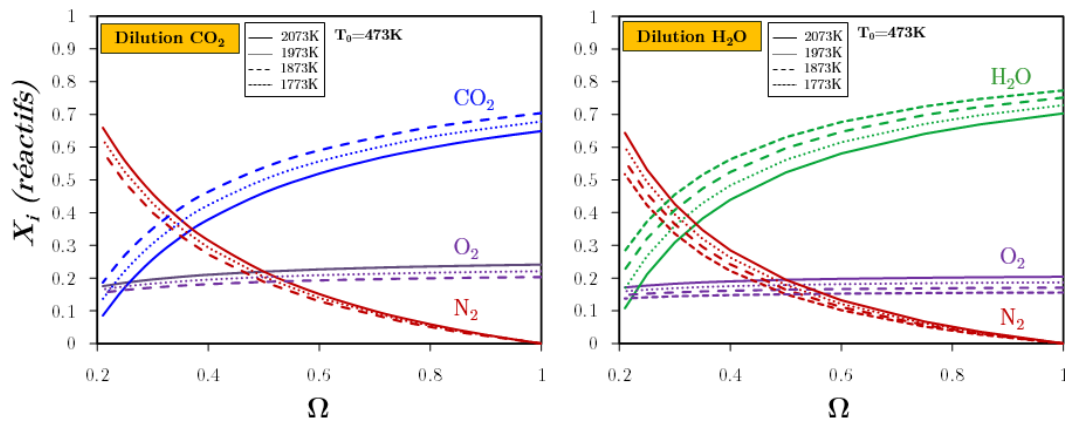


FIGURE A1-1. Fractions molaires des réactifs dilués au dioxyde de carbone CO₂ et à la vapeur d'eau H₂O, en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω , pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), $T_0 = 473\text{K}$ $U = 30\text{ m.s}^{-1}$ et une richesse fixe $\phi=0,91$.

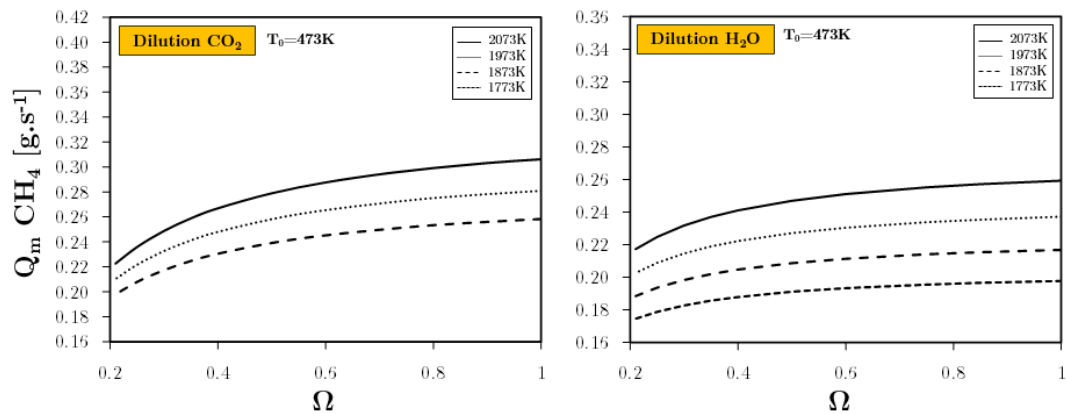


FIGURE A1-2. Débit massique de méthane pour les mélanges réactifs dilués au dioxyde de carbone CO₂ et à la vapeur d'eau H₂O, en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω , pour 4 températures de flamme adiabatique (1773, 1873, 1973 et 2073 K), $T_0 = 473\text{K}$ $U=30 \text{ m.s}^{-1}$ et une richesse fixe $\phi=0,91$.

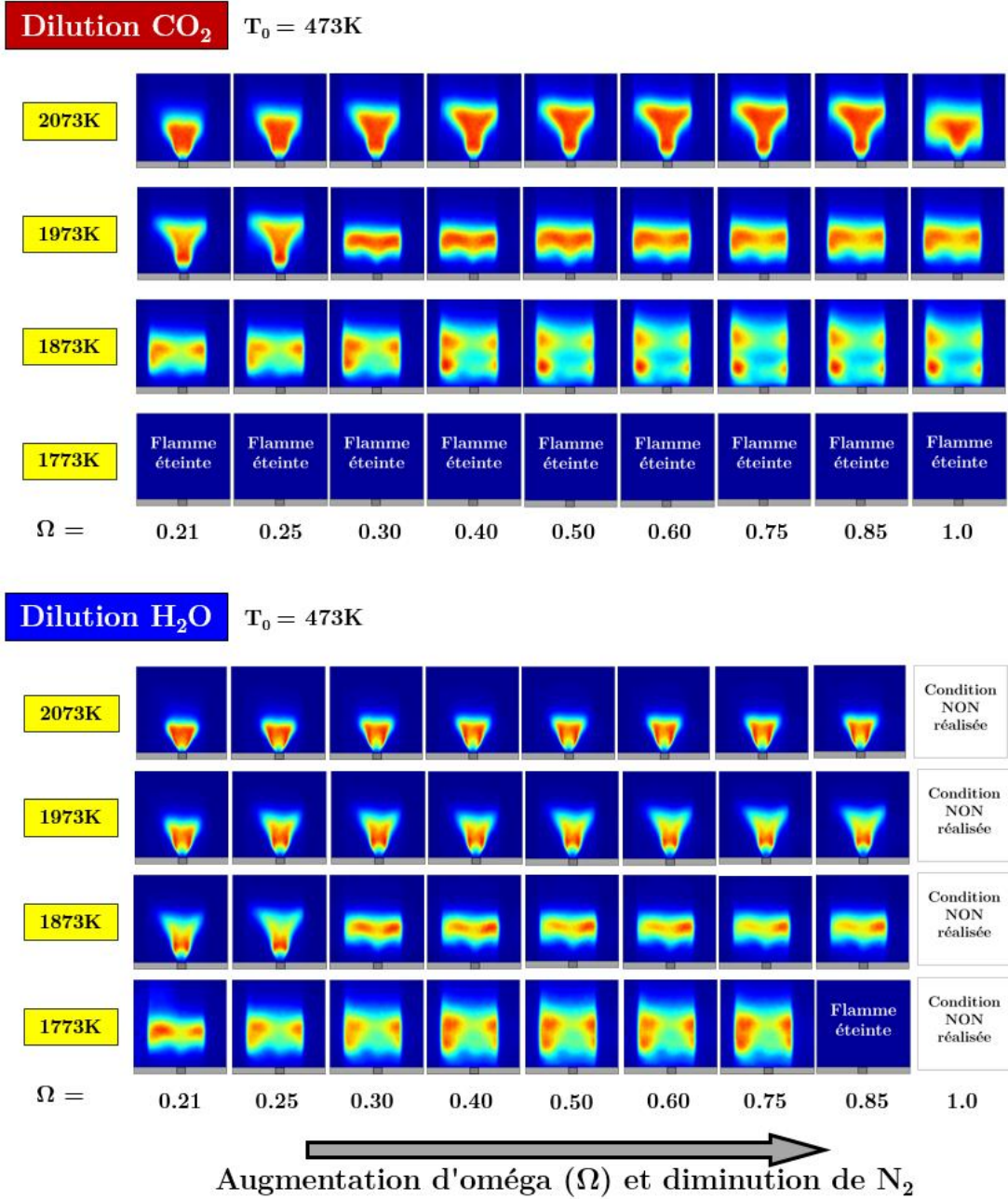


FIGURE A1-3. Images moyennes de chimiluminescence CH* du mélange en fonction de Ω : CH₄/O₂/N₂/H₂O/CO₂ pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), pour une température initiale $T_0 = 473K$ $U = 30 \text{ m.s}^{-1}$. Dilution : CO₂ (rouge), dilution : H₂O (bleu).

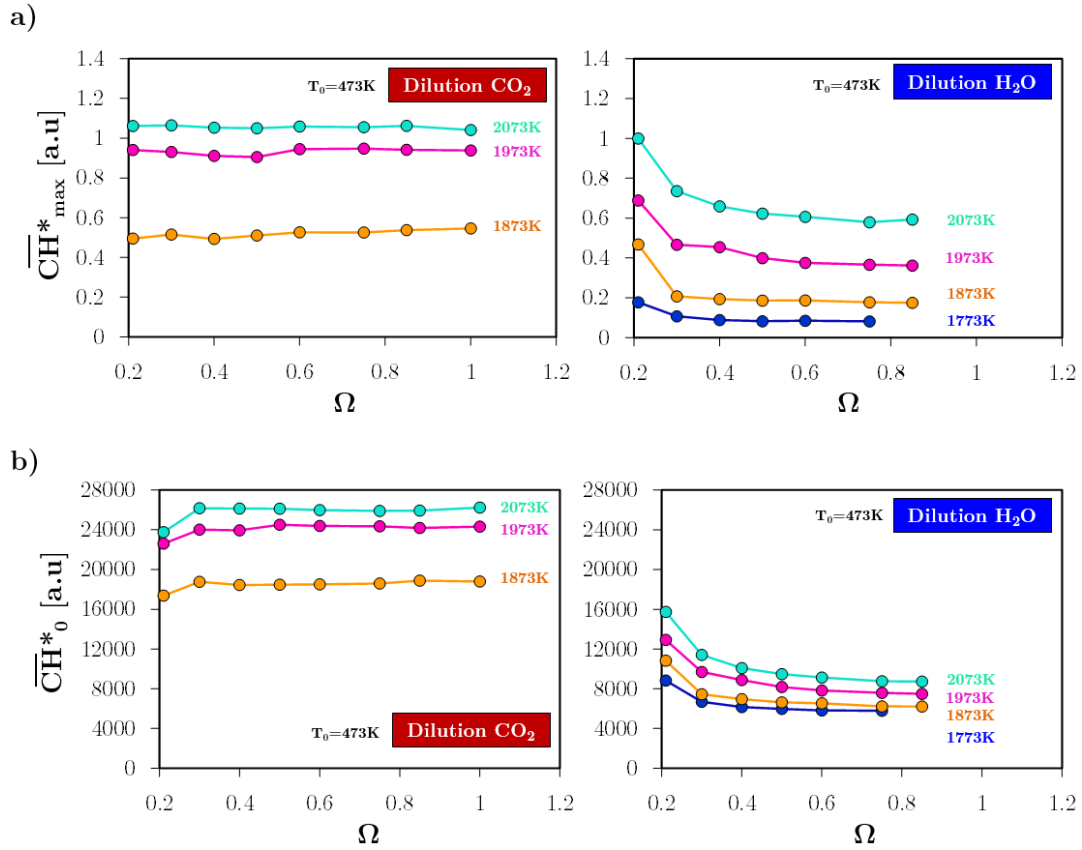


FIGURE A1-4. a) Émission maximale de chimiluminescence $\overline{CH^*}_{max}$ et b) émission moyenne de chimiluminescence normalisée par le débit de combustible $\overline{CH^*}_0$. Conditions de flamme : CH₄/O₂/N₂/H₂O/CO₂ pour 4 températures de flamme adiabatique (1773, 1873, 1773 et 2073 K), pour une température initiale $T_0 = 473K$ $U = 30 \text{ m.s}^{-1}$ et une richesse fixe $\phi = 0,91$. A gauche diluant CO₂, à droite diluant H₂O.

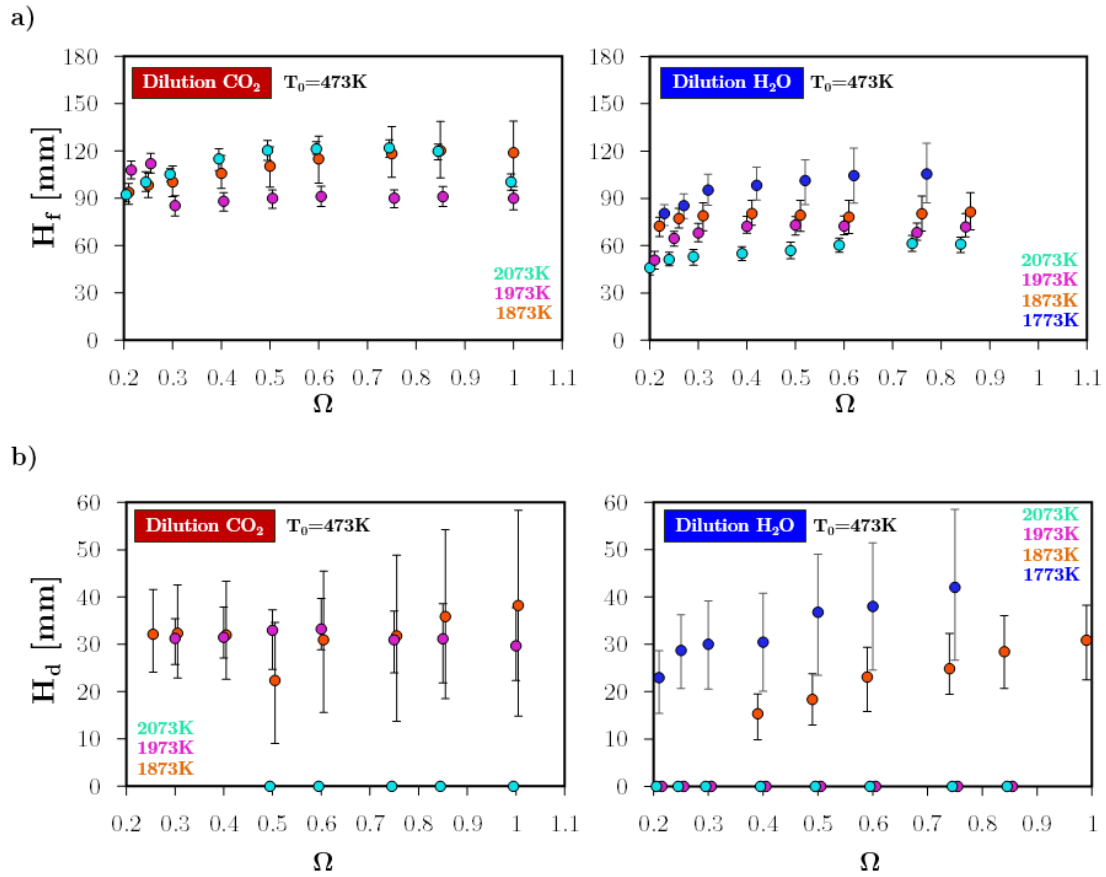


FIGURE A1-5. a) Hauteur de flamme (H_f) et b) hauteur de décollement (H_d) en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω). Conditions de flamme : CH₄/O₂/N₂/H₂O pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), pour une température initiale $T_0 = 473K$ $U = 30$ m.s⁻¹. A gauche diluant CO₂, à droite diluant H₂O.

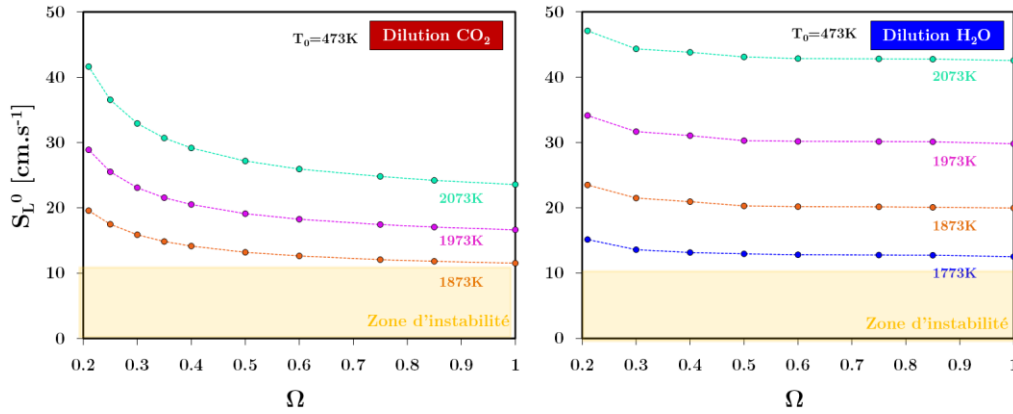


FIGURE A1-6. Vitesse de flamme laminaire (S_L^0) en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω), pour différentes températures adiabatiques de flammes. A gauche diluant : CO_2 , à droite : diluant H_2O .

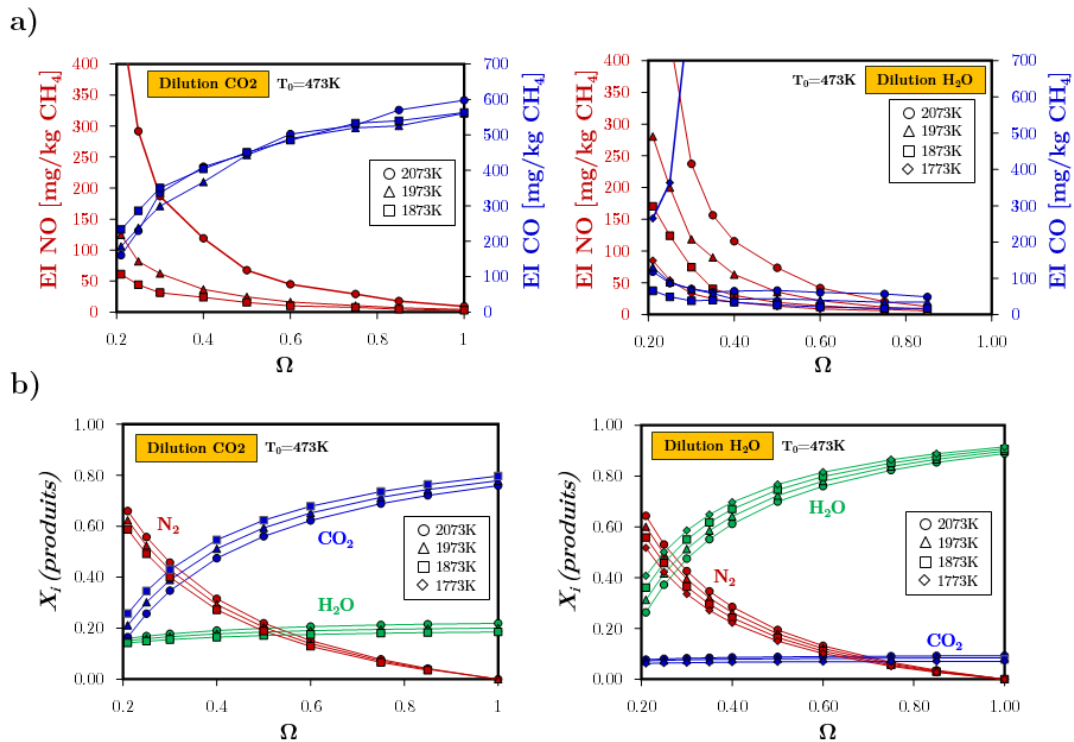


FIGURE A1-7. a) Indice d'émission EINO (rouge) et EICO (bleu) en fonction de Ω , b) fraction molaire des espèces majoritaires en fonction Ω . A gauche diluant : CO_2 , à droite diluant : H_2O pour 4 températures adiabatiques (1773, 1873, 1973 et 2073 K), $T_0 = 473\text{K}$ $U = 30 \text{ m.s}^{-1}$.

Conclusions et perspectives

Conclusion générale

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du projet COCC « Combustion Optimisée pour le Captage du CO₂ » qui porte sur l'étude d'une nouvelle méthode de combustion, combinant la recirculation des gaz de combustion (EGR), et l'utilisation d'air enrichi en oxygène (OEA). Pour cela, une analyse des effets de la dilution en vapeur d'eau H₂O et en dioxyde de carbone CO₂ sur les flammes de méthane CH₄/air enrichis en dioxygène O₂ dans le cas d'une combustion prémélangée pressurisée rencontrée dans les turbines à gaz, a été effectuée. Dans un premier temps dans un régime laminaire et dans un deuxième temps, dans un régime turbulent.

En régime laminaire :

- A l'aide d'une bombe sphérique, générant des flammes sphériques laminaires en propagation libre, nous avons mesuré les vitesses de flamme laminaire et les longueurs de Markstein, dans des conditions de haute pression et de haute température atteignant des pressions élevées de 0,5 MPa, des températures initiales de 473 K, des enrichissements en dioxygène de 100% et des dilutions à la vapeur d'eau de 80%. L'analyse des mesures a montré des résultats attendus comme la baisse de la vitesse de flamme laminaire pour une augmentation de la pression, une diminution de l'enrichissement en dioxygène et l'augmentation de la dilution en H₂O. Pour une température initiale donnée, elle a permis de proposer une corrélation permettant le calcul de la vitesse de flamme laminaire en fonction de la pression et de la dilution en H₂O.

- La très bonne concordance des mesures avec les prédictions numériques obtenues par le calcul de la vitesse dans le cas d'une flamme monodimensionnelle en propagation libre a permis de valider le schéma cinétique *GRIMech.3.0* utilisé dans ces conditions sévères de pression d'enrichissement et de dilution, conditions pour lesquelles ce schéma cinétique n'avait pas été développé ni déjà testé.
- La validation du schéma cinétique a permis de compléter la base de données (vitesse de flamme laminaire, température de flamme adiabatique, coefficient d'expansion, longueurs de Markstein, nombres de Lewis et épaisseur de flamme pour des conditions non atteignables expérimentalement). L'impact de l'augmentation de la pression initiale et de l'enrichissement sur l'apparition de cellularités à la surface des flammes via la longueur de Markstein a été démontré.
- Des calculs comparatifs sur la vitesse de flamme laminaire avec dilution d'H₂O « réel » ou dilution d'H₂O « inerte chimiquement » ont permis de montrer un effet thermique très important de la vapeur d'eau en comparaison à son effet chimique.
- L'examen des résultats a permis d'observer que pour une pression donnée, la vitesse de flamme laminaire ne dépendait que de la température adiabatique de combustion. Des corrélations ont été proposées.
- Des calculs réalisés dans des conditions compatibles (1,7 MPa) avec un cycle STIG de turbine à gaz associé à un procédé de captage du CO₂ par membrane

a permis de montrer un avantage environnementale (émission de CO) de la dilution à l'H₂O plutôt que celle au CO₂. Cette analyse a également permis de proposer des stratégies de répartition des diluants dans le foyer de combustion.

En régime turbulent :

- Les structures, la stabilité et les émissions polluantes d'une flamme CH₄/O₂/H₂O/CO₂/N₂ ont été étudiés et mesurés sur un brûleur atmosphérique confiné et swirlé. Les résultats montrent une évolution de ces trois paramètres en fonction de la richesse, de l'enrichissement en dioxygène, de la température de flamme adiabatique et de la température initiale.
- Indépendamment du diluant H₂O et CO₂, nous avons clairement montré que, la structure et la stabilité de la flamme pouvaient être prédites par la connaissance de la vitesse laminaire de flamme, qui dépend elle uniquement des conditions de mélange et de pression et de température initiales du mélange réactif, c'est-à-dire, de l'enrichissement en dioxygène Ω , de la richesse ϕ , de la température de préchauffage des réactifs (T_0), ainsi que de la température de flamme adiabatique (T_{adiab}).
- A richesse constante, nous avons montré que le taux de conversion du N₂ du mélange réactif en NO ne dépendait que de la température de flamme adiabatique indépendamment de la nature du diluant et de la structure de

flamme. Il en résulte que l'utilisation d'un diluant CO_2 ou H_2O en remplacement du N_2 de l'air à température de flamme adiabatique constante, permet de réduire grandement les émissions de NO_x dans ce type de flammes.

- De même, dans le cas des flammes « stables », nous avons montré que le taux de conversion chimique du CO_2 en CO ne dépendait que de la température adiabatique et pas ou peu du diluant (CO_2 ou H_2O). Autrement dit, du point de vue des émissions nettes de CO , la dilution au CO_2 utilisées « couramment » en oxycombustion devient un inconvénient en regard à la dilution à l' H_2O . De plus, dans le cas des flammes instables (faible température de flamme adiabatique, faible vitesse de flamme laminaire), les lâchers de gaz imbrûlés peuvent provoquer des émissions de CO supplémentaires extrêmement importantes.
- A contrario, la dilution à la vapeur d' H_2O devient alors une solution extrêmement attractive, puisqu'elle permet de réduire à la fois les émissions de NO et de CO par la diminution simultanée de la concentration de N_2 et de CO_2 dans les produits de combustion. A température adiabatique constante, les vitesses de flamme laminaire calculées dans le cas d'une dilution à l' H_2O étant toujours plus élevées que celle diluée au CO_2 , le risque de déstabilisation de la flamme est également plus faible.
- Les contraintes thermiques des matériaux des foyers peuvent devenir un frein au développement de ces flammes diluées notamment au CO_2 car le maintien ou la baisse de la température adiabatique de combustion tend à changer la

structure de flamme vers des structures de flamme plus instables et potentiellement plus émettrices de CO.

- L'augmentation de l'excès d'oxygène (c'est-à-dire, la diminution de la richesse) a un effet très bénéfique sur la réduction des émissions de CO. Cependant, cet avantage est contrebalancé par une légère augmentation des émissions de NO et par le coût important de la production d'oxygène.

Perspectives

Plusieurs perspectives pourraient être envisagées pour la poursuite de ces travaux :

- Des mesures de vitesses de flammes turbulentes pourraient être réalisées en fonction des paramètres initialement étudiés (X_{diluant} , Ω , P_0 , T_{adiaiab} et T_0) dans le cas laminaire. Elles seraient réalisées dans une enceinte sphérique dans laquelle il est possible de maîtriser et quantifier l'intensité de turbulence. Pour explorer plus finement les structures turbulentes et l'impact de l'intensité turbulente et de la nature du diluant, la PLIF OH basse cadence pourrait être mise en œuvre. Cette étude pourrait être ensuite appliquée au cas plus complexe de la flamme swirlée confinée dans laquelle la turbulence et l'aérodynamique sont fortement dépendantes des différentes zones du brûleur.
- Les émissions polluantes de NO et de CO mesurées en flamme swirlées confinées pourraient servir à valider des outils de calcul de type *Chemical Reactor Network*, permettant la modélisation du brûleur turbulent par un ensemble de réacteurs chimiques élémentaires en série. Pour ce faire, il est

envisagé de déterminer les temps de séjour et les volumes des réacteurs idéaux, qui mis en série, permettraient de modéliser le brûleur swirlé. Une campagne de mesure de vitesse par la technique optique PIV serait à programmer pour estimer ces paramètres dimensionnels. D'autre part, l'implantation du sous-mécanisme NO_mecha2.0, développé par [Lamoureux et al. \(2016\)](#), dans le mécanisme réactionnel *GRIMech.3.0* serait à effectuer afin de tirer profit des résultats de la première partie de cette thèse, à savoir la validation de ce mécanisme dans des conditions de forte dilution à la vapeur d'eau, tout en utilisant un mécanisme réactionnel de formation de NO en accord avec les résultats les plus récents.

- Enfin, dans un cadre plus large que le domaine scientifique de la combustion, il serait intéressant d'évaluer l'efficacité réelle du captage du CO₂ en couplant un module de captage par membranes aux gaz de combustion issus du brûleur swirlé.

Liste de figures

1.	Distribution de la production mondiale d'énergie.	18
1-1	Schéma de la structure de flamme laminaire 1D	33
1-2	Epaisseur de flamme de prémélange laminaire.	34
1-3	Représentation des vitesses de flamme	37
1-4	Représentation des différents types de flammes laminaires.	39
1-5	Représentation d'un élément δA sous l'effet de l'étirement.	44
1-6	Evolution de la vitesse de propagation laminaire en fonction de l'étirement.	50
1-7	Représentation des instabilités dues aux forces de gravité.	52
1-8	Schématisation des instabilités hydrodynamiques.	53
1-9	Effets des instabilités thermo-diffusives sur un front de flamme laminaire.	55
1-10	Evolution du nombre de Lewis effectif (Le_{eff}), des réactifs en excès (Le_D), en fonction de la richesse ϕ	57
1-11	Capacité calorifique à pression constante (C_p), en fonction de la température, pour les espèces CO_2 , H_2O , N_2 , O_2	60
1-12	Base de données sur l'étude de la vitesse de flamme laminaire pour les flammes stœchiométriques de $CH_4/N_2/O_2/H_2O$	64
2-1	Schéma de l'enceinte sphérique de combustion.	69
2-2	Schématisation de la technique d'ombroscopie.	71
2-3	Propagation d'une flamme enregistrée par la technique d'ombroscopie. Flamme $CH_4/O_2/H_2O$	72
2-4	Détermination du rayon de flamme sphérique par la technique ombroscopie.	74
2-5	Comparaison de deux flammes sphériques $CH_4/N_2/O_2/H_2O$, avec l'enrichissement en dioxygène (Ω) à 0,3 et à 0,5	76

2-6	Evolution ρ_b/ρ_u en fonction de la dilution en eau ($X(\text{H}_2\text{O})$), pour deux flammes $\text{CH}_4/\text{N}_2/\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$, une à $\Omega=0,3$ et l'autre à $\Omega=0,5$. . .	78
2-7	Evolution de la vitesse de flamme en fonction du rayon de flamme. Conditions : CH_4/air , $\phi=1,0$, $T_0=473\text{K}$, $P_0=0,5\text{MPa}$	79
2-8	Propagation d'une flamme cellulaire.	79
2-9	Représentation des flammes cellulaires par l'évaluation de la vitesse de flamme, en fonction de l'étirement de flamme.	80
2-10	Propagation d'une flamme fortement diluée à l'eau.	81
2-11	Profils des espèces et la température des gaz, en fonction de la distance du brûleur pour une flamme 1D prémélangée.	83
3-1	Vitesse de flamme laminaire en fonction de la dilution en vapeur d'eau, pour trois températures initiales : 300 – 393 – 473 [K].	90
3-2	Vitesse de flamme laminaire en fonction de la pression initiale, pour différents fractions molaires d'eau : $X(\text{H}_2\text{O})= 0$ à $0,2$	92
3-3	Vitesse de flamme laminaire en fonction de la dilution en eau, pour différents valeurs de $\Omega= 0,21$ à $1,0$ et $P_0=0,1$ et $0,5$ MPa	96
3-4	Evolution de l'écart relatif entre la vitesse de flamme laminaire calculée et celle mesurée pour les conditions de : la dilution H_2O ($X\text{H}_2\text{O}$), la variation de la pression initiale (P_0) et l'enrichissement en dioxygène O_2 (Ω).	99
3-5	La topologie et la stabilité d'une flamme sphérique stœchiométrique.	100
3-6	L'évolution d'une flamme sous les effets déstabilisant avec une longueur de Markstein négative.	103
3-7	Comparaison de deux topologies de flamme différents avec et sans dilution.	104
3-8	Comparaison de deux topologies de flamme différents avec et sans excès de dilution.	105
3-9	Différents critères de stabilité pour une flamme laminaire sphérique, en fonction de la dilution en eau	106
3-10	Température de flamme adiabatique avec et sans dissociation, en fonction de la dilution en eau.	108
3-11	Comparaison de la vitesse de flamme laminaire, en fonction de la pression initiale, pour le cas de dilution en H_2O et en FH_2O	110

3-12	Différence relative normalisée en fonction de la pression initiale. . .	112
3-13	Résultats de la corrélation : vitesse de flamme laminaire en fonction de la température de flamme adiabatique.	113
3-14	Schéma de la distribution du combustible, de l'OEA et des gaz de dilution dans la chambre de combustion OEASTIG.	115
3-15	Evolution de l'efficacité du rendement global de l'OEASTIG et de la composition du mélange en fonction de Ω_{OEA}	116
3-16	Composition initiale des espèces et la vitesse de flamme laminaire en fonction de l'enrichissement en dioxygène.	118
3-17	Fractions molaires des polluantes (CO et NO) en fonction de la distance du brûleur	121
3-18	Schéma de la distribution optimisée en H ₂ O et EGR de la chambre de combustion dans le cas de l'OEASTIG.	123
A1-1	Schéma du procédé de captage hybride	127
A1-2	Evolution du coût de captage du CO ₂ et efficacité thermique du cycle OEASTIG en fonction de la qualité OEA.	129
A1-3	Schéma de la distribution du combustible dans la chambre OEASTIG.	132
A2-1	Vitesse de flamme laminaire calculée, en fonction de l'enrichissement pour deux températures de flamme adiabatique (T_{adiab}) de: 2273 K (traite plein) et 2073 K (traite pointillés), deux diluants: H ₂ O (bleu) et CO ₂ (rouge), une température initiale (T_0) de: 700 K, deux pressions initiales (P_0) : 0,1 et 0,5 MPa et une richesse de mélange (ϕ) : 1,0.	134
4-1	Flammelettes de type : plissées et plissées avec poches.	141
4-2	Flammes de type « plissées épaissies ».	142
4-3	Lignes de courant moyennes dans le temps du champ d'écoulement d'une flamme de prémélange swirlée stabilisée.	145
4-4	Lignes de courant moyennées dans le temps du champ d'écoulement d'une flamme de CH ₄ /air prémélangée stabilisée.	146
4-5	Flammes CH ₄ /air prémélangées swirlées stabilisées avec et sans « bluff-body ».	147

4-6	Images capturées par OH-PLIF des flammes CH ₄ /air de type V et de type M.	149
4-7	Schématisation des zones du champ d'écoulement d'une flamme swirlée.	150
5-1	Brûleur mono-injecteur KIAI.	158
5-2	Plenum du brûleur.	159
5-3	Représentation de l'injecteur swirler.	160
5-4	Schéma du montage expérimental.	162
5-5	Conception du générateur de vapeur d'eau	164
5-6	Fraction molaire normalisée des radicaux CH et OH et la température des gaz, en fonction de la distance du brûleur.	168
5-7	Méthode de mesure de la hauteur et décollage de la flamme, image moyenne et la transformée inverse d'Abel.	171
6-1	Fractions molaires des réactifs en fonction de Ω , pour les 4 températures de flammes (2073, 1973, 1873, 1773 [K]) et pour 2 températures initiales $T_0=373$ et 473 [K].	177
6-2	Débit massique de méthane en fonction de Ω , pour les 4 températures de flammes (2073, 1973, 1873, 1773 [K]) et pour 2 températures initiales $T_0=373$ et 473 [K].	177
6-3	Images moyennes CH* chimiluminescence du mélange en fonction de Ω : CH ₄ /O ₂ /N ₂ /H ₂ O pour 4 températures de flamme (2073, 1973, 1873 et 1773 [K]) et pour deux températures initiales $T_0 = 373$ et 473 [K]).	179
6-4	a) Emission maximale de chimiluminescence \overline{CH}_{max}^* . b) émission moyenne de chimiluminescence normalisée par le débit de carburant \overline{CH}_0^* . Conditions de flamme : CH ₄ /O ₂ /N ₂ /H ₂ O pour 4 températures de flamme (2073, 1973, 1873 et 1773 [K]) et pour deux températures initiales $T_0 = 373$ et 473 [K].	180
6-5	Présentation des trois structures (V, M et I I) de flamme pour $\Omega = 0,5$. Ligne du haut : images moyennes de l'émissions spontanées CH*. Ligne du bas : transformées d'Abel des images correspondantes	181

6-6	Détermination de la hauteur de flamme et de la hauteur de décollement de la flamme à partir du contour de flamme obtenu sur chaque image instantanée. $T_0=373\text{K}$, $\Omega=0,5$ et pour quatre températures adiabatiques 2073, 1973, 1873 et 1773 [K].	183
6-7	a) Hauteur de flamme H_f et b) hauteur de décollement H_d en fonction de l'enrichissement en oxygène (Ω). Conditions de flamme : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour 4 températures de flamme (2073, 1973, 1873 et 1773 [K] et pour deux températures initiales $T_0 = 373$ et 473 [K].	184
6-8	Vitesse de flamme laminaire (S_L^0) en fonction de l'enrichissement en oxygène (Ω), pour différentes températures de flammes adiabatiques (T_{adiab}) : 2073K (vert), 1973K (violet), 1873K, (orange), 1773K (bleu). Les images moyennes des flammes obtenues par CH^* chimiluminescence sont également indiquées pour certaines conditions.	188
6-9	Emission moyenne de chimiluminescence normalisée $\overline{\text{CH}}_0^*$ en fonction S_L^0 . Conditions de flamme : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour 4 températures de flamme (2073, 1973, 1873 et 1773 [K]) $T_0 = 473$ K. . .	190
6-10	La production de EINO (rouge) et EICO (bleu), ainsi que la composition des espèces majoritaires des produits de combustion, en fonction de Ω . a) $T_0=373\text{K}$ et b) $T_0=473\text{K}$	191
6-11	a) Indice d'émission normalisé (EI_{NO}^0) en fonction de l'enrichissement en oxygène Ω et b) en fonction de la température de flamme adiabatique (T_{adiab}).	193
6-12	Fractions molaires des réactifs dilués en CO_2 et en H_2O , en fonction de Ω , pour 4 températures de flamme adiabatique (2073, 1973, 1873 et 1773 [K]), $T_0 = 373$ K.	195
6-13	Débit massique de méthane pour les mélanges réactifs dilués en CO_2 et en H_2O , en fonction de Ω , pour 4 températures de flamme adiabatique (2073, 1973, 1873 et 1773 [K]), $T_0 = 373\text{K}$	196
6-14	Images moyennes de chimiluminescence CH^* du mélange en fonction de Ω : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$ pour 4 températures de flamme adiabatique (2073, 1973, 1873 et 1773 [K]), $T_0=473$ [K]. $U = 30$ m.s^{-1} Dilution CO_2 (rouge), dilution H_2O (bleu).	197

6-15	Vitesse de flamme laminaire (S_L^0) en fonction de l'enrichissement en oxygène (Ω), pour différentes températures de flammes adiabatique. A gauche diluant CO_2 , à droite diluant H_2O	199
6-16	a) Hauteur de flamme (H_f) et b) hauteur de décollement (H_d) en fonction de l'enrichissement en oxygène (Ω). Conditions de flamme : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour 4 températures de flamme (2073, 1973, 1873 et 1773 [K]), $T_0 = 373$ K $U=30$ m.s ⁻¹ , A gauche diluant CO_2 , à droite diluant H_2O	200
6-17	a) Emission maximale de chimiluminescence $\overline{\text{CH}}_{max}^*$ et b) émission moyenne de chimiluminescence normalisée par le débit de carburant $\overline{\text{CH}}_0^*$. Conditions de flamme : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$ pour 4 températures de flamme adiabatique (2073, 1973, 1873 et 1773 [K]) $T_0 = 373$ K, $U = 30$ m.s ⁻¹ . A gauche diluant CO_2 , à droite diluant H_2O	201
6-18	a) Indice d'émission EINO (rouge) et EICO (bleu) en fonction de Ω , b) fraction molaires des espèces majoritaires en fonction de Ω . A gauche diluant CO_2 , à droite diluant H_2O pour 4 températures adiabatiques de flamme (2073, 1973, 1873 et 1773 [K]), $T_0 = 373$ K, $U = 30$ m.s ⁻¹	203
6-19	a) Indice d'émission normalisé de NO (EI_{NO}^0) et b) Indice d'émission normalisé de CO (EI_{CO}^0) en fonction de Ω , pour les 4 $T_{\text{adiab}} = 2073, 1973, 1873$ et 1773 [K] à $T_0 = 373$ K.	204
6-20	a) Indice d'émission normalisé de NO (EI_{NO}^0) et b) Indice d'émission normalisé de CO (EI_{CO}^0) en fonction de la température de flamme adiabatique (T_{adiab}), $T_0 = 373$ et 473 [K], $\Omega = 0,5$	205
6-21	Ensemble des résultats obtenues sur la flamme diluée en CO_2 et H_2O en fonction de l'excès d' O_2 . $T_0=373$ K, $T_{\text{adiab}}=1973$ K, $\Omega = 0,5$. a) Image moyenne par chimiluminescence, b) Intensité maximale de CH^* , c) vitesse laminaire de flamme, d) composition des réactifs, e) compositions des espèces majoritaires des réactifs, f) Indice d'émission des polluants CO et NO, g) NO/N_2 , h) CO/CO_2	208
A1-1	Fractions molaires des réactifs dilués au dioxyde de carbone CO_2 et à la vapeur d'eau H_2O , en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω , pour 4 températures adiabatiques de	

	flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), $T_0=473\text{K}$ $U=30\text{m.s}^{-1}$ et une richesse fixe $\phi=0,91$	213
A1-2	Débit massique de méthane pour les mélanges réactifs dilués au dioxyde de carbone CO_2 et à la vapeur d'eau H_2O , en fonction de l'enrichissement en dioxygène Ω , pour 4 températures de flamme adiabatique (1773, 1873, 1973 et 2073 K), $T_0 = 473\text{K}$ $U=30 \text{ m.s}^{-1}$ et une richesse fixe $\phi=0,91$	214
A1-3	Images moyennes de chimiluminescence CH^* du mélange en fonction de Ω : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$ pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), pour une température initiale $T_0 = 473\text{K}$ $U=30 \text{ m.s}^{-1}$. Dilution : CO_2 (rouge), dilution : H_2O (bleu)	215
A2-1	a) Emission maximale de chimiluminescence $\overline{\text{CH}}_{max}^*$ et b) émission moyenne de chimiluminescence normalisée par le débit de combustible $\overline{\text{CH}}_0^*$. Conditions de flamme : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$ pour 4 températures de flamme adiabatique (1773, 1873, 1773 et 2073 K), pour une température initiale $T_0 = 473\text{K}$ $U = 30 \text{ m.s}^{-1}$ et une richesse fixe $\phi=0,91$. A gauche diluant CO_2 , à droite diluant H_2O	216
A1-5	a) Hauteur de flamme (H_f) et b) hauteur de décollement (H_d) en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω). Conditions de flamme : $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour 4 températures adiabatiques de flamme (1773, 1873, 1973 et 2073 K), pour une température initiale $T_0 = 473\text{K}$ $U = 30 \text{ m.s}^{-1}$. A gauche diluant CO_2 , à droite diluant H_2O	217
A1-6	Vitesse de flamme laminaire (S_L^0) en fonction de l'enrichissement en dioxygène (Ω), pour différentes températures adiabatiques de flammes. A gauche diluant : CO_2 , à droite : diluant H_2O	218
A1-7	a) Indice d'émission EINO (rouge) et EICO (bleu) en fonction de Ω , b) fraction molaires des espèces majoritaires en fonction Ω . A gauche diluant : CO_2 , à droite diluant : H_2O pour 4 températures adiabatiques (1773, 1873, 1973 et 2073 K), $T_0 = 473\text{K}$ $U = 30 \text{ m.s}^{-1}$	218

Liste de tableaux

1-1	Vue d'ensemble des travaux présents dans la littérature portant sur la vitesse de flamme laminaire pour des flammes méthane/air enrichi en dioxygène et diluées à la vapeur d'eau.	61
1-2	Conditions expérimentales effectués dans la bombe sphérique	63
3-1	Valeurs numériques pour la nouvelle corrélation.	94
3-2	La réponse des effets déstabilisants avec les conditions de flammes.	107
3-3	Composition du mélange réactif à l'optimum de rendement de l'OEASTIG conduisant à des températures de flamme de 2073 et 2273 [K]. β est la fraction de diluant entrant dans la zone de combustion.	117
A1-1	Schéma des débits massiques de chaque fluide rencontré dans la centrale. Comparaison entre le cycle de référence STIG et le cycle OEASTIG. cycle: efficacité du cycle, C _{fuel} : débit du combustible, COEA: débit d'air enrichi en oxygène, CEGR: flux EGR, Turbine: débit dans la turbine, S _{Steam} : débit de vapeur et T _{Steam} : température de la vapeur.	130
A1-2	Compositions des mélanges réactifs dans la chambre de combustion AIR / STIG ($\phi = 0,48$ et $\Omega_{OAE} = 0,21$) et OEASTIG ($\phi = 1,0$ et $\Omega_{OEA} = 0,5$). Composition du mélange global et dans les zones de combustion conduisant à des températures de flamme de 2073K et de 2273K. β est la fraction de diluant entrant dans la zone de combustion.	132
5-1	Incertitudes dans la procédure des mesures des hauteurs de flammes.	170
6-1	Conditions expérimentales testées au cours de notre étude.	175

Références bibliographiques

- Abdelwahid. S., Nemitallah, M., Imteyaz, B., Abdelhafez, A., & Habib, M. (2018). *Effects of H₂ Enrichment and Inlet Velocity on Stability Limits and Shape of CH₄/H₂-O₂/CO₂ Flames in a Premixed Swirl Combustor*. *Energy & Fuels*, 32(9), pp. 9916-9925.
- Abraham J., F. Williams, and F. Bracco (1985). *A discussion of turbulent flame structure in premixed charges*. SAE Technical Paper 850345.
- Albin. E, H. Nawroth, S. Göke, Y. D'Angelo, C. O. Paschereit (2013). *Experimental investigation of burning velocities of ultra-wet methane-air-steam mixtures*. *Fuel Processing Technology*, vol. 107, pp. 27–35.
- Amato. A, R. Hudak, D. R. Noble, D. Scarborough, P. A. D'Carlo, J. M. Seitzman, T. M. Lieuwen (2010). *Methan oxy-combustion for low CO₂ cycles: measurements and modeling of CO and O₂ emissions*. Proceedings of ASME Turbo Expo 2010, June 14-18, 2010, Glasgow, UK.
- An. Q., A. M. Steinberg (2019). *The role of strain rate, local extinction, and hydrodynamic instability on transition between attached and lifted swirl flames*. *Combustion and Flame*, vol. 199.
- Andrews G.E. and D. Bradley (1972). *Determination of burning velocities: A critical review*. *Combustion and Flame*, 18:133–153.
- Aung, K.T., M.L. Hassan, G.M. Faeth, (1997). *Flame stretch interactions of laminar premixed hydrogen/air flames at normal temperature and pressure*. *Combustion and flame*, vol.109, pp. 1-24.

- Babkin V.S and A. V. V'Yun (1971). *Effect of water vapor on the normal burning velocity of a methane – air mixture at high pressures*. Combustion Explo Shock Waves, vol.3, pp. 339-41.
- Baker R.W, B. Freeman, J. Kniep, X. Wei, T. Merkel (2017). *CO₂ capture from natural gas power plants using selective exhaust gas recycle membrane designs*. International Journal of Greenhouse Gas Control, vol. 66, pp. 35-47.
- Barmaa M.C, R. Saidurb, S.M.A. Rahmand, A. Allouhie, B.A. Akashf, S. M. Saitg (2017). *A review on boilers energy use, energy savings, and emissions reductions*. Renewable and Sustainable Energy Reviews, vol.79, pp. 970–983.
- Bechtold J.K. and M. Matalon (1987). *Hydrodynamic and diffusion effects on the stability of spherically expanding flames*. Combustion and Flame, vol. 67, pp. 77–90. (1987).
- Bechtold J.K. and M. Matalon (2001). *The dependence of the Markstein length on stoichiometry*. Combustion and Flame, vol. 127, pp. 1906–1913.
- Becker. L.G., H. Kosaka, B. Böhm, S. Doost, R. Knappstein, M. Habermehl, A. Dreizler (2017). *Experimental investigation of flame stabilization inside the quarl of an oxyfuel swirl burner*. Fuel, vol. 201, pp. 124-135.
- Belaissaoui B, G. Cabot, M. S. Cabot, D. Willson, E. Favre (2013). *CO₂ capture for gas turbines: an integrated energy-efficient process combining combustion in oxygen-enriched air, flue gas recirculation, and membrane separation*. Chemical Engineering Science, vol. 97, pp. 256-263.
- Belaissaoui B., G. Cabot, M.S. Cabot, D. Willson, E. Favre. (2012). *An energetic analysis of CO₂ capture on a gas turbine combining flue gas recirculation and membrane separation*. Energy, vol. 38, pp. 167-17, 5.

- Bengtsson. K. U., P. Benz, R. Schären, C.E. Frouzakis (1998). *NyOx formation in lean premixed combustion of methane in a high-pressure jet-stirred reactor*. In Symposium (International) on Combustion, vol. 27 (1), pp. 1393-1399.
- Bhargava. A., M. Colket, W. Sowa, K. Casleton, D. Maloney (2000). *An experimental and modeling study of humid air premixed flames*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, vol.122 (3), pp. 405-411.
- Bianchi M, A. De Pascale, F. Melino, A. Peretto, S. Savic (2017). *Water Injection Evaporation in Frame 7EA Gas Turbine Wrapper*. In ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers.
- Bonhomme A., L. Selle, and T. Poinso (2013). *Curvature and confinement effects for flame speed measurements in laminar spherical and cylindrical flames*. Combustion and Flame, vol. 160, pp. 1208–1214.
- Borghini. R. and D. Escudie (1984). *Assessment of a theoretical model of turbulent combustion by comparison with a simple experiment*. Combustion and Flame, vol. 56, no. 2, pp. 149–164.
- Bosschaart K.J (2002). *Analysis of the heat flux method for measuring burning velocity*. PhD thesis.
- Boushaki. T, Y. Dhue, L. Selle, B. Ferret, T. Poinso (2012). *Effects of hydrogen and steam addition on laminar burning velocity of methane-air premixed flame: Experimental and numerical analysis*. Hydrogen Energy, vol. 37, pp. 9412-9422.
- Bradley D., M. Lawes, R. Mumby, P. Ahmed, (2018). *The stability of laminar explosion flames*. Proceedings of the Combustion Institute.

- Bradley D., P.H. Gaskell, and X.J. Gu (1996). *Burning velocities, markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames: a computational study*. *Combustion and Flame*, vol.104, pp.176–198.
- Bradley D., R. a. Hicks, M. Lawes, C. G. W. Sheppard, and R. Woolley (1998). *The measurement of laminar burning velocities and Markstein numbers for iso-octane-air and iso-octane-nheptane-air mixtures at elevated temperatures and pressures in an explosion bomb*. *Combustion and Flame*, vol. 115, pp. 126–144.
- Bradley. D. & C.M. Harper (1994). *The development of instabilities in laminar explosion flames*. *Combustion and Flame*, vol. 99, pp. 562-572.
- Brequigny P, G. Dayma, F. Halter, C. Mounaim-Rousselle, T. Dubois, and P. Dagaut (2015). *Laminar burning velocities of premixed nitromethane/air flames: An experimental and kinetic modeling study*. *Proceedings of the Combustion Institute*, vol.35, pp. 703–710.
- Brequigny P., C. Endouard, C Mounaïm-Rousselle, F. Foucher (2018). *An experimental study on turbulent premixed expanding flames using simultaneously Schlieren and tomography techniques*. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol.95, pp. 11-17.
- Buschhagen T., R. Gejji., J. Philo, L. Tran, J.E.P. Bilbao, C.D. Slabaugh (2018). *Experimental Investigation of Self-Excited Combustion Instabilities in a Lean, Premixed, Gas Turbine Combustor at High Pressure*. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol.140, pp.111503.
- C. Banyon, J.J. Rodriguez-Henriquez, G. Paterakis, Z. Malliotakis, K. Souflas, C. Keramiotis,... & P. Koutmos (2018). *A comparative study of the effect of varied reaction*

- environments on a swirl stabilized flame geometry via optical measurements.* Fuel, vol. 216, pp. 826-834.
- C. K. Law (1993). *A Compilation of Experimental Data on Laminar Burning Velocities.* Vol. 15 of Lecture Notes in Physics Monographs, chapter 2, pp 15–26. Springer Berlin Heidelberg.
- Cabot G, J.P. Chica Cano, S. De Persis, F. Foucher (2017). *Study of Experimental and Calculated Flame Speed of Methane/Oxygen-Enriched Flame in Gas Turbine Conditions As a Function of Water Dilution: Application to CO₂ Capture by Membrane Processes.* In ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers.
- Cabot. G, M. Calbry, P. Xavier, A. Vandell, S. de Persis, L. Pillier, B. Belaissaoui, E. Favre (2014). *Effect of CO₂ capture on combined cycle gas turbine efficiency using membrane separation, EGR and OEA effects on combustion characteristics.* Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2014.25781.
- Cadavid. Y., A. Amell, J. Alzate, G. Bermejo, G.A. Ebratt (2018). *Analysis of Water-Fuel Ratio Variation in a Gas Turbine With a Wet-Compressor System by Change in Fuel Composition.* Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, vol. 140(5), 052602.
- Cai. X, J. Wang, W. Zhang, Y. Xie, M. Zhang, Z. Huang (2016). *Effects of oxygen enrichment on laminar burning velocities and Markstein lengths of CH₄/O₂/N₂ flames at elevated pressures.* Fuel, vol.184, pp. 466-473.
- Caillat. S., (1999). *Combustion en atmosphere humide : étude d'une flamme methane/air confinée non prémélangee a swirl.* Thèse de doctorat. Rouen.

- Campa G, S.M Camporeale (2014). *Prediction of the thermoacoustic combustion instabilities in practical annular combustors*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 136(9), 091504.
- Cao X, J. Ren, M. Bi, Y. Zhou (2017). *Li. Experimental research on the characteristics of methane/air explosion affected by ultrafine water mist*. Journal of hazardous materials, vol. 324, pp. 489-497.
- Chaudhuri, S., V. Akkerman, C. K. Law (2011). *Spectral formulation of turbulent flame speed with consideration of hydrodynamic instability*. Phys. Rev. E - Stat. Non-linear, Soft Matter Phys., vol. 84, no. 2, pp. 1-14.
- Chen Z. (2011). *On the extraction of laminar flame speed and Markstein length from outwardly propagating spherical flames*. Combustion and Flame, vol. 158, pp. 291-300.
- Cheong. K.P, P. Li, F. Wang, J. Mi (2017). *Emissions of NO and CO from counter-flow combustion of CH₄ under MILD and oxyfuel conditions*. Energy, vol. 124, pp. 652-664.
- Chica Cano, J.P., G. Cabot, F. Foucher, S. de Persis (2018). *Effects of oxygen enrichment and water dilution on laminar methane flames at high pressure*. Fuel, vol.225, pp. 499-508.
- Chterev, I., C.W. Foley, D. Foti, S. Kostka, A.W. Caswell, N. Jiang, A. Lynch, D. R. Noble, S. Menon, J. M. Seitzman, T. C. Lieuwen (2014). *Flame and flow topologies in an annular swirling flow*. Combustion Sciences and Technology, vol. 186, p.p. 1041-74.
- Chung C.H. and C. K. Law (1984). *An invariant derivation of flame stretch*. Combustion and Flame, vol. 55, pp. 123-125, (1984).

- Clavin P. & F. Williams (1979). *Theory of premixed-flame propagation in large-scale turbulence*. Journal of Fluid Mechanics, 90(3), 589-604.
- Clavin P. (1985). *Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows*. Progress in Energy and Combustion Science, vol.11, pp. 1-59.
- Clavin P. and F.A. Williams (1982). *Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flows of large scale and low intensity*. Journal of Fluid Mechanics, vol.116, pp. 251-282.
- Clavin P. and G. Joulin (1983). *Premixed flames in large scale and high intensity turbulent flow*. Journal de Physique Lettres, vol.44, pp. 1-12.
- Cordier. M., A. Vandael, G. Cabot, B. Renou, and A. M. Boukhalfa (2013). *Laser induced spark ignition of premixed confined swirled flames*. Combustion Science and Technology, vol. 185, pp. 379-407.
- Coriton. B., J. H. Frank, A. Gomez (2013). *Effects of strain rate, turbulence, reactant stoichiometry and heat losses on the interaction of turbulent premixed flames with stoichiometric counterflowing combustion products*. Combustion and Flame, vol. 160, pp. 2442 - 2456.
- Correa S.M. (1992). *A review of NOx formation under gas turbine combustion conditions*. Combustion Sciences & Technology, vol. 87, 329.
- Creta F. and M. Matalon (2011). *Strain rate effects on the nonlinear development of hydrodynamically unstable flames*. Proceedings of the Combustion Institute, vol.33, pp. 1087-1094.

- Darrieus G (1945). *Propagation d'un front de flamme*. La Technique Moderne (Unpublished) en 1938. Congrès de Mécanique Appliquée en 1945.
- De Goey L.P.H., A. van Maaren and R. M. Quax (1993). *Stabilization of adiabatic premixed laminar flames on a flat flame burner*. Combustion Science and Technology, vol.92, pp. 201-207.
- De Persis S., F. Foucher, L. Pillier, V. Osorio, I. Gökalp (2013). *Effects of O₂ enrichment and CO₂ dilution on laminar methane Flames*. Energy, vol.55, pp. 1055-1066.
- Deminsky M., V Chorkov, G Belov, I Cheshigin, A Knizhnik, E Shulakova, M Shulakov, I Iskandarova, V Alexandrov, A Petrushev, I Kirillov, M Strelkova, S Umanski, B Potapkin (2003). *Chemical Workbench—integrated environment for materials science*. Computational Materials Science, vol. 28, pp. 169-178.
- Durox. D., J.P. Moeck, J.-F. Bourgoïn, P. Morenton, M. Viallon, T. Schuller, S. Candel (2013). *Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control*. Combustion and Flame, vol. 160 (9), pp. 1729–1742.
- Egolfopoulos F.N., P. Cho, and C.K. Law (1989). *Laminar flame speeds of methane-air mixtures under reduced and elevated pressures*. Combustion and Flame, vol.76, pp. 375–391, page 29.
- Egolfopoulos. F.N. & C.K. Law (1990). *Chain mechanism in the overall reaction order s in laminar flame propagation*. Combustion and Flame, vol. 80, pp.7-16.
- Emami M, H. Shahbazian, B. Sunden (2018). *On the Effect of Combustive Parameters and Various Air Flow Distribution on Combustion and NO_x/CO Emissions in an Industrial Gas Turbine Combustor*. Journal of Energy Resources Technology.

- Escudier, M., and J. Keller (1985). *Recirculation in swirling flow—a manifestation of vortex breakdown*. AIAA journal, vol. 23 (1), pp. 111-116.
- Faghih M., Z. Chen, J. Huo, Z. Ren, C.K. Law. (2018). *On the determination of laminar flame speed from low-pressure and super-adiabatic propagating spherical flames*. Proceedings of the Combustion Institute.
- Farokhipour A, E. Hamidpour, E. Amani (2018). *A numerical study of NOx reduction by water spray injection in gas turbine combustion chambers*. Fuel, vol. 212, pp. 173-186.
- Feikema, D., R. H. Chen, and J. F. Driscoll (1990). *Enhancement of flame blowout limits by the use of swirl*. Combustion and Flame, vol. 80 (2), pp. 183-195.
- Fooladgar, E., C.K. Chan (2017). *Effects of stratification on flame structure and pollutants of a swirl stabilized premixed combustor*. Applied Thermal Engineering, vol. 124, pp. 45–61.
- Fu, Y., J. Cai, S.-M. Jeng, and H. Mongia (2005). *Confinement effects on the swirling flow of a counter-rotating swirl cup*. In ASME Turbo Expo 2005, pp. 469-478. American Society of Mechanical Engineers.
- Galmiche B. (2014). *Caractérisation expérimentale des flammes laminaires et turbulentes en expansion*. Thesis.
- Galmiche B., F. Halter, F. Foucher, P. Dagaut (2011). *Effects of dilution on laminar burning velocity of premixed methane/air flames*. Energy & Fuels, vol.25, pp. 948-54.
- García-Armingol. T., Y. Hardalupas, A. Taylor, J. Ballester (2014). *Effect of local flame properties on chemiluminescence-based stoichiometry measurement*. Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 53, pp. 93–103.

- Gardiner, W. C. & Burcat, A. (1984). *Combustion chemistry* (p. 485). New York: Springer-Verlag.
- Gatti, M., R. Gaudron, C. Mirat, L. Zimmer, T. Schuller (2018). *Impact of swirl and bluff-body on the transfer function of premixed flames*. Proceedings of the Combustion Institute.
- Gaudron R., M. Gatti, C. Mirat, T. Schuller, (2017). *Impact of the injector size on the transfer functions of premixed laminar conical flames*. *Combustion and Flame*, vol.179, pp. 138-153.
- Giannakopoulos G.K., A. Gatzoulis, C. E. Frouzakis, M. Matalon, and A. G. Tomboulides (2015). *Consistent definitions of flame displacement speed and Markstein length for premixed flame propagation*. *Combustion and Flame*, vol.162, pp.1249–1264.
- Gladstone J.H. and T. P. Dale (1864). *Researches on the refraction, dispersion, and sensitiveness of liquids*. Philos, Trans. Roy. Soc, London. Vol. 153. Pp. 317-343.
- Göke. S., M. Füre, G. Bourque, B. Bobusch, K. Göckeler, O. Krüger,,... & C.O. Paschereit (2013). *Influence of steam dilution on the combustion of natural gas and hydrogen in premixed and rich-quench-lean combustors*. *Fuel processing technology*, vol. 107, pp. 14-22.
- Goldstein R. (2017). *Optical systems for flow measurement: Shadowgraph, schlieren, and interferometric techniques*. In *Fluid Mechanics Measurements, Second Edition* (pp. 475-532). Routledge.
- Göttlicher G., (2004). *The energetics of carbon dioxide capture in power plants*. US Department of Energy, National Energy Technology Laboratory.

- Gövert, S., D. Mira, J. B. Kok, M. Vázquez, G. Houzeaux, G. (2018). *The effect of partial premixing and heat loss on the reacting flow field prediction of a swirl stabi-lized gas turbine model combustor*. *Flow, Turbulence and Combustion*, 100 (2), pp. 503-534.
- Gu X.J., M.Z. Haq, M. Lawes, and R. Woolley (2000). *Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane-air mixtures*. *Combustion and Flame*, vol. 121, pp. 41–58.
- Guiberti. T., D. Durox, P. Scouflaire, T. Schuller (2015). *Impact of heat loss and hydrogen enrichment on the shape of confined swirling flames*. *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 35 (2), p.p 1385-1392.
- Gupta, A.K., D. Lilley, and N. Syred (1993). *Swirl flows*. Abacus Press, Cambridge.
- Haber. L.C., U. Vandsburger, W.R. Saunders, V.K. Khanna (2000). *An experimental examination of the relationship between chemiluminescent light emissions and heat-release rate under non-adiabatic conditions*. *ASME Turbo Expo 2000: Power for Land, Sea, and Air*, American Society of Mechanical Engineers.
- Habib, M. A., Nemitallah, M. A., & Badr, H. M. (2019). *Oxyfuel Combustion for Clean Energy Applications*. Springer.
- Halter F., C. Chauveau, N. Djebaili-Chaumeix, and I. Gokalp (2005). *Characterization of the effects of pressure and hydrogen concentration on laminar burning velocities of methane hydrogen-air mixtures*. *Proceedings of the Combustion Institute*, pp. 201–208.
- Halter F., T. Tahtouh, and C. Mounaim-Rousselle (2010). *Nonlinear effects of stretch on the flame front propagation*. *Combustion and Flame*, vol. 157, pp. 1825–1832.

- He Y., C. Zou, Y. Song, J. Luo, H. Jia, W. Chen,... & C. Zheng (2017). *Comparison of the characteristics and mechanism of CO formation in O₂/N₂, O₂/CO₂ and O₂/H₂O atmospheres*. Energy, vol. 141, pp. 1429-1438.
- Hermanns. R.T.E, A. A. Konnov, R. J. M. Bastiaans, L. P. H. De Goey, K. Lucka, H. Köhne (2010). *Effects of temperature and composition on the laminar burning velocity of CH₄+H₂+O₂+N₂ flames*. Fuel, vol. 89, pp.114–21. (2010).
- Hinton N., R. Stone, R. Cracknell and C. Olm (2018). *Aqueous ethanol laminar burning velocity measurements using constant volume bomb methods*. Fuel, vol. 214, pp 127-134.
- Hu. X., & Q. Yu (2018). *Effect of the elevated initial temperature on the laminar flame speeds of oxy-methane mixtures*. Energy, vol. 147, pp. 876-883.
- Huang Y., C.J. Sung, and J.A. Eng (2004). *Laminar flame speeds of primary reference fuels and reformer gas mixtures*. Combustion and Flame, vol.139, pp. 239–251.
- Huang, Y., V. Yang (2009). *Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion*. Progress in Energy and Combustion Science, vol. 35 (4).
- Huang. Y., V Yang (2004). *Bifurcation of flame structure in a lean-premixed swirl-stabilized combustor: transition from stable to unstable flame*. Combustion and Flame, vol. 136, p.p. 383-389.
- Huo, J., S. Yang, Z. Ren, D. Zhu, C.K. Law. (2018). *Uncertainty reduction in laminar flame speed extrapolation for expanding spherical flames*. Combustion and Flame, vol.189, pp.155-162.
- IEA (June 2018), International Energy Agency, *Statistical Review of World Energy*.

- Irwin, A. W. (1981). *Polynomial partition function approximations of 344 atomic and molecular species*. The Astrophysical Journal Supplement Series, vol.45, pp.621-633.
- Jandjel. D.G (2000). *Select the right compressor*. Chem Eng Prog, vol. 96, pp.15-29.
- Jarosinski J (1984). *The thickness of laminar flames*. Combustion and Flame, vol. 56, no. 3, pp. 337-342.
- Jarpala. R., N.V.S. Aditya Burle, M. Voleti, R. Sadanandan (2017). *Effect of Swirl on the Flame Dynamics and Pollutant Emissions in an Ultra-Lean Non-Premixed Model Gas Turbine Burner*. Combustion Science and Technology, vol. 189(10), p.p. 1832-1848.
- Jomaas. G., C.K. Law, J.K. Bechtold (2007). *On transition to cellularity in expanding spherical flames*. Journal of fluid mechanics, vol.583, pp.1-26.
- Jourdaine. P., C. Mirat, J. Caudal, A. Lo, T. Schuller (2016). *A comparison between the stabilization of premixed swirling CO₂-diluted methane oxy-flames and methane/air flames*. Fuel, vol. 201, pp. 156-164.
- Kang, Z., Chen, S., Wu, Z., Deng, J., Hu, Z., & Li, L. (2018). *Simulation Study of Water Injection Strategy in Improving Cycle Efficiency Based on a Novel Compression Ignition Oxy-Fuel Combustion Engine*. SAE International Journal of Engines, vol. 11, pp. 935-945.
- Karlovitz B., D. W. Denniston, D. H. Knapschaefer, and F. E. Wells (1953). *Fourth symposium (international) on combustion studies on turbulent flames*. Symposium (International) on Combustion, vol.4, pp. 613-620.
- Kee RJ, Rupley FM, Miller JA, Coltrin ME, Grcar JF, Meeks E, et al (2000). *Chemkin collection, release 3.7*. San Diego: Reaction Design.

- Kelley A.P. and C.K. Law (2007). *Nonlinear effects in the experimental determination of laminar flame properties from stretched flames*. In Eastern State Fall Technical Meeting, Chemical & Physical Processes in Combustion, University of Virginia (US).
- Kelley A.P. and C.K. Law (2009). *Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames*. *Combustion and Flame*, vol. 156 pp. 1844–1851.
- Khalil. A.E.E., and A. K. Gupta (2017). *Flame fluctuations in Oxy-CO₂-methane mixtures in swirl assisted distributed combustion*. *Applied Energy*, vol. 204, pp. 303–317.
- Khan A.R., S. Anbusaravanan, L. Kalathi, R. Velamati, C. Prathap (2017). *Investigation of dilution effect with N₂/CO₂ on laminar burning velocity of premixed methane/oxygen mixtures using freely expanding spherical flames*. *Fuel*, vol. 196, pp. 225-232.
- Klein K.A, Alvarado F.L (2004). *EES Engineering Equation Solver*, version 8.600 ND. Middleton: F-Chart Software.
- Kohse-Höinghaus K (2018). *Clean combustion: Chemistry and diagnostics for a systems approach in transportation and energy conversion*. *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 65, pp. 1-5.
- Konnov A.A, A. Mohammad, V. R. Kishore, N. L. Kim, C. Prathap, S. Kumar. (2018). *A comprehensive review of measurements and data analysis of laminar burning velocities for various fuel+ air mixtures*. *Progress in Energy and Combustion Science*, vol.68, pp. 197-267.
- Kornilov V.N., K.R.A.M. Schreel, L.P.H. De Goey. (2007). *Experimental assessment of the acoustic response of laminar premixed Bunsen flames*. *Proceedings of the Combustion Institute*, vol.31, pp. 1239-1246.

- Lafay Y, B. Taupin, G. Martins, G. Cabot, B. Renou, A. Boukhalfa (2007). *Experimental study of biogas combustion using a gas turbine configuration*. Experiments in fluids, vol.43, pp. 395-410.
- Lalmi. D., & R. Hadeif (2018). *Study of Swirl Contribution to Stabilization Turbulent Diffusion Flame*. In CFD Techniques and Energy Applications (pp. 179-194). Springer, Cham.
- Lamoureux. N., H. El Merhubi, L. Pillier, S. de Persis, P. Desgroux (2016). *Modeling of NO formation in low pressure premixed flames*. Combustion and Flame, vol. 163, pp. 557-575.
- Landau L.D. (1944). *On the theory of slow combustion*. Acta Physicochimica URSS, vol. 19, pp. 77-85.
- Lapalme. D., F. Halter, C. Mounaïm-Rousselle, P. Seers (2018). *Characterization of thermodiffusive and hydrodynamic mechanisms on the cellular instability of syngas fuel blended with CH₄ or CO₂*. Combustion and Flame, vol. 193, pp. 481-490.
- Lars E. Øi (2007). *Simulation of CO₂ Removal by Amine Absorption from a Gas Based Power Plant*. SIMS 2007 Conference, Göteborg, October 30-31st 2007, Aspen HYSYS.
- Lauer. M., & T. Sattelmayer (2010). *On the adequacy of chemiluminescence as a measure for heat release in turbulent flames with mixture gradients*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, vol.132 (6), 061502.
- Law C.K. (1989). *Dynamics of stretched flames*. Symposium (International) on Combustion, vol.22, pp. 1381-1402.

- Law. C.K (2006). *Combustion Physics*. Cambridge University Press. (p. 11, 17, 18, 19, 81, 92, 97).
- Le Cong. T and P. Dagaut (2009). *Experimental and Detailed Modeling Study of the Effect of Water Vapor on the Kinetics of Combustion of Hydrogen and Natural Gas, Impact on NOx*. Energy & Fuels, vol.23, pp. 725-734.
- Lefebvre AH (1999). ISBN 1-56032-673-5, *Gas turbine combustion*. Taylor & Francis.
- Lellek S, T. Sattelmayer (2017). *NOx formation and CO burnout in water injected, premixed natural gas flame as typical gas turbine combustor residence time*. Proceedings of ASME Turbo Expo. June 26-30, 2017, Charlotte, NC, USA.
- Lewis B. and G. Von Elbe (1987). *Combustion, Flames and Explosions of Gases*. Academic Press, 3rd edition.
- Lhuillier C., R. Oddos, L. Zander, F. Lückoff, K. Göckeler, C.O. Paschereit, N. Djordjevic (2017). *Hydrogen-Enriched Methane Combustion Diluted With Exhaust Gas and Steam: Fundamental Investigation on Laminar Flames and NOx Emissions*. In ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition .American Society of Mechanical Engineers.
- Li Y.H., G.B. Chen, Y.C. Lin, Y.C. Chao (2015). *Effects of flue gas recirculation on the premixed oxy-methane flames in atmospheric condition*. Energy, vol. 89, pp. 845-857.
- Li. G., M. Zhou, Z. Zhang, J. Liang, H. Ding (2018). *Experimental and kinetic studies of the effect of CO2 dilution on laminar premixed n-heptane/air flames*. Fuel, vol. 227, pp. 355-366. (2018).

- Li. M., Y. Tong, M. Thern, J. Klingmann (2017). *Influence of the Steam Addition on Premixed Methane Air Combustion at Atmospheric Pressure*. *Energies*, vol.10 (7), pp.1070.
- Li. M., Y. Tong, M. Thern, J. Klingmann (2017). *Investigation of methane oxy-fuel combustion in a swirl-stabilised gas turbine model combustor*. *Energies*, vol.10, pp. 648.
- Liang, W., F. Wu, C.K. Law, (2017). *Extrapolation of laminar flame speeds from stretched flames: Role of finite flame thickness*. *Proceedings of the Combustion Institute*, vol.36, pp. 1137-1143.
- Lieuwen T.C, V. Yang (2005). *Combustion instabilities in gas turbine engines: operational experience, fundamental mechanisms, and modeling*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- Lipardi A.C., P. Versailles, G.M. Watson, G. Bourque, J.M. Bergthorson (2017). *Experimental and numerical study on NO_x formation in CH₄-air mixtures diluted with exhaust gas components*. *Combustion and Flame*, vol.179, pp. 325-337.
- Liu. F., H. Guo, G. J. Smallwood (2003). *The chemical effect of CO₂ replacement of N₂ in air on the burning velocity of CH₄ and H₂ premixed flames*. *Combustion and Flame*, vol. 133, pp. 495-7.
- Londerville, S., Anderson, K., Baukal, C., & Bussman, W. (2018). *Water/Steam Injection for NO_x Reduction in Process Burners*. In ASME 2018 International Mechanical Engineering Congress and Exposition. American Society of Mechanical Engineers.
- Lyra. S., R.S. Cant (2013). *Analysis of high pressure premixed flames using Equivalent Reactor Networks for predicting NO_x emissions*. *Fuel*, vol. 107, pp. 261-268.

- Mallard E. and H. Le Chatelier (1881). *Sur la vitesse de propagation de l'inflammation dans les melanges explosifs*. Comptes rendus de l'Academie des Sciences, Paris, 93 :145, 1881.s, 93 :145, 18.
- Markstein G.H (1964). *Non-steady Flame propagation*. Pergamon Press.
- Markstein G.H. (1951). *Experimental and theoretical studies of flame-front stability*. Journal of the Aeronautical Sciences, vol.18, pp.199–209.
- Marsh R., J. Runyon, A. Giles, S. Morris, D. Pugh, A. Valera-Medina, P.Bowen. *Premixed methane oxycombustion in nitrogen and carbon dioxide atmospheres: measurement of operating limits, flame location and emissions*. Proceedings of the Combustion Institute. Proceedings of the Combustion Institute, 36(3), 3949-3958. (2017).
- Matalon M. (1983). *On Flame Stretch*. Combustion Science and Technology, vol. 31, pp. 169–181.
- Matalon M. and B. J. Matkowsky (1982). *Flames gas dynamic discontinuities*. J. Fluid Mechanics, vol. 124, pp. 239–259.
- Matynia A., J. Molet, C. Roche, M. Idir, S. de Persis, L. Pillier (2012). *Measurement of OH concentration profiles by laser diagnostics and modelling in high pressure counter-flow premixed àethane-air and biogas-air flames*. Combustion Flame, vol. 159, pp.3300–11.
- Mazas A (2010). *Etude des flammes prémélangées enrichies en oxygène: analyse des effets de dilution par la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone*. Doctoral dissertation, PhD thesis, Ecole Centrale des Arts et Manufactures (ECP).

- Mazas A., B. Fiorina, D. Lacoste, T. Schuller (2011). *Effects of water vapor addition on the laminar burning velocity of oxygen-enriched methane flames*. Combustion and Flame, vol. 158, pp. 2428-40.
- Mazas A., D. Lacoste, B. Fiorina, T. Schuller (2009). *Effects of water vapor addition on the laminar burning velocity of methane oxygen enhanced flames at atmospheric pressure*. Proceedings of the European Combustion Meeting.
- Mazas A., D. Lacoste, T. Schuller (2010). *Experimental and numerical investigation on the laminar flame speed of CH₄/O₂ mixtures diluted with CO₂ and H₂O*. ASME Turbo Expo; GT: 22512.
- Mercier. R., T. Guiberti, A. Chatelier, D. Durox, O. Gicquel, N. Darabiha, T. Schuller, and B. Fiorina (2016). *Experimental and numerical investigation of the influence of thermal boundary conditions on premixed swirling flame stabilization*. Combustion and Flame, vol. 171, pp. 42-58.
- Metghalchi. M and J.C Keck (1980). *Laminar burning velocity of propane-air mixtures at high temperature and pressure*. Combustion and Flame, vol. 156, pp. 143-145.
- Mitu M., V. Giurcan, D. Razus, D. Oancea (2017). *Inert gas influence on the laminar burning velocity of methane-air mixtures*. Journal of hazardous materials, vol.321, pp.440-448.
- Miyauchi. T, Y. Mori, H. Yamaguchi (1981). *Effect of steam addition on NO formation*. The combustion institute, 18th international symposium on combustion.
- Mueller C.J., J. F. Driscoll, D. J. Sutkus, W. L. Roberts, M. C. Drake, and M. D. Smooke (1995). *Effect of unsteady stretch rate on OH chemistry during a flame-vortex interaction: To assess flamelet models*. Combustion and Flame, vol. 100, pp. 323-331.

- Nazim Merlo (2014). *Caractérisation expérimentale d'une flamme turbulente non prémélangée swirlée: effet de l'enrichissement en oxygène*. Thermique, PhD thesis. Université d'Orléans, 2014. Français
- Nemitallah, M. A., Habib, M. A., & Badr, H. M. (2019). *Application of Oxy-fuel Combustion Technology into Conventional Combustors*. In *Oxyfuel Combustion for Clean Energy Applications*, pp. 43-89.
- Nemitallah, M. A., Habib, M. A., & Badr, H. M. (2019b). *Novel Approaches for Clean Combustion in Gas Turbines*. In *Oxyfuel Combustion for Clean Energy Applications*, pp. 133-192. Springer, Cham.
- Nemitallah, S. Alkhaldi, A. Abdelhafez, M. Habib (2018). *Effect analysis on the macro-structure and static stability limits of oxy-methane flames in a premixed swirl combustor*. *Energy*, vol.159, pp. 86-96.
- Noh, D., E. Karlis, S. Navarro-Martinez, Y. Hardalupas, A.M.K.P. Taylor, D. Fredrich, W.P. Jones (2018). *Azimuthally-driven subharmonic thermoacoustic instabilities in a swirl-stabilised combustor*. *Proceedings of the Combustion Institute*.
- Nori, V.N., & J.M. Seitzman (2009). *CH* chemiluminescence modeling for combustion diagnostics*. *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32(1), pp. 895-903.
- Ogami Y. and H. Kobayashi (2006). *Laminar burning velocity of stoichiometric CH₄/air premixed flames at high-pressure and high-temperature*. *JSME international Journal. Ser. B, Fluids and Thermal Engineering*, vol.48, pp. 603-609.
- Palais, P., D. Durox, T. Schuller, S. Candel (2010). *The combined dynamics of swirler and turbulent premixed swirling flames*. *Combustion and flame*, vol. 157(9), pp. 1698-1717.

- Pejpichestakul, W., A. Frassoldati, A. Parente, T. Faravelli, (2018). *Soot Modeling of Ethylene Counterflow Diffusion Flames*. Combustion Science and Technology, pp.1-11.
- Perthuis E (1983). *Combustion industrielle...* Editions OPHRYS.
- Poinsot T (2017). *Prediction and control of combustion instabilities in real engines*. Proceedings of the Combustion Institute, vol.36, pp. 1-28.
- Poinsot T. and D. Veynante (2001). *Theoretical and Numerical Combustion*. R.T. Edwards.
- Pugh D, P. Bowen, A. Crayford, R. Marsh, J. Runyon, S. Morris, A. Giles (2018). *Catalytic Influence of Water Vapor on Lean Blow-Off and NO_x Reduction for Pressurized Swirling Syngas Flames*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, vol.140, pp. 061502.
- Richards. G.A., K. H. Casleton, B. T. Chorpening (2004). *CO₂ and H₂O diluted oxy-fuel combustion for zero-emission power*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, vol. 219, pp. 121 – 126.
- Rizk. N. K., J.S. Chin, A.W. Marshall, M.K. Razdan (1999). *Predictions of NO_x formation under combined droplet and partially premixed reaction of diffusion flame combustors*. In ASME 1999 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition (pp. V002T02A059-V002T02A059). American Society of Mechanical Engineers.
- Ronney P.D. and H. Y. Wachman (1985). *Effect of gravity on laminar premixed gas combustion i: Flammability limits and burning velocities*. Combustion and Flame, vol. 62(2), pp. 107–119.

- Rozenchan. G., D.L Zhu, C.K. Law, S.D. Tse (2002). *Outward propagation, burning velocities, and chemical effects of methane flames up to 60 atm*. Proceedings of the Combustion Institute, vol.29, pp.1461-69.
- S. Candel and T. Poinso (1990). *Flame stretch and the balance equation for the flame area*. Combustion Science and Technology, vol.70, pp.1-15.
- Said. S.A., M. Aliyu, M.A. Nemitallah, M.A. Habib, I.B. Mansir (2018). *Experimental investigation of the stability of a turbulent diffusion flame in a gas turbine combustor*. Energy, vol. 157, pp. 904-913.
- Sattelmayer T (2003). *Influence of the combustor aerodynamics on combustion instabilities from equivalence ratio fluctuations*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, vol.125, pp. 11-19.
- Seepana. S., and S. Jayanti (2012). *Experimental studies of flame extinction in a swirl-stabilized oxy-fuel burner*. Fuel, vol. 93, pp.75 - 81.
- Selle L., T. Poinso and B. Ferret (2011). *Experimental and numerical study of the accuracy of flame-speed measurements for methane/air combustion in a slot burner*. Combustion and Flame, vol.158, pp. 146-154. (2011).
- Serrano J, F.J. Jiménez-Espadafor, A. Lora, L. Modesto-López, A. Gañán-Calvo, J. López-Serrano (2019). *Experimental analysis of NO_x reduction through water addition and comparison with exhaust gas recycling*. Energy, vol.168, pp. 737-752.
- Shim. M., K. Noh, W. Yoon (2018). *Flame structure of methane/oxygen shear coaxial jet with velocity ratio using high-speed imaging and OH*, CH* chemiluminescence*. Acta Astronautica, vol.147, pp. 127-132.

- Sikes T., M. S. Mannan, E.L. Petersen. (2018). *An experimental study: laminar flame speed sensitivity from spherical flames in stoichiometric CH₄-air mixtures*. Combustion Science and Technology, 1-20.
- Singh. D, E. Croiset, P. Douglas, M. Douglas (2003). *Techno-economic study of CO₂ capture from an existing coal-fired power plant: MEA scrubbing vs. O₂/CO₂ recycle combustion*. Energy Conversion and Management, vol. 44, 3073- 3091.
- Sivashinsky. G.I., C.K. Law, G. Joulin (1982). *On stability of premixed flames in stagnation point flow*. Combustion Science & Technology, vol.28, pp. 155-159.
- Smaniego. J.M., B. Yip, T. Poinso, S. Candel (1993). *Low-frequency combustion instability mechanisms in a side-dump combustor*. Combustion and Flame, vol. 94, pp. 363-380.
- Smith G.P, D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. Gardiner, Jr., Vitali V. Lissianski, and Zhiwei Q (1998). in http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.
- Spalding D.B (1955). *Some fundamentals of combustion*. Gas Turbine Series. Butterworths Scientific, London.
- Steele. R. C., P.C. Malte, D.G. Nicol, J.C. Kramlich (1995). *NO_x and N₂O in lean-premixed jet-stirred flames*. Combustion and Flame, vol. 100(3), pp. 440-449.
- Stöhr, M., K. Oberleithner, M. Sieber, Z. Yin, W. Meier (2018). *Experimental Study of Transient Mechanisms of Bistable Flame Shape Transitions in a Swirl Combustor*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, vol. 140(1), 011503.

- Stopper, U., W. Meier, R. Sadanandan, M. Stohr, M. Aigner, G. Bulat (2013). *Experimental study of industrial gas turbine flames including quantification of pressure influence on flow field, fuel/air premixing and flame shape*. Combustion and Flame, vol. 160 (10), pp. 2103–2118.
- Sundkvist, S., A. Dahlquist, J. Janczewski, M. Sjödin, M. Bysveen, M. Ditaranto, O. Langorgen, M. Seljeskog, M. Siljan (2014). *Concept for a combustion in oxyfuel gas turbine combined cycles*. Journal of engineering for gas turbines and power, vol. 136 – 1015-13.
- Syred, N. (2016). *A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems*. Progress in Energy and Combustion Science, vol. 32 (2), pp. 93 – 161.
- Taamallah, S., S. J. Shanbhogue, A. F. Ghoniem (2016). *Turbulent flame stabilization modes in premixed swirl combustion: Physical mechanism and Karlovitz number based criterion*. Combustion and Flame, vol. 166, pp. 19–33.
- Taamallah, S., Z.A. LaBry, S.J. Shanbhogue, M.A.M. Habib, A.F. Ghoniem (2015). *Correspondence between “stable” flame macrostructure and thermo-acoustic instability in premixed swirl-stabilized turbulent combustion*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, vol.137 (7).
- Tahtouh T., F. Halter, C. Mounaïm-Rousselle (2009). *Measurement of laminar burning speeds and Markstein lengths using a novel methodology*. Combustion and Flame, vol.156, pp.1735-1743.

- Tang, Q., M. Wang, X. You, (2019). *Measurements of sooting limits in laminar premixed burner-stabilized stagnation ethylene, propane, and ethylene/toluene flames*. Fuel, vol.235, pp.178-184.
- Tang. C., J. Zheng, Z. Huang, J. Wang (2010). *Study on nitrogen diluted propane-air premixed flames at elevated pressures and temperatures*. Energy Conversion and Management, vol. 51, pp. 288-295.
- Taupin. B., G. Cabot, G. Martins, D. Vauchelles, A. Boukhalfa (2007). *Experimental Study of Stability, Structure and CH Chemiluminescence in a Pressurized Lean Premixed Methane Turbulent Flame*. Combustion Science And Technology, vol. 179, pp. 117-136.
- Terhaar. S., K. Oberleithner, C.O. Paschereit (2014). *Impact of steam-dilution on the flame shape and coherent structures in swirl-stabilized combustors*. Combustion Science and Technology, vol. 186(7), pp. 889-911.
- Toh, I., D. Honnery, J. Soria (2010). *Axial plus tangential entry swirling jet*. Experiments in Fluids, vol. 48 (2), p.p. 309-325.
- Tong. Y (2017). *Experimental and Numerical Investigations of Flames Stabilized by Swirl Flow and Bluff-body: Flame Structures and Flame Instabilities*. Lund University.
- Tse. S.D., D.L. Zhu, C.K. Law (2000). *Morphology and burning rates of expanding spherical flames in H₂/O₂/inert mixtures up to 60 atmospheres*. Proceedings of the Combustion Institute, vol. 28, 1793-1800.
- Tsuji, H. (1982). *Counterflow diffusion flames*. Progress in energy and combustion science, vol.8, pp. 93-119.

- Tu, Y., Xu, M., Zhou, D., Wang, Q., Yang, W., & Liu, H. (2019). *CFD and kinetic modelling study of methane MILD combustion in O₂/N₂, O₂/CO₂ and O₂/H₂O atmospheres*. *Applied energy*, vol. 240, pp. 1003-1013.
- Turns S.R. (1996). *An Introduction to Combustion*. McGraw-Hill. New-York.
- Vagelopoulos C.M., F. N. Egolfopoulos, and C.K. Law (1994). *Further considerations on the determination of laminar flame speeds with the counterflow twin-flame technique*. *Proceedings of the Combustion Institute*, vol.25, pp.1341–1347.
- Valera-Medina. A., R. Marsh, J. Runyon, D. Pugh, P. Beasley, T. Hughes, P. Bowen (2017). *Ammonia–methane combustion in tangential swirl burners for gas turbine power generation*. *Applied Energy*, vol. 185, pp. 1362-1371.
- Van Maaren A., D. S. Thung and L. P. H. De Goey (1994). *Measurement of flame temperature and adiabatic burning velocity of methane/air mixtures*. *Combustion Science and Technology*, vol.96, pp. 327-344.
- Varea E., V. Modica, A. Vandel, and B. Renou (2012). *Measurement of laminar burning velocity and markstein length relative to fresh gases using a new postprocessing procedure: Application to laminar spherical flames for methane, ethanol and isooctane/air mixtures*. *Combustion and Flame*, vol.159, pp. 577–590.
- Varea E., V. Modica, B. Renou, and A.M. Boukhalfa (2013). *Pressure effects on laminar burning velocities and markstein lengths for isooctane-ethanol-air mixtures*. *Proceedings of the Combustion Institute*, vol.34, pp.735–744.
- Vignat G., D. Durox, K. Prieur, S. Candel (2018). *An experimental study into the effect of injector pressure loss on self-sustained combustion instabilities in a swirled spray burner*. *Proceedings of the Combustion Institute*.

- Vignat. G., D. Durox, K. Prieur, S. Candel (2018). *An experimental study into the effect of injector pressure loss on self-sustained combustion instabilities in a swirled spray burner*. Proceedings of the Combustion Institute.
- Wang. J., Y. Xie, X. Cai, Y. Nie, C. Peng, Z. Huang (2016). *Effect of H₂O addition on the flame front evolution of syngas spherical propagation flames*. Combustion Science and Technology, vol. 188, pp. 1054-1072.
- Watanabe. H., S. J. Shanbhogue, S. Taamallah, N. W. Chakroun, A. F. Ghoniem (2016). *The structure of swirl-stabilized turbulent premixed CH₄/air and CH₄/O₂/CO₂ flames and mechanisms of intense burning of oxy-flames*. Combustion and Flame, vol. 174, pp. 111–119.
- Williams F.A (1975). *A review of some theoretical combustions of turbulent flame structure*. In AGARD Conference Proceedings, vol. 164.
- Williams F.A (1985). *Combustion Theory*. Benjamin Cummings, Menlo Park, CA.
- Wu, F., W. Liang, Z. Chen, Y. Ju, C.K. Law, (2015). *Uncertainty in stretch extrapolation of laminar flame speed from expanding spherical flames*. Proceedings of the Combustion Institute, vol. 35, pp. 663-670.
- X. Hu, Q. Yu and J. Liu (2016). *Chemical effect of CO₂ on the laminar flame speeds of oxy-methane mixtures in the condition of various equivalence ratios and oxygen concentrations*. Hydrogen Energy, vol 41, pp. 15068-15077.
- Xie. Y., X Wang, H. Bi, Y. Yuan, J. Wang, Z. Huang, B. Lei (2018). *A comprehensive review on laminar spherically premixed flame propagation of syngas*. Fuel Processing Technology, vol. 181, pp. 97-114.

- Y.H. Jiang, G.X. Li, H.M. Li, L. Li, L.L Tian (2018). *Study on the influence of flame inherent instabilities on crack propagation of expanding premixed flame*. Fuel, vol. 233, pp. 504-512.
- Yin. Z., P. Nau, W. Meier (2017). *Responses of combustor surface temperature to flame shape transitions in a turbulent bi-stable swirl flame*. Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 82, pp. 50-57.
- Zeldovich Y.B (1944). *Theory of combustion and detonation of gases*. Academy of Sciences (in Russian).
- Zeldovich. J. (1949). *The oxidation on nitrogen combustion and explosions*. Acta physicochimica, URSS, 21, 577.
- Zhang C., G. Hu, S. Liao, Q. Cheng, C. Xiang and C. Yuan (2016). *Comparative study on the effects of nitrogen and carbon dioxide on methane/air flames*. Energy, vol. 106, pp. 431-442.
- Zhang W, X. Gou, Z. Chen (2017). *Effects of water vapor dilution on the minimum ignition energy of methane, n-butane and n-decane at normal and reduced pressures*. Fuel, vol.187, pp. 111-116.
- Zimmer. L., S. Tachibana, T. Yamamoto, Y. Kurosawa, K. Susuki (2003). *Evaluation of chemiluminescence as sensor for lean premixed combustion*. In 4th Symposium on Smart Control of Turbulence. Tokyo, pp. 93-102.