HAL
open science

Etude des effets magnétiques et des effets de l'enrichissement en oxygène sur la combustion d'une flamme de diffusion laminaire CH4-Air : optimisation de l'efficacité énergétique

May Chahine

To cite this version:

May Chahine. Etude des effets magnétiques et des effets de l'enrichissement en oxygène sur la combustion d'une flamme de diffusion laminaire CH4-Air : optimisation de l'efficacité énergétique. Autre. Université d'Orléans, 2012. Français. NNT : 2012ORLE2014 . tel-00747330

HAL Id: tel-00747330

https://theses.hal.science/tel-00747330v1

Submitted on 29 Aug 2014

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

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

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

LABORATOIRE ICARE

THÈSE présentée par :

May CHAHINE

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

Discipline/ Spécialité : Energétique

Etude des effets magnétiques et des effets de l'enrichissement en oxygène sur la combustion d'une flamme de diffusion laminaire CH_4-Air. Optimisation de l'efficacité énergétique

Soutenue le 18 Avril 2012, devant le jury composé de :

Mr Jean-Michel MOST	Président, Directeur de Recherche, CNRS- Poitiers, Institut Pprime
Mme Françoise BAILLOT	Rapporteur, Professeur Université de Rouen
Mr Hassan NAJI	Rapporteur, Professeur Université d'Artois
Mr Fouzi TABET	Examinateur, Chercheur EIFER- EDF, R&D, Karlsruhe
Mr Brahim SARH	Directeur de thèse, Professeur Université d'Orléans
Mme Pascale GILLON	Co-encadrante, Chargée de Recherche au CNRS- Orléans, ICARE
Mr Jean- Noël BLANCHARD	Co-encadrant, Maître de Conférences, Université d'Orléans

Remerciements

Ces travaux de thèse ont été realisés au laboratoire ICARE du CNRS d' Orléans. Je tiens à remercier le directeur Mr. Iskender Gökalp, de m'avoir accueillie dans son laboratoire.

Je remercie Mr. Brahim Sarh, mon directeur de thèse de m'avoir encadrée, soutenue durant ces 42 mois et encouragée tout au long de cette thèse. Je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance à Madame Pascale Gillon pour toute son aide et sa disponibilité, et qui m'a appris beaucoup de choses sur le plan professionnel ainsi que sur le plan personnel. Je remercie également Jean-Noël Blanchard et Virginie Gilard pour leur aide et leur disponibilité.

Un merci pour Mme Françoise Baillot, professeur de l'Université de Rouen, et Mr. Hassan Naji, professeur de l'Université d' Artois, d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse et de toutes les remarques qu'ils m'ont données.

Je tiens à remercier également Mr. Jean-Michel Most, Directeur de Recherche au CNRS – Poitiers, d'avoir été président du Jury de thèse, Mr. Fouzi Tabet, chercheur à EIFER –EDF à Karlsruhe d'avoir accepté de participer à ce jury.

Un grand merci à tous ceux qui m'ont tenu amitié et compagnie, doctorants et ingénieurs. Je garderai les meilleurs souvenirs de ces années. Merci Elisa, Maria, Marie, Mouhannad, Atallah, Kodjo, Mathieu, Yohann, Jérémy, Julien, Chloé et Jules. Discuter avec vous était un vrai plaisir.

A mon père et ma mère,

Zouheir et Roula,

A ma sœur et mon frère

Mayssam et Hassan,

A mon mari

Jacques,

Table des matières

Nomenclature 9
Introduction 11
Chapitre 1 : Synthèse bibliographique 13
Introduction 13
Flammes de diffusion 13
Définition 14
Comportement d'une flamme de diffusion 16
Flamme attachée au brûleur 16
Flamme décrochée du brûleur et mécanisme de décrochage 17
Flamme soufflée 20
Longueur d'une flamme de diffusion 20
Effet de la gravité sur la longueur d'une flamme de diffusion 25
Diagramme de stabilité 27
Effet d'un champ magnétique 28
Oxycombustion et air enrichi en oxygène 32
Oxycombustion 32
Combustion à l'air enrichi en oxygène 33
Efficacité énergétique d'une flamme de diffusion à l'air enrichi en oxygène 37
Instabilités 44
Instabilités de jet (Kelvin-Helmholtz) 44
Instabilités de front de flamme 47
Instabilités le long de la flamme ou flickering 47
Références 50
Chapitre 2 : Structure d'une flamme de diffusion laminaire méthane/air issue de jets coaxiaux. Influence du champ magnétique 57
Introduction 57
Dispositif expérimental et paramètres d'expérience 57
Techniques de mesure 66
Résultats 74
Position du brûleur Z=-185mm 77
Position du brûleur Z=+85mm 85
Soufflage de la flamme (Blow out) 93
Diagrammes de stabilité 95
Conclusions 96
Références 99
Chapitre 3 : Effet de l'enrichissement de l'air en oxygène sur une flamme de diffusion laminaire méthane /air. 101
Introduction 101
Dispositif expérimental et protocole expérimental 102
Résultats 106
Q_{CH4}=3,14 cm^3/s
Q_{CH4}=15 cm^3/s
Q_{CH4}=20 cm^3/s
Q_{CH4}=25 cm^3/s
Interprétation 123
Evolution longueur de flamme théorique
Calcul de vitesse de flamme sous Chemkin (Premix)
Diagramme de stabilité

Conclusions 136
Références 138
Chapitre 4 : Efficacité énergétique d'une flamme laminaire méthane/ air enrichi en oxygène 141
Introduction 141
Dispositif expérimental et protocole expérimental 141
Résultats 145
Variation du débit de méthane 145
Variation du débit d'air 146
Enrichissement en oxygène à débit total d'oxydant constant 148
Interprétation et discussion des résultats 155
Conclusions 160
Références 160
Chapitre 5 : Etude de l'effet du champ magnétique et de l'enrichissement en oxygène sur les instabilités de jet, de front de flamme et de longueur de flamme 161
Introduction 161
Dispositif expérimental 162
Dispositif optique et laser
Effet encens
Analyse d'images
Influence du champ magnétique 167
Flamme liftée stable
Flamme liftée instable
Influence de l'enrichissement en oxygène 172
Flamme liftée stable et accrochée
Flamme liftée instable
Instabilité à fort débit d'oxygène 181
Conclusion 187
Références 189
Conclusion générale 191
Annexe 1 197
Annexe 2 205
Annexe 3 207

Nomenclature

∇B^2	gradient de carré de l'induction magnétique en T^2/m
d	distance sur l'axe z entre la sortie du brûleur et la position du thermocouple
D	diamètre du tube en m
D_∞	coefficient de diffusion massique en m^2/s
Da	Nombre de Damköhler rapport du temps de mélange par rapport au temps chimique
F	force magnétique en N/m^3
Fr	nombre de Froude rapport des forces d'inertie et des forces de gravité
Gr	nombre de Grashof rapport des forces de gravité par rapport aux forces visqueuses
J	Quantité de mouvement en kg.m/s
l_c	Longueur du cône potentiel central
Le	Nombre de Lewis rapport de diffusivité thermique par rapport à la diffusivité de masse.
L_f	longueur de flamme en m.
M	masse molaire
Nu	nombre de Nusselt rapport de transfert thermique total et transfert thermique par conduction.
P	Puissance en W
Pr	Nombre de Prandtl rapport de viscosité cinématique par rapport à la diffusivité thermique
Q	débit en m^3/s.
r	largeur visuelle de la flamme en mm
R	largeur thermique de la flamme en mm
Re	nombre de Reynolds rapport des forces d'inertie et des forces visqueuses
Ri	nombre de Richardson rapport des forces de portance par rapport aux forces d'inertie
R_J	Rapport de quantité de mouvement=$\rho_{ox}\ U_{ox}^2/\rho_{CH4}\ U_{CH4}^2$
R_U	Rapport de vitesses= (U_{ox}/U_{CH4})
s	rapport molaire stoechiométrique comburant combustible
Sc	nombre de Schmidt rapport de la viscosité cinématique par rapport à la diffusivité massique
Se	Vitesse de propagation de la flamme
St	Nombre de Strouhal rapport du temps d'advection par rapport au temps caractéristique de l'instationnarité
T	température
U	vitesse de l'écoulement en m/s
x	axe horizontal parallèle aux flasques
Xi	fraction volumique de l'élément i
Y_i	fraction massique de l'élément i
z	axe vertical
Z	position de la sortie du brûleur par rapport au centre de l'électroaimant en m.

Indice

∞	fluide ambiant
0	au niveau de la sortie du brûleur
conv	convection
CO	coflow
eff	efficace
ext	extérieur
f	flamme
F	fuel combustible
i	élément i
int	intérieur
m	mélange combustible-comburant
mag	magnétique
moy	moyenne
ox	oxydant (air ou air enrichi en oxygène)
rad	rayonnement
T	total

Symboles grecs.

υ	viscosité cinématique en m^2/s.
μ_0	perméabilité du vide.
ρ	masse volumique en kg/m^3.
χ_{mi}	susceptibilité magnétique massique $S.I.m^3/kg$
θ	angle d'épanouissement de la flamme en degrés
ε	émissivité

Introduction

Le contrôle et l'optimisation de la combustion sont aujourd'hui une priorité. Et ceci dans le but d'atteindre plusieurs objectifs : augmenter le rendement de la combustion, régler des problèmes de stabilisation de la flamme, éviter l'apparition d'instabilités de combustion et réduire l'émission des polluants.

De nombreuses études s'appuyant sur des expériences de laboratoire simplifiées, sont menées dans le but de comprendre les mécanismes physiques des phénomènes afin de proposer de nouveaux moyens d'agir sur la combustion.

Il existe deux grands axes dans le contrôle de l'écoulement des gaz réactifs en général : le contrôle passif et le contrôle actif. Le contrôle passif consiste à modifier la géométrie ou le dimensionnement du brûleur affectant la dynamique de l'écoulement pour contrôler la combustion. Le contrôle actif consiste en un apport d'énergie externe à travers des actionneurs tout en conservant la géométrie du brûleur.

Depuis plusieurs années, des moyens de contrôle actif et passif sont évoqués dans la littérature. Comme exemples parmi d'autres, des expériences de combustion en microgravité ou en gravité élevée sont menées pour quantifier l'effet de la gravité sur les flammes. L'application d'un champ électrique permet de générer des forces pour léviter les gouttes en combustion et l'excitation acoustique de forte intensité provoque la déformation d'une flamme conique à l'origine en une forme hémisphérique. Des systèmes tels que flammes pilotes, sont capables de régler les problèmes de stabilisation et accrocher les flammes sur les brûleurs ou encore des obstacles placés aux voisinages des brûleurs permettent d'augmenter la recirculation des gaz et par conséquent le temps de séjour.

Dans le cadre de cette thèse, il s'agit d'étudier une flamme de diffusion laminaire formée par un jet circulaire central de méthane et un jet annulaire coaxial d'air. Deux moyens de contrôle actif sont proposés : d'une part l'application d'un champ magnétique non-homogène qui fait l'objet du chapitre 2 et d'autre part l'enrichissement de l'air en oxygène sans champ magnétique pour atteindre des pourcentages volumiques d'oxygène dans le comburant supérieurs à 21%, étude qui est détaillée dans les chapitres 3 et 4.

Durant les vingt dernières années, plusieurs études majoritairement japonaises ont montré que le champ magnétique est un moyen original d'agir sur la combustion. C'est Faraday en 1847 qui a mis en lumière pour la première fois l'effet d'un champ magnétique sur les flammes. Il observe qu'une flamme de bougie contourne la région du champ magnétique concentré entre les pointes des deux pôles d'un électroaimant. Ensuite, ce n'est qu'à partir des années 1980 que des études plus poussées sur les mécanismes d'interaction entre le magnétisme et la combustion sont publiées.

Des études sont menées en substituant complètement l'air par de l'oxygène pur. Cependant, les très fortes températures obtenues en oxy-combustion peuvent nécessiter une réadaptation des installations. L'enrichissement de l'air en oxygène permet d'établir un compromis entre l'acquisition des avantages de l'oxy-combustion et la non-nécessité d'adaptation des installations. Il permettra de diminuer la consommation énergétique en augmentant le rendement thermique. En effet, ceci est dû à la réduction du taux d'azote dans le comburant, qui agit comme un ballast thermique. Un autre avantage de l'enrichissement est l'augmentation des vitesses de réactions.

L'influence de ces deux moyens est étudiée sur la stabilité de la flamme, ses caractéristiques (hauteur de lift, longueur de flamme,….), l'émission de chaleur et les instabilités de la flamme mais aussi du jet en amont.

L'étude présentée par le présent mémoire se déroule comme suit :

Chapitre 1 Synthèse bibliographique portant sur les flammes de diffusion, l'effet du champ magnétique et la combustion à l'air enrichi en oxygène.

Chapitre 2 Structure d'une flamme de diffusion laminaire méthane/air issue de jets coaxiaux. Influence du champ magnétique.

Chapitre 3 Effet d'enrichissement de l'air en oxygène sur une flamme de diffusion laminaire méthane /air.

Chapitre 4 Efficacité énergétique d'une flamme laminaire méthane/ air enrichi en oxygène.

Chapitre 5 Etude de l'effet du champ magnétique et de l'enrichissement en oxygène sur les instabilités de jet, de front de flamme et de longueur de flamme.

Chapitre 1
SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

I. Introduction.

Le contrôle et l'optimisation de la combustion sont aujourd'hui une priorité, non seulement pour améliorer l'efficacité tout en évitant l'apparition d'instabilités de combustion, mais aussi pour réduire les émissions polluantes. Dans la plupart des systèmes industriels, cette combustion est obtenue à partir de flammes de diffusion. En effet, ces flammes de diffusion sont étudiées depuis longtemps, du fait de leur présence dans de nombreuses applications de notre vie courante : brûleurs de gazinière, brûleurs industriels, moteurs, réacteurs,…etc. Par rapport aux flammes de prémélange, elles présentent l'avantage d'être contrôlées plus facilement puisque le combustible et le comburant ne sont pas mélangés avant leur injection, limitant ainsi les risques d'explosion ou de retour de flamme.

Pour que ces flammes de diffusion soient maintenues sur le brûleur lorsque la vitesse d'éjection devient importante, il est souvent fait appel à différentes techniques : flammes pilotes, écoulement en rotation (swirl) [1], obstacles [2], champs électrique [3] ou magnétique. C'est cette dernière technique qui est utilisée dans notre cas pour étudier la structure d'une flamme de diffusion méthane-air sous champ magnétique [4].
Une autre technique utilisée pour la stabilisation des flammes est la modification de la nature du comburant (air). L'enrichissement du jet d'air en oxygène en est une. Cet effet sera exploité pour étudier la stabilité d'une flamme de diffusion méthane-air, l'efficacité énergétique de la flamme ainsi que les instabilités d'écoulement, de front de flamme et de sommet de flamme.

Dans ce qui suit, nous présenterons d'une manière globale les études antérieures se rapportant à notre sujet. Ce chapitre est divisé en trois parties. Dans un premier temps, les flammes de diffusion, leur composition et leur comportement suivant les conditions d'injection et la nature des gaz réactifs ; seront introduites. Ensuite, les travaux sur l'application d'un champ magnétique comme moyen d'agir sur les flammes de diffusion seront décrits. Une troisième partie sera dédiée aux travaux publiés sur l'oxycombustion et la combustion à l'air enrichi en oxygène. Ces techniques commencent à trouver des applications industrielles dans de nombreux domaines tels que la métallurgie et la verrerie. Et finalement, une dernière partie est consacrée aux différentes instabilités de la flamme.

II. Flamme de diffusion

L'étude présentée dans ce mémoire traite du comportement d'une flamme de diffusion laminaire méthane/air issue d'un injecteur à jets coaxiaux. Nous étudierons les conditions de sa stabilité et les caractéristiques permettant de décrire son comportement que ce soit la hauteur de lift ou la longueur de flamme. L'application d'un champ magnétique et l'enrichissement en oxygène sont les deux moyens d'action étudiés. Dans ce qui suit un état des références publiées sur le sujet est présenté.

II.1.Définition.

Les flammes laminaires de diffusion, où le combustible et le comburant sont injectés séparément (figure 1), ont fait l'objet de nombreuses études dernièrement et ont été utilisées pour comprendre la structure de ces flammes mais aussi les mécanismes de formation de suies.

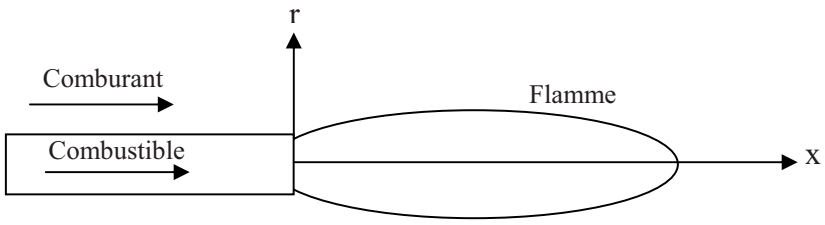


Figure 1 : flamme de diffusion.

La réaction entre combustible et comburant est généralement contrôlée non seulement par la réaction chimique, mais aussi par le transport diffusif des réactifs l'un vers l'autre : le combustible s'écoule le long de l'axe de la flamme, diffuse radialement vers l'atmosphère environnante et le comburant diffuse radialement vers l'axe de la flamme. Le transport est considéré très lent et la réaction chimique extrêmement rapide, donc combustible et comburant n'ont pas le temps de coexister.
La flamme de diffusion a été étudiée pour la première fois par Burke et Schumann en 1928 [5]. Ils ont posé plusieurs hypothèses telles que :
- Le jet de carburant est laminaire, stationnaire, axisymétrique et provient d'un injecteur circulaire.
- La réaction chimique est la suivante :

$$F + sA \rightarrow (1+s)P$$

F représente le combustible, A le comburant, P les produits de combustion. s est le rapport stœchiométrique défini par : le rapport de nombre de moles du comburant sur le nombre de moles de combustible à la stœchiométrie.
- Les chaleurs spécifiques des espèces sont égales.
- Les coefficients de diffusion sont égaux.
- Le flux de diffusion moléculaire suit la loi de Fick, c'est-à-dire qu'il est proportionnel au gradient de concentration.
- Le rayonnement est négligé.
- La flamme est verticale et orientée vers le haut

Avec ces hypothèses les équations de conservation sont exprimées de la manière suivante :
Equation de masse :

$$\nabla.(\rho\vec{v}) = 0 \qquad \text{E1-1}$$

Equation de quantité de mouvement :

$$\nabla.(\rho\vec{v}v_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \nabla(\mu(\nabla\vec{v} + \nabla\vec{v}^T)) + \rho\vec{g} \qquad \text{E1-2}$$

Equation de l'énergie :

$$\nabla.(\rho\vec{v}C_pT) = \nabla.(\lambda\nabla T) - \Delta H^0\dot{\omega}_F \qquad \text{E1-3}$$

Equations d'espèces :

$$\begin{aligned}\nabla.(\rho\vec{v}Y_F) &= \nabla.(\rho D\nabla Y_F) + \dot{\omega}_F\\ \nabla.(\rho\vec{v}Y_O) &= \nabla.(\rho D\nabla Y_O) + \dot{\omega}_O\\ \nabla.(\rho\vec{v}Y_P) &= \nabla.(\rho D\nabla Y_P) + \dot{\omega}_P\end{aligned} \qquad \text{E1-4}$$

Avec $\dot{\omega}_O = s\dot{\omega}_F$ et $\dot{\omega}_P = -(1+s)\dot{\omega}_F$

Le problème de Burke et Schumann est résolu avec le scalaire passif dit variable de Schvab-Zeldovich Z_{SZ}:

$$Z_{SZ} = Y_F - \frac{Y_O}{s}. \qquad \text{E1-5}$$

Z_{SZ} peut être adimensionné ce qui conduit à définir un nouveau scalaire passif, appelé fraction de mélange Z:

$$Z = \frac{1}{\phi+1}\left[\phi\frac{Y_F}{Y_{F,c}} - \frac{Y_O}{Y_{O,\infty}} + 1\right] \qquad \text{E1-6}$$

où ϕ est le rapport d'équivalence de la réaction, défini par :

$$\phi = \frac{sY_{F,c}}{Y_{O,\infty}} \qquad \text{E1-7}$$

Où s=4 pour une réaction méthane/air, Z=1 dans l'écoulement de combustible pur, Z=0 dans l'écoulement de comburant pur.

Si la chimie est infiniment rapide, la flamme se situe sur l'iso surface $Z=Z_{st}$ telle que $Y_F=Y_O=0$:

$$Z_{st} = \frac{1}{\phi+1} \qquad \text{E1-8}$$

Pour du méthane pur dans l'air ϕ=17,1 et Z_{st}=0,055.

L'équation du scalaire passif est :

$$\nabla.(\rho\vec{v}Z) = \nabla.(\rho D\nabla Z) \qquad \text{E1-9}$$

Les relations entre Z et les fractions massiques sont résumées dans le tableau 1

	Z	Y_F	Y_O	Y_P
Carburant	$Z>Z_{st}$	$Y_{F,c}\dfrac{Z(\phi+1)-1}{\phi}$	0	$(s+1)\dfrac{Y_{F,\infty}(1-Z)}{\phi}$
Comburant	$Z<Z_{st}$	0	$Y_{O,\infty}(1-Z(\phi+1))$	$(s+1)ZY_{F,\infty}$
Z varie de 0 dans l'écoulement de comburant à 1 dans celui du carburant				

Tableau 1 : Relations entre Z, Y_F, Y_O, Y_P

L'analyse conduit au schéma de Burke-Schumann figure 2, cette analyse où seule la diffusion des espèces est déterminante, donne qualitativement les caractéristiques globales des flammes de diffusion :

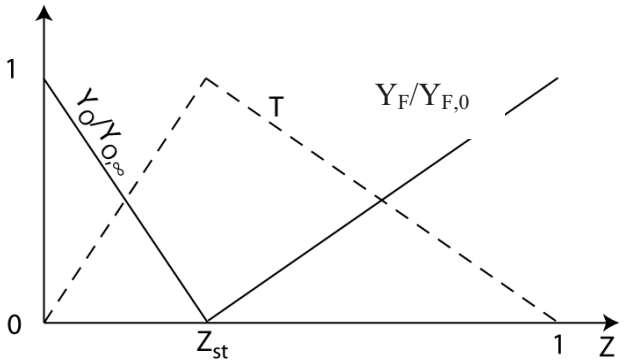


Figure 2 : Structure d'une flamme de diffusion selon l'approximation de Burke-Schumann

II.2.Comportement d'une flamme de diffusion.

De nombreux travaux ont été publiés concernant le comportement d'une flamme de diffusion, qu'elle soit laminaire ou turbulente, issue d'un jet simple, à contre-courant ou d'un brûleur à fente. Pour ce type de flammes les mécanismes de stabilisation et la structure de flamme ont été étudiés largement.
Pour plusieurs configurations de brûleurs, et suivant de nombreux paramètres tels la nature du combustible, du comburant et les conditions d'injection de ces derniers, la flamme peut être soit attachée au brûleur, soit stabilisée à une certaine distance du brûleur. Dans ce cas, nous pouvons dire qu'elle est décrochée du brûleur et la distance entre la sortie du brûleur et la base de la flamme est appelée hauteur de décrochage (lift). Dans certains cas, les conditions ne permettent pas à la flamme d'exister, on dit que la flamme est soufflée.

II.2.1.Flamme attachée au brûleur.

Le comportement d'une flamme de diffusion a été étudié par Chung et Lee [6], Ko et Chung [7], Lee et Chung [8] et par Chung [9]. Leurs premières études, portaient sur une configuration de jet simple de carburant dans l'air ambiant ou dans un co-courant d'air. Ils ont montré qu'une flamme stabilisée aux lèvres du brûleur est une flamme formée par des conditions expérimentales évitant la présence d'une zone de recirculation derrière les lèvres. Entre le carburant et l'air, il existe une ligne le long de laquelle les proportions de comburant et de combustible correspondent à la stœchiométrie et permettent la réaction (combustion), voir figure 3. Cette ligne, appelée ligne stœchiométrique, perdure même lorsque la flamme est décrochée du brûleur.

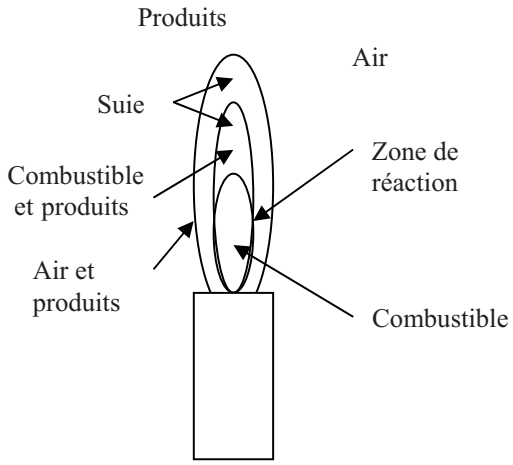


Figure 3 : Composition d'une flamme de diffusion attachée au brûleur.

II.2.2.Flamme décrochée du brûleur et mécanisme de décrochage.

Dans certaines conditions de l'écoulement, il est possible d'obtenir une flamme qui se stabilise à une certaine distance de la sortie du brûleur : la flamme est dite suspendue, décrochée ou liftée. L'étude des flammes de jet liftées est importante parce que c'est une des classes de flamme les plus répandues qui se propagent dans un mélange stratifié de carburant et d'oxydant. La plupart des flammes industrielles relèvent de ce type.
Pour un jet simple en sortie d'un brûleur de faible diamètre (1 à 2 mm), les travaux de Lee et S.H.Chung [8] ont montré que l'observation de ce phénomène -observé à des vitesses d'injection supérieures à 15m/s-, dépend du nombre de Lewis, du gradient de la fraction de mélange, de la vitesse de propagation de la flamme, du taux de cisaillement, de l'émission de chaleur, mais aussi de la nature du combustible et particulièrement de la valeur du nombre de Schmidt (rapport de la viscosité à la diffusivité massique) du gaz utilisé. Cette flamme est composée de trois parties (flamme triple): une flamme de prémélange riche de couleur bleue verdâtre, une flamme pauvre de couleur bleu violet et entre les deux une flamme de diffusion de couleur bleu pâle. Ces trois flammes sont issues d'un même point appelé point de stabilisation (ou point triple). A partir d'une analyse basée sur l'équilibre entre la vitesse de propagation de la flamme triple et la vitesse du jet (dans l'hypothèse où la vitesse de la flamme triple est prise égale à la vitesse de propagation de la flamme), il est montré que les carburants ayant un nombre de Schmidt compris entre 0,5 et 1, ne peuvent pas produire de flamme liftée stable en jet simple. Suivant les conditions d'injection, les flammes transitent de l'état accroché à flamme soufflée (voir la figure 4, issue des travaux de Chung et Lee [6] et Lee et Chung [8]).

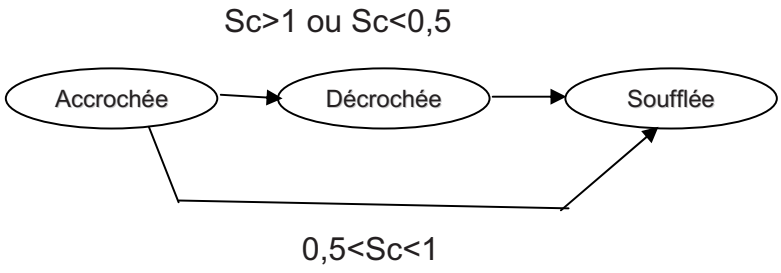


Figure 4: Comportement d'une flamme de diffusion de jet simple

Dans une configuration de jet simple, la flamme de méthane, avec un nombre de Schmidt de 0,704, semble ne pas pouvoir présenter de régime stable de décrochage du brûleur.

Dans une revue publiée dans les Proceedings of Combustion Institute en 2007, Chung [9] propose une relation entre la variation de la hauteur de décrochage, le diamètre du brûleur et la vitesse d'injection selon :

$$(lift / D^2) Y_{F,0}^{1/(Sc-1)} = const \times U_0^{(2Sc-1)/(Sc-1)} \qquad \text{E1-10}$$

où lift est la hauteur de décrochage, D le diamètre du brûleur, $Y_{F,0}$ la fraction massique de combustible, et U_0 la vitesse d'injection du comburant.

Dans le cas d'un coflow l'expression prend en compte la vitesse d'injection du co-flow. Selon

$$(lift / D^2)(Se - U_{CO})^{Sc/(Sc-1)} = const \times U_{moy,0}^{(2Sc-1)/(Sc-1)} \qquad \text{E1-11}$$

Où lift est la hauteur de décrochage, D est le diamètre du brûleur, $U_{moy,0}$ la vitesse moyenne d'injection du combustible et du comburant, *Se* la vitesse de propagation de la flamme et U_{CO} la vitesse de coflow. Il faut noter que ces relations ne sont valables que dans le cas de combustible à (Sc>1) et ne sont pas applicables directement pour le méthane.

Il faut noter que la théorie de Chung est applicable pour des vitesses d'injection importantes (au-delà de 15 m/s) avec des brûleurs ayant des diamètres en sortie de l'ordre de 0,1 mm. Elle est valable en champ lointain où le mélange est complet, ce qui est différent des grands diamètres et faibles vitesses que nous allons utiliser même si le nombre de Reynolds est conservé. On s'attend donc à ce que la prédiction concernant la stabilité des flammes liftées à nombre de Schmidt compris entre 0,5 et 1 soit remise en cause, d'autant plus que le travail de Chung est basé sur une chimie simple à une étape.

Le dispositif expérimental utilisé par Lee et Chung [8] se composait d'un brûleur de très faible diamètre de sortie (de l'ordre de 0,2 mm), d'un débitmètre et d'un système de mesure consistant en un cathétomètre, une caméra 35-mm et un analyseur de film. Ces brûleurs sont faits de manière à avoir une vitesse uniforme du jet à la sortie. Les combustibles utilisés sont le propane, le méthane, l'éthane et l'hydrogène. Dans le but de comprendre le décrochage d'une flamme, la notion de flamme triple est évoquée. Elle est initialement introduite par Phillips [10]. Cette flamme est composée de trois parties : une flamme de prémélange riche de couleur bleue verdâtre, une flamme pauvre de couleur bleu violet et entre les deux une flamme de diffusion de couleur bleu pâle. Ces trois flammes sont issues d'un même point appelé point de stabilisation. Dans l'étude de Chung et Lee [6], il est mentionné que pour les flammes attachées au brûleur, les longueurs de la flamme de diffusion (zone jaune) et de la flamme riche (zone bleue) augmentent d'une façon non linéaire avec le débit tandis que la largeur diminue. Pour les flammes décrochées (liftées), le décrochage augmente avec le débit et les deux longueurs de flamme (zone jaune et zone bleue), diminuent d'une façon linéaire avec le débit.

L'analyse de l'effet du nombre de Schmidt sur la stabilité du lift de SH Chung a été remise en cause par Ghosal et Vervisch [11]. Les auteurs raffinent l'étude de Chung et Lee [6], en utilisant des résultats analytiques de la vitesse de flamme triple. Cette analyse prend en compte les déviations de cette vitesse du domaine plan à cause des effets de dégagement de chaleur et de courbure. Ils trouvent qu'une flamme décrochée peut être obtenue pour toutes les valeurs du nombre de Schmidt, mais que la région où la flamme est décrochée stable est très réduite pour Sc<1.
Pour étudier des flammes décrochées de méthane dans des conditions reproductibles et stables, une des solutions consiste à utiliser une configuration de jets issus d'injecteurs coaxiaux formés de deux tubes concentriques par lesquels sont injectés le combustible et le comburant. La configuration à jets coaxiaux permet d'isoler la flamme des perturbations extérieures, c'est pourquoi nous avons utilisé une configuration à jets coaxiaux, -le méthane étant injecté au centre, l'air en co-courant autour (voir figure 5)- pour créer des conditions stables et reproductibles de flamme décrochée.

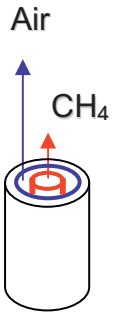


Figure 5 : Schématisation d'un brûleur à jets coaxiaux.

Cette configuration est plus complexe que celle à jet simple car la couche de mélange dépend de la structure de l'écoulement qui lui est fortement dépendant des rapports respectivement des diamètres, des masses volumiques et des vitesses de sortie des jets. Elle a l'avantage de permettre de contrôler l'apport en oxydant.

Dans le cas d'une flamme issue de deux jets coaxiaux de méthane et d'air, Wyzgolik et *al.* [12] mettent en évidence deux mécanismes de décrochage: le décrochage par extinction locale (la flamme se divise en deux parties : une partie décrochée du brûleur et une partie attachée au brûleur qui s'éteindra par la suite) et le décrochage direct. Il est montré que le mécanisme qui préside au lift et au choix entre les 2 modes de décrochage est lié à l'échange de chaleur entre la flamme et les gaz frais par une mesure de l'épaisseur thermique E_{th}. Cette épaisseur sépare la flamme des gaz frais en fonction de la distance au brûleur. Cette épaisseur décroît en augmentant l'une des vitesses d'injection. Une augmentation de la vitesse d'injection de méthane induit un entraînement d'air plus fort, tandis qu'une augmentation de celle de l'air induit une diminution de la diffusion thermique. La mesure des longueurs des cônes potentiels interne et externe montre que c'est la longueur du cône potentiel interne, là où la couche de mélange se développe, qui détermine la position de la flamme liftée.

Ces travaux montrent que les mécanismes de stabilisation des flammes liftées dépendent de l'interaction entre la flamme et la structure de l'écoulement et que le mécanisme de décrochage est influencé par les conditions du transfert thermique entre la flamme et les gaz frais. Les conditions utilisées : grande vitesse de méthane (1 à 25 m/s) et plus faible vitesse annulaire d'air, dans une configuration où A_S rapport des surfaces ($A_s = 1 - \left(\frac{D_i}{D_o}\right)^2$) est proche de 1, diffèrent de celles que nous utilisons : des vitesses de méthane et d'air comprises entre 0,3 et 2m/s et un rapport As de 0,75 et 0,84.

Yamashita et *al.* [13] réalisent une étude numérique de la stabilité d'une flamme de diffusion constituée par un jet central de méthane et un co-courant d'air. Ils présentent trois formes d'instabilités de flamme : une extinction locale et occasionnelle au niveau de point de transition entre flamme laminaire et flamme turbulente ; une extinction complète au niveau de ce point laissant un bord de la flamme stable et court et le soufflage complet de la flamme. Selon ces auteurs, ces trois aspects dépendent du nombre de Reynolds Re (rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses) et du nombre de Damköhler Da (rapport du temps d'écoulement sur le temps de réaction). Pour une flamme, ayant un nombre de Reynolds Re=2000, les trois types de comportement peuvent être observés suivant les valeurs de Da. Il est montré que la flamme est directement soufflée pour Re=2000 en diminuant Da à partir de Da =1,4 x 10^7.

Ici, nous noterons l'importance du nombre de Damköhler dans les processus d'extinction ou de soufflage de la flamme.
Ces transitions seront étudiées dans notre cas pour des nombres de Reynolds plus faibles allant jusqu'à 300.
Dans le cas d'une flamme liftée, comme montré dans les études de S.H. Chung ou Ghosal et Vervish, la position du front de flamme est déterminée par un équilibre entre la vitesse d'écoulement locale au niveau du point triple et la vitesse de flamme. La vitesse laminaire de flamme est un élément important dans la détermination de la vitesse de propagation. Nombreuses sont les études qui étudient l'effet de plusieurs facteurs sur la vitesse laminaire de flamme. Entre autres, nous citons la thèse de Nicolas Bouvet [14]. Il s'agit d'une étude expérimentale et numérique de la vitesse de flamme de différents carburants en fonction de la richesse. Expérimentalement, le brûleur utilisé est un brûleur à jets opposés et l'acquisition de la vitesse se fait par PIV, cette vitesse est calculée numériquement par OPPDIFF.
La courbe de vitesse de flamme en fonction de la richesse est en forme de cloche montrant un maximum à une richesse de 1.

II.2.3.Flamme soufflée

Certaines conditions d'injection ne permettant pas la présence d'une flamme, sont à l'origine d'un phénomène de soufflage (blow-out). L'équilibre entre vitesse d'écoulement et vitesse de flamme ne peut pas s'établir. La vitesse limite correspondant au soufflage et la hauteur de décrochage juste avant le soufflage, pour une flamme en jet circulaire simple, sont calculées par Chung [9]. Elles dépendent du nombre de Schmidt (nature du carburant), de la vitesse de propagation de la flamme, de la fraction massique du carburant à l'injection et de la stœchiométrie. La vitesse limite de soufflage ne dépend pas du diamètre du brûleur.

II.2.4.Longueur d'une flamme de diffusion

Pour étudier l'effet du champ magnétique ou de l'ajout d'oxygène, nous nous baserons sur l'évolution de la longueur de flamme. Il existe une littérature importante sur la détermination de la longueur de flamme.

- Aspects théoriques

Les premières considérations théoriques sur la longueur de flammes de diffusion laminaires ont été développées par Burke et Schumann en 1928 [5]. De nombreuses études ensuite ont étendu le travail de Burke et Schumann en réduisant le nombre des hypothèses. Roper [15] a développé des corrélations théoriques qui sont largement utilisées pour prédire les longueurs de flamme (reprises par S.R. Turns dans son livre paru en 2000 [16]). Le calcul de la longueur de flamme est basé sur la solution analytique pour la hauteur de la zone de réaction pour une sortie circulaire de brûleur. Il résout les équations de conservation des espèces, de l'énergie et de la quantité de mouvement, avec les hypothèses simplificatrices suivantes :

I. La température et la diffusivité sont constantes
II. La combustion ne cause aucun changement du nombre de molécules
III. La diffusion axiale peut être négligée
IV. Le nombre de Schmidt (rapport de la viscosité cinématique à la diffusivité massique) et le nombre de Lewis (rapport de diffusivité thermique à la diffusivité de masse), sont égaux à 1
V. La composante de vitesse du gaz, parallèle à l'axe de la flamme, nommée u_z, est considérée comme étant constante pour une certaine hauteur dans la flamme.

Après résolution de ces équations la longueur de flamme théorique issue d'un brûleur circulaire, est donnée par l'équation E1-12.

$$L_f = \frac{Q_F (T_\infty / T_F)}{4\pi D_\infty \ln(1 + 1/s)} \left(\frac{T_\infty}{T_f} \right)^{0,67} \qquad \text{E1-12}$$

Cette longueur de flamme dépend du débit de combustible Q_F, de la température de l'oxydant T_∞, de la température de flamme T_f, de la température du combustible T_F à l'injection et du rapport molaire stœchiométrique comburant combustible s.
Il est montré que cette expression est applicable indépendamment de la gravité et qu'un co-courant (coflow) d'air n'a pas d'effet sur la longueur de flamme, tant que l'air est en excès comme dans les flammes surventilées.
Cette expression de longueur de flamme est validée expérimentalement par Roper et al. [17], où la longueur de flamme a été déduite à partir des mesures axiales de concentrations de CO et d'O_2 dans la flamme. Le point d'intersection entre la courbe de concentration de CO et d'O_2 détermine la position de la longueur de flamme.

- Aspects expérimentaux

La longueur de flamme est une caractéristique importante d'une flamme laminaire de diffusion. Les mesures de longueurs de flamme sont utilisées pour tester des modèles de structures de flammes et dans l'étude de la production des suies pour estimer le temps de résidence des particules de suie. Cette grandeur est caractérisée dans la littérature de plusieurs manières, et plusieurs chercheurs se sont intéressés à déterminer la longueur de flamme dans différentes configurations, tout en utilisant différentes techniques.

La longueur de flamme est définie comme étant la distance pour une flamme accrochée, entre la sortie du brûleur et la distance, sur l'axe de la flamme, où le combustible et le comburant sont en proportions stœchiométriques. On peut trouver des informations sur la mesure visuelle de la longueur de flamme -déterminée comme étant égale à la longueur lumineuse de la flamme- dans Sunderland et al. [18] où la longueur de flamme stœchiométrique est déterminée en mesurant la hauteur de zone de réaction bleue. La différence entre la longueur de flamme lumineuse et bleue est due à l'émission de suies rayonnantes (figure 6).

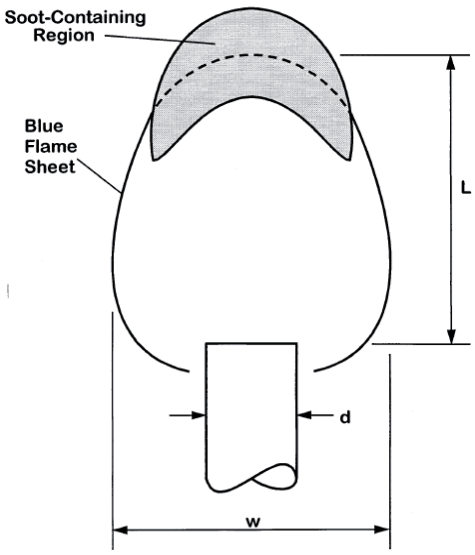


Figure 6 : Schématisation d'une flamme de diffusion avec émissions de suies [18].

Sunderland et al. [18] ont étudié l'effet de la gravité sur la forme de flammes de diffusion laminaires pour différents carburants, tailles de brûleur, pressions et débits. Le dispositif expérimental consistait en des brûleurs à section de sortie circulaire le carburant étant du méthane, de l'éthane ou du propane ; l'oxydant l'air ambiant. Le tout est placé dans une enceinte pouvant tenir la pression. La flamme est filmée à l'aide d'une caméra CCD. Le but est de comparer les dimensions lumineuses aux dimensions stœchiométriques de la flamme définies à partir du contour bleu de la flamme. Pour les flammes contenant des suies, une autre caméra équipée d'un filtre CH facilitait l'observation du contour stœchiométrique de la flamme. Les basses pressions induisaient une production minimale de suies, et toutes les flammes étudiées étaient laminaires, attachées au brûleur, et non battantes. Il a été remarqué que la zone jaune de la flamme, attribuée aux suies, augmentait avec le contenu en combustible et avec la pression.
Mikofski et al. [19] mesurent la longueur des flammes de diffusion laminaire inversées éthylène/air et méthane/air. Avec une méthode spectroscopique, ils déterminent la longueur de flamme, en excitant les radicaux OH par faisceau laser aligné verticalement avec l'axe central de la flamme (PLIF planar laser-induced fluorescence). La longueur de flamme stœchiométrique est déterminée entre la sortie du brûleur et la position de production maximum des radicaux OH. Le dispositif expérimental utilisé est un brûleur à jets coaxiaux, d'air au centre et d'éthylène ou de méthane autour, et un jet d'azote pour empêcher des flammes secondaires de se créer entre le combustible et l'air ambiant.
La figure 7 représente la distribution de luminosité, de radicaux OH et PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons), initiateurs de formation de suie, sur l'axe de la flamme. La position sur l'axe de la flamme, où les radicaux OH sont en quantité maximale, coïncide avec la position d'intensité lumineuse maximale. Cette position est définie comme étant la longueur de flamme stoechiométrique. Au-dessus, les radicaux OH commencent à diminuer en faveur des PAH. Il est montré que la longueur de flamme stœchiométrique est inférieure à la longueur de flamme lumineuse. Dans leur étude, Mikofski et al. modifient la corrélation obtenue par Roper pour l'adapter aux flammes inversées, cette corrélation devient pour les flammes de méthane $L_f/Q=0,157(s/cm^2)[ln(1+1/s)]^{-1}$ et le coefficient de corrélation est de 0,171 pour les flammes d'éthylène.

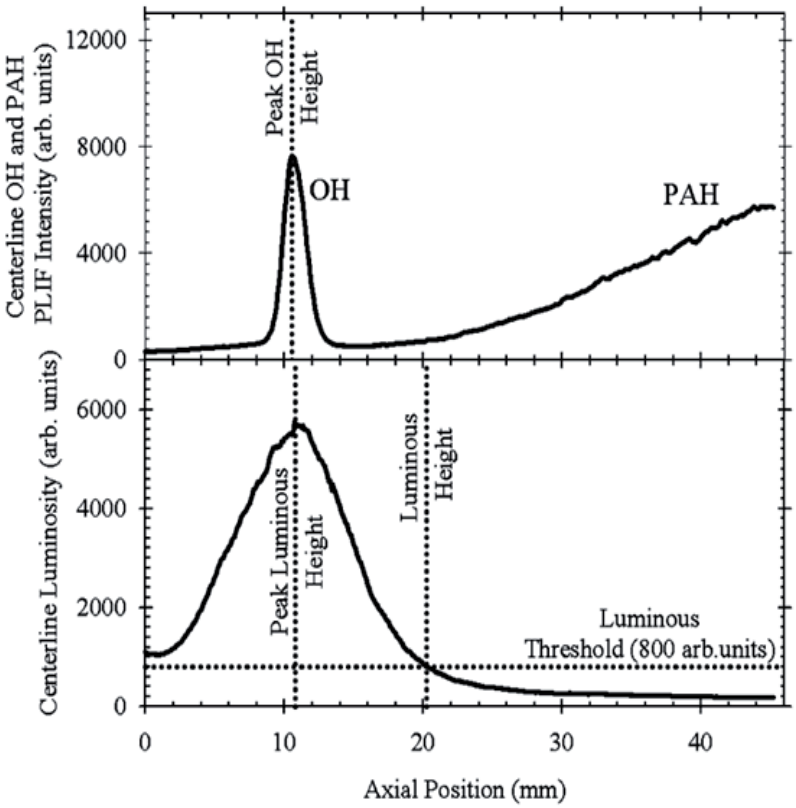


Figure 7 : Comparaison entre l'intensité lumineuse et la concentration des radicaux OH sur l'axe d'une flamme éthylène/air [19].

Min et al. [20] étudient l'effet de dilution du jet annulaire d'air avec de l'azote, du CO_2 et de l'argon sur le comportement, la stabilité et la longueur d'une flamme de diffusion issue de jets coaxiaux de méthane et d'air. La longueur de la flamme est déterminée avec plusieurs techniques. Ces techniques sont la fluorescence induite par laser plan des OH, incandescence des suies induite par laser et l'émission directe de la flamme (maximum de luminosité sur l'axe L_f, peak et la longueur lumineuse totale). Les longueurs mesurées expérimentalement sont comparées aux longueurs de flammes théoriques calculées à partir des modèles proposés par Roper [15], Spalding [21], Altenkirch [22] et Villermaux [23]. Il est montré que la longueur de flamme lumineuse est surestimée dans le cas d'émission de suies. Tandis que la méthode cherchant le maximum de luminosité sur l'axe de la flamme Lf, peak est la plus facile à mesurer et la plus fiable. Parmi les corrélations théoriques, celle de Roper est celle qui donne la longueur la plus proche de la longueur stœchiométrique.
Bien que faussée par la présence de suies, nous utiliserons la mesure de la longueur de flamme lumineuse qui nous permettra de tirer des conclusions sur l'effet du champ magnétique. Cette longueur de flamme lumineuse sera comparée à la longueur tirée à partir de la luminosité sur l'axe de la flamme. Dans le cas de l'enrichissement en oxygène et donc en présence d'une forte quantité de suies, c'est la longueur de la zone bleue qui sera utilisée.

Une autre méthode pour déterminer la longueur de flamme est basée sur la mesure de température en détectant la position du maximum de température le long de l'axe [24]. Joulain et Cottereau [25] proposent une revue des différents moyens de mesurer la température d'une flamme : y sont détaillées les méthodes par couples thermoélectriques, par pyrométrie, par analyse d'images vidéo et par spectroscopie (mesure par absorption, par diffusion de la lumière : Rayleigh, Raman ou par fluorescence induite par laser).

Mc Enally et al. [24] utilisent une technique de TPD (Thermocouple Particle Densitometry), Le profil temporel de température est mesuré avec un thermocouple de type R (Pt-Pt/13%Rh) inséré rapidement dans une zone de la flamme contenant des suies et le volume de suies est déduit d'une comparaison entre ce profil et un profil calculé à partir des principes de transfert de masse thermo phorétique. Lorsque le thermocouple est introduit dans la flamme, les particules de suie se déposent sur la jonction et augmentent son diamètre et son émissivité. C'est pour évaluer l'erreur due à la déposition de suies que le thermocouple est inséré le plus rapidement possible. Le brûleur est à jets coaxiaux : un jet central de méthane et un jet annulaire d'air. La flamme est protégée des courants d'air du laboratoire par un cylindre l'entourant laissant place au thermocouple. Le profil radial de température est donné sur la figure 9 pour deux hauteurs axiales z=10 et 60mm.

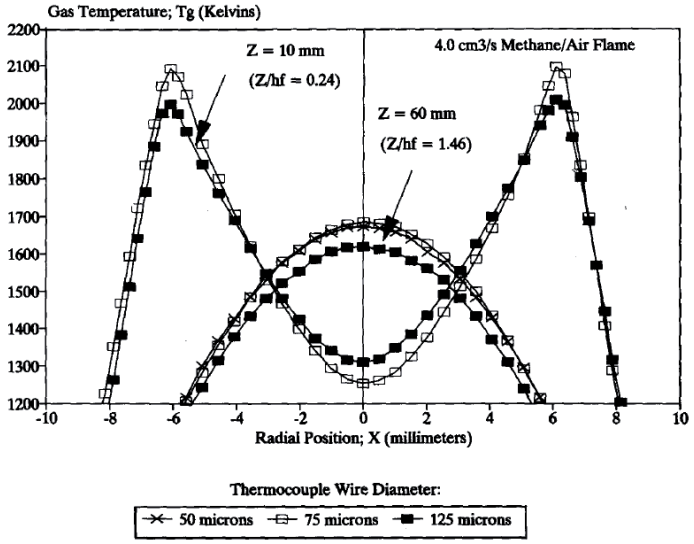


Figure 8: profil radial de température à deux hauteurs du brûleur pour une flamme en coflow méthane/air, mesuré avec trois thermocouples de diamètres différents (h_f= 41 mm longueur de flamme visuelle).

Les profils radiaux de températures ont été mesurés avec trois thermocouples de dimensions différentes (50, 75 et 125 microns) à deux hauteurs z=10 et 60 mm :
Dans cet article, il est fait état de différentes précautions à prendre pour accéder à la température des gaz dans une flamme par thermocouple. Dans une zone contenant des suies le signal thermocouple décroît en fonction du temps du fait du dépôt qui se forme sur le thermocouple ce qui augmente son émissivité et son diamètre. Dans la partie haute de la flamme il est montré une rapide oxydation du dépôt par les radicaux OH les mesures de température dans cette zone ne sont pas affectées par les suies. Un gradient de température produit des erreurs dues à la conduction thermique le long des fils. C'est en diminuant le diamètre des fils que l'on réduit cet effet (c'est ce qui est montré figure 8 avec le fil de 125µm). Pour accéder à la température des gaz T_g à partir de la température mesurée T_j il faut appliquer une correction pour prendre en compte les effets radiatifs et convectifs :

$$\varepsilon_j \sigma T_j^4 = (k_{go}\, Nu/2dj)(Tg^2 - Tj^2)$$

εj est l'émissivité de la jonction
σ est la constante de Stefan-Boltzmann
Nu est le nombre de Nusselt de la jonction
d est le diamètre de la jonction
et kg est une constante liée à la conductivité thermique du gaz.

Smooke et al. [26] étudient expérimentalement et numériquement la formation de suies dans une flamme laminaire de diffusion. Ils ont mesurés les profils de température, les longueurs de flamme et les fractions volumiques de suies. Pour les mesures de température, ils ont utilisé un thermocouple de type R (Platine Rhodié 13% / Platine) avec des fils de 75 µm de diamètre. En effectuant la mesure de profils dans les flammes en co-courant avec différentes tailles de fils thermocouples, ils ont montré que les erreurs de conduction pouvaient atteindre 100 K à certaines positions dans la flamme avec des fils de 125 µm alors qu'elles sont négligeables avec des fils de 75 µm. L'insertion d'un thermocouple dans une flamme, méthode fortement intrusive, s'accompagne de modifications de la température mesurée. La température mesurée à la soudure doit être convertie en température des gaz en équilibrant les transferts de chaleur (perte en énergie par radiation = gain en énergie par convection). Cette conversion doit prendre en compte le nombre de Nusselt, le diamètre de la soudure, les données de conductivité thermique du méthane et de l'air et l'émissivité du thermocouple (cf Joulain [20]). L'erreur absolue est estimée à moins de 50 K pour les flammes sans suie. Pour les zones contenant des suies, les particules se déposent rapidement sur la soudure. En insérant le thermocouple rapidement dans la flamme, trois étapes sont notées : la température augmente rapidement quand la jonction s'approche de l'équilibre thermique, diminue rapidement quand la déposition des suies couvre la surface du métal, et puis diminue lentement quand la déposition augmente le diamètre de la jonction. C'est pourquoi il propose de nettoyer la soudure avant chaque mesure en la retirant dans une couche oxydante par exemple et en effectuant la mesure en insérant un court instant la sonde dans la flamme. L'intrusion du thermocouple s'accompagne également d'une perturbation de la structure de la flamme d'autant plus importante que le diamètre de la sonde est important. Dans le cas d'une flamme liftée au-dessus du brûleur, le thermocouple peut se comporter comme un accroche flamme. Une partie du front de flamme adhère au thermocouple et suit le déplacement vertical sur plusieurs millimètres.
Dans le chapitre 2, nous mesurons la longueur de flamme par thermocouple (facile à utiliser et nécessitant une complexité d'installation ou d'équipement moins importante que certaines techniques comme la fluorescence induite par laser (LIF) ou l'incandescence des suies induite par laser). Bien qu'il s'agisse d'une mesure intrusive elle nous permettra de pouvoir tirer des conclusions sur l'effet du champ magnétique).
Le thermocouple mesure la température sur l'axe de la flamme de diffusion et nous montrerons la présence d'une phase de montée de température suivie d'une phase de stabilisation. Ce profil de température nous permettra de déterminer les caractéristiques thermiques de la flamme de diffusion.

II.2.4.1. Effet de la gravité sur la longueur d'une flamme de diffusion

Dans le cadre de notre étude, il ne s'agit pas de varier la gravité en étudiant la flamme dans une centrifugeuse ou dans une tour à chute libre, mais comme montré par Khaldi [4], les effets de portance dus à la gravité peuvent être modifiés par la présence d'un champ magnétique. L'effet du champ magnétique sur la longueur de la flamme fera l'objet des travaux présentés au cours du chapitre 2.
Roper dans son étude [15] intègre les effets de gravité sur la longueur de flamme via la vitesse du combustible qui comprend les effets d'accélération de flottaison. Il argumente que la gravite accélère la vitesse du combustible sur l'axe du jet ce qui a comme effet le resserrement des lignes de courant. Le premier effet a tendance à augmenter la longueur de la flamme tandis que le deuxième a tendance à la réduire à cause de l'amélioration de la diffusion des réactifs vers la zone de réaction. Dans le cas d'un jet rond, les deux effets se compensent et en

conséquence la longueur de la flamme reste insensible à la gravité. Depuis, plusieurs études ont été menées pour examiner l'effet de la gravité sur la longueur de la flamme. Sunderland et al. [18] ont effectué des expériences avec une centaine de flammes non lumineuses dans une tour de chute libre. Ces expériences sont faites pour différents combustibles, diamètres de brûleurs et débits. Ils ont constaté pour la gamme de nombres de Reynolds étudiée s'étendant de 5 à 1020, que les longueurs des flammes augmentent de 40%. Toutefois, cette différence de longueur diminue pour un nombre de Reynolds plus élevé. Parmi d'autres explications, ils penchent pour celle qui préconise qu'en microgravité, la température de la flamme diminue considérablement ce qui diminue les coefficients de diffusion des espèces donc la flamme doit s'allonger pour brûler plus de combustible, et l'élargissement est attribué à la convection radiale qui déplace le contour stœchiométrique loin de l'axe du jet. Altenkirch et al. [22] ont constaté qu'une flamme de diffusion lumineuse placée dans une centrifugeuse rétrécit et s'amincit avec l'augmentation de la gravité. Ils ont établi un modèle simple: l'idée étant de considérer le jet de flamme comme un cylindre de rayon fixe qui réajuste sa longueur pour qu'il puisse consommer l'oxygène suffisant pour brûler tout le combustible injecté. La gravité agit sur la couche limite combustible-air en intensifiant le transport d'oxygène par convection à sa surface latérale. L'effet de la gravité est introduit par l'intégration du nombre de Froude dans le modèle. Le modèle est confronté avec les résultats expérimentaux et il propose la loi $L_f/d \alpha Re^{2/3}Fr^{1/3}$ soit $L_f \alpha g^{-1/3}$; et la loi $L_f/d \alpha\ Re^{2/3}Fr^{0,08334}$ pour Fr plus élevé, et cet effet demeure le même pour des valeurs du nombre de Froude très élevées allant jusqu'à 106. Une analyse physique plus complète de Villermaux et al. [23] prédit la même loi $L_f \alpha g^{-1/3}$ pour des flammes à très faibles nombres de Froude Fr. La gravité accélère le mouvement du jet de la flamme, plus chaud que l'air, ce qui réduit la couche limite diffusionnelle et intensifie donc le transport de l'oxygène vers la zone de réaction. Cette même loi est observée expérimentalement par Durox et al. [27] pour des flammes de méthane dans une centrifugeuse de gravité allant jusqu'à 8,25g. Quand les flammes sont courtes, elles sont stables et leur longueur dépend de la gravité. Quand leur longueur est plus importante que leur diamètre, la dépendance de longueur avec la gravité est d'une puissance -1/3, ce qui est en accord avec les résultats de la théorie. Ces résultats sont obtenus en supposant que le rayon de la flamme est indépendant de la gravité. La fréquence d'oscillation de ces flammes dépend de la gravité avec une puissance comprise entre 1/2 et 2/3 quand le diamètre du brûleur est inférieur à l'épaisseur de la flamme, alors que dans l'autre cas, cette puissance est de 1/2. Sato et al. [28] réalisent des expériences dans un spectre de gravité plus large qui s'étend jusqu'à la microgravité. Les mêmes phénomènes physiques que ceux de Altenkirch et al. [26] ont été observés et la longueur visible d'une flamme moyenne lumineuse est $L_f/d=0,58Re^{2/3}Fr^{0,089}$. Dans une publication relativement récente de Sunderland et al. [29], les auteurs présentent une revue sur l'effet de la gravité sur la longueur de la flamme. Les deux approches évoquant la dépendance ou non de la gravité sont abordées. Les études antérieures ont mentionné la non dépendance de la gravité dans le cas de microgravité et de gravité normale (L_f dépend de Re uniquement) et la dépendance à gravité élevée (L_f dépend de Re et Fr). Il a été montré que la corrélation dépendant de Re uniquement reproduit bien les résultats expérimentaux, ainsi que la corrélation dépendant de Fr et Re. En revanche, cette dernière présente des bases théoriques moins rigoureuses et n'est pas adaptée pour les flammes en microgravité.

II.4.Diagramme de stabilité.

Remarquant les différents comportements de la flamme et fonction des conditions d'injection des gaz, les chercheurs ont établi des diagrammes de stabilité de la flamme qui montrent l'état de la flamme et les transitions entre ces états.

L'influence d'un jet coaxial d'air sur une flamme de diffusion de méthane est étudiée expérimentalement par Wyzgolik et Baillot [12]. Dans cette étude, il s'agit de désorganiser un jet central de méthane en agissant sur la couche de mélange, donc en contrôlant les conditions d'injection du jet d'air. Pour certains cas, la flamme se stabilise à une certaine distance du brûleur appelée hauteur de décrochage.
Les auteurs établissent un diagramme de stabilité de cette flamme fonction des vitesses d'air et de méthane (voir figure 9)

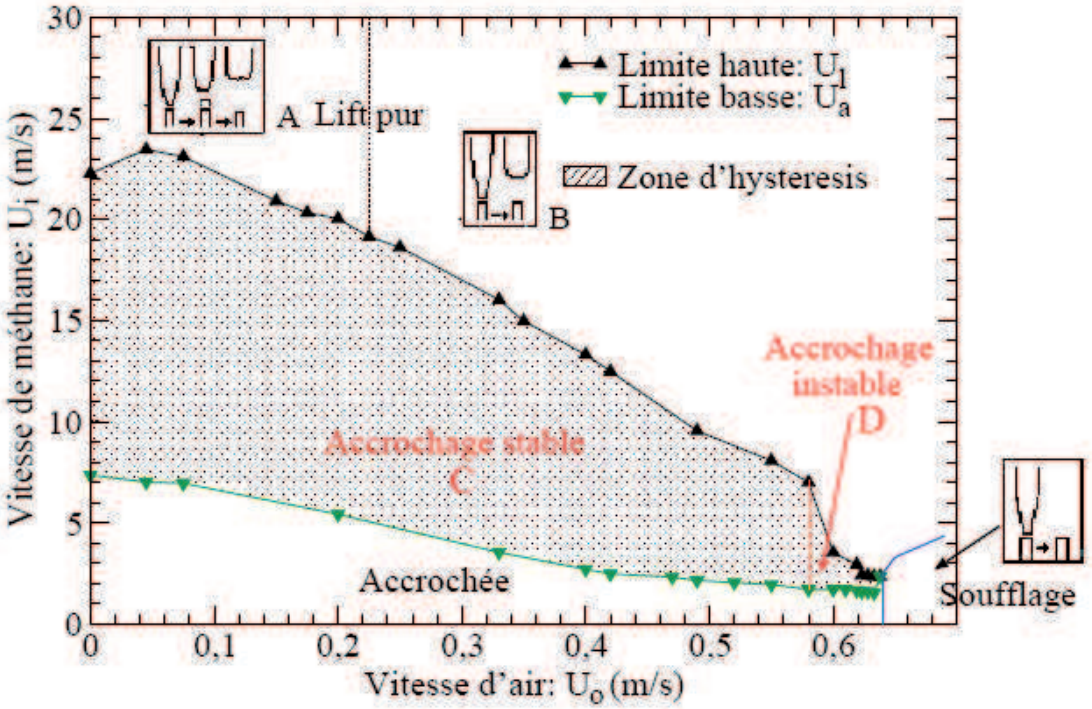


Figure 9 : Diagramme de stabilité d'une flamme de diffusion méthane/air [12]

Ce diagramme montre les différents comportements de la flamme, suivant les conditions d'injection du méthane et de l'air. La présence de plusieurs zones est notée :

- Une zone pour de faibles vitesses de méthane et d'air où la flamme est accrochée,
- Une zone où la flamme est décrochée,
- Pour des vitesses d'injection très importantes, la flamme est soufflée.

La zone d'hystérésis est limitée par deux courbes U_l et U_a. La limite supérieure U_l est obtenue en augmentant à vitesse d'air constante, la vitesse de méthane jusqu'au décrochage de la flamme, et U_a limite inférieure est obtenue, à partir d'une flamme décrochée, en réduisant la vitesse du méthane jusqu'au rattachement de la flamme.

L'extinction locale observée sur la partie A du diagramme est due à la diminution du taux de réaction dans l'aval de l'écoulement. Ce taux augmente et diminue localement autour du point de transition. Les fluctuations de vitesse d'injection, résultant des instabilités de l'écoulement, induisent une augmentation locale et occasionnelle des gradients de concentration de méthane et d'oxygène dans la zone de réaction. Cette augmentation du gradient de concentration, augmente le taux de réaction conduisant ainsi à un gradient de température plus important. Ainsi, le transfert de chaleur par conduction ne peut plus être en équilibre avec le flux de chaleur provenant de la réaction et le résultat est une extinction locale. L'extinction complète est due à la diminution du nombre de Damköhler, qui induit une augmentation de la fréquence des ruptures dans la zone de réaction au niveau du point de transition.

Gilard et *al*. [30] construisent un diagramme de stabilité d'une flamme constituée par un jet central circulaire de méthane et un jet coaxial d'air. Ils montrent pour chacune des vitesses d'injection du méthane, la vitesse d'injection de l'air qui correspond au passage de la flamme de l'état décrochée à l'état soufflée (figure 10).

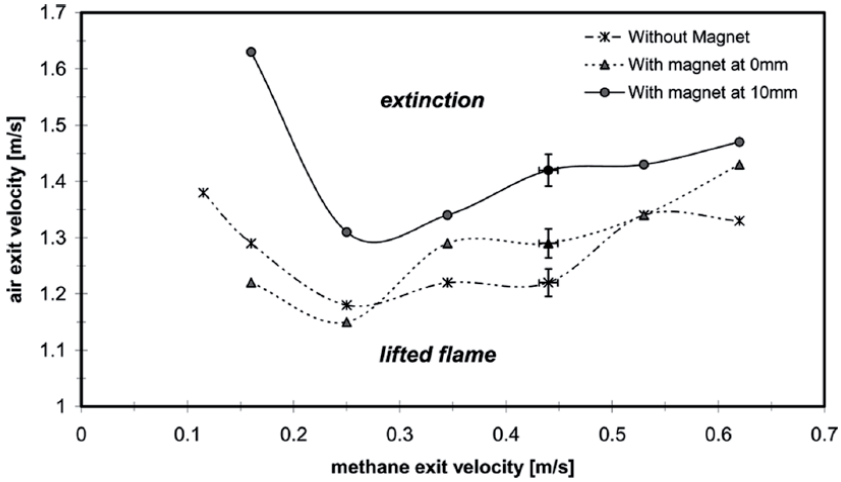


Figure 10: Diagramme de stabilité d'une flamme de diffusion à jets coaxiaux [19].

La courbe séparant les deux zones (flamme décrochée - flamme soufflée) est montrée pour une flamme non soumise à l'action d'un champ magnétique, pour une flamme où le centre d'un aimant permanent est placé à la sortie du brûleur et pour une flamme où le centre de l'aimant est à 10 mm au-dessus de la sortie du brûleur.
Dans la suite de nos travaux sur l'effet d'enrichissement en oxygène sur la stabilité de la flamme, le comportement de la flamme sera représenté, pour un débit de méthane fixé, en fonction du débit d'air et du débit d'oxygène ajouté. Différents régimes de flamme y seront notés : flamme accrochée, flamme liftée stable ou instable et flamme soufflée.

III. Effet d'un champ magnétique

Pour prouver l'importance du gradient de champ magnétique, Baker [31] réalise des expériences sur une flamme propane/air où il étudie trois configurations de champ magnétique M1, M2 et M3 avec des aimants permanents de forme prismatique (géométries identiques des aimants mais intensité maximale différente suivant les configurations M1, M2 et M3). Ces configurations sont les suivantes : pour M1, le champ varie de 0 T aux extrémités jusqu'à 0,5 T au centre, alors que pour M2 et M3 l'intensité du champ au centre atteignait respectivement 0,75 T et 1 T, donc des gradients de champ de -14,5 T^2/m pour M1 (L'intensité du champ diminue en se dirigeant vers les z positifs), et de -54 et -120 T^2/m pour M2 et M3 respectivement. Les deux effets majeurs remarqués concernent l'élongation de la flamme et le point d'extinction de la flamme. Avec la configuration M1, les différences entre les cas avec et sans champ magnétique étaient négligeables, peu discernables pour la configuration M2 et remarquables pour la configuration M3.
La présence d'un champ magnétique augmente l'intensité lumineuse de la flamme qui devient plus large et le débit correspondant à l'extinction augmente de 0,5 cm^3/min avec la configuration M3. Selon l'auteur, ces deux phénomènes sont dus à la présence de l'oxygène paramagnétique. Cet oxygène est entraîné vers la région où le produit de l'induction magnétique fois le gradient du champ magnétique est maximal c'est-à-dire vers la région où

la distance est minimale entre les prismes où se localise la sortie du brûleur. Baker indique donc que la concentration d'oxygène sur les bords et à la base de la flamme est augmentée. Il en résulte alors une combustion plus importante à la base de la flamme et donc une flamme plus petite mais plus intense.

De plus, l'augmentation de la concentration d'oxygène au niveau du centre du brûleur refroidit le sommet des prismes. Cette diminution de température est alors responsable de la diminution du débit d'extinction de la flamme parce qu'il y aura un transfert de chaleur de la flamme aux prismes ce qui éteint la flamme pour des débits plus importants. Les résultats sont expliqués grâce au nombre de Grashof magnétique défini comme étant le rapport des forces de flottabilité magnétiques et des forces de viscosité :

$$Gr = \frac{\chi_{mOX} B \frac{dB}{dz} L_f^{\,3}}{\mu_0 \rho \nu^2}$$

et au nombre de Froude magnétique, rapport des forces d'inertie et des forces de gravité augmentées de la force magnétique. Ces paramètres sont utilisés comme facteurs clés pour caractériser le comportement de la flamme en présence du champ magnétique.

Wakayama [32] et Wakayama et *al*. [33] contribuent à la réalisation de plusieurs études sur des flammes avec et sans champ magnétique.
La première étude [32] est une étude expérimentale où deux configurations du champ magnétique sont examinées :

- Dans le premier cas, un électroaimant génère un champ magnétique dont la variation est verticale, le combustible injecté est soit du méthane, soit du méthane mélangé avec de l'air. Le champ magnétique est uniforme sur une longueur de 3,5 cm des deux cotés des pôles de l'aimant et de gradient 0,4 T/cm ailleurs. Les températures de flamme, l'intensité de luminescence des radicaux OH et la surface de front de flamme sont mesurées, respectivement à l'aide d'un thermomètre, un monochromateur et une camera vidéo, pour deux positions de la sortie du brûleur : l'une (A) (à 4 cm du haut du centre de l'électroaimant) dans la zone de champ magnétique variable, et l'autre (B) (à 1 cm du bas de l'électroaimant) dans la zone centrale de l'aimant.
Pour la position A, les deux flammes deviennent plus courtes et plus brillantes, la température de flamme augmente ainsi que la luminescence des radicaux OH, mais la surface de front de flamme diminue. D'autres essais ont été faits avec des flammes de prémélange, et le champ magnétique n'a pas d'influence sur ce genre de flamme. Par contre, pour la position B, aucun changement n'est observable à cause de l'homogénéité du champ.

- Dans le deuxième cas, la composante centripète de l'intensité du champ augmente. Le combustible injecté est de l'hydrogène. Visuellement, la flamme a une forme rectangulaire et une couleur orange sans champ magnétique, alors qu'avec le champ magnétique, la forme est triangulaire et la flamme a une couleur bleue. Une mesure de l'absorption des rayons UV due aux radicaux OH montre une forte absorption. La forme du spectre ne change pas en appliquant un champ magnétique mais l'intensité d'absorption augmente de 90 % pour un champ de 1,6 T.
La deuxième étude [33], examine le champ magnétique comme support pour une flamme de butane en microgravité. En situation de microgravité, les différences de densité entre air chaud et air froid n'interviennent plus : la convection n'emporte pas les produits de la combustion (CO_2 par exemple) loin de la flamme. En conséquence, la flamme de diffusion adopte une forme sphérique et les produits de la combustion bloquent l'accès du dioxygène à

la flamme (voir figure 13). En l'absence de mouvement d'air provoqué (souffle par exemple), celle-ci tend à s'éteindre d'elle-même dans un délai assez bref. Le champ magnétique vient agir sur l'oxygène paramagnétique en l'entraînant dans la zone de réaction et repoussant les gaz chauds. Le dispositif expérimental consiste en une tour de chute libre de dix secondes pour flammes avec un champ magnétique décroissant. Les résultats sont comparés à ceux en microgravité sans champ magnétique. La présence du champ magnétique renforce la convection qui a comme effet d'allonger la flamme. Les flammes en champ magnétique se stabilisent après une période de transition et demeurent lumineuses, tandis que les flammes sans champ diminuent de luminosité et sont finalement éteintes.

Figure 13 : Flamme de bougie en microgravité.

Une troisième étude de Kinoshita et *al*. [34] repose sur des simulations numériques de flammes de diffusion hydrogène/air avec et sans champ. Les équations de conservation de masse, de moment axial et radial, des espèces et de l'énergie sont prises en compte. Le transfert par rayonnement n'est pas considéré. Les données thermodynamiques et de transport sont celles figurant dans la base de données de Chemkin.
Sans champ magnétique, à t=0, sous l'effet de la convection naturelle, les contours de température s'approchent de l'axe central. Sous l'effet de la microgravité pour des temps plus avancés, la vitesse d'écoulement diminue, la flamme devient circulaire et les contours de flamme se dirigent vers la zone extérieure. Le gradient de concentration de O_2 diminue à côté de la flamme et donc la flamme est moins alimentée en oxygène ce qui diminue le taux de réaction. En appliquant un champ magnétique décroissant, l'air est entraîné dans la flamme et la vitesse augmente en descendant. La température maximale de flamme est plus petite, le taux de transfert de chaleur est plus important que dans le cas sans champ magnétique.

Après avoir décrit les interactions physiques qui existent entre un champ magnétique et la matière, Khaldi [4] définit la flamme de diffusion comme étant la flamme la plus facile à contrôler mais son principal inconvénient est l'émission des suies. En plus, il calcule le nombre de Froude magnétique pour une flamme de diffusion propane/air soumise à un champ magnétique variable. Ce nombre de Froude est défini comme étant le rapport des forces d'inertie et des forces de gravité augmentée de la force magnétique. Son premier dispositif expérimental consiste en un brûleur à jet simple où l'on injecte du propane dans l'air ambiant. La flamme non confinée est filmée par une caméra CCD placée au-dessus du brûleur pour enregistrer simultanément la vue de dessus de la flamme ainsi que la vue de face reflétée par un miroir incliné à 45°. Ces images sont ensuite analysées par le logiciel SPOTLIGHT. Une étude numérique faite dans les mêmes conditions, prédit les mêmes évolutions de forme et de taille de la flamme. Ces résultats montrent que la longueur de la flamme diminue progressivement en gravité élevée tandis qu'elle augmente considérablement en s'approchant de la microgravité.
Il a aussi réalisé une étude expérimentale de la convection combinée magnéto-gravitaire où la source de chaleur est une résistance électrique placée dans un aimant supraconducteur [35]. L'étude numérique des mêmes conditions est réalisée sous Fluent. Ces deux études ont mis en

évidence qu'un gradient magnétique vertical constitue un outil original de contrôle de la convection naturelle dans un fluide comme l'air.

Delmaere [36], examine expérimentalement et numériquement l'effet du champ magnétique sur une flamme de diffusion laminaire constituée de deux jets coaxiaux de méthane et d'air ; le champ magnétique étant généré par un assemblage d'aimants permanents. L'étude expérimentale montre qu'en fixant un débit de méthane, la hauteur de décrochage de la flamme croît en augmentant le débit d'air et qu'en présence du champ magnétique, quelque soit le signe du gradient de ce champ, cette hauteur est inférieure à celle mesurée dans le cas sans champ.

Dans son étude numérique, il étudie sous CFD (Fluent) l'effet du champ magnétique, de gradient 4,76 et 30 T^2/m, d'une part sur des jets non réactifs, et d'autre part, sur une flamme laminaire de diffusion. Pour cela, il a ajouté un modèle de rayonnement dans l'équation de l'énergie, et un terme source représentant la force paramagnétique dans l'équation de quantité de mouvement. L'étude dynamique des jets coaxiaux montre que la force magnétique permet de réduire la vitesse axiale du jet du mélange conduisant ainsi une meilleure efficacité de mélange. Dans le cas de la flamme, le champ magnétique permet de réduire la vitesse du mélange amont au front de flamme permettant une meilleure diffusion du méthane. Le champ magnétique a pour effet de réduire la hauteur de décrochage de la flamme, tandis que sa longueur est légèrement augmentée ainsi que le rayon stoechiométrique. Quant à la température maximale de la flamme, elle est approximativement la même.

Delmaere et *al*. [37], ont aussi réalisé une étude numérique de l'écoulement non réactif avec et sans champ magnétique pour déterminer le rayon stœchiométrique, le gradient des fractions massiques ainsi que la hauteur de décrochage d'une flamme de diffusion laminaire constituée de deux jets coaxiaux de méthane et d'air. Ils montrent que le rayon stœchiométrique augmente en présence du champ magnétique. A partir du profil axial de la vitesse le long du contour stœchiométrique et du profil de la vitesse de propagation de la flamme, ils déduisent la position du point triple de la flamme. Ainsi ils montrent que la hauteur de décrochage se réduit lorsque l'on applique le champ magnétique.

Gilard et al. [30] observent que pour une flamme formée par un jet central de méthane et un jet coaxial d'air, l'application d'un champ magnétique permet de repousser les limites de soufflage de la flamme vers des vitesses d'injection d'air plus importantes.

Une réduction de la hauteur de décrochage d'une flamme de diffusion laminaire méthane/air est observée par Gillon et *al.* [38]. L'application d'un champ magnétique croissant (vertical ascendant), freine l'air ambiant à l'entrée du champ magnétique, ce qui réduit l'entraînement par le jet coaxial d'air et donc la hauteur de lift.

Par rapport aux études de Delmaere [36, 37] où un aimant permanent non refroidi est utilisé, notre étude est réalisée en utilisant un champ magnétique généré par un électroaimant dont les pôles ont une surface de contact froide plus importante avec les gaz chauds de combustion, ce qui génère des phénomènes plus complexes et accélère les courants de convection thermomagnétique qui influencent les courants de convection naturelle.

IV. Oxycombustion et air enrichi en oxygène

Les études qui exploitent l'effet de l'oxycombustion ou de la combustion enrichie en oxygène sur la stabilité des flammes de diffusion laminaires de méthane en configuration de jets coaxiaux sont rares. Nous évoquerons ci-après des études qui ont été réalisées sur d'autres configurations de brûleurs, tels que les brûleurs à jets séparés ou les brûleurs à jets opposés. Certaines études sont aussi conduites dans des conditions où la flamme est turbulente.

IV.1. Oxycombustion.

Depuis les années 1980, les contraintes environnementales imposent à ce que la combustion à l'oxygène soit une des solutions possibles pour réduire les émissions de polluants des installations industrielles. Cette solution présente d'autres avantages :

- Augmenter la température de combustion et donc de favoriser les transferts thermiques, ce qui, pour un transfert thermique donné, induit une diminution de la quantité de combustible brûlé, qui peut atteindre jusqu'à 50% pour le gaz naturel.
- Réduire la quantité d'azote dans le comburant ce qui va réduire donc l'émission d'oxydes d'azote issus des produits de la combustion, et simultanément d'augmenter la concentration en CO_2 en vue de son piégeage. De ce fait, on pourra augmenter l'efficacité du processus de capture du CO_2.
- Eliminer l'azote présent dans une combustion classique à air où l'azote présent autour de la flamme, absorbe une partie de la chaleur produite par combustion [39], [40].

Mais, l'oxycombustion présente aussi quelques inconvénients, dont le prix. En effet, produire de l'oxygène coûte plus cher. Elle présente aussi une dangerosité liée à la réactivité plus importante qui nécessite d'importantes mesures de sécurité, et des fortes températures qui peuvent causer la destruction de brûleur ou d'installations proches.

Par contre, si nous prenons le problème dans son ensemble, l'oxycombustion serait avantageuse si nous comparons le prix de l'oxygène aux économies sur le combustible, sur le coût de traitement de fumées dégagées.

Durant les dernières années, l'oxycombustion a été liée à de nombreuses applications touchant essentiellement le domaine de la métallurgie. La verrerie, la cimenterie, les productions de chaux et d'émaux et l'incinération sont d'autres procédés de combustion concernés par l'oxycombustion.

La production de suie en oxycombustion (100% d'oxygène dans le comburant) a fait l'objet de plusieurs études dont celle de Kumfer [41].

Dans le cadre de la mesure de hauteur de décrochage et de longueur de flamme, Sautet et *al*. [42], Boushaki et *al*. [43 et 44] étudient différentes configurations de flamme basées essentiellement sur trois jets pariétaux séparés et alignés : un jet de gaz naturel entre deux jets d'oxygène. Les configurations adoptées conduisent à la formation de deux flammes de chaque côté du jet central. Dans une première étude expérimentale, les auteurs font varier la distance entre le jet de gaz naturel et celui d'oxygène [42]. Ils observent qu'en augmentant cette distance, on aboutit à des bases de flammes turbulentes très complexes et dont le front de flamme devient plus épais. De plus, la combustion est irrégulière, et les deux branches de flamme seront connectées mais moins lumineuses avec l'accroissement de la distance.

Dans une autre étude [43], le même dispositif expérimental est employé mais cette fois en variant l'inclinaison des deux jets d'oxygène de 0 à 30°. Ce paramètre aura une influence sur l'angle d'épanouissement, la hauteur de décrochage et la longueur de flamme. En augmentant l'angle d'inclinaison, les deux zones de réaction se rencontrent de plus en plus loin au-dessus des injecteurs. L'outil de mesure choisi pour décrire la structure de la flamme est basé sur la luminescence des radicaux OH*. On observe que dans le plan transversal, la surface de flamme augmente et prend de plus en plus la forme 'V', on en conclut que le volume de la flamme augmente. En conséquence, l'angle d'épanouissement augmente et la hauteur de lift diminue d'une manière presque linéaire car l'effet de confinement du gaz naturel par l'oxygène accélère le mélange en amont de l'écoulement. En d'autres termes, augmenter l'inclinaison des deux jets d'oxygène permet aux gaz de se mélanger au plus près de leur sortie et conduit à une meilleure stabilité de la flamme. Enfin, la longueur moyenne de flamme diminue avec l'augmentation de l'inclinaison mais d'une façon non linéaire.

Une troisième étude [44], permet de mettre en évidence l'effet d'inclinaison des jets d'oxygène sur l'émission des oxydes d'azote. La technique de mesure utilisée est la PIV : la flamme est filmée à l'aide d'une caméra CCD munie d'un filtre optique pour les radicaux OH* ainsi qu'un dispositif laser constitué d'un rayon laser suivi d'une lentille divergente et d'une autre sphérique convergente pour transformer en faisceau plan. L'émission des oxydes d'azote diminue fortement avec l'inclinaison des jets d'oxygène suite à l'amélioration de la stabilité de la flamme.

IV.2. Combustion à l'air enrichi en oxygène.

Par rapport à l'oxycombustion, dans une flamme où le comburant est un mélange air/oxygène, bien que ce dernier favorise l'augmentation de la température et permet d'augmenter les NO_x, la modification des installations n'est pas nécessaire.

Les premières études de la littérature montrent essentiellement des cas où les auteurs diluent l'oxygène par de l'air, donc diminuent la fraction massique de O_2 dans le comburant en faveur de l'azote. Lacas et al. [45] réalise des expériences sur une flamme éthanol liquide/oxygène dilué par de l'air. L'injecteur envoie deux jets verticaux coaxiaux dans une chambre à combustion verticale avec une sortie pour les gaz brûlés. La flamme est visualisée à l'aide d'une caméra CCD à travers un filtre centré sur la bande d'émission des radicaux CH*.
En diminuant la fraction massique de l'oxygène, plusieurs changements concernant la structure de la flamme, sa stabilité et la formation des polluants sont observés. Cette dilution a pour effet d'augmenter la largeur de la flamme et de la rendre moins stable ce qui peut être expliqué par la diminution de la vitesse de flamme laminaire avec la dilution.
En ce qui concerne la structure de la flamme, en diminuant la fraction massique d'oxygène, la flamme est plus longue et plus épaisse, ceci est dû à la localisation de la zone stoechiométrique loin de la flamme. D'un point de vue stabilité de la flamme, la limite d'extinction diminue avec la dilution : plus la flamme est riche en oxygène plus elle est stable.

L'effet de la concentration en oxygène dans l'air et de la vitesse d'injection du jet coaxial d'air sur la production de suies pour une flamme de diffusion laminaire à acétylène est étudié par Santos et *al*. [46]. Le pourcentage d'oxygène est inférieur à 30% (23 et 25%), ce qui ne nécessite pas d'importantes modifications du dispositif expérimental. L'effet d'enrichissement

en oxygène a été constaté sur le profil axial de température de flamme mesurée par thermocouple (Pt-Pt/10%Rh), et sur la fraction volumique de suies calculée par la méthode d'extinction de rayon laser.
Une étude sur la formation de suies et de monoxyde d'azote dans le cas d'une flamme de diffusion à contre-courant méthane/air enrichi en oxygène a été menée par Beltrame et *al*. [47]. L'étude sur le profil de suies est réalisée expérimentalement en utilisant la méthode d'extinction de rayon laser et numériquement en utilisant le code OPPDIF. Les pourcentages d'oxygène étudiés sont de 21, 30, 50, 68 et 100%. La vitesse de déformation est modifiée en changeant la distance de séparation des deux jets et les vitesses d'injection. La fraction molaire des espèces majeures et les profils de température sont présentés sur la figure 13, pour le cas d'une flamme méthane/air et méthane/air enrichi à 68% en oxygène. On voit que dans le plan de maximum de température (appelé plan de flamme), la consommation des réactifs prend place, tandis que les produits H_2O et CO_2 atteignent leur concentration maximale. Le méthane atteint son plan de stagnation à cause de la convection forcée.
Dans le cas de 68% en oxygène, le méthane est oxydé très vite (avant d'atteindre le front de flamme). La nucléation des suies pour le cas méthane/air prend place à 1,1 cm de la sortie d'injecteur de méthane, mais dans le cas de 68% d'oxygène, cette nucléation commence à 0,9 cm. L'enrichissement en oxygène rapproche de quelques millimètres le maximum de température et le plan de stagnation de la sortie de méthane (voir figure 14).

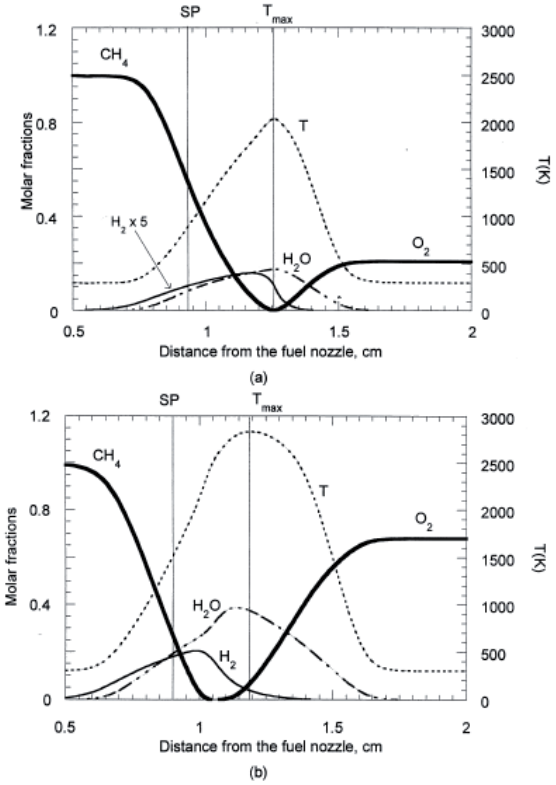


Figure 14 : profil axial de température et d'espèces dans la flamme (a) méthane/air, (b) méthane/air enrichi à 68% en oxygène [47].

Concernant la formation des oxydes d'azote NO, celle-ci est favorisée par la température de flamme qui est plus importante dans le cas d'enrichissement en oxygène, et du changement de structure de flamme qui est responsable d'un temps de résidence des espèces plus long, dans la zone de haute température.

Une autre étude sur la flamme provenant de deux jets opposés de méthane et d'air enrichi en oxygène est réalisée par De Leo et *al.* [48]. Ses résultats proviennent de deux études expérimentale et numérique avec le méthane comme combustible, alors que le comburant consiste au début en de l'air, puis la concentration d'oxygène est augmentée jusqu'au cas où le comburant est de l'oxygène pur. Son dispositif expérimental est celui schématisé sur la figure 15.

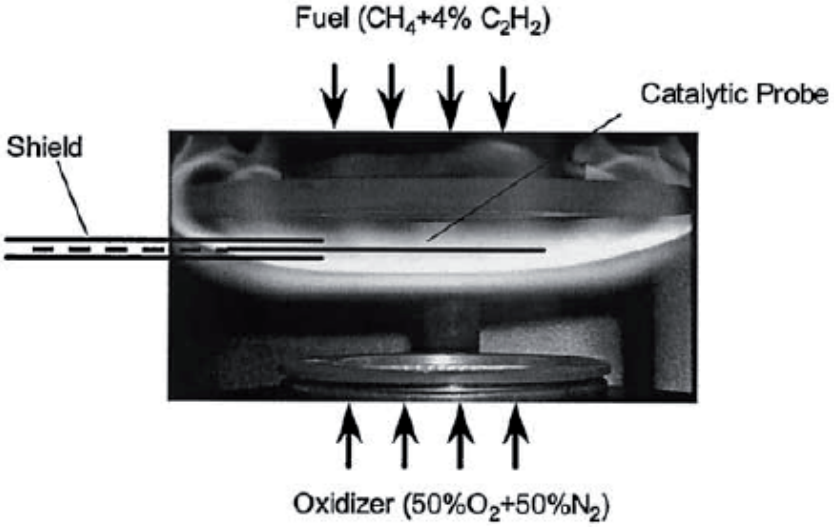


Figure 15: Schéma du dispositif expérimental de M. De Leo.

Une flamme à jets opposés permet d'avoir une variation constante de la composition du mélange sur l'axe vertical du comburant pur au combustible pur, configuration qui peut être utilisée pour étudier les taux de réaction à différentes températures et fractions de mélange en une seule expérience. La flamme est protégée par un film d'azote. Elle est suspendue entre les deux injecteurs, très stable et ne touche pas les injecteurs ce qui réduit les pertes de chaleur dans le matériel, et élimine le prémélange qui pourrait se former à la sortie du brûleur. Les deux paramètres variant sont le taux d'oxygène et la fréquence des radiations créées par la flamme. La concentration de radicaux OH* et CH* est représentée suivant l'axe vertical.

Cette même flamme est modélisée en utilisant le code OPPDIF de Sandia. Le mécanisme appliqué est GRI-Mech. Les résultats expérimentaux et numériques montrent une très bonne corrélation : les pics sont obtenus à la même position. Le pic de OH est plus proche de la sortie de comburant et son profil est plus large avec l'enrichissement en oxygène tandis que celui de CH n'est pas affecté. Ceci est dû au fait qu'en enrichissant avec de l'oxygène, le plan de stagnation est plus proche de l'injecteur de méthane à cause de la masse molaire d'oxygène plus élevée que celle de l'azote. Et la position de température maximale est déplacée gardant une distance constante avec le plan de stagnation. L'augmentation du taux d'OH est le résultat de l'augmentation de la température et bien évidemment de la quantité d'oxygène. Comme la diffusion du méthane est plus lente à cause des écoulements convectifs, le résultat est une flamme plus étroite. En plus, en augmentant le contenu en oxygène, la température est plus importante et la dissociation des molécules O_2 en atomes d'oxygène est favorisée et par la suite celle de formation des radicaux OH.

La stabilité d'une flamme où l'oxydant est de l'air enrichi en oxygène est évoquée dans plusieurs études suivant ses aspects (flickering [49], limite d'extinction [50], et paramètres influençant sur la hauteur de lift [51]).

Gotoda et *al.* [49] réalisent une étude sur l'effet d'enrichissement en oxygène sur la fréquence et l'amplitude d'oscillation de sommet de flamme issue d'un brûleur à jets coaxiaux de méthane/ mélange d'azote et d'oxygène en utilisant une technique schlieren. Il a été constaté que l'enrichissement en oxygène a pour effet de diminuer l'amplitude des oscillations et d'augmenter leur fréquence.

Takahashi et *al.* [50] ont étudié, en microgravité, l'extinction d'une flamme de diffusion de méthane par l'ajout de gaz diluants dans un coflow d'air et d'air enrichi en oxygène. Les gaz diluants utilisés sont le dioxyde de carbone CO_2, l'azote N_2, l'hélium He et l'argon Ar. La concentration minimale à l'extinction (MEC) est mesurée et calculée pour chacun des deux cas où la fraction volumique d'oxygène est de 0,21 ou 0,3 (tableau 1). Les limites d'extinction sont repoussées pour la fraction volumique d'oxygène de 0,3.

Cup-burner extinguishment limits in μg ($U_{ox} = 10.7$ cm/s).

Agent	Measured ($X_{a,exp}$)	Calculated ($X_{a,cal}$)
21% O_2 at 101 kPa		
CO_2	0.237 ± 0.008	0.234 ($C = 0.5$)
N_2	0.393 ± 0.013	0.378 ($C = 1$)
He	0.354 ± 0.012	0.307[a] ($C = 1$)
Ar	0.517 ± 0.018	0.512 ($C = 1$)
30% O_2 at 70.3 kPa		
CO_2	0.440 ± 0.015	0.440 ($C = 0$)
N_2	0.594 ± 0.020	0.562 ($C = 1$)
He	0.554 ± 0.019	0.445[a] ($C = 1$)
Ar	0.715 ± 0.024	0.678 ($C = 1$)

[a] Abrupt blowout.

Tableau 1 : limites d'extinction de flammes méthane/ air ou air enrichi en oxygène en ajoutant des gaz diluants.

Les auteurs ont aussi calculé la température adiabatique de flamme. Cette température dépend de la dilution et des échanges de chaleur. L'ajout des gaz diluants, à part l'hélium, réduit cette température. De plus, ils ont montré que l'ajout de diluants, tels que l'azote, réduit le taux de réaction, la vitesse laminaire de flamme et l'intervalle de flammabilité.

L'étude de l'évolution de vitesse laminaire de flamme avec l'enrichissement en oxygène a été réalisée par Han et *al.* [51]. Expérimentalement, la flamme de prémélange méthane-O_2-N_2 était injectée à partir d'un brûleur qui consistait en un diffuseur, une section droite puis une section de contraction. Le pourcentage d'oxygène variait entre 21% et 98,5%, et les vitesses étaient obtenues par une technique Schlieren. Une étude numérique a aussi été menée avec Premix de Chemkin et OPPDIF en appliquant plusieurs mécanismes réactionnels. A plusieurs enrichissements en oxygène, l'évolution de la vitesse laminaire de flamme est montrée en fonction de ϕ (rapport d'équivalence). Ces vitesses étaient obtenues expérimentalement et numériquement en appliquant 4 mécanismes : GRI-Mech 3.0, le mécanisme de Miller-Bowman, le mécanisme de Lee-Ki-Yong et GRI-Mech en modifiant les coefficients réactionnels de la réaction 38. La vitesse de flamme admettait toujours un maximum autour du rapport égal à l'unité et les valeurs augmentaient avec le pourcentage d'oxygène (figure 16).

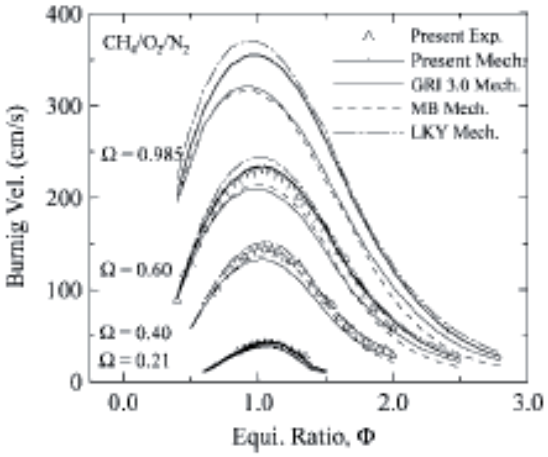


Figure 16 : Variation de la vitesse de flamme à différents pourcentages en oxygène.

L'effet opposé à la suroxygénation, qui est la dilution de l'air par de l'azote est étudié par Min et *al.* [52], Min et Baillot [53], et Min et *al.* [20]. Dans ces études, les effets de dilution par du dioxyde de carbone CO_2 et de l'argon Ar sont aussi exploités. Entre ces gaz, l'azote est celui qui est inerte chimiquement et thermiquement. Dans la première étude [52], il s'agit de suivre les transitions d'une flamme attachée vers une flamme décrochée ou liftée. Le combustible est injecté à partir d'un tube circulaire, et l'oxydant est injecté par quatre entrées. Les deux sont injectés dans une chambre de forme cubique. Un rapport de débit critique $(Q_{diluent}/Q_{air})_{lifting}$ a été défini. Il sert de variable d'auto-similitude pour tous les diluants testés. Les résultats, en présence de la dilution, montrent un décrochage de la flamme même pour des vitesses d'injection très basses. Alors que sans dilution, pour ces mêmes vitesses, la flamme montrait toujours un état attaché. Une expression linéaire est trouvée entre le rapport de débit, la vitesse d'injection de méthane et celle de l'air. La dépendance de la vitesse de l'air est plus importante (Ceci est en accord avec les résultats de Thomas Delamere [36] où la limite de décrochage dans l'air dépend de sa vitesse d'injection plutôt que la vitesse d'injection de méthane). Avec l'ajout de diluant, le taux de réaction diminue en subissant trois effets (pure dilution, effet thermique et chimique), ce qui induit une réduction de la vitesse du bout propagatif de flamme. La hauteur de lift augmente et le front de flamme se positionne plus haut sur la ligne stœchiométrique imposée par le mélange des réactifs. Les limites d'extinction dans le plan $(Q_{diluent}/Q_{air}, U_{air}, U_{CH4})$ sont décrites par une surface qui décroît linéairement avec U_{air} et indépendamment de U_{CH4} [53].

IV.2.1. Efficacité énergétique d'une flamme de diffusion à l'air enrichi en oxygène.

L'effet de l'enrichissement en oxygène de l'air sur l'efficacité de la combustion du gaz naturel a été étudiée par Wu et *al.* [54]. Selon eux, une barrière pour l'emploi de l'oxycombustion est l'énorme coût de production de l'oxygène ainsi que le besoin d'adaptation des installations. C'est pour cela qu'il est conseillé d'enrichir l'air avec de l'oxygène à 30% maximum. Leur dispositif expérimental consiste en une chambre de combustion où le mélange air/oxygène est formé préalablement dans un mélangeur. La flamme est une flamme de diffusion où le combustible est du gaz naturel. Un analyseur de gaz permet d'accéder à la composition des gaz de sortie et la température est mesurée à l'aide de 30 thermocouples disposés le long de la chambre de combustion.
Deux tests sont faits : dans le premier il s'agit du chauffage (vitesse de montée en température) à 1200°C de la chambre en gardant le même débit de gaz naturel (600 cm^3/s) et

en maintenant le rapport d'équivalence autour de 0,952. Dans le deuxième test, la température de chambre est maintenue à 1220°C pendant 90 minutes, en changeant le débit de gaz naturel et en variant le pourcentage d'oxygène dans l'air.
Dans le premier test, la figure 17 montre le temps nécessaire pour arriver à une température de 1200°C, à différents enrichissements en oxygène.

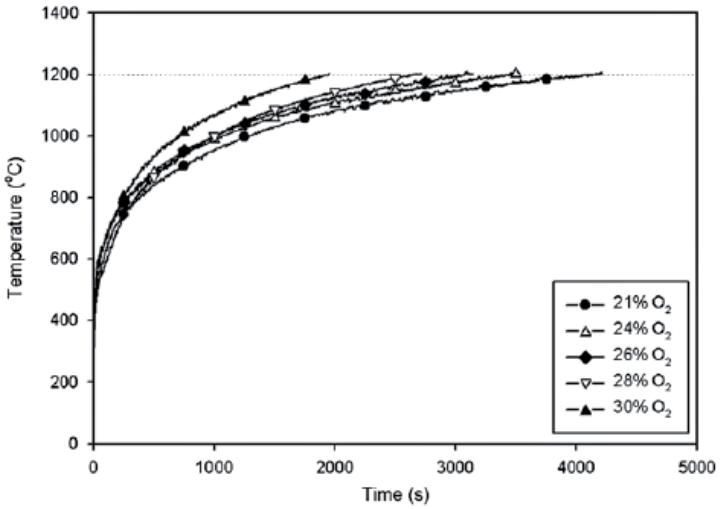


Figure 17: Temps nécessaire pour chauffer à 1200°C à différentes concentrations en oxygène.

Il est montré qu'en augmentant le pourcentage d'oxygène dans l'air, la chambre de combustion est chauffée plus rapidement, ce temps passe de 3700 s pour 21% en oxygène à 2000 s pour 30% d'oxygène, et ceci peut être expliqué par le fait que la diminution de concentration de N_2 minimise la perte de chaleur. Les émissions de NO_x sont 4,4 fois plus importantes à 30% d'oxygène qu'à 21% dues à la fois aux NO_x thermiques et à l'excès en oxygène. La température maximale dans la chambre est également augmentée.
Dans le deuxième test, il a été remarqué que la consommation de carburant est réduite de 26,1% en enrichissant à 30% en oxygène.

Qiu et *al.* [55] étudient l'effet d'enrichissement de l'air en oxygène dans les brûleurs radiants à gaz. Le combustible (gaz naturel) et le comburant sont injectés séparément. Ces brûleurs sont utilisés pour convertir l'énergie chimique du combustible en énergie radiative pour différentes applications. Ils sont utilisés pour générer des radiations en infrarouge pour des processus de fabrication comme le séchage et la finition du papier, le séchage des tissus, l'application de la peinture en poudre et son durcissement. L'énergie radiative de sortie est dépendante de la température de flamme qui est croissante avec l'enrichissement en oxygène.
Dans leur étude, il s'agit de deux configurations de brûleur radiant poreux à céramique où la flamme brûle soit à l'intérieur soit près d'un émetteur thermique poreux, le chauffant jusqu'à incandescence, ce qui permet à la céramique d'émettre de la radiation thermique. Le premier réticulé consiste en une chambre de mélange de gaz et d'air, distributeur de gaz, un emplacement conique du brûleur et un émetteur en céramique réticulé. Le deuxième à fibre de céramique contient en plus un récupérateur pour préchauffer l'air de combustion et un filtre optique qui sert de conteneur de flamme. L'efficacité est calculée comme étant le rapport de la puissance radiative émise divisée par le produit du débit de combustible par son pouvoir calorifique inférieur.
Les courbes d'efficacité radiative en fonction du pourcentage d'oxygène pour les deux cas de brûleurs radiatifs sont montrées sur la figure 18.

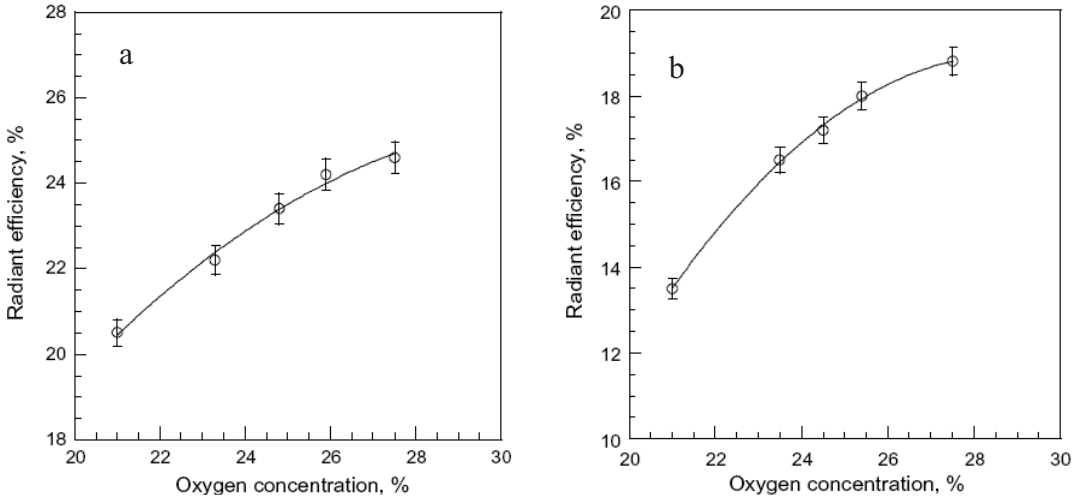


Figure (18) : variation de l'efficacité radiative en fonction du pourcentage d'oxygène pour un brûleur céramique réticulé (a) et pour un brûleur à fibre en céramique (b).

Cette évolution montre une amélioration de l'efficacité énergétique en rayonnement lorsque l'on augmente le pourcentage en oxygène. Un enrichissement à 28% d'oxygène réduit la consommation de gaz naturel de 22 à 28% selon le type de céramique utilisé.

Baukal et *al.* [56] étudient l'effet de l'enrichissement de l'air en oxygène (de 21% à 100%) sur le flux de chaleur et l'efficacité thermique. Il s'agit d'un brûleur constitué de 3 rangs concentriques chacun formé par plusieurs flammes de diffusion entourant une flamme centrale. Chaque flamme est formée par un jet carré de combustible (gaz naturel) et autour entre le carré et la surface circulaire extérieure un jet d'air enrichi en oxygène. Toutes les flammes sont à des conditions stœchiométriques. Ces flammes chauffent une cible qui est un disque refroidi à l'eau. La température de l'eau à l'entrée et à la sortie de la cible est mesurée. L'effet de l'enrichissement sur le flux de chaleur et l'efficacité thermique est montré sur la figure 19. Suivant la distance axiale de la cible, le flux de chaleur augmente de 54 à 230% quand l'enrichissement passe de 30 à 100% d'oxygène. L'efficacité énergétique augmente aussi avec l'enrichissement, ce qui est la conséquence de l'élimination du N_2 diluant.

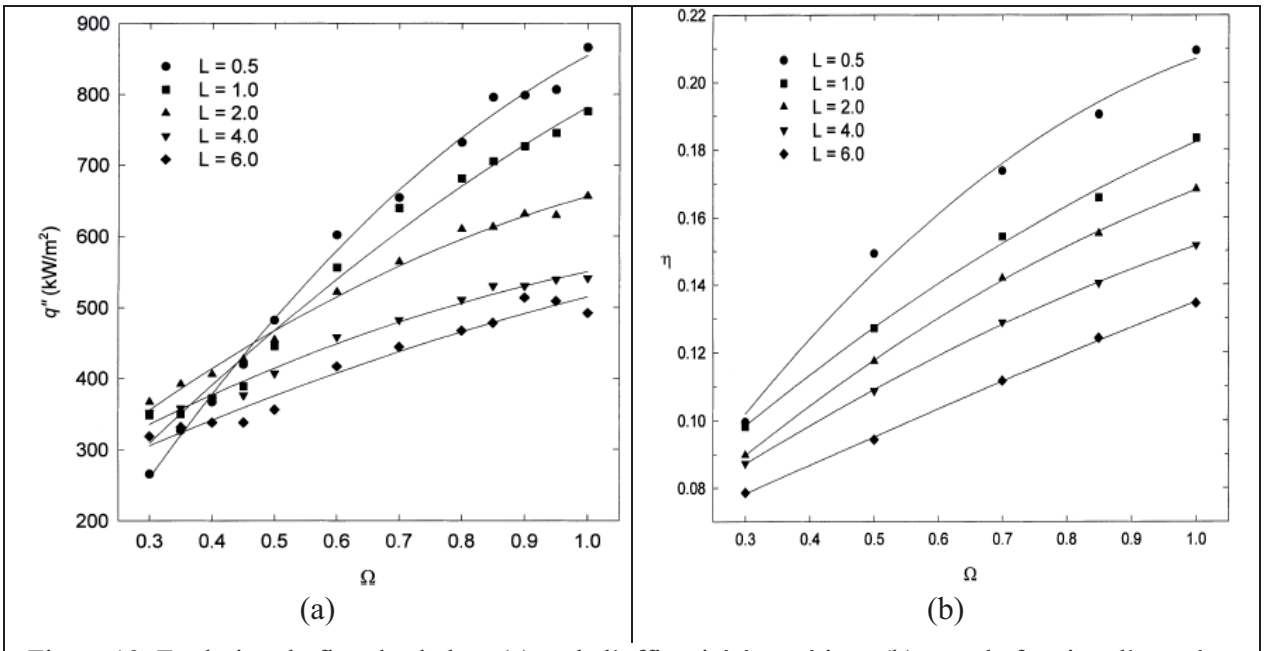


Figure 19: Evolution du flux de chaleur (a) et de l'efficacité énergétique (b) avec la fraction d'oxygène dans l'air à différentes positions axiales de la cible par rapport au brûleur.

Cremers et *al.* [57] étudient numériquement le transfert de chaleur dans le cas d'une flamme de prémélange avec l'air enrichi en oxygène sur une surface froide. Différents combustibles sont utilisés dont le méthane, l'acétylène, l'éthane et le propane. Un mécanisme appelé dégagement de chaleur thermochimique est introduit. Entre les mécanismes d'échange par conduction, convection, radiation, condensation et ébullition, les mécanismes dominant dans le cas de petites oxy-flammes laminaires sont la convection et le dégagement de chaleur thermochimique. Ce dégagement est dominé par la diffusion des espèces, et donc leurs gradients de concentration. Un facteur de dégagement de chaleur thermochimique est défini comme étant le rapport du taux de transfert total divisé par le taux de transfert par convection.

Santos et *al.* [58] affirment que les suies formées dans le cas d'une flamme de diffusion laminaire à l'air enrichi en oxygène, renforcent le transfert de chaleur des gaz de combustion par radiation thermique.

Luo et *al.* [59] évaluent l'influence de la combustion à l'air enrichi en oxygène d'un combustible biologique sur la performance de la combustion. Avec l'enrichissement les températures de volatilisation, d'allumage et de combustion sont réduites. Des thermocouples permettent de mesurer la température à l'intérieur de l'enceinte où se produit la combustion (voir la figure 20).

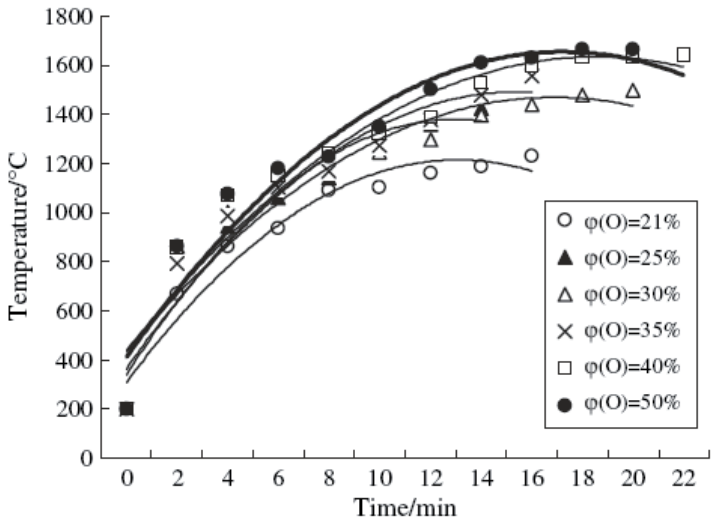


Figure 20 : Profil temporel de température en fonction du pourcentage d'oxygène dans l'air.

La combustion à l'air enrichi en oxygène améliore la vitesse de chauffage et la température de combustion. Le taux d'azote étant réduit, la perte de chaleur est réduite et une meilleure efficacité de la combustion est obtenue. Aussi, le processus de transfert de chaleur est favorisé à cause de la haute température de combustion enrichie à l'oxygène, ce qui est la force motrice de l'échange thermique.

Yu et *al.* [60] développent un modèle numérique pour étudier la combustion à l'air enrichi en oxygène de la paille. Cette technique a plusieurs avantages dont la réduction de la perte d'énergie dans la transformation entre énergie chimique et thermique et la concentration des polluants organiques.

	Air		Oxygen enrichment air model
	Model	Measurement	
O_2	6.9 vol%	7.1 vol%	5.8 vol%
CO	201 vppm	214 vppm	157.6 vppm
H_2O	10.3 vol%	11.6 vol%	13.3 vol%
NO	135.4 vppm	165 vppm	357.5 vppm
Furnace temperature	1215 K	1187 K	1270 K
Combustible in bottom ash	6.9 wt%	6.2 wt%	5.2 wt%
Combustion efficiency	99.1%	99.4%	99.7%

Table 2 : produits de combustion et température de four dans le cas d'air et d'air enrichi en oxygène [67].

La table 2 montre une comparaison entre leurs résultats à l'air et à l'air enrichi en oxygène. En enrichissant en oxygène, la concentration en CO des gaz sortants est réduite, la température du four est plus importante et l'efficacité est meilleure.

L'influence de l'enrichissement de l'air en oxygène sur la capacité d'un incinérateur est étudiée par Lacava et *al.* [61], [62]. La première référence [61] comprend une étude théorique et expérimentale sur l'équilibre thermique dans le cas de combustion à flamme de diffusion avec du méthane et de l'air enrichi en oxygène. Le taux d'incinération est calculé en fonction du pourcentage d'oxygène et le rapport entre débit de résidu et débit de combustible est

amélioré. La figure 21 montre la variation de l'énergie de différents composants par kilo de combustible qui est le diesel.

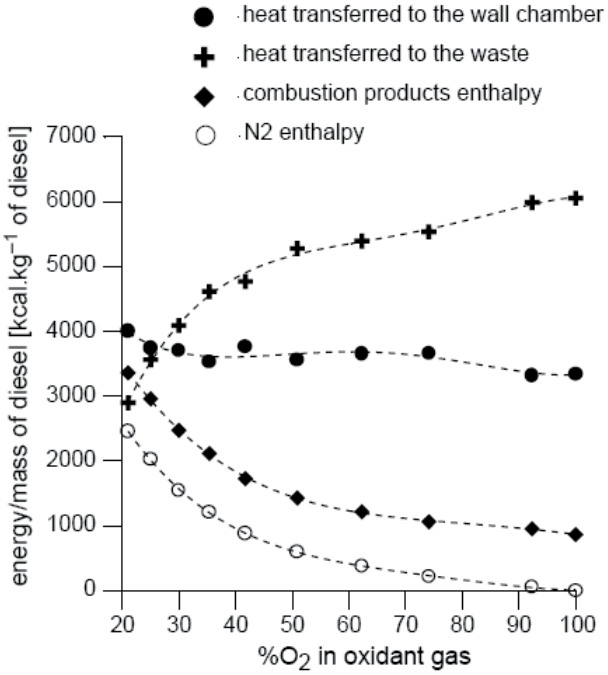


Figure 21 : Variation de l'énergie de différents composants de la flamme avec le pourcentage d'oxygène [68].

Les pertes d'énergie dans l'installation sont constantes. Par contre, un gain est réalisé dans l'énergie transférée au résidu d'incinération au dépend de l'enthalpie d'azote et l'énergie transférée aux produits de combustion.

Une autre étude numérique [62] montre aussi l'élévation de la température en sortie d'un système à incinération avec l'enrichissement en oxygène. L'incinérateur est composé de deux réacteurs et la figure 22 montre l'évolution de la température du premier et le rapport de temps de résidence divisé par le temps d'évaporation des gouttelettes de résidu dans le deuxième réacteur.

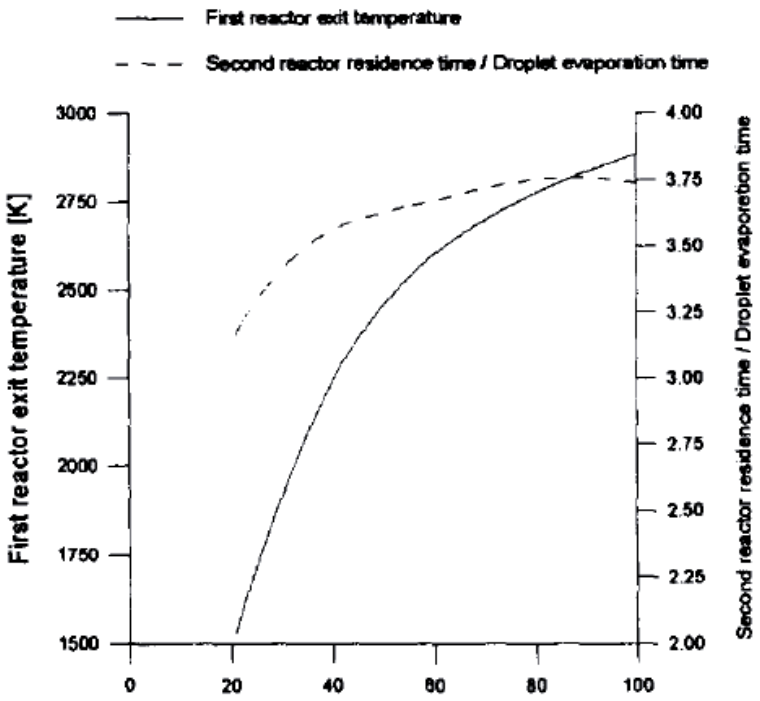


Figure 22 : Evolution de la température du premier réacteur et du rapport de temps de résidence du deuxième réacteur sur le temps d'évaporation des gouttelettes de résidu en fonction du taux d'oxygène [69].

Cette figure montre une importante augmentation de température en sortie du réacteur, la température passe de 1500 K à 21% en oxygène à 2800 K à 100% d'oxygène, et donc une augmentation de 86,6%.

Yap et *al.* [63] étudient théoriquement le dégagement de chaleur et la température en fonction de la fraction de mélange pour une flamme de diffusion turbulente méthane/air enrichi en oxygène (voir la figure 23). La ligne continue représente le cas de 21% en oxygène, tandis que les discontinues représentent le cas d'un enrichissement en oxygène à 30%. Cette figure montre que les pics de température (moitié haute) coïncident avec le maximum de taux volumique de dégagement de chaleur (moitié basse). En enrichissant en oxygène, le pic de température est décalé vers le cas de mélange riche en combustible.

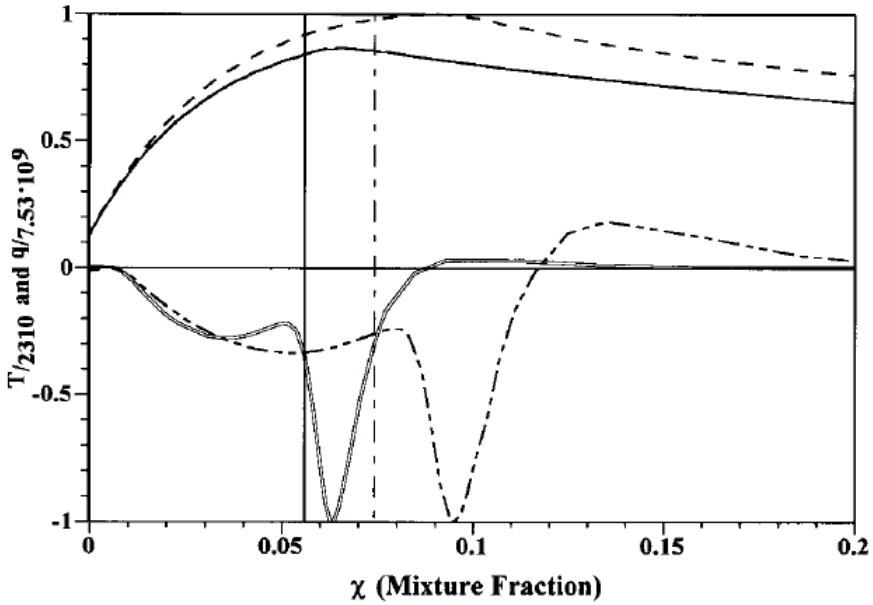


Figure 23 : Evolution de flux de chaleur et de la température en fonction de la fraction de mélange [63].

Les travaux présentés ci-dessus montrent que l'enrichissement en oxygène de l'air lors de la combustion s'accompagne d'une augmentation de la température de flamme conduisant à une efficacité thermique plus importante ; pour les flammes de diffusion comme pour celles de pré-mélange et avec différents types de combustible. Peu de travaux font référence à la stabilité de la flamme.

Dans la suite de notre étude, l'effet d'enrichissement en oxygène d'un jet coaxial d'air sera étudié. Le profil temporel de chaleur récupérée par un système d'échangeur est étudié pour plusieurs pourcentages d'oxygène. La différence entre la puissance dégagée à 21% d'oxygène et celles à des pourcentages d'O_2 plus haut pouvant atteindre 40% est évaluée. Les modes de transfert de chaleur seront décrits, avec ceux qui sont affectés par l'enrichissement en oxygène.

V. Instabilités.

V.1. Instabilité de jet (Kelvin-Helmholtz).

Les instabilités de combustion résultent d'une interaction entre le dégagement de chaleur d'une flamme et l'hydrodynamique du système.
Les jets se comportent comme amplificateurs de perturbations extérieures : la moindre perturbation déclenche l'apparition d'instabilités hydrodynamiques.
Au et Ko [64] étudient les caractéristiques d'écoulement pour deux jets coaxiaux laminaires où le rapport de vitesse R_U (annulaire/central) est compris entre 1 et 6,6. Deux zones de mélange sont présentes : l'une intérieure entre le jet central et le jet coaxial, la deuxième externe entre le jet coaxial et le fluide ambiant. Les vortex de la couche de mélange interne dépendent de ce rapport de vitesse et se présentent sous forme de structures toroïdales et se plient en direction de l'axe des jets et s'amalgament grâce à leur convection, formant un train de structures cohérentes. En revanche, le train de vortex dans la couche de mélange externe possède des caractéristiques qui ressemblent à celles trouvées dans le cas d'un jet simple, et

donc ne dépend pas du rapport de vitesse. Dans l'étude de Au et Ko [64], il s'agit d'étudier l'effet d'un rapport de vitesse, étant donné que les deux jets ont la même masse volumique. Dans notre étude, nous étudierons les vortex générés au niveau des couches limites entre des jets qui diffèrent en masse volumique. Un rapport de quantité de mouvement sera défini.

Des études analytiques menées par Lasheras et al. [65], Rehab et al. [66], Villermaux [67] et poursuivies par Villermaux et al. [68] indiquent que le mélange entre deux jets coaxiaux de densité différente est principalement gouverné par le rapport de quantité de mouvement entre le jet coaxial et le jet central $R_J = (\rho_a U_a^2 / \rho_c U_c^2)$. Selon eux, la longueur du cône potentiel l_c central est inversement proportionnelle à la racine carrée de ce rapport ($l_c \approx R_J^{-1/2}$).
L'article de Rehab et al. [66] présente un travail expérimental sur la structure de l'écoulement proche de la sortie d'un jet coaxial avec une vitesse extérieure plus grande $R_U > 1$. Il est montré l'existence de deux régimes fonction de la valeur du rapport des vitesses. Quand R_U est inférieur à une valeur critique, r_{cu} le jet annulaire rapide pince périodiquement le jet central au niveau de l'extrémité du cône potentiel interne avec une fréquence qui peut être corrélée à l'instabilité de la couche limite externe Tandis que quand. $R_U > r_{cu}$, le cône potentiel interne est tronqué et une bulle de recirculation faible fréquence est présente à la sortie du jet. Cette bulle augmente de longueur avec le rapport de vitesse et atteint une longueur égale au diamètre du jet interne quand $R_U = \infty$.
Le nombre de Strouhal basé sur la vitesse moyenne de sortie du jet annulaire et son diamètre, étant proche de 0,27 c'est la valeur typique décrivant le mode fondamental de Kelvin-Helmholtz dans un jet simple. Dans le cas d'un jet coaxial d'air enrichi en oxygène, nous examinerons dans notre cas l'existence d'un rapport de quantité de mouvement critique au-delà duquel les instabilités sont présentes.

L'importance de la paroi séparant les deux jets est introduite dans les travaux de Talamelli et Gavarini [69]. Ils conduisent une analyse des instabilités de l'écoulement issu de jets coaxiaux axisymétriques avec une paroi de tube séparant les 2 co-courants dans le cas turbulent. Il est montré que de nombreux paramètres interviennent dans la description complète de l'écoulement d'un jet coaxial tels que : le rapport de la vitesse externe à la vitesse interne R_U, le rapport de rayons de deux jets, les caractéristiques des trois couches limites et l'épaisseur de la paroi séparant les deux jets. Différents modes d'instabilité sont mis en évidence fonction du rapport des vitesses d'injection et de l'épaisseur du sillage. Il apparaît en particulier que en augmentant l'épaisseur du bord l'instabilité de Kelvin-Helmholtz de la couche limite laminaire est remplacée progressivement par une vigoureuse instabilité de sillage derrière le bord ; ce phénomène étant le résultat d'une instabilité globale, non linéaire, auto excitée qui remplace la réponse spatiale.

Le mécanisme de formation des instabilités dans le cas de deux jets coaxiaux turbulents, est décrit par Wyzgolik [70]. Les couches de mélange, entre deux écoulements parallèles de vitesses et/ou de densités différentes, sont le siège de formation de ces instabilités. Une infime fluctuation de vitesse, engendre l'oscillation de l'interface entre le jet et le fluide ambiant, et cause le développement de ces instabilités. La différence de vitesse, de part et d'autre de cette interface, cause une différence de pression (équation de Bernoulli), et amplifie donc l'oscillation. L'interface s'enroule sur elle-même et forme un tourbillon. Deux tourbillons successifs s'apparient et leur axe de rotation est perpendiculaire à l'écoulement.
Les effets de vitesse de méthane et d'air sur les caractéristiques des tourbillons de Kelvin-Helmholtz sont exploités. Ces caractéristiques sont : le rayon, la vitesse de convection, la fréquence de passage et la vitesse de rotation. Les résultats de visualisation d'écoulement montrent que la distance de formation des tourbillons et leur vitesse de convection sont peu

sensibles à la vitesse de jet coaxial d'air, tandis que leur géométrie est fortement influencée par l'augmentation de la vitesse d'air, puisqu'ils prennent une forme elliptique de grand axe dirigé dans le sens de l'écoulement. L'effet d'application d'un champ magnétique et d'un enrichissement de l'air en oxygène sur la distance d'apparition de ces instabilités et leur longueur d'onde fonction de la vitesse des jets, sera exploité. L'effet de la vitesse du jet coaxial d'air et du taux d'oxygène sera montré.

L'entraînement d'un jet turbulent en co-flow, dans les cas non-réactif et réactif est mesuré par Han et Mungal [71] dans un jet équimolaire de méthane et d'azote entouré par un co-flow d'air. La technique utilisée est la vélocimétrie par imagerie de particule. Il a été observé que l'augmentation de vitesse de co-flow réduit l'entraînement dans les deux cas : réactif et non-réactif. Le dégagement de chaleur dans le cas d'une flamme réduit l'entraînement d'un facteur 2,5, mais la flottabilité récupère l'entraînement. Pour la première partie du jet réactifs, c'est le dégagement de chaleur qui a l'effet dominant, mais les forces de flottabilité sont capables de compenser cette réduction dans la partie aval.

Pour ce qui concerne notre étude on peut se référer aux travaux de Delmaere [36]. Il présente dans sa thèse une étude numérique de l'écoulement en sortie d'un injecteur coaxial méthane/air et l'influence d'un champ magnétique sur cet écoulement. L'étude numérique est menée sur Fluent afin de déterminer l'influence d'un gradient de champ magnétique de $30T^2/m$ sur l'interaction de deux jets non réactifs avec l'air ambiant: le premier circulaire de méthane et un deuxième co-annulaire d'air. La vitesse d'écoulement de l'air montre une diminution locale en présence du gradient de champ magnétique. Des calculs de rayon stœchiométrique (ce rayon est défini comme étant la distance entre l'axe de la flamme et le point où la fraction massique moyenne est strictement égale à la stœchiométrie) révèlent un déplacement latéral de la ligne stœchiométrique et un gradient de fraction massique de combustible moins important.

En absence de champ magnétique, et pour une vitesse de jet annulaire plus importante que celle du jet central de méthane, la diffusion du jet d'air est dominante et une zone de sillage apparaît près de la section de sortie de méthane.

Selon Delmaere [36], [37], l'écoulement est formé de trois zones : une zone inertielle de présence des cônes potentiels et où commencent les couches de mélange, une zone intermédiaire et une zone développée où le comportement devient analogue à celui d'un jet simple pleinement développé. Dans le sillage, le comportement peut être dominé par des tourbillons contre-rotatifs résultant de la compétition entre le jet central et le jet annulaire Comme l'a montré Roquemore [72], le mélange des réactifs est gouverné par le développement de ces structures dont les caractéristiques évoluent avec le rapport des vitesses du jet central au jet annulaire. Deux cas sont envisagés : lorsque ce rapport est inférieur à 1, le jet annulaire agit comme un co-courant affectant peu le jet central, il contribue seulement à élargir le jet central, et il agit comme un jet simple : un rapport de vitesse faible entraîne de hautes fréquences de tourbillons dans la couche de mélange centrale. Dans le cas où le rapport de vitesse est compris entre 1 et 6,7 ; les trois zones décrites plus haut sont obtenues, un comportement différent est observé du fait que le jet annulaire prend plus d'importance ; et au-delà d'une certaine valeur de rapport, une région de recirculation apparaît près de la sortie de l'injecteur.

V.2. Instabilité de front de flamme.

Dans la conception des systèmes d'injection, un des intérêts principaux réside dans la stabilisation de la flamme.
La littérature sur les flammes liftées est particulièrement abondante. Cependant, il y a peu de références concernant la stabilité de la position de la base de la flamme en particulier dans le cas d'injection laminaire.
Une flamme liftée se positionne selon Chung [9] à l'endroit où vitesse locale du fluide sur le contour stœchiométrique correspond à la vitesse de propagation de la flamme. En configuration d'injection en jets coaxiaux, c'est la stabilité de la couche de mélange interne qui va définir la stabilité de la position de la base de la flamme.
Dans le cas d'injection coaxiale turbulente, Wyzgolik et Baillot [12] étudient le comportement d'une flamme liftée méthane/air en réponse aux couches de mélange introduites par l'injection. Les résultats montrent combien l'organisation relative des deux couches de mélange est importante pour la réponse de la flamme liftée.
Dans une étude numérique de la zone de réaction, il a été montré que l'attachement de flamme est essentiellement dû à un paramètre qui est le rapport entre l'épaisseur du brûleur et l'épaisseur de la flamme. Ce paramètre est le plus important pour définir la stabilité de la couche de réaction selon Juniper et Candel [73]. Leurs flammes sont formées par un combustible gazeux qui est de l'hydrogène ou du méthane et le comburant est l'oxygène cryogénique liquide. Quand le rapport des épaisseurs est supérieur à 1, le bord de flamme est enfoui derrière le brûleur et la flamme est stable. Quand il est inférieur à 1, la flamme est plus épaisse que les bords du brûleur, elle est sensible à l'écoulement à haute vitesse et peut être soufflée à partir du brûleur. Cette analyse est confirmée par les visualisations induites par laser de radicaux OH, qui indiquent que quand la couche de réaction est moins épaisse ou du même ordre que l'épaisseur du brûleur, le point d'attachement est situé dans le voisinage du brûleur. En revanche, quand elle est plus épaisse, la flamme est sensible à l'écoulement de vitesse élevée et son bord se déplace autour. La stabilisation n'a lieu dynamiquement que dans ces conditions [74].

V.3. Instabilité le long de la flamme ou flickering.

Les phénomènes de flottabilité ont un impact important sur la dynamique de la flamme. Des vortex toroïdaux sont associés aux instabilités hydrodynamiques de la couche de cisaillement existant à l'interface entre les gaz chauds et l'air ambiant froid. Ces vortex ont un rôle principal dans l'initiation de l'oscillation de la flamme. Quand ces vortex se développent et sont convectés dans la direction aval, ils réagissent avec le front de flamme pour créer des oscillations périodiques au niveau du sommet de la flamme. Leur fréquence est dérivée de la vitesse de convection, et elle correspond à la fréquence d'oscillation de la flamme. Elle dépend de plusieurs paramètres physiques comme la vitesse d'écoulement et la gravité. La différence de densité entre les produits de combustion et le gaz ambiant est aussi l'un des facteurs importants affectant l'instabilité hydrodynamique induite par la flottabilité.
De nombreuses études mentionnent le fait que les flammes de diffusion sont oscillantes à une fréquence qui varie entre 10 et 20 Hz. Les plus citées sont celles de Buckmaster et Peters [75] et de Chen et *al.* [76].
Utilisant une analyse de stabilité linéaire, Buckmaster et Peters [75] dès 1986, montrent qu'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz modifiée existe dans les flammes de diffusion induisant des oscillations basse fréquence autour de 17Hz. Cette instabilité est attribuée à un champ de vitesse produit par les phénomènes de flottabilité. L'étude repose sur une configuration de brûleur circulaire axisymétrique à jet simple. L'écoulement pour une flamme

de diffusion issue d'un brûleur est soumis à deux effets : celui de la convection naturelle et la convection forcée. La convection forcée est plus importante dans la zone centrale proche de l'axe de symétrie, tandis que la convection naturelle semble être plus importante dans une région annulaire entourant le centre. La flamme principalement influencée par les effets de flottabilité est nommée « Infinite Candle ». La résolution des équations de conservation entre les bords de la flamme et les conditions ambiantes révèlent que le facteur influant est le nombre de Prandtl (rapport de la viscosité cinématique et de la diffusivité thermique). Donc la légère dépendance de la fréquence d'oscillation est expliquée par la légère variation du nombre de Prandtl avec le combustible choisi.

L'étude de Chen et al. [76] emploie une technique de visualisation plane qui repose sur la diffusivité réactive de $TiCl_4$ avec la vapeur d'eau H_2O pour donner des particules d'oxyde de Titane TiO_2 qui se forment au contact des produits de combustion de la flamme. Cette technique fournit des informations détaillées sur les structures d'écoulement, et est facile à appliquer. La vitesse de co-flow d'air (0,15 m/s) est faible par rapport à celle du méthane injecté au centre (entre 0,79 et 4,02 m/s). Deux types distincts de vortex ont été observés : des vortex toroïdaux larges sur les bords extérieurs de la flamme lumineuse et de petits vortex sous forme d'enroulements à l'intérieur de la flamme lumineuse. Un des principaux résultats est la corrélation entre la fréquence des vortex toroïdaux dérivée de leur vitesse de convection et la fréquence d'oscillation de la flamme. La fréquence est trouvée croissante avec la vitesse d'injection de méthane ou la vitesse de coflow d'air. Les résultats sont en accord avec la faible dépendance de la fréquence par rapport à la géométrie du brûleur.

Arai et *al.* [77] étudient l'effet de gravité sur le « flickering » d'une flamme de diffusion formée par un jet simple de propane. Différents états de la flamme sont observés : la flamme laminaire, la flamme oscillante et la flamme turbulente. Dans le cas d'une flamme oscillante, la fréquence d'oscillation, la longueur d'onde et la vitesse d'oscillation sont mesurées. A partir de ces paramètres, un nombre de Strouhal est défini $St = fL/U$, où f est la fréquence d'oscillation, L est la longueur caractéristique et U la vitesse d'injection de propane . L'effet de la gravité est exprimé par le nombre de Froude (rapport des forces d'inertie et des forces de gravité). Une relation est trouvée entre le nombre de Strouhal et le nombre de Froude.
La différence de densité entre les produits de combustion et le gaz ambiant est un des facteurs importants dans le mécanisme de développement de cette instabilité de la couche de cisaillement par effet de flottabilité.

Une première étude de l'effet d'enrichissement en oxygène de l'air ambiant sur les instabilités de sommet de flamme est présentée par Gotoda et al. [49]. La flamme de méthane est issue d'un injecteur tube de 10 mm (vitesse d'injection de 0,08 m/s) placé dans une cheminée cylindrique de 200 mm de diamètre alimentée par le bas en un mélange O_2/N_2 à 0,008 m/s. La fréquence d'oscillation du sommet de flamme est mesurée par une technique de déviation de faisceau laser basée sur le principe Schlieren. L'amplitude et la fréquence d'oscillation du sommet de la flamme sont reportées en fonction du pourcentage d'oxygène qui varie de 18 à 50%. La fréquence augmente avec le pourcentage d'oxygène tandis que l'amplitude d'oscillations diminue. Les auteurs utilisent l'équation théorique proposée par Cetegen et Ahmed [78] qui relie la fréquence d'oscillation aux paramètres de l'expérience : $f = K\frac{U_{CH_4}}{d_i}(\frac{Ri}{\sqrt{Ri+1}-1})$, di est le diamètre du brûleur et Ri le nombre de Richardson défini par $Ri = (\frac{\rho_\infty}{\rho_p}-1)\frac{Gd_i}{U_{CH_4}^2}$ où ρ_∞ et ρ_p sont les masses volumiques du gaz ambiant et des produits

de combustion. ρ_p est réduite en enrichissant en oxygène et ρ_∞ augmentée, ce qui induit une augmentation du nombre de Richardson et donc de la fréquence des oscillations.

Legros et al. [79] ont mené une étude sur la possibilité de déclencher les oscillations de flamme en appliquant un gradient de champ magnétique. La configuration est un injecteur coaxial axisymétrique où du méthane est injecté à faible vitesse (4,8 cm/s) dans le jet central de 11 mm de diamètre alors que le mélange oxydant sort d'un tube annulaire de 102 mm. Trois paramètres varient : la vitesse d'un jet coaxial d'air, l'effet d'un gradient magnétique d'intensité 0,4 ; 1,4 et 4,3 T^2/m, et l'effet de l'enrichissement en oxygène de l'air (les taux d'oxygène sont de 30, 55 et 75%). Selon les conditions d'enrichissement, à partir d'une flamme stable sans fluctuation, l'application d'un gradient magnétique peut induire l'apparition de fluctuations de la longueur de flamme.
L'analyse s'appuie sur la définition d'un nombre de Reynolds qui prend en compte à la fois l'inertie du jet et la force magnétique. Le nombre de Reynolds magnétique R_m est défini : $R_m = \frac{Y_{O_2}\chi_{O_2}\nabla(B^2)}{2\mu_0}\frac{d_F^2}{\nu_{ox}\Delta V}$, où ΔV est la différence de vitesse entre méthane et oxydant.
Le nombre de Reynolds total Re_T est la somme du nombre magnétique et du nombre de Reynolds provenant de l'écoulement de méthane. Un nombre de Grashof est défini selon : $Gr = \frac{g\Delta T L_f^3}{\nu_{ox}^2 T_{ox}}$ où ν_{ox} est la viscosité cinématique de l'oxydant, L_f la longueur de flamme moyenne qui correspond à la longueur caractéristique sur laquelle agit la flottabilité et T_{ox} est la température du jet d'oxydant. En représentant les nombres de Grashof en fonction des nombres de Reynolds de chaque expérience, il apparait une limite entre les flammes avec fluctuations et les flammes sans fluctuation. L'effet du gradient magnétique se traduit par une augmentation de l'amplitude d'oscillation, et une fréquence presque constante. L'augmentation du taux d'oxygène stabilise la flamme en diminuant à la fois l'amplitude et la fréquence des oscillations. Tandis que la vitesse d'oxydant est le facteur qui a l'effet le plus important, la fréquence des oscillations est augmentée et l'amplitude réduite.
Dans cette étude, la variation de l'intensité du champ magnétique, de l'enrichissement en oxygène et de la vitesse du co-jet agissent simultanément et ne peuvent pas être analysés de façon indépendante. En effet, l'augmentation du taux d'oxygène modifie la température de flamme donc les effets de flottabilité mais aussi l'intensité de la force magnétique qui agit sur la vitesse d'écoulement du co-jet comme sur la convection à l'origine des instabilités.

Dans la suite du présent mémoire, il s'agit d'étudier l'effet du champ magnétique sur la longueur de la flamme et la hauteur de lift en utilisant une configuration de jets coaxiaux. Le brûleur a des dimensions différentes de celui utilisé par Delmaere [36], [37]. Le champ magnétique est délivré par un électroaimant avec un rayon assez important, et les flasques sont refroidies par l'eau ce qui crée une zone de fort gradient de température. Le gradient de température induit de nouveaux phénomènes dont la génération et l'accélération des mouvements de convection thermo-gravitaire et thermo-magnétique. Une étude du profil axial de température est réalisée en absence et en présence du champ magnétique.
Un autre outil de contrôle de cette flamme est présenté : l'enrichissement de l'air en oxygène. Cet enrichissement montrera plusieurs avantages qui seront décrits dans les chapitres suivants.

Références.

[1] H.S. Kim, V.K. Arghode, M.B. Linck, A.K. Gupta, “Hydrogen addition effects in a confined swirl-stabilized methane-air flame”, International Journal of Hydrogen Energy, vol.34 (2009),p.1054-1062.

[2] S.R. Gubba, S.S. Ibrahim, W. Malasekera, A.R. Masri, “Measurements and LES calculations of turbulent premixed flame propagation past repeated obstacles”, Combustion and Flame, In press, corrected proof, Available online 12June 2011.

[3] M.K. Kim, S.H. Chung, O. Fujita, “Effect of AC electric fields on flame spread over electrical wire”, Proceedings of the Combustion Institute, vol.33, Issue 1 (2011), p.1145-1151.

[4] F. Khaldi “Flammes de diffusion laminaires dans un gradient magnétique vertical” Thèse de doctorat INPG 2004.

[5] S.P. Burke and T.E.W. Schumann, “Diffusion flames ” Industrial & engineering chemistry, vol. 20 (1928),p.998-1004.

[6] S.H Chung and B.J. Lee “On the characteristics of laminar lifted flames in a nonpremixed jet”, Combustion and Flame, vol. 86 (1991), p62-72.

[7] Y.S. Ko and S.H. Chung, “Propagation of unsteady tribrachial flames in laminar non-premixed jets”, Combustion and Flame, vol.118 (1999), p. 151-163.

[8] B.J. Lee and S.H Chung, “Stabilization of lifted tribrachial flames in a laminar nonpremixed jet”, Combustion and Flame, vol.109 (1997), p.163-172.

[9] S.H. Chung, “Stabilization, propagation and instability of tribrachial triple flames”, Proceedings of the Combustion Institute, vol. 31 (2007), p. 877-892.

[10] H. Phillips, ”Flame in buoyant methane layer” Proceedings of the Combustion Institute, vol. 10 (1965), p. 1277-1283.

[11] S. Ghosal and L. Vervisch, “Stability Diagram for lift-off and blow-out of a round jet laminar diffusion flame”, Combustion and Flame, vol.123 (2001),p.646-655.

[12] A. Wyzgolik, F. Baillot, “Response of the non-premixed lifted flame to coaxial jet mixing layers”, Proceedings of the Combustion Institute, vol.31 (2007), p. 1583-1590.

[13] H. Yamashita, M. Shimada, T. Takeno, “A numerical study on flame stability at the transition point of jet diffusion flames”, Twenty-Sixth Symposium on Combustion/The combustion Institute (1996), p. 27-34.

[14] N. Bouvet, “Experimental and Numerical Studies of the Fundamental Flame Speeds of Methane/Air and Syngas (H_2/CO)/Air Mixtures”, Thèse de doctorat, Université d’Orléans, 2009.

[15] F.G. Roper, “The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: part I. Theoretical Model.”, Combustion and Flame, vol.29, (1977), p.219-226

[16] S.R. Turns, “An introduction to Combustion, Concepts and Apllications”, Chap.9 Laminar Diffusion Flames, (2000), p.331.

[17] F.G. Roper, C. Smith, A.C. Cunningham, “The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: part II. Experimental verification.”, Combustion and Flame, vol.29 (1977), p.227-234.

[18] P.B. Sunderland, B.J. Mendelson, Z.G. Yuan, D.L. Urban, “Shapes of buoyant and nonbuoyant laminar jet diffusion flames”, Combustion and Flame, vol.116, (1999), pp.376-386.

[19] M.A. Mikofski, T.C. Williams, C.R. Shaddix, L.G. Blevins, “Flame height measurement of laminar inverse diffusion flames”, Combustion and Flame, vol. 146 (2006), p.63-72 .

[20] J. Min, F. Baillot, H. Guo, E. Domingues, M. Talbaut, B. Patte-Rouland, “Impact of CO2, N2 or Ar diluted in air on the length and lifting behavior of a laminar diffusion flame”, Proceedings of the Combustion Institute, vol.33 (2011), p. 1071-1078.

[21] D.B. Spalding, Combustion and Mass Transfer, A textbook with multiple choice exercises for engineering students, 1979, p.185.

[22] R.A. Altenkirch, R. Eichhorn, N.N. Hsu, A.B. Brancic, N.E. Cevallos, Proceedings of the Combustion Institute, vol. 16 (1977), p. 1165–1174 .

[23] E. Villermaux , D. Durox, “On the physics of jet diffusion flames”, Combustion Science and Technology, vol.84 (1992)p.279/294 .

[24] C.S. McEnally, U.O. Koylu, L.D. Pfefferle, D.E. Rosner, “Soot Volume Fraction and temperature measurements in laminar nonpremixed flames using thermocouples”, Combustion and Flame, vol.109 (1997), p. 701-720

[25] P. Joulain, MJ Cottereau, “Mesures de température de flammes” Revue Génie Thermique, vol.35, (1996) p. 309-323.

[26] M.D. Smooke, C.S. McEnally, L.D. Pfefferle, R.J. Hall, M.B. Colket, “Computational and experimental study of soot formation in a coflow laminar diffusion flame”, Combustion and Flame, vol.117 (1999), p.117-139.

[27] D. Durox, T. Yuan, F. Baillot, J.M. Most, “Premixed and diffusion flames in a centrifuge”, Combustion and Flame, vol. 102 (1995), p.501-511.

[28] H. Sato, K. Amagai, M. Arai, “Diffusion flames and their flickering motions related with froude numbers under various gravity levels”, Combustion and Flame, vol.123 (2000), p. 107-118 .

[29] P.B. Sunderland, J.E. Haylett, D.L. Urban, V. Nayagam, “Lengths of laminar diffusion flames under elevated gravity”, Combustion and Flame, vol. 152 (2008), p.60-68.

[30] V. Gilard, P. Gillon, J.N. Blanchard, B. Sarh, “Influence of a horizontal magnetic field on a coflow methane/air diffusion flame”, Combustion Science and Technology, vol.180 (2008), p.1920-1935.

[31] J. Baker, M.E. Calvert, “A study of the characteristics of slotted laminar jet diffusion flames in the presence of non-uniform magnetic fields”, Combustion and Flame, vol.133 (2003), p.345-357.

[32] N.I. Wakayama, “Magnetic promotion of combustion in diffusion flames”, Combustion and Flame, vol.93 (1993), p.207-214.

[33] N.I. Wakayama, H. Ito, Y. Kuroda, O. Fujita, K. Ito, “Magnetic support of combustion in diffusion flames under microgravity”, Combustion and Flame, vol.107 (1996), p.187-192.

[34] S. Kinoshita, T. Takagi, H. Kotera, N.I. Wakayama, “Numerical simulation of diffusion flames with and without magnetic field”, IEEE Transactions on applied superconductivity, vol.14, No.2, June2004.

[35] F. Khaldi, J. Noudem, P. Gillon, “On the similarity between gravity and magneto-gravity convection within a non- electroconducting fluid in a differentially heated rectangular cavity”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.48 (2005),p.1350-1360.

[36] T. Delmaere (2008), “ Etude de l’effet d’un gradient de champ magnétique sur le développement de flames de diffusion laminaire”, Thèse de doctorat ICARE CNRS Orléans.

[37] T. Delmaere, B. Sarh, P. Gillon “A numerical study of the magnetic influence on coaxial jets flow upstream from lifted flames”, Combustion Science and Technology, vol.182 (2010), p.1933-2010.

[38] P. Gillon, J.N. Blanchard, V. Gilard, “Methane/Air lifted flames in magnetic gradients”, Combustion Science and Technology, vol.182 (2010), p.1805-1819.

[39] B.J.P. Buhre, L.K. Elliott, C.D. Sheng, R.P. Gupta, T.F. Wall, “Oxy-fuel combustion technology for coal-fired power generation”, Progress in Energy and Combustion Science, vol.31 (2005), p. 283-307.

[40] S.P. Khare, T.F. Wall, A.Z. Farida, Y. Liu, B. Moghtaderi, R.P. Gupta, “ Factors influencing the ignition of flames from air-fired swirl pf burners retrofitted to oxy-fuel”, Fuel, vol. 87 (2008), p. 1042-1049.

[41] B.M. Kumfer, S.A. Skeen, RL Axelbaum, “Soot inception limits in laminar diffusion flames with application to oxy-fuel combustion”, Combustion and Flame, vol.154 (2008), p.546-556.

[42] J.C. Sautet, T. Boushaki, L. Salentey, B. Labegorre, “Oxy-combustion properties of interacting separated jets”, Combustion Science and Technology, vol. 178 (2006), p.2075-2096.

[43] T. Boushaki, J.C. Sautet, L. Salentey, B. Labegorre, « The behaviour of lifted oxy-fuel flames in burners with seperated jets", International Communications in Heat and Mass Transfer", vol. 34 (2007), p.8-18.

[44] T. Boushaki, M A Mergheni, J.C. Sautet, B. Labegorre, "Effects of inclined jets on turbulent oxy-flame characteristics in a triple jet burner", Proceedings MCS 5, Monastir, Tunisia, September 2007.

[45] F. Lacas, B. Leroux, N. Darabiha, "Experimental study of air dilution in oxy-liquid fuel flames", Proceedings of the Combustion Institute, vol. 30 (2005), p.2037-2045.

[46] A.B. Santos, L.G.Jr., C.A. Ferrari, "An experiment on the effect of oxygen content and air velocity on soot formation in acetylene laminar diffusion flame produced in a burner with a parallel annular coaxial oxidizer flow", International Communications in Heat and Mass Transfer, vol.36 (2009), p.445-450.

[47] A. Beltrame, P. Porshnev, W. Merchan, A. Saveliev, A. Fridman, L.A. Kennedy, O. Petrova, S. Zhdanok, F. Amouri, O. Charon, "Soot and NO formation in methane-oxygen enriched diffusion flames", Combustion and Flame, vol.124 (2001), p.295-310.

[48] M. De Leo, A. Saveliev, L.A. Kennedy, S.A. Zelepouga, "OH and CH luminescence in opposed flow methane oxy-flames", Combustion and Flame, vol.149 (2007), p.435-447.

[49] H. Gotoda, S. Kawaguchi, Y. Saso, "Experiments on dynamical motion of buoyancy induced flame instability under different oxygen concentration in ambient gas", Experimental Thermal and Fluid Science, vol.32 (2008), p.1759-1765.

[50] F. Takahashi, G.L. Linteris, V.R. Katta, "Extinguishment of methane diffusion flames by inert gases in coflow air and oxygen-enriched microgravity environments", Proceedings of the Combustion Institute, vol.33, issue 2, (2011) p.2531-2538.

[51] J.W. Han, C.E. Lee, S.M. Kum, Y.S. Hwang, "Study on the improvement of chemical reaction mechanism of methane based on the laminar burning velocities in OEC", Energy&Fuels, vol.21 (2007), p.3202-3207.

[52] J. Min, F. Baillot, A. Wyzgolik, E. Domingues, M. Talbaut, B. Patte-Rouland, C. Galizzi, "Impact of CO2/N2/Ar addition on the internal structure and stability of nonpremixed CH4/air flames at lifting", Combustion Science and Technology, vol.182 (2010), p.1782-1804.

[53] J. Min, F. Baillot, "Experimental investigation on flame extinction process of non-premixed CH4/air flames in an air-diluted coflow by CO2, N2 or Ar", 23rd ICDERS, July 24-29, 2011, Irvine, USA.

[54] K.K. Wu, Y.C. Chang, C.H. Chen, Y.D. Chen, "High-efficiency combustion of natural gas with 21-30% oxygen enriched air", Fuel 89 (2010), p.2455-2462.

[55] K. Qiu, A.C.S. Hayden, "Increasing the efficiency of radiant burners by using polymer membranes", Applied Energy 86 (2009), p.349-354.

[56] C.E. Baukal, B. Gebhart, “Heat transfer from oxygen-enhanced/natural gas flames impinging normal to a plane surface”, Experimental Thermal and Fluid Science 16 (1998), p.247-259.

[57] M.F.G. Cremers, M.J. Remie, K.R.A.M. Schreel, L.P.H. de Goey, “Thermochemical heat release of laminar stagnation flames of fuel and oxygen”, International Journal of Heat and Mass Transfer 53 (2010), p.952-961.

[58] A.A.B. Santos, L.G. Jr., C.A. Ferrari, “An experiment on the effect of oxygen content and air velocity on soot formation in acetylene laminar diffusion flame produced in a burner with a parallel annular coaxial oxidizer flow”, International Communications in Heat and Mass Transfer 36 (2009), p.445-450.

[59] S.Y. Luo, B. Xiao, Z.Q. Hu, S.M. Liu, Y.W. Guan, “Experimental study on oxygen-enriched combustion of biomass micro fuel”, Energy 34 (2009), p.1880-1884.

[60] Z. Yu, X. Ma, Y. Liao, “Mathematical modelling of combustion in a grate-fired boiler burning straw and effect of operating conditions under air and oxygen-enriched atmospheres”, Renewable Energy 35 (2010), p.895-903.

[61] P.T. Lacava, J.A. Carvalho Jr., A.P. Pimenta, M.A. Ferreira, “Thermal analysis of an enriched flame incinerator for aqueous residues”, Energy 31 (2006), p.528-545.

[62] P.T. Lacava, A.P. Pimenta, C.A.G. Veras, J.A. Carvalho Jr., “Theoretical analysis of aquaeous residues incineration with oxygen enriched flames”, International Communication in Heat and Mass Transfer, vol.26, No.7 (1999), p.1029-1040.

[63] L.T. Yap, M. Pourkashanian, L. Howard, A. Williams, R.A.Yetter, “Nitric oxide emissions scaling of buoyancy-dominated oxygen-enriched and preheated methane turbulent-jet diffusion flames”, Twenty-seventh Symposium on Combustion (1998), p.1451-1460.

[64] H. Au, N.W.M. Ko, “Coaxial jets of different mean velocity ratios, part 2”, Journal of Sound and Vibration, vol.116 issue 3 (1987),p.427-443.

[65] J. Lasheras, E. Villermaux, and E. Hopinger, “Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet”, Journal of Fluid Mechanics, vol. 357 (1998), p. 351-379.

[66] H. Rehab, E. Villermaux, and E. Hopinger, “Flow regimes of large-velocity-ratio coaxial Jets”, Journal of Fluid Mechanics, vol. 345 (1997), p. 357-381.

[67] E. Villermaux, “Mixing and spray formation in coaxial jets”, Journal of Propulsion and Power, vol.14 (1998), no.5.

[68] E. Villermaux and H. Rehab, “Mixing in coaxial jets”, Journal of Fluid Mechanics, vol. 425 (2000), p. 161-185.

[69] A. Talamelli, I. Gavarini “Linear instability characteristics of incompressible coaxial jets”, Flow Turbulence Combustion, vol.76 (2006) , p.221–240.

[70] A. Wyzgolik, “Stabilisation d’une flamme non-prémélangée dans un écoulement de jets coaxiaux. Effet d’un champ acoustique ”, Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2008.

[71] D. Han, M.G. Mungal, “Direct measurement of entrainment in reacting/non reacting turbulent jets”, Combustion and Flame, vol.124 (2001), p.370-386.

[72] W.M. Roquemore, R.L. Britton, S.S. Sandhu, “Dynamic behaviour of a bluff-body diffusion flame”, AIAA Journal, vol.21 no. 10 (1983), p.1410-1417.

[73] M. Juniper and S. Candel, “Edge diffusion flame stabilization behind a step over a liquid reactant”, Journal of propulsion and power, vol. 19 (2003), no. 3, p. 332-341.

[74] G. Singla, P. Scouaire, J. Rolon, and S. Candel, “Flame stabilization in high pressure LOx/GH2 and GCH4 combustion”, Proceedings of the Combustion Institute, vol. 31 (2007), no. 2, p.2215-2222.

[75] J. Buckmaster, N. Peters, “The infinite candle and its stability- a paradigm for flickering diffusion flames”, Twenty-first Symposium on Combustion/ The Combustion Institute, vol.21, issue1 (1988), p.1829-1836.

[76] L.D. Chen, J.P. Seaba, W.M. Roquemore, L.P. Goss, “Buoyant Diffusion Flames” , Twenty-Second Symposium on Combustion/ The Combustion Institute (1988), p. 677-684.

[77] M. Arai, H. Sato, K. Amagai, “Gravity effects on stability and flickering motion of diffusion flames”, Combustion and Flame, vol.118 (1999), p.293-300.

[78] B.M. Cetgen, T.A. Ahmed, “Experiments on the periodic instability of buoyant plumes and pool fires”, Combustion and Flame, vol.93 (1993), p.157-184.

[79] G. Legros, T. Gomez, M. Fessard, T. Gouache, T. Ader, P. Guilbert, P. Sagaut, J.L. Torero, “Magnetically induced flame flickering”, Proceedings of the Combustion Institute, vol. 33 (2011), p.1095-1103.

Chapitre 2
Structure d'une flamme de diffusion laminaire méthane/air issue de jets coaxiaux. Influence du champ magnétique

I. Introduction.

La présente étude fait suite aux travaux menés dans l'équipe Combustion et Champ magnétique d'ICARE. Les premiers résultats expérimentaux de l'influence d'un champ magnétique sur la stabilité d'une flamme de diffusion ont été publiés par Gilard et *al*. [1] et Delmaere [2], et pour des études numériques par Delmaere [2], [3]. Dans le travail de la référence 1, les auteurs montrent en utilisant une configuration de brûleur à jets coaxiaux de méthane et d'air, que la flamme liftée, se stabilise plus près de la sortie du brûleur, quand elle est soumise à un champ magnétique non-homogène, dont le gradient est négatif. Le champ magnétique est généré par un assemblage d'aimant permanent. Il est également montré que le champ magnétique améliore la stabilité de la flamme, en repoussant la limite d'extinction de la flamme : les vitesses d'injection d'air correspondantes au soufflage (blow-out) sont plus importantes en présence du champ magnétique. Ce changement est attribué à plusieurs facteurs, dont la modification de gradient de la fraction massique de combustible, et la variation de susceptibilité magnétique avec la température. Les travaux de thèse de Delmaere [2] ont consisté à examiner l'effet du champ magnétique sur une flamme de diffusion laminaire constituée par deux jets coaxiaux de méthane et d'air. L'aimant utilisé est un aimant permanent avec une intensité du champ maximum de 0,395 T. L'étude expérimentale montre qu'à débit de méthane fixé, la hauteur de décrochage de la flamme croît en augmentant le débit d'air et qu'en présence du champ magnétique, quelque soit le signe du gradient de champ, cette hauteur est inférieure à celle du cas sans champ.

Dans ce chapitre, nous nous proposons de présenter les travaux expérimentaux réalisés sur une flamme de diffusion laminaire méthane/air. Cette flamme est issue d'un brûleur à jets coaxiaux dont le méthane est issu du canal central et l'air du canal annulaire. Le brûleur est placé dans l'entrefer d'un électroaimant. L'objectif est de caractériser l'influence de la vitesse de l'écoulement d'air sur les caractéristiques : hauteur de décrochage, longueur et épanouissement de la flamme, en absence et en présence d'un gradient de champ magnétique tout en intégrant les phénomènes de convection.

II. Dispositif expérimental et paramètres d'expériences.

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est illustré sur la figure 1. Le brûleur est à jet coaxial avec un jet central de méthane et deux jets annulaires d'air ambiant. Le tube central de diamètre intérieur 4 mm et extérieur 6 mm, est placé au centre du tube externe de diamètre extérieur 10 mm. Un troisième tube de diamètre intérieur 40 mm et extérieur 60 mm est prévu éventuellement pour un deuxième écoulement annulaire. La partie intérieure du tube central est effilée proche de la sortie passant d'une épaisseur de 2 mm à 1 mm sur une longueur de 2 mm. Le diamètre en section de sortie est égal à 5 mm. Les tubes sont longs de 150 mm. Compte tenu de cette longueur, on est assuré d'un écoulement bien développé pour le méthane, puisque le nombre de Reynolds ne dépasse pas la valeur de 625, tandis que pour le jet annulaire d'air, ce nombre de Reynolds ne dépasse pas la valeur de 1316 (voir les détails en annexe 3). On remarquera (voir tableau 1) qu'au vu des nombres de Reynolds utilisés pour le méthane ou l'air, l'écoulement est complètement développé.

Les tubes sont connectés à deux alimentations (voir figure 2) :
- en air, sur 3 entrées (par l'intermédiaire d'un répartiteur à une entrée et 3 sorties)
- directe en méthane.

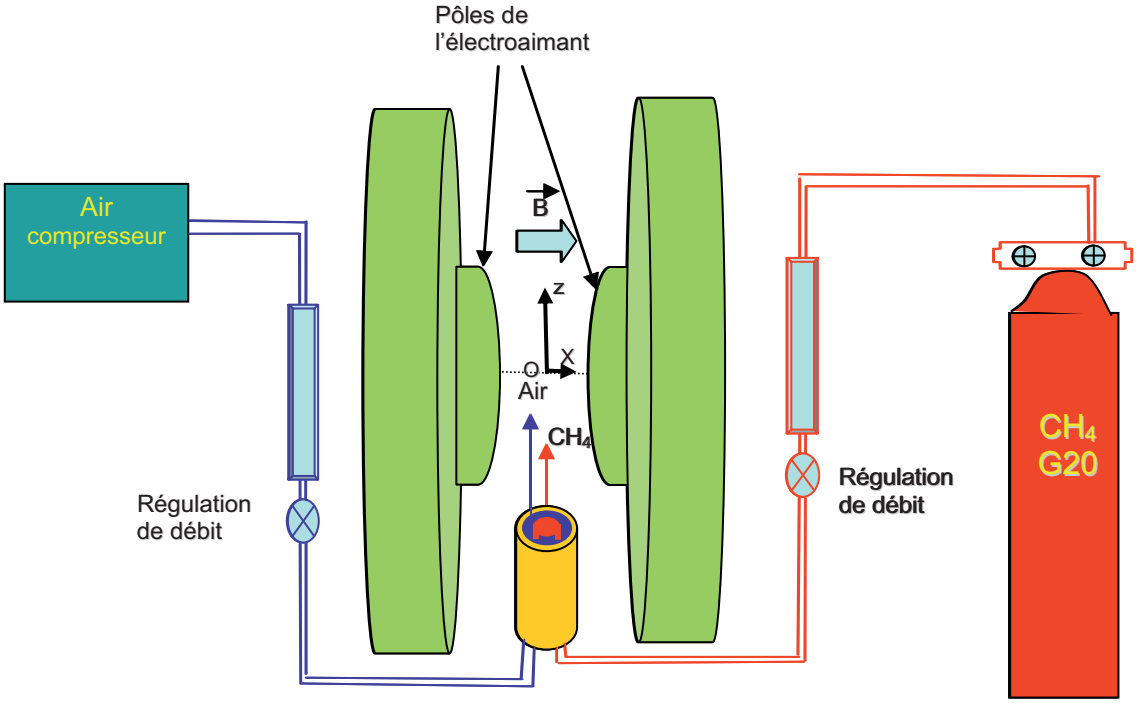


Figure 1: Schéma du dispositif expérimental

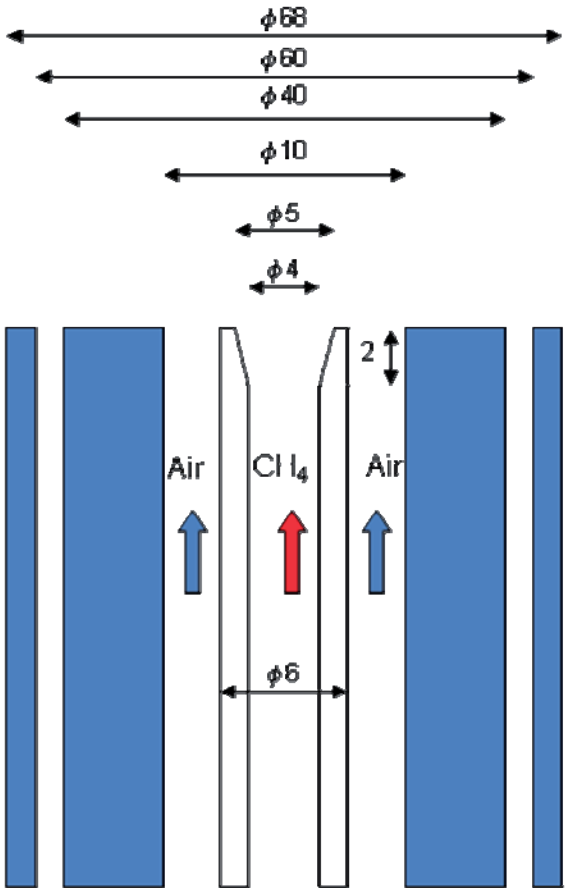


Figure 2: Vue en coupe du brûleur (dimensions en mm).

Le brûleur peut se déplacer verticalement dans l'entrefer d'un électroaimant, constitué de deux flasques polaires de rayon 150 mm et espacés au niveau de leur centre de 76 mm. L'ensemble du brûleur, a un diamètre extérieur de 68 mm. Donc il ne reste, lorsque le brûleur est placé entre les flasques polaires, que 4 mm entre le brûleur et les flasques. Le jet central est constitué de méthane G20, à pureté>98%, provenant d'une bouteille, avec un détendeur en sortie, permettant de régler la pression en sortie de la bouteille, tandis que le jet en coflow est de l'air ayant la composition nominale de l'air sec (20,5±0,5% d'oxygène et 78±0,5% d'azote). Le débit injecté de chacun des gaz est déterminé par la pression en sortie des cols soniques dont l'orifice est calibré. Un étalonnage des cols soniques utilisés est effectué au préalable. Le dispositif de contrôle de débit de chacun des gaz, comporte une vanne pointeau Ouverte/Fermée, un col sonique, un manomètre, permettant l'affichage de la pression, et une vanne permettant la régulation de débit.

L'électroaimant utilisé est constitué de deux bobinages d'axe horizontal. Il génère un champ magnétique horizontal, dont l'induction et le gradient du carré de l'induction, suivant l'axe vertical, sont donné figure 3. L'axe vertical est celui qui correspond à l'axe du brûleur et de la flamme. Les valeurs d'induction magnétique sont mesurées en utilisant un gaussmètre (BM241 Brochaus Messtechnik), la sonde magnétique étant placée sur une platine de translation verticale.
Sur la figure 3, on trouve les valeurs de champ et de gradient, normalisées, sachant que la valeur maximale de champ est de 1,3 T et le gradient maximal BdB/dz est de 14 T^2/m. Le

champ magnétique n'est pas uniforme le long de l'axe Oz ; ceci induit un gradient de champ magnétique qui change de sens de part et d'autre du centre de l'électroaimant :

- En entrée dans la zone de champ magnétique, le gradient est positif générant une force magnétique sur les paramagnétiques dirigée vers les z positifs d'où une attraction des gaz paramagnétiques vers la zone de concentration du champ magnétique.
- En sortie de la zone de concentration du champ magnétique, le gradient de champ magnétique est négatif. La force magnétique sur les paramagnétiques est dirigée vers les z négatifs attirant les gaz paramagnétiques dans la zone de champ.

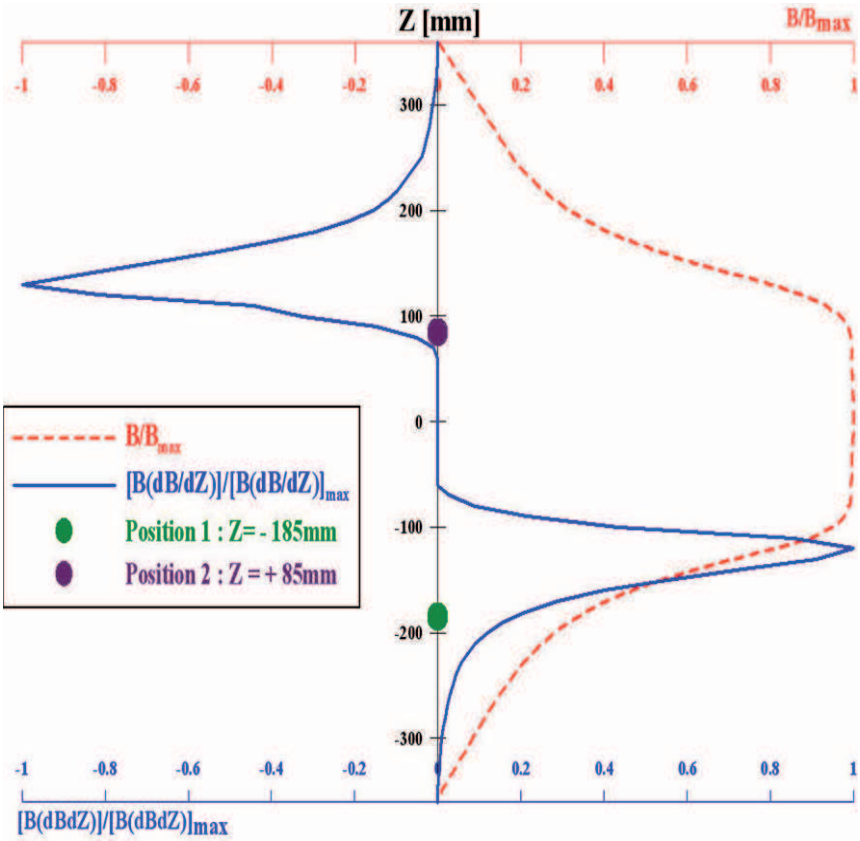


Figure 3 : Distribution suivant l'axe du brûleur, de B et BdB/dz en valeurs normalisées.

II.1.Rappel sur le magnétisme.

Dans le cadre de notre étude, nous soumettrons une flamme de diffusion à l'action du champ magnétique, pour examiner de près l'interaction de tous les phénomènes déjà cités et en tirer des conclusions de leur influence sur la structure et la stabilité de la flamme. Les principaux modes d'interaction du champ magnétique avec un système en combustion sont décrits dans Khaldi [4] et synthétisés ici.

II.1.1. Force de Lorentz (conductivité)

La force de Lorentz, ou force électromagnétique, est la principale manifestation de l'interaction électromagnétique. La force de Lorentz, appliquée dans diverses situations, induit l'ensemble des interactions électriques et magnétiques observées ; elle est de ce fait principalement étudiée en physique et en chimie.

Le champ électromagnétique exerce la force suivante sur des particules possédant une charge électrique q non nulle

$$F = qE + q\,v \wedge B$$

où $\boldsymbol{E}$ et $\boldsymbol{B}$ sont le champ électrique et le champ magnétique pris au point où se trouve la particule, dont la vitesse est $\boldsymbol{v}$. Le calcul de la force ne se fait que lorsque l'on connaît la valeur des champs $\boldsymbol{E}$ et $\boldsymbol{B}$, qui sont principalement déterminés par la distribution de l'ensemble des particules chargées intervenant dans la configuration étudiée.

Cette force est négligée pour la suite, la durée de vie des particules chargées étant très courte, cette force est estimée négligeable par rapport à la force d'aimantation.

II.1.2. Force magnétique (aimantation)

En 1847, Faraday [5] avait remarqué l'effet d'un champ magnétique sur une flamme de bougie, il avait constaté que le phénomène observé était dû simultanément à la non homogénéité spatiale du champ magnétique et aux natures magnétiques différentes de la flamme et de l'air.
En présence d'un champ magnétique non homogène, les différentes espèces participant à la formation d'une flamme (et donc à la combustion) sont soumises à une force appelée « force magnétique ». Cette force est une force volumique résultant d'un champ magnétique non uniforme sur une espèce i, et elle est exprimée par l'équation suivant :

$$F_i = \frac{1}{2\mu_0}\ \rho Y_i \chi_{mi} \nabla B^2$$

Avec μ_0 la perméabilité du vide exprimée en $kg \cdot m \cdot A^{-2} \cdot s^{-2}$, ρ la masse volumique en kg/m^3, χ_{mi} la susceptibilité magnétique massique de l'espèce i en kg^{-1} de fraction massique Yi et ∇B^2 le gradient du carré de l'induction du champ magnétique en T^2/m
(1 T = 1 $\underline{Wb} \cdot \underline{m}^{-2}$ = 1 $\underline{kg} \cdot \underline{s}^{-2} \cdot \underline{A}^{-1}$).

II.1.3. Susceptibilité magnétique

Un atome peut présenter deux moments magnétiques différents :

1) Moment diamagnétique (ou moment de distorsion) qui résulte de la perturbation du nuage électronique par un champ extérieur

2) Moment paramagnétique qui résulte d'un moment magnétique propre et qui peut être orienté par le champ extérieur. Le moment paramagnétique a 2 origines : le mouvement orbital et de spin de l'électron alors que le moment diamagnétique résulte seulement du mouvement orbital de l'électron.
Le mouvement orbital étant le mouvement de rotation de l'électron autour du noyau de l'atome et le mouvement de spin est celui de la rotation de l'électron autour de son propre axe. Suivant le signe de leur susceptibilité magnétique, les gaz sont classés en paramagnétiques et diamagnétiques.

- Paramagnétisme

Le paramagnétisme est caractéristique des molécules ayant un moment magnétique permanent en absence de champ magnétique extérieur. L'agitation thermique crée un désordre dans les orientations des moments magnétiques, en l'absence de champ extérieur la projection de la résultante de ces moments sur toute direction dans la substance est nulle.
La susceptibilité des molécules paramagnétiques est positive et elle suit par la loi de Curie :

$$\chi = \frac{c}{T}$$

où c est la constante de Curie qui dépend du gaz et T la température en K.
Cette relation exprime la proportionnalité entre la susceptibilité paramagnétique d'une substance et l'inverse de la température. En présence d'un champ magnétique non uniforme, les moments dipolaires permanents s'alignent avec le champ magnétique et les substances paramagnétiques sont attirées en direction du champ magnétique croissant.

- Diamagnétisme

La susceptibilité diamagnétique est négative et toujours plus faible que l'unité (de l'ordre de -10^{-9} à -10^{-5}). Le diamagnétisme est une propriété intrinsèque à tous les matériaux, puisqu'il résulte de l'action d'un champ magnétique extérieur sur les orbites électroniques des atomes et des molécules. Chaque substance crée un champ magnétique dirigé contre le champ magnétique extérieur qui l'affaiblit : elle s'oppose à la pénétration du champ magnétique. L'effet diamagnétique n'est pas lié à un ordre dans la disposition des orbites électroniques, la susceptibilité diamagnétique ne dépend donc pas de la température.

La susceptibilité magnétique χ en S.I. à température ambiante des espèces présentes dans notre écoulement est donnée ci après :

O_2	$+1,8028*10^{-6}$
N_2	$-6,3*10^{-9}$
Air	$+0,3736*10^{-6}$
H_2O	$-6,3*10^{-9}$

Nous pouvons remarquer que la susceptibilité paramagnétique de l'oxygène est importante par rapport aux autres composants présents dans l'écoulement.

En déplaçant le brûleur verticalement dans le sens ascendant, en entrée dans la zone de champ magnétique, la force magnétique sur les paramagnétiques est dirigée vers les z positifs (Orientation définie sur la figure 4) puisqu'elle attire les gaz paramagnétiques vers la zone de concentration du champ magnétique.
En sortie de la zone de concentration du champ magnétique, la force magnétique sur les paramagnétiques est dirigée vers les z négatifs (voir figure 4 ci-dessous) attirant les gaz paramagnétiques dans la zone de champ, tandis que la force exercée sur les diamagnétique est dirigée vers les z positifs repoussant ces gaz de la zone du champ.

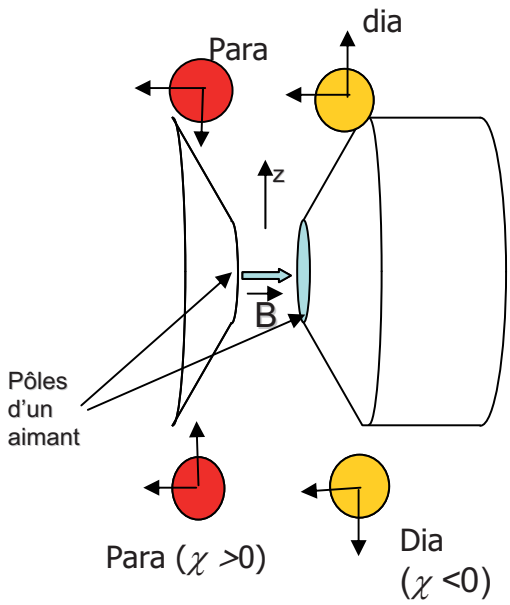


Figure 4: comportement des gaz vis-à-vis du champ magnétique.

Mouvements de convection :

La convection est un mode de transfert d'énergie qui implique un déplacement de matière dans le milieu. En présence d'un gradient magnétique vertical, deux types de mouvement de convection sont observés :

- La convection thermo gravitaire ou convection naturelle est un phénomène de la mécanique des fluides qui se produit en présence d'un gradient de température. Le changement de température d'un fluide influe en effet sur sa masse volumique, qui se trouve modifiée par rapport à la masse volumique du fluide environnant. Donc sous l'effet de la gravité, les gaz chauds provenant de la combustion, ayant donc une masse volumique inférieure se déplacent d'une façon ascendante, et en refroidissant, redescendent sous l'effet de leur masse volumique qui augmente.

- Une convection causée par l'effet de la force magnétique et appelée convection thermomagnétique. La susceptibilité magnétique des gaz paramagnétiques étant aussi inversement proportionnelle à la température d'après la loi de Curie. Les gaz paramagnétiques chauds ont une susceptibilité inférieure. Ces gaz se déplaceront donc dans le sens inverse de la force magnétique.

- Dans le cas d'une force magnétique dirigée vers le bas, résultant d'un gradient de champ négatif, le comportement des gaz est similaire à celui causé par la convection gravitaire. Nous pouvons dire que la convection gravitaire est accélérée par la convection magnétique.

Dans le cas d'une force magnétique dirigée vers le haut, résultant d'un gradient de champ positif, le comportement est inverse : les gaz chauds, seront dirigés dans le sens inverse de la force magnétique donc dans le sens descendant, et puis ascendant au contact d'une paroi froide. Dans ce cas, nous pouvons dire que la convection gravitaire est ralentie par la convection magnétique.

Tous ces mouvements de convection sont schématisés sur la figure 5. Les parois froides sont représentées en trait bleu et les parois chaudes en trait rouge.

ρ ~ 1/T (Loi des gaz parfaits) g Vertical vers le bas Intensité fixe 9,81 m/s²	χ(Para)=c/T (Loi de Curie) Fi Vertical Sens du gradient magnétique Intensité proportionnelle à B dB/dz
ΔT Convection thermo gravitaire	ΔT Convection thermo magnétique

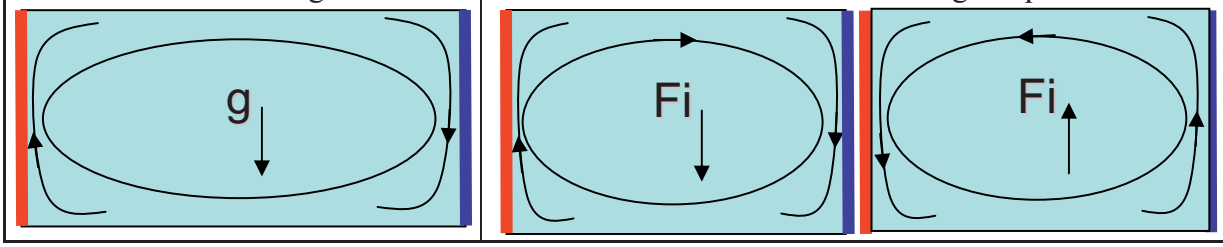


Figure 5 : Représentation des mouvements de convection qui influent sur la flamme.

Le sens des mouvements de convection dépend de la position du brûleur par rapport au centre de l'électroaimant. Pour la position du brûleur Z=-185mm, la force magnétique $\vec{F}_Z$ est ascendante. Nous pouvons en conclure que la convection gravitaire est ralentie par la convection magnétique (figure 6a). Tandis que pour une position du brûleur à Z=+85mm, la convection naturelle est accélérée par la convection magnétique, et la force magnétique $\vec{F}_Z$ à le même sens que la gravité (figure 6b).

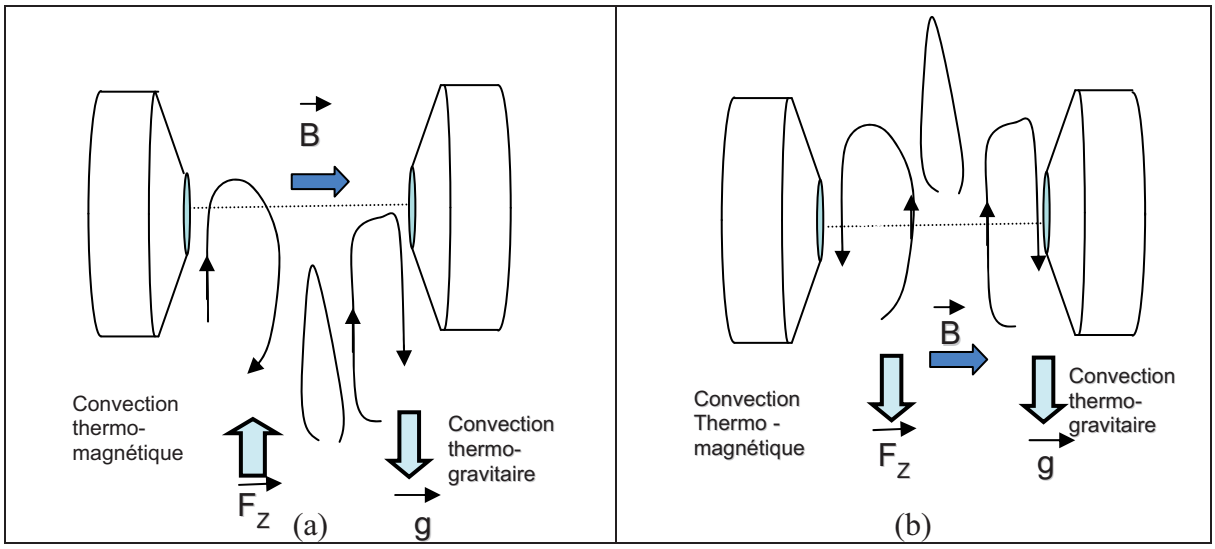


Figure 6 : Mouvements de convection autour de la flamme
(a) : $Z_{brûleur}$=-185mm et (b) : $Z_{brûleur}$=+85mm)

Les paramètres de l'étude sont :

- La position du brûleur :

Suivant le sens de BdB/dz, nous choisirons d'étudier deux positions du brûleur.

- La première à Z= -185 mm qui correspond à un brûleur dont la sortie est à 185mm en dessous du centre de l'électroaimant. A cette position, la flamme est soumise à un champ de gradient maximal positif.

- La deuxième position du brûleur est choisie à Z=+85 mm. A cette position, la flamme est soumise à un champ de gradient maximal négatif.

- Les vitesses d'injection de méthane et d'air :

Les débits injectés sont déduits à partir d'une mesure de pression à l'aval des cols soniques. La vitesse moyenne d'injection est obtenue en divisant le débit par la surface débitante. Pour cela, nous avons besoin de définir un diamètre équivalent D tel que :

$$\pi \frac{D^2}{4} = \pi \frac{D_{iair}^2}{4} - \pi \frac{D_{eCH4}^2}{4} \qquad \text{E2-3}$$

Ceci conduit pour l'écoulement central à un diamètre équivalent égal au diamètre intérieur du tube central, tandis que pour l'écoulement annulaire d'air :

$$D = \sqrt{D_{iair}^2 - D_{eCH4}^2} \qquad \text{E2-4}$$

Les gammes de débit et vitesse moyenne d'injection du méthane et de l'air sont données sur le tableau 1. Sur ce tableau sont indiqués aussi le rapport de vitesse, R_U, entre l'oxydant (air) et le fuel (CH_4) et ϕ, le rapport d'équivalence ou richesse à la section d'injection, qui indique si le mélange combustible-comburant est riche, pauvre ou stœchiométrique (voir Turns [6]) :

$$\Phi = \frac{\left(A/F\right)_{stoic}}{\left(A/F\right)} \qquad \text{E2-5}$$

avec $(A/F)_{stoic}$ le rapport stœchiométrique air-méthane.

Q_{CH4} 10^{-6} m^3/s	U_{CH4} m/s	Re_{CH4}	Q_{air} 10^{-6} m^3/s	U_{air} m/s	Re_{air}	R_U	Φ
6	0,31	90	0	0	0	0	
			28	0,56	70	1,8	2,04
			34	0,68	85	2,2	1,68
			42	0,84	105	2,7	1,36
			48	0,96	121	3,1	1,19
15	0,79	220	0	0	0	0	
			28	0,56	70	0,74	5,1
			34	0,68	85	0,89	4,2
			48	0,96	121	1,26	3,0
			60	1,19	150	1,57	2,38
34	1,72	500	0	0	0	0	
			28	0,56	70	0,32	11,6
			34	0,68	85	0,39	9,5
			48	0,96	121	0,55	6,7
			60	1,19	150	0,69	5,4
			77	1,53	192	0,88	4,2
			106	2,11	265	1,22	3,0
			120	2,39	300	1,38	2,7

Tableau 1 : Conditions expérimentales.

Le nombre de Reynolds est défini comme suit : $\mathrm{Re} = \frac{D \times U}{\upsilon}$ pour le méthane et $\mathrm{Re} = \frac{(D_{e,air} - D_{i,air})U_{air}}{2\upsilon_{air}}$ pour l'air

où D est le diamètre équivalent, U la vitesse d'injection débitante et ν la viscosité cinématique du gaz (ν_{CH4}=1,73*10^{-5} m^2/s et ν_{air}=1,59*10^{-5} m^2/s). Les nombres de Reynolds calculés confirment que les écoulements des gaz en sortie d'injecteur sont laminaires.

III. Techniques de mesure.

Les hauteurs de lift ainsi que les longueurs et les diamètres de flammes sont déterminés à partir d'images recueillies par vidéo et analysées ou à partir de mesures de température par thermocouple. Pour déterminer la hauteur de lift, distance de l'injecteur à la flamme, la base de la flamme est communément prise comme l'apparition de l'émission bleue intense, même si celle-ci se produit après le début de la zone de réaction. Du fait de la nature fluctuante de la flamme liftée, la base de la flamme présente des mouvements axiaux variables dans le temps, c'est pourquoi il est préférable de déterminer une position moyenne dans le temps. Des valeurs instantanées sont décrites au cours du chapitre 5.

La flamme est filmée à l'aide d'une caméra Sony HDD-XR105E (50Hz, 25 images par seconde). Chaque image livrée par la caméra comporte deux images superposées de la flamme. Un traitement numérique des images permet d'accéder à différentes données.

Dans la littérature, nombreuses sont les techniques utilisées pour déterminer la longueur d'une flamme de diffusion. Cette longueur peut être définie comme étant la longueur totale de la flamme. Néanmoins, cette longueur n'est pas nécessairement la longueur de flamme stoechiométrique. D'autres méthodes sont utilisées pour déterminer cette dernière. L'une d'elles consiste à définir la fin de la zone de réaction à l'endroit de pic de luminosité sur l'axe de la flamme [7], [8]. Ces deux méthodes seront utilisées dans ce présent chapitre. Une dernière, basée sur la mesure de température sur l'axe de la flamme peut conduire aussi à une longueur de flamme thermique.

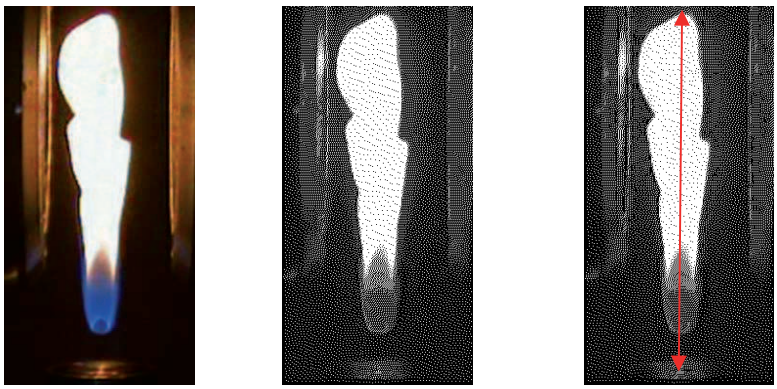
Méthodologie pour la détermination de la longueur de flamme totale ("visuelle")

Une mire de réglage servant à déterminer les coordonnées du centre du brûleur ainsi que le facteur de grossissement est filmée au début de chaque séquence vidéo. Chaque séquence vidéo est enregistrée pendant une durée de deux minutes. A partir des vidéos, des images sont acquises et traitées à l'aide d'un programme Matlab. L'acquisition des images se fait à partir des vidéos, par intervalle de temps précisé par l'utilisateur, les images sont sauvegardées en format ".tif" dans un fichier précisé dans le programme.

Le traitement numérique des images comporte plusieurs étapes (voir figure 7) :

1- Chacune des images est codée en niveau de gris. Pour l'uniformisation de couleur du fond de l'image, on précisera le rayon. L'intérêt est, pour plus de précision, de diminuer ce rayon quand la flamme est instable et en train d'osciller ; et de l'augmenter quand la flamme est stable.
2- L'image initiale est traitée en niveaux de gris avec filtrage, seuillage et accentuation du contraste.

3- Elle est ensuite binarisée : l'image ne comporte plus que des pixels blancs ou noirs. Cette étape est utile pour obtenir une seconde image qui représente la superposition du contour binarisé de la flamme sur l'image filtrée et seuillée (phase de validation du contour).
4- Dans le cas de la mesure du lift, le programme détecte seulement la base de la flamme à partir d'une interpolation sur 3 points (après avoir préalablement situé géographiquement la ligne de pixels correspondant à l'axe vertical Oz et le pixel correspondant au centre de la section de sortie du brûleur). Cette base est obtenue en détectant sur l'axe Oz le premier pixel blanc rencontré et deux pixels blancs situés à égale distance de l'axe Oz sur la frontière de la flamme à droite et à gauche de cette frontière.
5- La longueur de flamme visuelle totale est mesurée en détectant le premier et le dernier pixel blanc sur l'axe du brûleur avec toujours une interpolation sur trois points dont deux situés de part et d'autre de l'axe Oz pour la partie supérieure de la flamme. Dans ce cadre, un rayon de recherche est spécifié. Il définit le nombre de pixels de précision. Dans certains cas, la flamme est formée de deux parties. Si la distance qui sépare le sommet de la première de la base de la deuxième est inférieure au rayon de précision, le programme ne voit pas le changement du blanc au noir et la longueur de flamme est détectée comme étant la distance jusqu'au sommet de la deuxième. En revanche, lorsque cette distance est supérieure au rayon de précision, la longueur de flamme est détectée au sommet de la première partie.
6- Les longueurs réelles sont calculées puis transférées dans un fichier.



(a) (b) (c)

Figure 7 : photo de flamme originale (a), codée en niveaux de gris (b), binarisée (c). U_{CH4}=0,79m/s et U_{air}=0,59 m/s.

Une fois les images de la flamme binarisées, le programme cherche la base de la flamme, ses bords supérieurs et inférieurs dans le but d'accéder aux paramètres suivants (voir figure 8) :

- La hauteur de lift (distance entre le point de repère du brûleur et le point situé sur l'axe vertical et appartenant à la base de la flamme),
- La longueur de la flamme,
- Le diamètre apparent de la flamme à deux hauteurs de flamme (situées à 30 et 100 pixels de la base de la flamme),
- L'angle d'épanouissement de la flamme

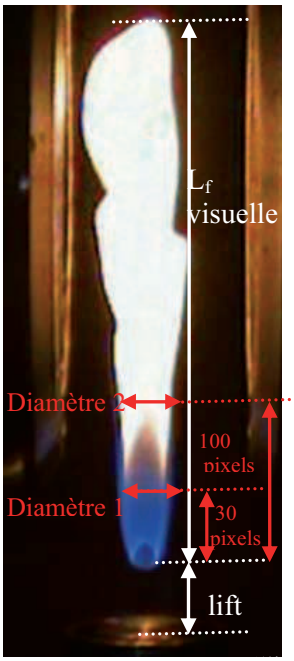


Figure 8 : Paramètres déterminant la structure de la flamme.

La hauteur de lift et la longueur de flamme sont déduites des images traitées. Chacune de ces deux grandeurs pour une flamme est obtenue à partir du traitement d'une quarantaine d'images. À partir de ces 40 valeurs de lift et de longueur, la moyenne et l'écart type sont calculés. L'écart type est une donnée importante puisqu'il correspond à la distance sur laquelle le front de flamme oscille par rapport à la valeur moyenne. Nous notons que dans la suite du chapitre, les valeurs de hauteur de lift et de longueur de flamme reportées sont des valeurs moyennes, et que l'évolution temporelle de ces deux caractéristiques sera étudiée dans le chapitre 5.

A cause du dédoublement des trames paires et impaires sur chaque image (flammes dédoublées), la longueur de flamme déduite lors du traitement est une longueur qui est réalisée sur les deux images superposées. Ceci conduit donc à une erreur sur la détermination de cette grandeur.
Afin de quantifier l'erreur commise, nous avons, pour le cas U_{CH4}=0,79 m/s, comparé les résultats obtenus, avec des résultats de la longueur de flamme déduites des vidéos enregistrées par un nouveau caméscope numérique SONY HDR-XR105E (25 Hz, 25 images par seconde). Les résultats de cette comparaison sont montrés sur la figure 9.

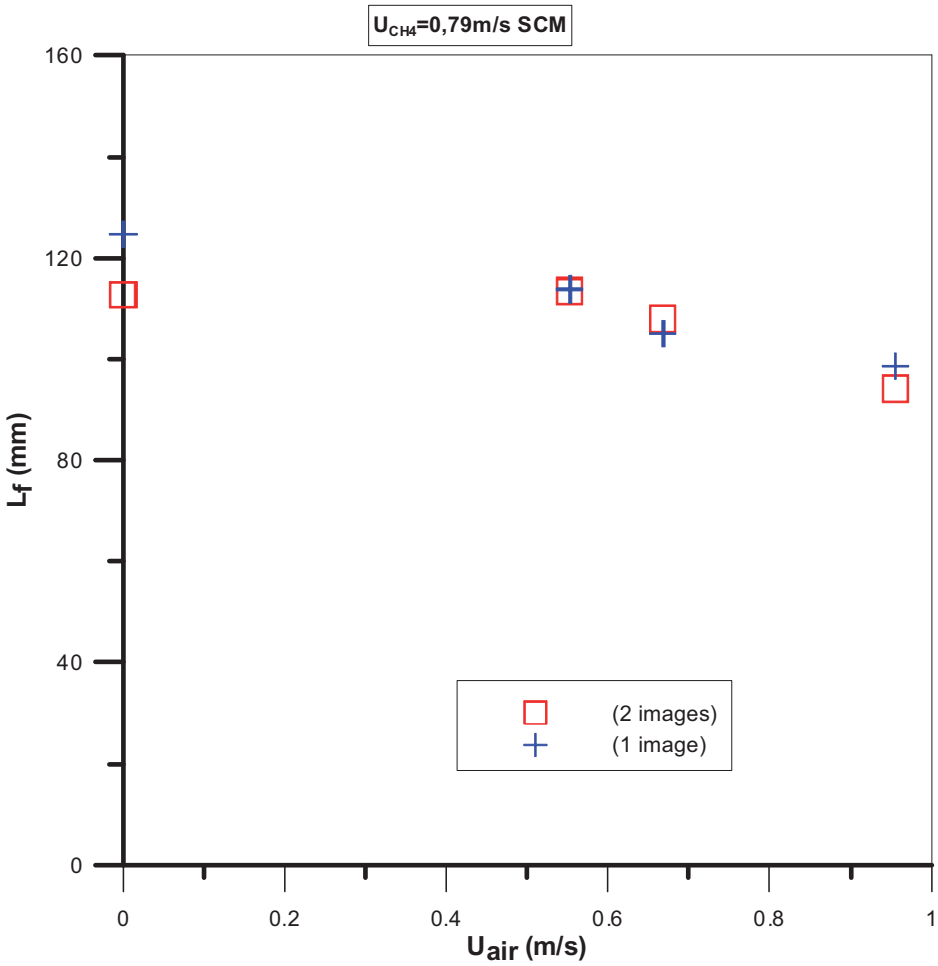


Figure 9 : Comparaison de la longueur de flamme obtenue entre le cas de deux images superposées et le cas d'une image seule.

Nous remarquons qu'il existe un écart entre la longueur de flamme obtenue à partir d'images non détramées, et celle obtenue à partir d'image simple. Cet écart est au maximum de l'ordre de 11% pour une flamme où la vitesse d'air est nulle et se réduit lorsque cette dernière augmente.

<u>Méthodologie pour la détermination de la longueur de flamme à partir du maximum de luminosité ("lumineuse")</u>

Pour déterminer la longueur de flamme obtenu à partir du maximum de luminosité sur l'axe, méthode utilisée par Mikofski et al. [7] et par Min et al. [8], nous avons traité les images obtenues précédemment par le logiciel Winview. L'objectif est de déterminer le profil de luminosité sur l'axe de la flamme. Un exemple de ce profil, pour une vitesse d'injection de méthane de 0,79m/s, sans injection d'air et en présence de champ magnétique, est donné sur la figure 10.

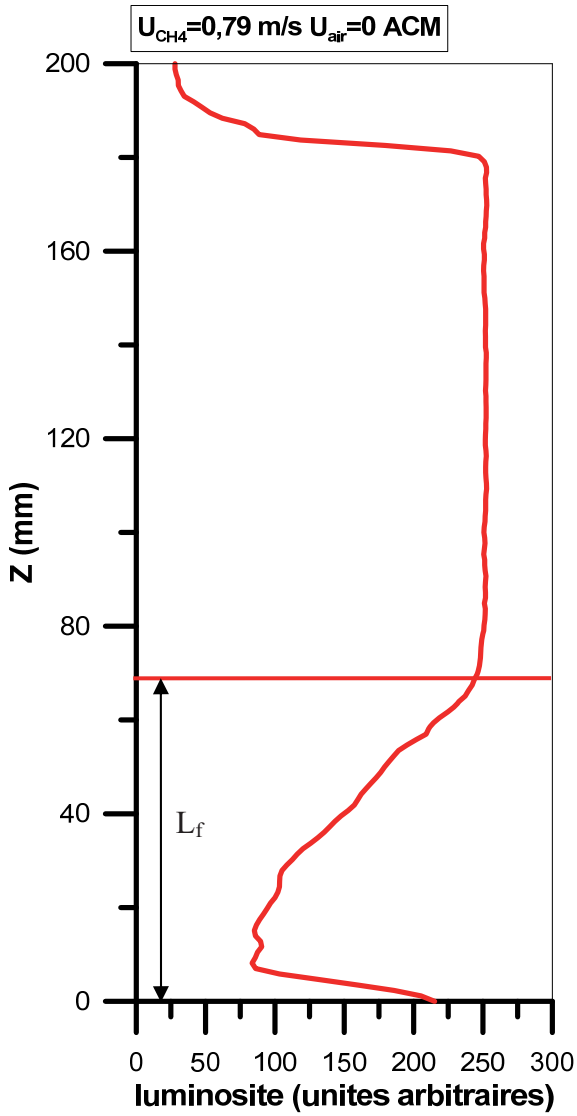


Figure 10 : Évolution du signal lumineux sur l'axe de la flamme pour U_{CH4}=0,79 m/s et U_{air}=0 en présence du champ magnétique (ACM).

Nous définissons le premier point sur l'axe ayant une luminosité maximale comme étant la fin de la zone de réaction et le début de formation des suies. Pour chacune des 40 images traitées, une longueur de flamme L_f Lum est déduite. Une moyenne de ces valeurs est calculée. Sur les deux images superposées, c'est la longueur de flamme la plus faible qui est détectée en premier par cette méthode.

En plus des méthodes citées ci-dessus, la longueur de flamme est déterminée de deux autres manières, thermiquement et théoriquement ;

<u>Méthodologie pour la détermination de la longueur de flamme à partir du profil de température sur l'axe de la flamme ("thermique")</u>

La longueur de flamme stœchiométrique ne correspond pas systématiquement à la longueur de flamme observée visuellement. En effet, les suies présentes dans la flamme à haute température émettent de la lumière, ce qui augmente d'autant la longueur observée qui est

constituée de la lumière émise par le front de flamme plus la lumière émise par les suies au-delà du front de flamme. Cette quantité de suies dépend de la richesse du mélange méthane/air. On peut donc déterminer une longueur de flamme à partir du profil de température sur l'axe de la flamme.

Pour la mesure du profil de température, nous utilisons un thermocouple Platine/ Rhodium Platine « Thermocoax Pt10% Pt Rh» de référence PRe Re 10/50mm/TI/MDI/2, gainé et placé dans un support tubulaire en céramique. Le thermocouple est fixé sur un support capable d'effectuer des mouvements de translation dans les trois directions (x, y et z), voir figure 11.

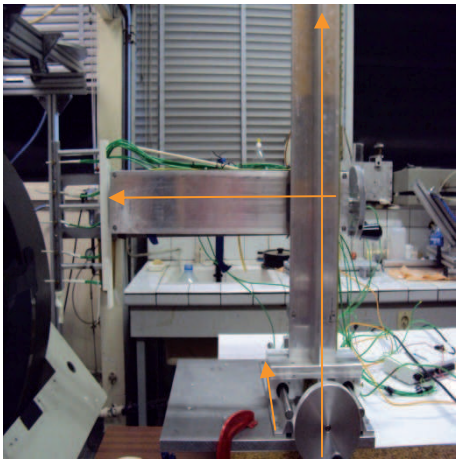


Figure 11 : photo de la plaque de translation, support du thermocouple.

Deux directions sont importantes par la suite : la direction verticale selon z qui est celle de l'axe de la flamme et la direction transverse selon x parallèle à l'axe des flasques polaires de l'électroaimant. Le thermocouple est déplacé de façon ascendante selon z à partir de la sortie de brûleur, sur l'axe du brûleur par pas de 5 mm. Lorsque l'on approche du maximum de température, ce pas est réduit à 1 mm pour plus de précision. Dans une phase préliminaire, l'acquisition des tensions en mV, délivrée par le thermocouple, se fait par un multimètre après stabilisation de la valeur. Le thermocouple est ensuite relié à une carte d'acquisition National Instruments NI USB-6218, et les valeurs instantanées de tension sont acquises à l'aide d'un programme Labview. Les acquisitions de tension sont faites sur un intervalle de temps de 5 minutes, puis la moyenne est calculée. Un exemple de températures moyennes mesurées sur l'axe de la flamme est reporté sur la figure 12ci dessous.

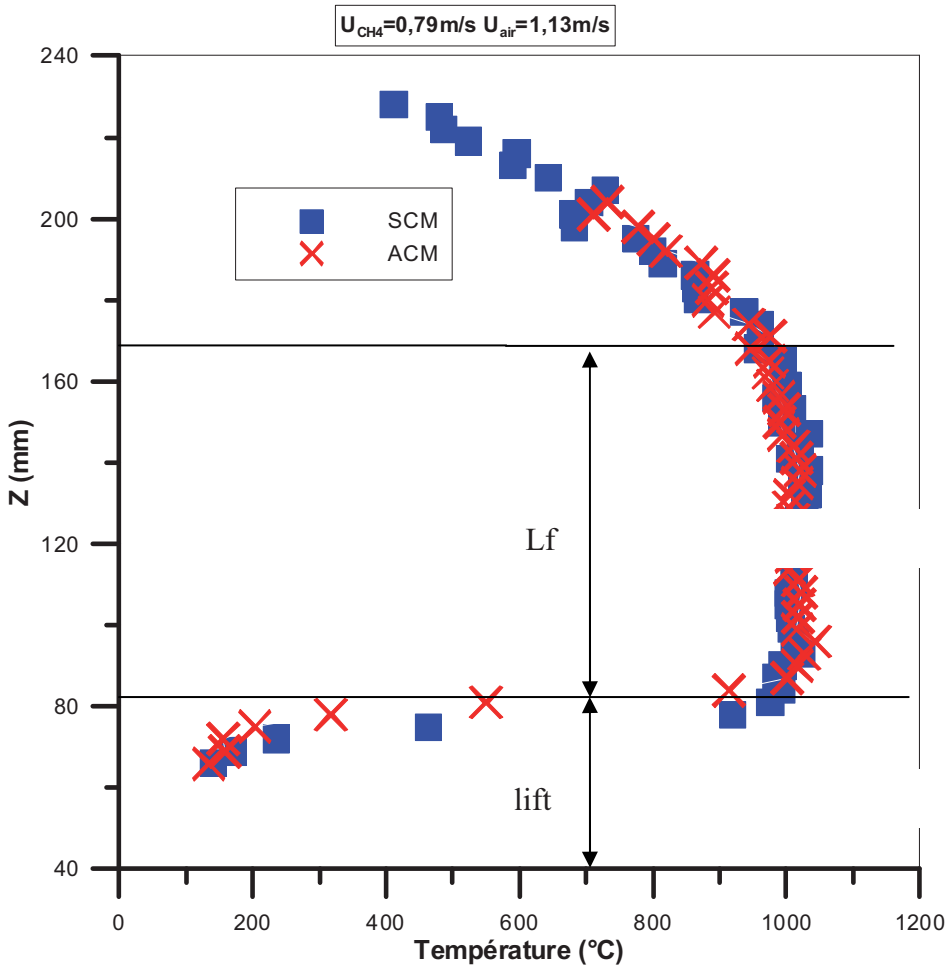


Figure 12 : Évolution de la température sur l'axe de la flamme pour U_{CH4}=0,79 m/s et U_{air}=1,13m/s. Sans champ magnétique (SCM) et avec champ magnétique (ACM).

Sur cette figure, nous observons trois zones distinctes :

- Une zone de faible température correspondant au aux gaz frais,
- Une zone ou la température augmente brusquement pour atteindre une zone plateau où la température est stable (coeur de flamme),
- Une zone où la température diminue (gaz brûlés).

La hauteur de décrochage (lift) est repérée, sur l'axe de la flamme, comme étant le point d'augmentation brusque de température, signifiant le passage des gaz frais à la flamme. La longueur de flamme correspond à la longueur du plateau (le maximum de température).

Si la mesure de la température par thermocouple sans champ magnétique ne pose pas de problème d'interaction, en présence d'un champ magnétique, des perturbations sur la mesure thermocouple peuvent modifier la valeur mesurée. En effet, le champ magnétique interagit avec le courant. Pour cela, le système d'acquisition est éloigné de l'électroaimant.

Enfin notons qu'il n'a pas était fait de correction sur les valeurs obtenues de la température mesurée par le thermocouple (corrections dues aux pertes par rayonnement ou par conduction).
Pour éviter qu'un dépôt de suies sur le thermocouple ne perturbe la mesure, la jonction est nettoyée avant chaque mesure en la repassant dans une couche oxydante à l'extérieur de la flamme.

La mesure de température par thermocouple est intrusive : le thermocouple accroche la flamme ; nous avons choisi de faire la mesure dans un seul sens, en montant le long de l'axe de la flamme pour limiter l'erreur produite.

Détermination de la longueur de flamme théorique ("théorique")

Les longueurs de flamme sont aussi déterminées théoriquement à partir de l'expression de Roper [10] figurant chapitre 1 (E1-10).

T_f la température de flamme est estimée égale à la température de flamme adiabatique méthane/air donc 2200 K, T_∞ température de l'oxydant et T_F température du combustible sont considérées égales à la température ambiante 300 K et s rapport molaire stoechiométrique comburant combustible de 9,52, D_∞ est le coefficient de diffusivité de l'oxygène dans l'azote égal à 0,2 cm^2/s.

Les résultats de calcul de la longueur de flamme théorique sont présentés sur le tableau 2. Ils correspondent au cas sans co-courant d'air (jet simple de CH_4).

P_{CH4} (bar)	Q_{CH4} (cm^3/s)	L_f Roper (mm)
0,1	6	62,9
0,5	15	157,2
2	34	356

Tableau 2 : Calcul des longueurs de flamme théoriques de Roper correspondantes aux débits d'injection de CH_4.

♦ Analyse d'erreur

Dans le cadre des mesures thermiques, nombreuses sont les sources d'erreurs sur les résultats obtenus en commençant par l'alimentation jusqu'au moyen de diagnostic.

- Une erreur de lecture de pression sur les manomètres. La précision de lecture de pression pour le méthane est de 0,01 bar c'est à dire 0,05 m/s et de 0,01 bar sur l'air ce qui correspond à 0,1 m/s,
- Une erreur de positionnement vertical du thermocouple de 0,5 mm,
- Une erreur de mesure provenant de l'épaisseur du thermocouple de 1 mm,
- Une erreur de mesure sur la soudure froide, qui est reliée à la température ambiante de la salle qui varie de 3°C (donc une erreur sur la mesure de température comprise entre 0,25 et 3%, étant donné que les températures mesurées varient entre 100 et 1200°C),
- Une erreur sur la mesure de température due aux effets radiatifs estimée à 5%, cette estimation est basée sur la différence entre les températures mesurées et les températures adiabatiques de flamme calculées par le code de Cerfacs (http://elearning.cerfacs.fr/combustion/tools/adiabaticflametemperature/index.php),
- Une erreur importante due au battement de flamme, surtout dans les régimes instables de flamme pour de grandes vitesses d'injection de l'air annulaire. On estimera que cette valeur variera de 0% pour des vitesses d'injection d'air très faibles jusqu'à 25% pour des valeurs d'injection d'air proches du blow out,
- Une erreur sur le positionnement du thermocouple horizontalement, qui n'est pas toujours situé au niveau de l'axe de la flamme variant 0,1 mm proche de la section de sortie du bruleur jusqu'à environ 1 mm loin de cette section.

En conclusion, suivant la vitesse d'injection de l'air, l'erreur relative aux mesures thermiques varie entre 5% et 30% pour les cas extrêmes de flammes très instables.

Les mesures visuelles de la longueur de flamme comportent elles aussi certaines erreurs. Pour des vitesses d'injection d'air élevées et proches de la vitesse correspondant au soufflage (blow-out), la flamme est de couleur bleue. Les vidéos, source des photos traitées, sont réalisées en obscurité totale, donc il est probable que la longueur de flamme déduite des images soient entachées d'erreurs et par conséquent soit moins importante que la vraie

longueur. Ceci est du à des nuances entre le bleu de la flamme et le noir de l'obscurité de la salle. Cette erreur est estimée à environ 10%.

IV. Résultats

Nous présentons ci-après les résultats des mesures des hauteurs de décrochage (lift) et des longueurs de flammes réalisées dans les flammes en présence et en absence du champ magnétique. Ces mesures sont obtenues pour les deux positions citées ci-dessus, à savoir la position du brûleur à Z=-185 mm et à Z=85 mm. Trois valeurs de débit de méthanes ont été considérées : Q_{CH4} égal à 6 ; 15 et 34 cm^3/s ce qui correspond à des vitesses d'éjection du CH_4 de 0,31 m/s (Cas 1) ; 0,79 m/s (Cas 2) et 1,72 m/s (Cas 3). Pour chaque vitesse d'injection du méthane, la vitesse d'injection de l'air est augmentée par palier de zéro jusqu'à la valeur correspondante au soufflage de la flamme.

IV. 1.Position du brûleur Z=-185mm.

IV.1.1. Cas 1 (U_{CH4}=0,31 m/s).

L'évolution du lift visuel en fonction de la vitesse d'injection d'air est représentée sur la figure 13.

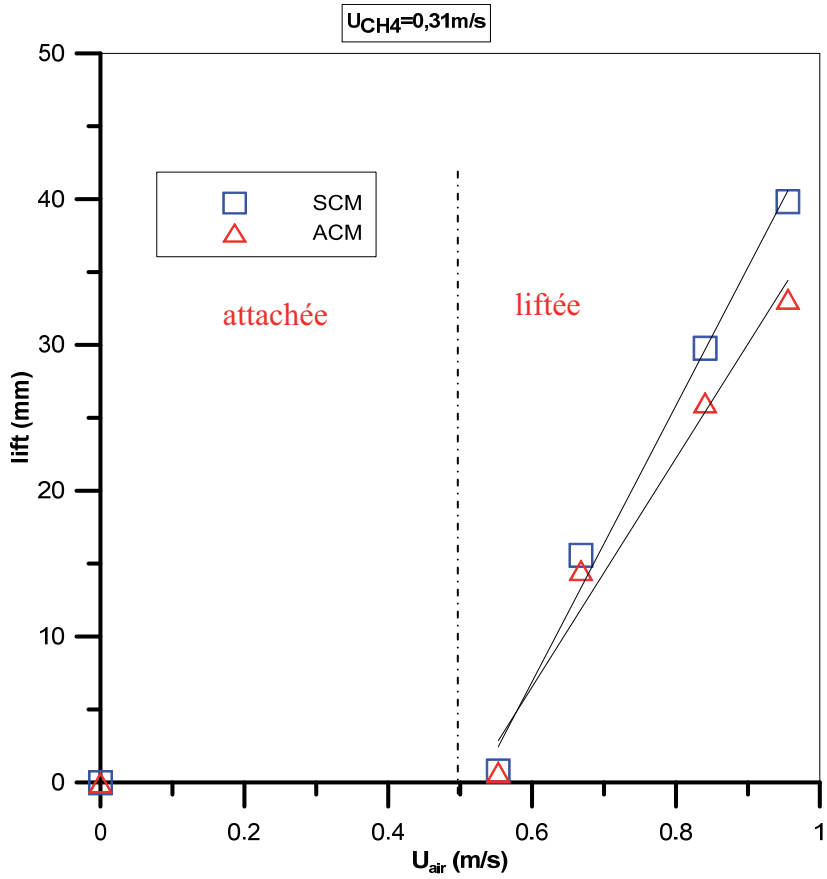


Figure 13 : Evolution de la hauteur de lift visuel en fonction de la vitesse d'injection d'air, sans et avec champ magnétique pour U_{CH4}=0,31 m/s.

Sur cette courbe, nous voyons que la flamme est attachée au brûleur pour de faibles vitesses d'injection d'air comprise entre 0 et 0,5 m/s. Au delà de cette valeur de 0,5 m/s, la flamme se stabilise à une certaine distance du brûleur. Cette distance, hauteur de lift, croit linéairement

avec la vitesse d'injection d'air et elle est plus importante en absence de champ magnétique. Au-delà de la vitesse d'air de 0,95 m/s, la flamme est directement soufflée c'est le blow-out.

Les évolutions de la longueur thermique, visuelle et la longueur de flamme obtenue à partir de la luminosité sur l'axe de la flamme, avec et sans champ magnétique sont montrées sur la figure 14. La valeur de la longueur théorique de la flamme correspondant au Cas 1, déduite à partir de l'expression de Roper est montrée sur cette même figure.

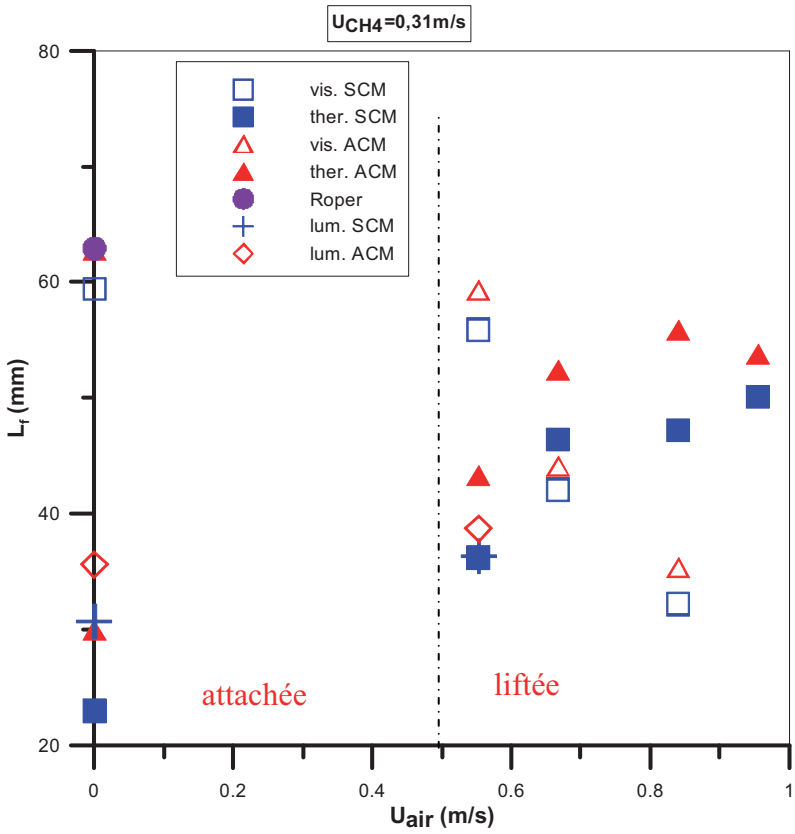


Figure 14 : longueurs de flammes théorique (Roper), thermiques (ther), visuelles (vis) et obtenue à partir de la luminosité (lum) en fonction de la vitesse d'injection de l'air, avec (ACM) ou sans champ magnétique (SCM) pour U_{CH4}=0,31 m/s.

On remarque que la longueur thermique ainsi que la longueur obtenue à partir du profil de luminosité sur l'axe de flamme, augmentent avec la vitesse d'air tandis que la longueur visuelle décroit avec cette même vitesse d'air dans les deux cas avec et sans champ. Les valeurs de la longueur thermique dans le cas avec champ sont supérieures au cas sans champ. Ceci peut être expliqué par le fait que la force magnétique, dirigée vers les z positifs (voir figure 6), attire l'oxygène dans l'entrefer de l'aimant et prive la flamme d'une certaine quantité d'oxygène ce qui conduit à une longueur de flamme plus importante que dans le cas sans champ (voir Turns [6]). Par contre, pour le cas de la longueur visuelle de flamme, on n'observe pas d'écart quantifiable entre les cas avec et sans champ, si l'on tient compte des erreurs de mesures.
Concernant la longueur théorique de flamme, calculée selon Roper, on remarque qu'elle correspond à la longueur visuelle de flamme mesurée.

IV.1.2. Cas 2 (U_{CH4}=0,79 m/s)

Nous représentons sur la figure 15, les valeurs de hauteur de lift visuel en fonction de la vitesse d'injection d'air. Nous observons un comportement similaire à celui observé au cas 1: une flamme attachée au brûleur jusqu'à 0,5 m/s d'air puis une hauteur de décrochage qui varie linéairement avec la vitesse d'injection d'air. En présence du champ magnétique la hauteur de décrochage mesurée est moindre. La limite en vitesse d'air correspondant au blow-out est de 1,2 m/s.

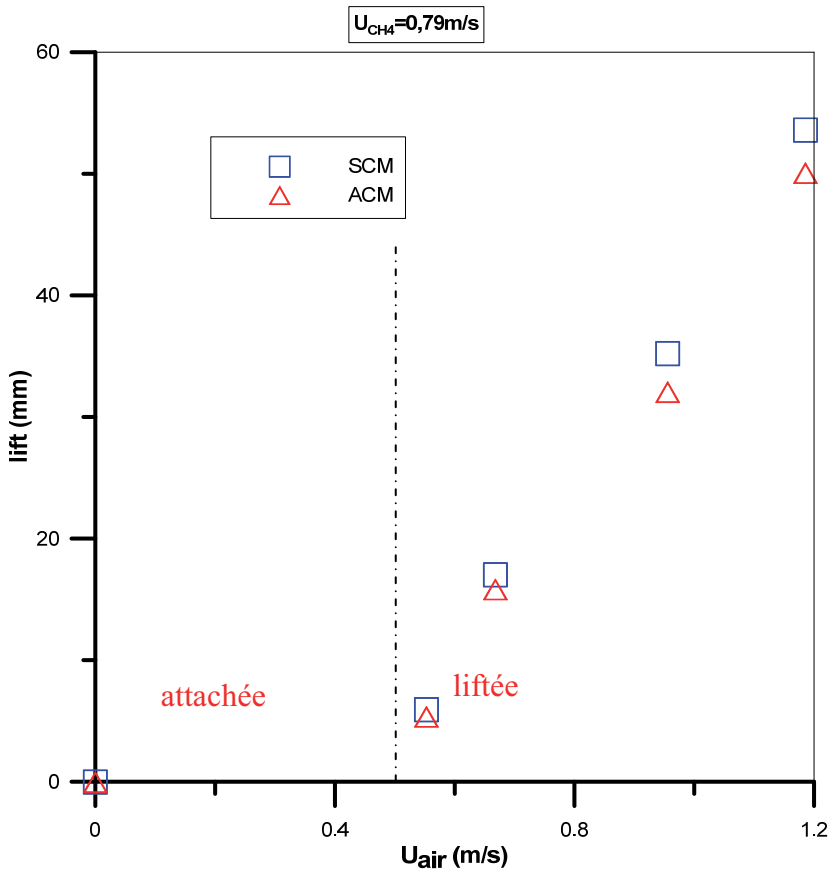


Figure 15 : Evolution de la hauteur de lift visuel avec la vitesse d'injection de coflow d'air U_{CH4}=0,79 m/s.

De même que pour le cas 1, nous effectuons un balayage vertical de la flamme sur l'axe du brûleur, avec le thermocouple pour localiser précisément l'intervalle où il y a changement de signe de pente de positif en négatif. Dans cet intervalle, nous cherchons à 1 mm près le point où est localisée la longueur de flamme stœchiométrique. Le résultat des acquisitions des points sans et avec champ magnétique est donné sur la figure 16.

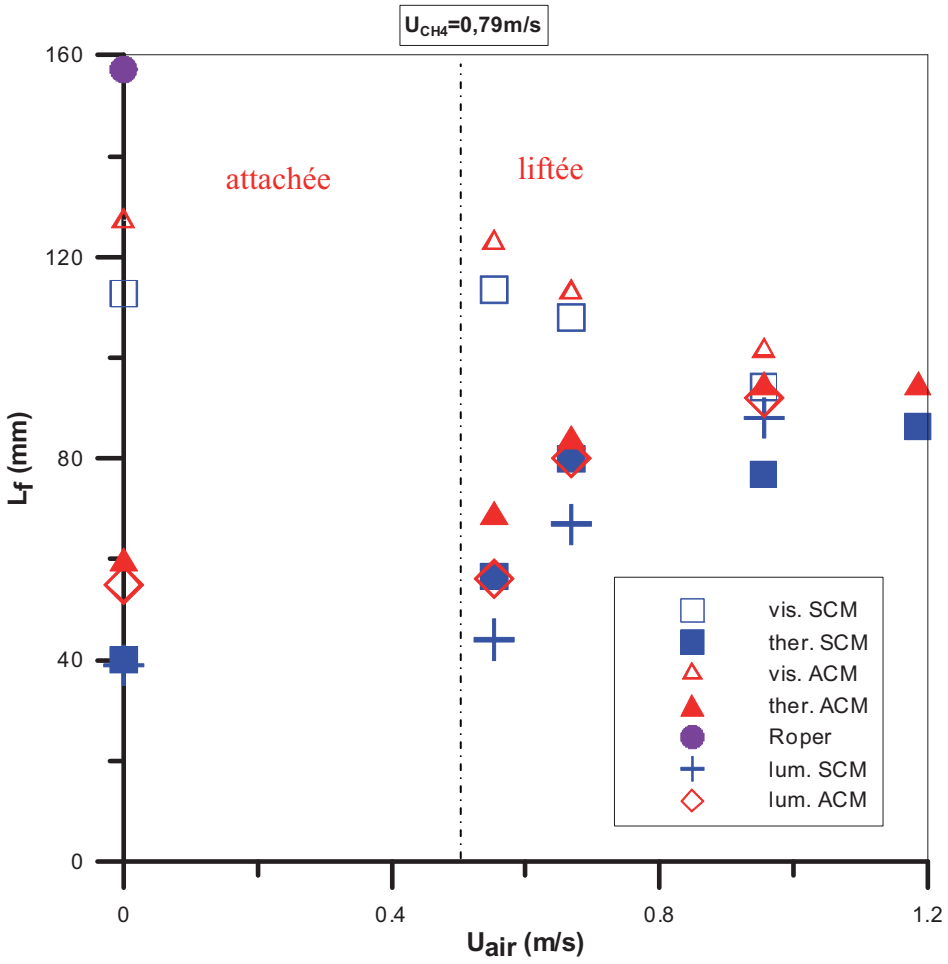


Figure 16 : longueurs de flammes théorique (Roper), thermiques (ther), visuelles (vis) et obtenue à partir de la luminosité (lum) en fonction de la vitesse d'injection de l'air, avec (ACM) ou sans champ magnétique (SCM) pour U_{CH4}=0,79 m/s.

On retrouve le comportement observé dans le cas 1, les longueurs de flamme, thermique et visuelle, sont plus importantes en présence du champ magnétique.
Pour ce cas, nous comparons ces longueurs de flamme à la longueur de flamme obtenue à partir de la luminosité sur l'axe de la flamme. Nous remarquons que cette longueur est aussi plus importante en présence du champ magnétique. Les valeurs de cette longueur coincident avec les valeurs de longueur thermique.
La longueur visuelle de flamme diminue tandis que la longueur thermique et la longueur obtenue à partir du profil de luminosité augmentent avec l'augmentation de la vitesse d'air correspondant à l'effet des suies sur la mesure. On peut estimer pour chaque cas une longueur de flamme moyenne située entre les valeurs thermiques et visuelles. La longueur de flamme calculée est supérieure aux mesures.

IV.1.3. Cas 3 (U_{CH4}=1,72 m/s).

Nous présentons sur la figure 17 le graphe d'évolution des valeurs de hauteur de lift visuel en fonction de l'injection d'air. Pour cette vitesse d'injection de méthane, et pareillement aux deux précédentes, la hauteur de lift est moins importante en présence du champ magnétique.

Une différence est notable, au-delà d'une vitesse d'injection d'air de 1,2 m/s, la hauteur de lift se stabilise avec la vitesse d'injection d'air. La position de la flamme qui était stationnaire à faible vitesse d'air et progressait régulièrement avec une augmentation de la vitesse d'air devient instationnaire. La flamme est animée de mouvements rapides (détaillés au cours du chapitre 5), la hauteur de lift reportée est une valeur moyennée dans le temps, elle n'évolue plus avec une augmentation de la vitesse d'air. Dans le régime instable, les mouvements de la flamme s'accompagnent d'un bruit de plus en plus fort quand la vitesse d'air augmente, jusqu'à l'extinction complète pour U_{air}=2,5 m/s. L'effet du champ magnétique est plus marqué dans ce régime instable que dans le régime stable.

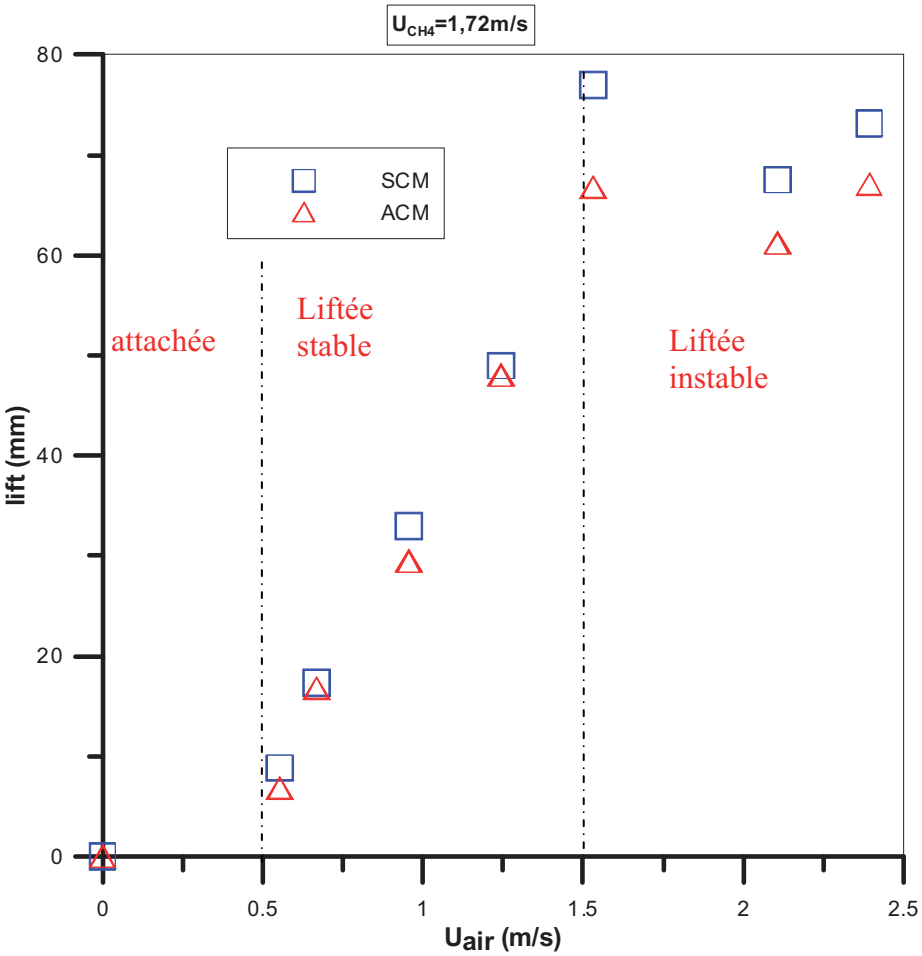


Figure 17 : Evolution de lift visuel d'une flamme fonction de la vitesse d'air pour U_{CH4}=1,72 m/s.

Concernant la longueur de la flamme, en suivant la méthode déjà présentée, les résultats sont reportés sur la figure 18.

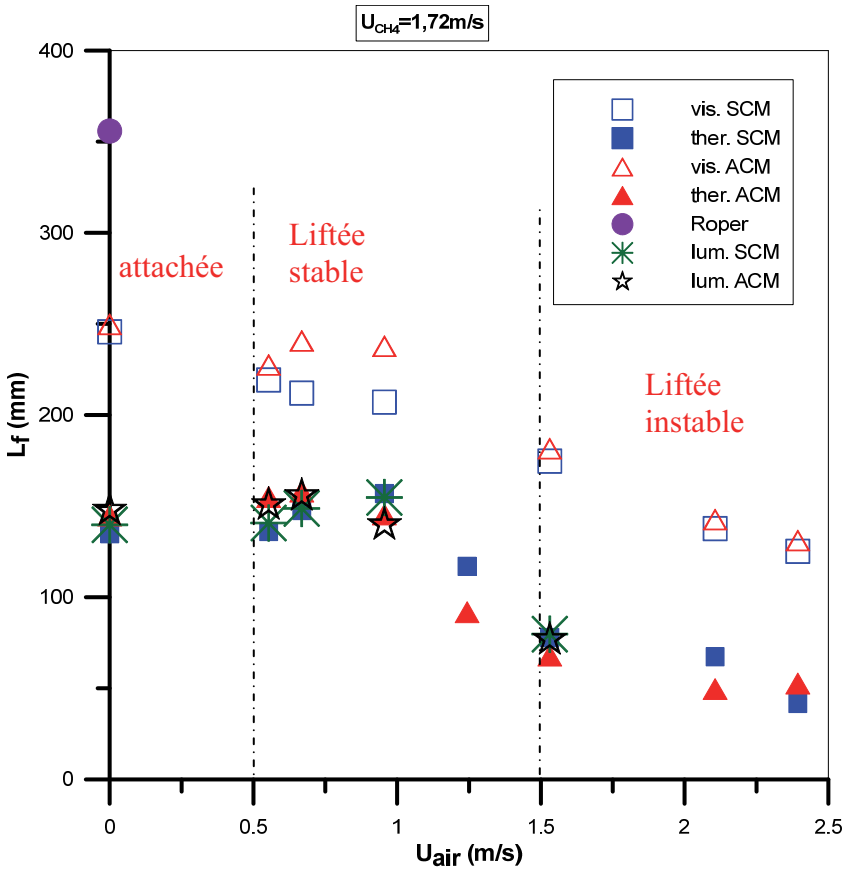


Figure 18 : longueurs de flammes théorique (Roper), thermiques (ther), visuelles (vis) et obtenue à partir de la luminosité (lum) en fonction de la vitesse d'injection de l'air, avec (ACM) ou sans champ magnétique (SCM) pour U_{CH4}=1,72 m/s.

Pour ce cas 3, la longueur de flamme visuelle se comporte comme dans les cas précédents, légèrement décroissante quand la vitesse d'air augmente. La présence du champ magnétique conduit à une longueur de flamme visuelle plus importante. La mesure thermique montre un comportement similaire à celui des cas à faibles vitesses d'injection de méthane pour une vitesse d'air inférieure à 1,2 m/s. Au-delà de cette vitesse, la longueur de flamme semble diminuer avec une vitesse d'air croissante. De plus, la position relative des deux courbes, sans et avec champ magnétique, change en ce point. : Une longueur de flamme thermique sans champ magnétique est plus petite qu'en présence du champ magnétique pour une vitesse d'air inférieure à 1 m/s, tandis qu'elle est supérieure au-delà de cette valeur. Ce même effet est retrouvé sur la longueur de flamme obtenue à partir du profil de luminosité sur l'axe de la flamme. Le changement de régime de la flamme avec l'introduction d'instabilités rend difficile la détection de la position de fin de flamme thermique. La méthode par mesure de tension sur un multimètre manque de précision, puisque dans ce cas, compte tenu des battements de la flamme, la tension varie fortement (de plus de 10%) dans des intervalles de temps de quelques secondes.

Dans la suite, nous avons adopté une méthode d'acquisition du signal issu du thermocouple à travers une carte d'acquisition (32 entrées et 2 sorties analogiques, 8 entrées et 8 sorties numériques et 2 compteurs à 32 bits) et suivi par un programme LABVIEW permettant d'accéder instantanément au maximum, minimum et à la moyenne du signal.

Le thermocouple est déplacé le long de la flamme sur l'axe verticalement et l'intervalle de forte variation est localisé. Dans cet intervalle, tous les 1 mm, la tension délivrée est enregistrée puis moyennée sur un temps de 5 minutes.

Il s'avère que pour U_{air}>0,553 m/s, la tension moyenne relevée augmente toujours en se déplaçant verticalement le long de la flamme ; donc le critère de la position où la tension change de sens de variation n'est plus valable. Le régime instationnaire comprenant de fortes instabilités de flammes rend la mesure de la longueur de flamme par thermocouples très imprécise.
Les valeurs de longueurs de flamme thermique sont donc sujettes à caution et ne permettent pas de conclure.
La transition d'un régime de lift stable U_{air}<1,3 m/s à un régime de lift instable conduit au niveau de la longueur de flamme à un changement de comportement d'autant plus difficile à caractériser que l'ensemble des positions basses et hautes de la flamme fluctuent beaucoup.

Corrélation des résultats de longueur de flamme (jet simple –flamme attachée).

Afin de corréler nos mesures avec d'autres études, nous avons essayé de comparer nos résultats de longueur de flamme obtenus dans le cas de jet simple de méthane, c'est-à-dire en absence de l'écoulement d'air, avec les résultats de la littérature. Les valeurs utilisées à cet effet sont données sur le tableau 3 ci-dessous.
Dans une étude de l'effet de la gravité sur la longueur de flamme, Altenkrich et al. [11], en effectuant des études en gravité élevée, ont montré que la longueur de flamme obéit à la loi $L_f/d \sim Re^{2/3}Fr^{1/3}$ pour de faibles valeurs du nombre de Froude, et $L_f/d \sim Re^{2/3}$ pour des valeurs plus importantes du nombre de Froude. Sunderland et al. [12] et Villermaux et Durox [13], ont effectué des études en microgravité et ont montré que le rapport L_f/d est proportionnel au nombre de Reynolds. Ces corrélations ont été réalisées à partir de mesures visuelles de la longueur de flamme dans des flammes laminaires de diffusion à jet simple attachées au brûleur. Le brûleur à jet circulaire est utilisé avec comme carburant soit du méthane, de l'hydrogène, du propane ou de l'éthane. Ainsi, pour le cas où U_{air} est égale à zéro (flamme de jet simple attachée au brûleur), nous avons tracé sur la figure 19a, l'évolution du rapport L_f/d en fonction de Re. On constate que la longueur visuelle de la flamme est en bonne adéquation avec la corrélation proposée aussi bien par Sunderland [12] que par Villermaux [13]. Rappelons que les mesures ayant conduit à cette corrélation ont été obtenues pour le cas gravité g =1. On remarque que plus on augmente la vitesse du CH_4 plus la longueur de la flamme croit, et que la croissance est linéaire avec le nombre de Reynolds.
Sur la figure 19b, nous avons tracé cette fois ci, la longueur de la flamme normalisée, pondérée par les nombres sans dimension $Re^{-2/3}\ F^{-1/3}$, en fonction du nombre de Froude, ceci afin d'analyser les effets de flottabilité sur la longueur de flamme, comme proposé par Altenkirch et al. [11]. On remarque que les longueurs de flamme visuelle sont en adéquation avec la corrélation donnée par Altenkirch.

$U_{CH4\ (m/s)}$	Re	Fr	$L_{f\ Vis}$ mm	$L_{f\ Therm}$ mm	$L_{f\ Lum}$ mm
0,31	90	2,3	59	23,00	30,7
0,79	220	13,6	112	40,00	39
1,098	318	28,5	162	-	-
1,407	407	46,8	230	-	-
1,72	500	70,7	250	145,00	140

Tableau 3 : données expérimentales pour le cas de flammes de diffusion laminaire de jet simple de CH_4.

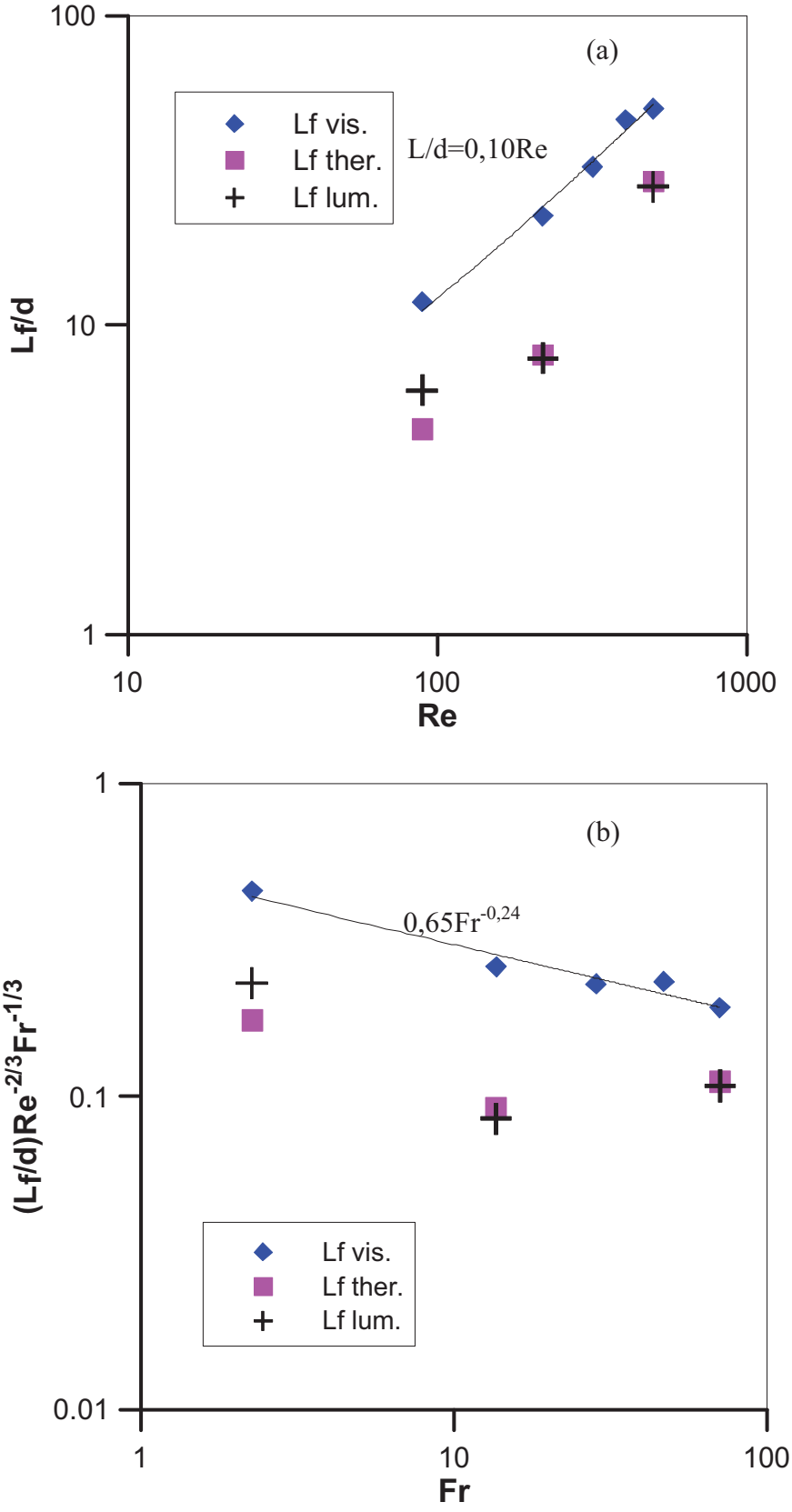


Figure 19 : Evolution de la longueur de flamme en fonction de Re (a) et en fonction de Fr (b) pour les cas de jet simple de méthane.

Altenkirch et al. [11] ont montré que pour une petite flamme dont le mouvement convectif contrôle la dynamique (Fr<<1) augmenter la gravité conduit à une réduction de la longueur nécessaire à la combustion du combustible selon la loi $L_f \sim g^{-1/3}$.
Tandis que la gravité n'exerce aucune influence sur la longueur d'une grande flamme dont le mouvement inertiel contrôle complètement la dynamique (Fr>>1), la longueur de flamme ne dépend que de U_0.
Dans la même configuration de jet simple où $U_{air} = 0$, Sato [14] étudie l'effet de la gravité sur la longueur de flamme visuelle et propose une corrélation entre L_f/d , Re et Fr valide pour toutes les données expérimentales de la microgravité (très haut Fr) à la sur gravité (faible Fr).

$$L_f/d = 0{,}58\ Re^{0{,}667}\ Fr^{0{,}089} \qquad \text{E2-7}$$

La figure 20 représente les valeurs expérimentales de L_f/d et les valeurs calculées selon la formule de Sato. L'équation proposée par Sato prédit bien les valeurs de L_f/d.

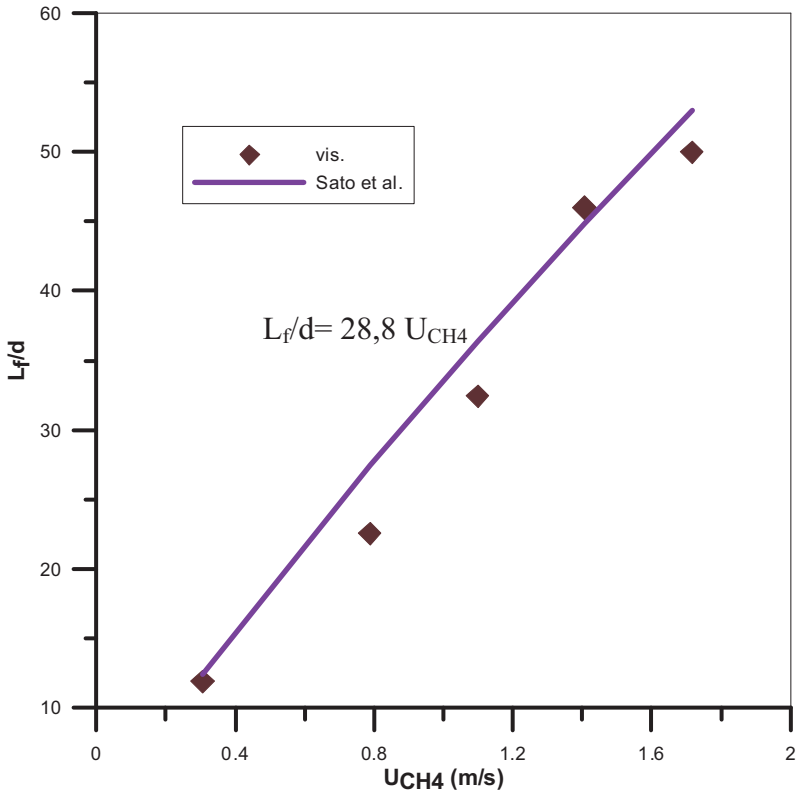


Figure 20 : Evolution de L_f/d visuelles en fonction de la vitesse d'injection de méthane pour les cas de jet simple de méthane. Comparaison entre les valeurs expérimentales et le calcul par la formule proposée par Sato et al. [14].

L'influence d'une force magnétique sur les caractéristiques d'une flamme laminaire de diffusion a été étudiée par F. Khaldi [4] dans le cadre d'une flamme de propane issue d'un jet simple cylindrique. Une étude détaillée de la corrélation entre longueur et largeur de flamme avec les valeurs des nombres de Reynolds et de Froude est présentée dans la référence [15]. Dans le cas d'un gradient magnétique vertical la force magnétique qui s'exerce sur l'air est considérée comme une composante supplémentaire de la gravité naturelle, composante positive ou négative selon le sens du gradient magnétique. En définissant un niveau de gravité g* qui combine gravité naturelle et magnétique, Khaldi peut ainsi comparer les résultats mesurés de longueur de flamme sous champ magnétique avec les études réalisées

sur l'influence de la gravité sur les flammes de diffusion. A partir de la définition du nombre de Froude selon Khaldi [14] :

$$Fr^* = \frac{U_{CH4}^2}{|G|g(\alpha - 1)d} \qquad \text{E2-8}$$

U_{CH4} est la vitesse d'injection du méthane,

$G = 1 + \frac{\alpha}{\alpha - 1}\frac{g_{m0}}{g}$ avec g_{m0} la gravité magnétique $g_{m0} = -\chi_{mO_2}\frac{BdB/dz}{\mu_0}$, (le signe – veut dire que le champ magnétique tend à attirer les gaz paramagnétiques dans le sens inverse de la gravité naturelle).

$\alpha = \rho_0 / \rho_f$

Pour un gradient de champ magnétique de 14 T²/m, G=0,36, en absence de champ magnétique G=1.

Comparée à une flamme soumise à la seule gravité naturelle, à Re fixé, quand la force magnétique est antiparallèle à la gravité, (c'est le cas pour Z=-185 mm) cela produit une gravité résultante réduite. A Re=230, Fr* varie de 14,8 à 41, correspondant respectivement à l'effet de pure gravité et de gravité combinée réduite. La convection naturelle est ralentie par la convection thermo-magnétique.

Pour les cas de jets simples de méthane sans co-jet, la longueur de flamme avec et sans champ magnétique est reportée en fonction du nombre de Fr* sur la figure 21 en adoptant la représentation d'Altenkirch. Il est montré que la longueur de flamme avec champ magnétique suit la corrélation proposée par Altenkirch dans le cas des faibles Froude quand l'effet magnétique de gravité réduite est introduit dans le calcul du nombre de Froude.

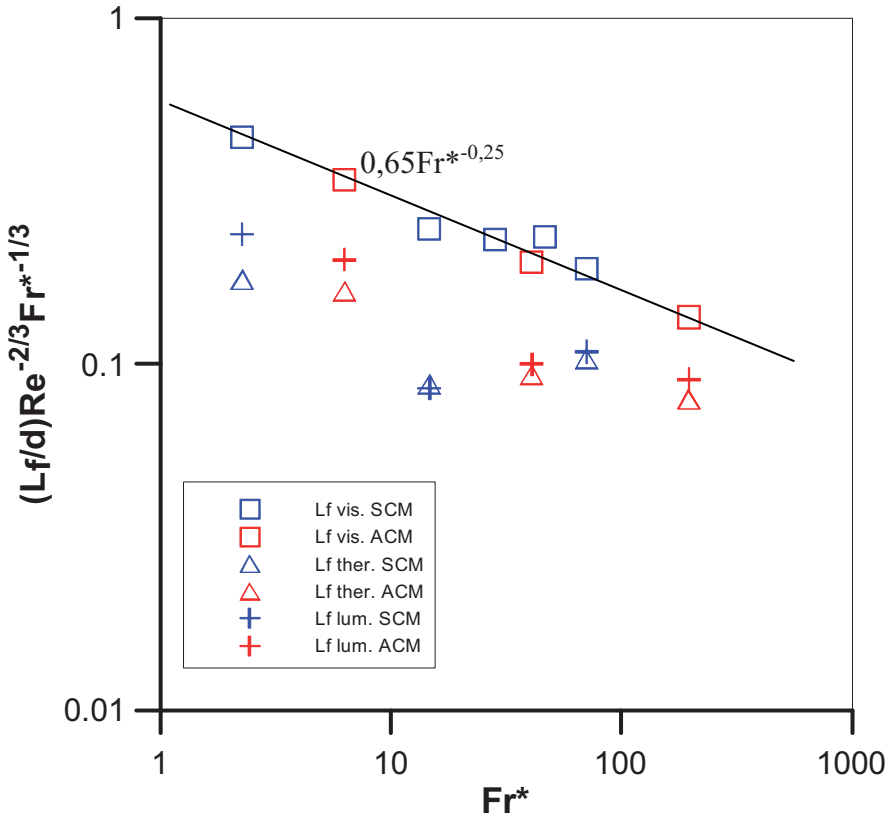


Figure 21 : Evolution de la longueur de flamme en fonction de Fr* pour les cas de jet simple de méthane avec prise en compte du gradient magnétique.

Adaptation aux cas de deux jets coaxiaux.

Dans le cas de jet simple, les nombre adimensionnels ont été calculés en utilisant la vitesse de méthane, le diamètre d'injection du méthane et les caractéristiques physiques du méthane. Pour le cas de jets coaxiaux de méthane et d'air, les propriétés du méthane ainsi que celle du jet coaxial d'air sont prises en compte pour déterminer des corrélations entre longueur de flamme et les nombres adimensionnelles Re et Fr.

Pour cela, la masse volumique du mélange méthane / air est défini par l'expression suivante :

$$\rho_m = X_{CH_4}\rho_{CH_4} + X_{air}\rho_{air} \qquad \text{E2-9}$$

De même on définit une vitesse effective du mélange U_{eff} à partir de la conservation de quantité de mouvement :

$$\rho_m U_{eff}^2 = \rho_{CH_4} U_{CH_4}^2 + \rho_{air} U_{air}^2 \qquad \text{E2-10}$$

Dans son étude de la longueur de flamme de diffusion turbulente constituée par un jet d'hydrogène dilué par l'azote et un jet coaxial d'air, Kim *et al*. [16] définissent un diamètre effectif :

$$d_{eff} = \frac{2m_0}{(\pi.\rho_\infty.J_0)^{1/2}} \qquad \text{E2-11}$$

où

ρ_∞ est la masse volumique du fluide ambiant,

m_0 est le flux de masse défini par $m_0 = \rho_F U_F (\frac{\pi}{4} d_{\text{int},F}^2) + \rho_{air} U_{air} [\frac{\pi}{4}(d_{\text{int},air}^2 - d_{ext,CH_4}^2)]$,

J_0 est le flux de quantité de mouvement : $J_0 = \rho_F U_F^2 (\frac{\pi}{4} d_F^2) + \rho_{air} U_{air}^2 [\frac{\pi}{4}(d_{\text{int},air}^2 - d_{ext,CH_4}^2)]$,

La viscosité dynamique du mélange méthane/air est définie par (voir Reid et Scherwood [17]) :

$$\mu_m = \frac{Y_{CH_4}\mu_{CH_4}(M_{CH_4})^{0,5} + Y_{air}\mu_{air}(M_{air})^{0,5}}{Y_{CH_4}(M_{CH_4})^{0,5} + Y_{air}(M_{air})^{0,5}} \qquad \text{E2-12}$$

et la viscosité cinématique est définie par l'expression : $\upsilon_m = \frac{\mu_m}{\rho_m}$ E2-13

Le nombre de Reynolds est alors égal à $\text{Re} = \frac{U_{eff} d_{eff}}{\upsilon_m}$ E2-14

et le nombre de Froude $Fr = \frac{\rho_m U_{eff}^2}{(\rho_\infty - \rho_m) g d_{eff}}$. E2-15

Nous représentons en échelle logarithmique sur la figure 22, l'évolution de $(Lf/d).Re^{-2/3}Fr^{-1/3}$ en fonction du nombre de Froude pour les trois cas de débit de méthane. On constate que la fonction qui estime cette variation est une puissance. Le facteur de puissance peut être considéré constant de l'ordre de -1 si l'on se réfère au cas 1 et 3, Par contre, le coefficient déduit des mesures du cas 2, est de l'ordre de 0,8. Ce dernier point mériterait d'être éclairci avant de proposer cette corrélation pour les longueurs de flammes laminaires de diffusion de jets coaxiaux CH4/air décrochées.

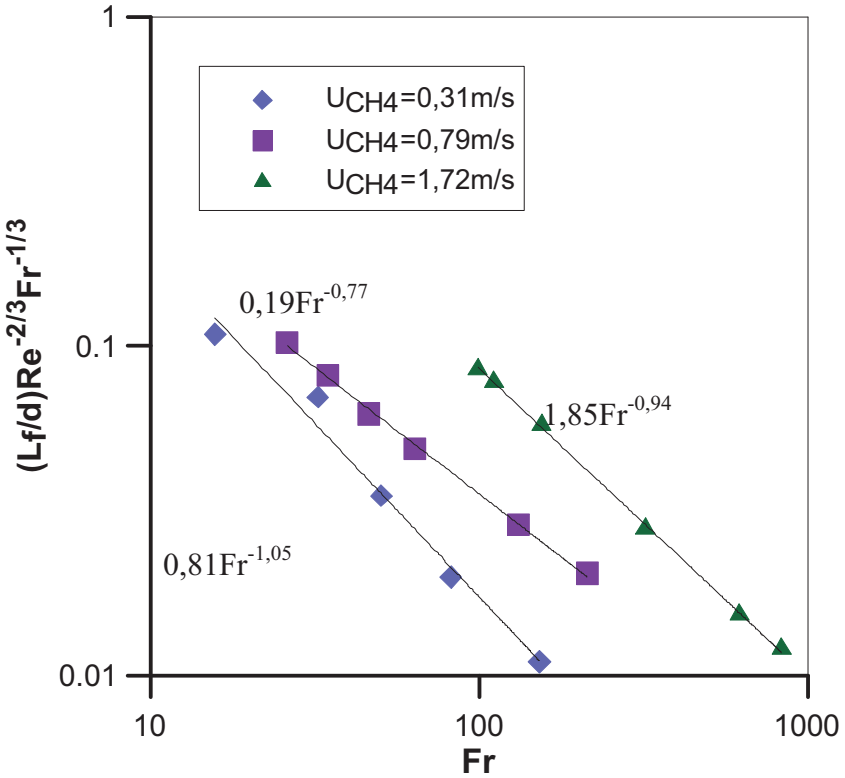


Figure 22 : Evolution de $(L_f/d)\ Re^{-2/3}Fr^{-1/3}$ en fonction du nombre de Froude : Cas de jets coaxiaux

IV.2. Position du brûleur Z=+85mm.

Pour cette position du brûleur, la flamme est située dans un champ magnétique de gradient négatif. Le protocole utilisé pour les mesures est le même que pour le cas du brûleur à la position verticale précédente (Z= -185 mm). Pour la position du brûleur actuelle, Z=+85 mm, la hauteur de décrochage est déterminée en plus du traitement d'images (lift visuel), par des mesures de température par thermocouple pour accéder à la hauteur de décrochage thermique. La figure 23 montre les deux hauteurs mesurées et leur position géométrique par rapport à la flamme.

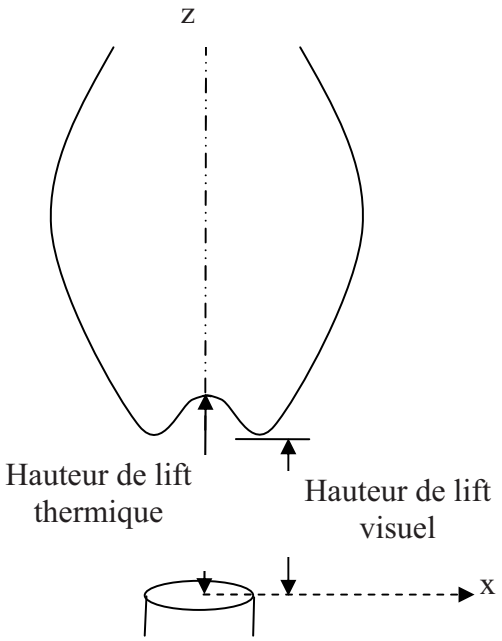


Figure 23 : Hauteur de décrochage visuelle et thermique

Le thermocouple étant un élément qui accroche la flamme, la hauteur de décrochage thermique est influencée par sa présence. En déplaçant le thermocouple verticalement de bas en haut, nous obtiendrions une hauteur de lift différente de celle obtenue quand on le déplace dans le sens inverse. Pour cela, nous avons décidé de mesurer la hauteur de lift en déplaçant toujours le thermocouple verticalement de bas en haut.

Quand aux mesures transversales de température, elles sont réalisées dans plusieurs sections z, pour la vitesse de méthane de 0,79 m/s et pour deux cas de vitesse d'air de 0,96 et 1,13 m/s. On ne présentera que les résultats correspondant au cas U_{CH4}=0,79 et U_{air}=1,13.

IV.2.1. Hauteur de décrochage et Longueur de flamme

Les mesures de hauteur de décrochage et de longueur de flamme, visuelles et thermiques, sont réalisées pour des vitesses de méthane de 0,31 et 0,79 m/s en présence et en absence du champ magnétique. Nous présentons dans un premier temps, sur la figure 20, un exemple de l'évolution de la température axiale de la flamme pour les deux cas : U_{CH4}=0,31 – U_{air}=0,96 m/s (a) et U_{CH4}=0,79 m/s – U_{air}=1,13 m/s (b). Ces deux cas de vitesse correspondent à deux situations avant soufflage de la flamme.

Pour chacune des vitesses d'air et avec ou sans champ magnétique, le thermocouple balaye verticalement l'espace, de la sortie du brûleur jusqu'à la fin de flamme. Les acquisitions de tensions délivrées par le thermocouple se font sur un intervalle de temps de 5 minutes pour chaque point de mesure. La valeur de température ainsi obtenue est moyennée sur cet intervalle de temps. La hauteur de lift est repérée à l'endroit où le pallier de température commence (premier changement de pente) et la longueur de flamme est l'intervalle de position correspondant au pallier de température.

Sur les figures 24, on peut noter la différence de comportement entre les deux cas de vitesse de méthane en présence et en absence du champ magnétique. Ces cas correspondent aux endroits où la hauteur de décrochage (lift) et maximale (voir figure 25) juste avant soufflage, et le rapport longueur de flamme sans champ magnétique sur longueur de flamme avec champ magnétique est inversé (voir figure 26). Le rapport $R_{U1/}$ R_{U2} entre les deux cas de vitesse de CH4 est d'environ 2 (R_{U1}=0,96/0,31=3,1 et R_{U2}=1,13/0,79=1,43). De même, le rapport d'équivalence Φ est égal respectivement à 1,19 et 2,38.

Dans le cas Z=+85 mm, avec champ magnétique, la force magnétique (voir figure 6) s'oppose au jet d'air, augmentant ainsi le transfert transversal de l'air (entrainement) vers le jet central de CH4. Le rapport d'équivalence Φ correspondant aux conditions initiales est également augmenté et ceci d'une manière plus importante quand le rapport de vitesse R_U est grand. Ceci a pour conséquence d'augmenter le % d'oxygène dans le jet central (Φ local augmente) par rapport au cas sans champ magnétique (voir Delmaere [2-3]), ce qui conduit à une longueur de flamme réduite et une température plus basse lorsque Φ local est fortement modifié (cas de la figure 24a), ou à une longueur de flamme modifiée modérément et une température presque identique lorsque Φ varie peu (cas de la figure 24b).

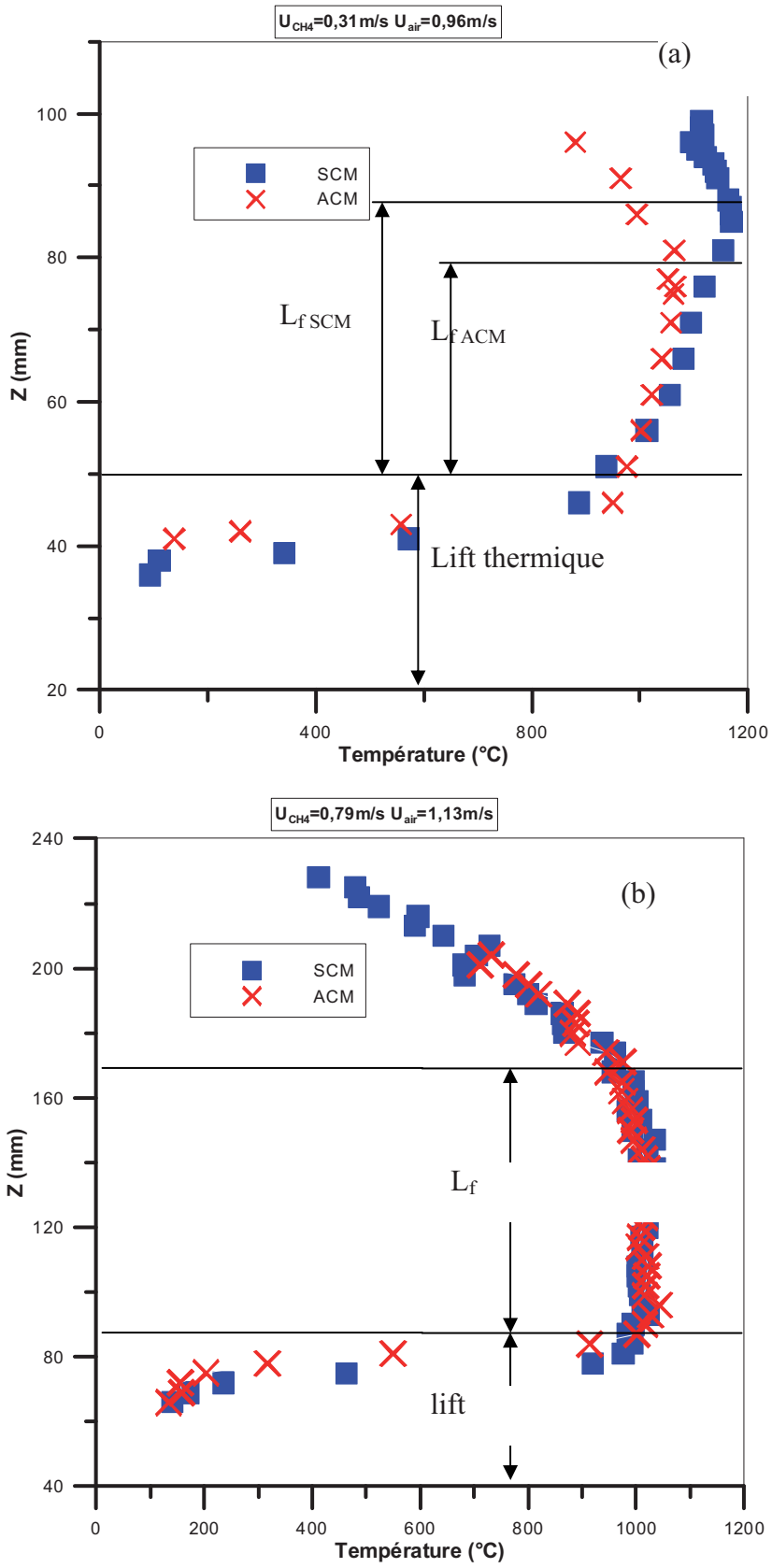


Figure 24 : Evolution de la température sur l'axe de la flamme, sans et avec champ magnétique pour U_{CH4}=0,31 m/s, U_{air}=0,96 m/s (a) et U_{CH4}=0,79 m/s, U_{air}=1,13 m/s (b).

Hauteur de décrochage (Lift)

Les figures 25 montrent les positions des hauteurs de décrochage thermique et visuelle pour les cas sans champ et avec champ magnétique pour les deux vitesses de CH4.

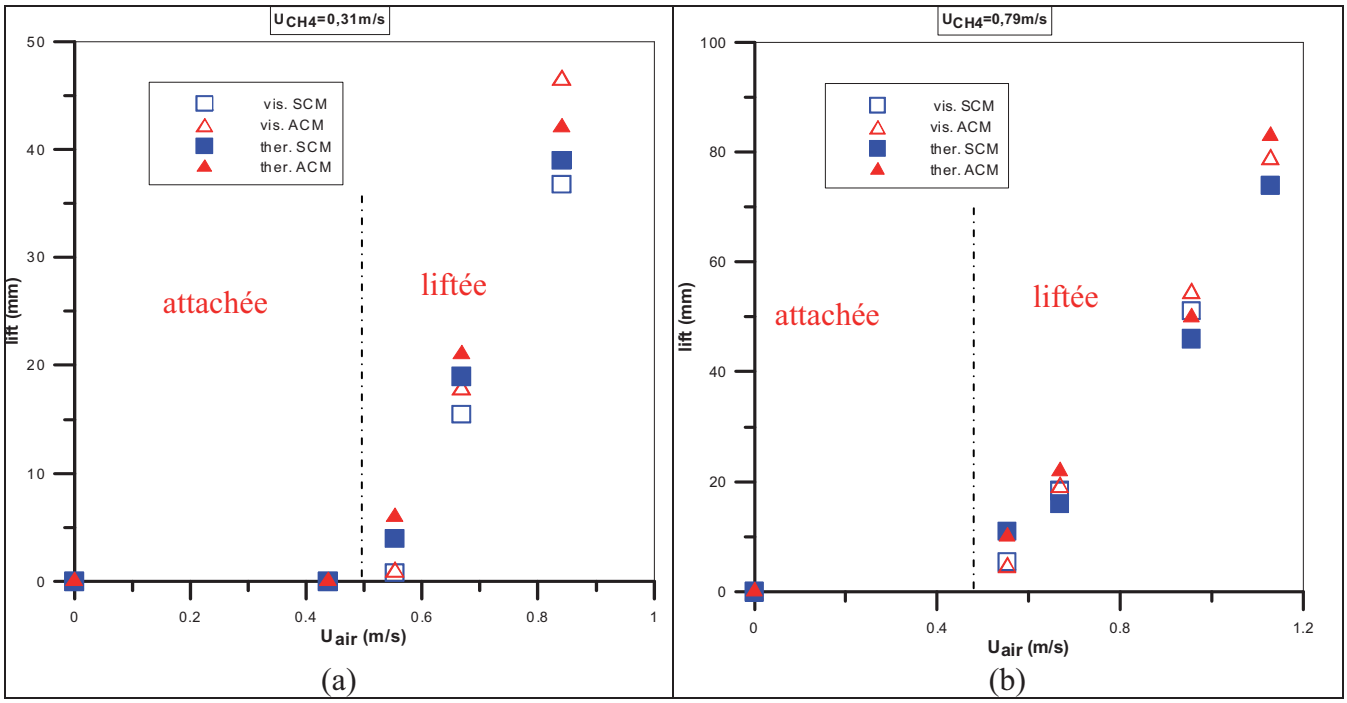


Figure 25 : Evolution de la hauteur de lift thermique et visuel d'une flamme en fonction de la vitesse d'air pour U_{CH4}=0,31 m/s (a), et pour U_{CH4}=0,79 m/s (b).

Sans champ magnétique on retrouve les caractéristiques décrites pour l'injecteur en position basse (Z=-185 mm), à savoir :

- une flamme attachée au brûleur pour 0 <U_{air}< 0,6 m/s
- une flamme liftée pour U_{air}> 0,6 m/s avec une hauteur de lift qui augmente avec la vitesse d'injection d'air
- une extinction par soufflage (blow-out) pour U_{air}> 0,9 m/s.

Comme attendu, la valeur obtenue thermiquement est supérieure à la valeur visuelle. Le gradient magnétique augmente la hauteur de lift dans tous les cas mesurés.

Longueur de flamme

La variation de la longueur de la flamme est reportée sur les figures 26a pour le cas U_{CH4}=0,31 m/s et 26b pour le cas U_{CH4}=0,79 m/s.

La position relative des deux courbes de longueur de flamme sans et avec champ magnétique, dépend de la vitesse d'injection de l'air : pour des vitesses d'air inférieures à 0,6 m/s, lorsque la flamme est attachée au brûleur, la longueur de flamme thermique ou visuelle est plus grande en présence d'un champ magnétique. Pour des vitesses d'injection d'air supérieures à 0,6 m/s, l'effet magnétique est inversé pour la longueur thermique. Cette vitesse d'injection de l'air est celle qui correspond au passage à l'état décrochée, la flamme devient courte de couleur bleue.

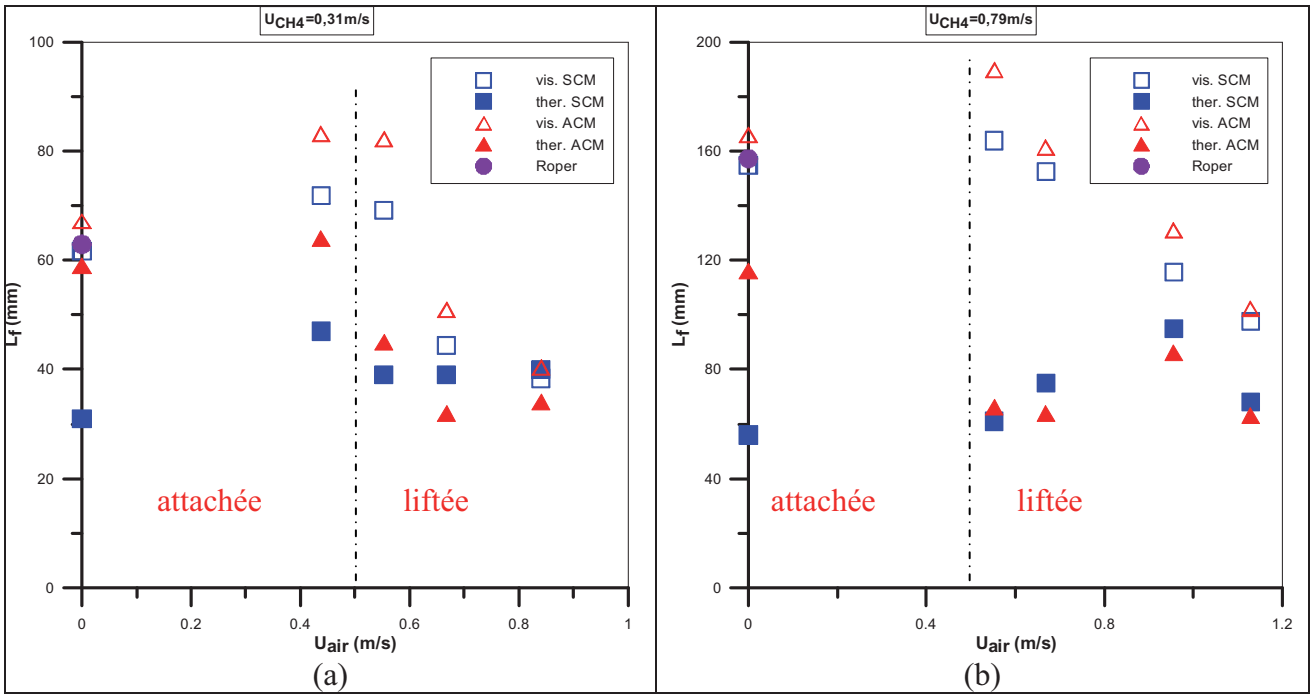


Figure 26 : Evolution des longueurs de flamme thermiques et visuelles d'une flamme en fonction de la vitesse d'air pour U_{CH4}=0,31 m/s (a), et pour U_{CH4}=0,79 m/s (b).

Ce changement d'effet du champ magnétique sur la longueur de la flamme est expliqué par Legros et al. [18] : quand la flamme est relativement longue, les effets de flottabilité sont importants, et l'accélération crée par le gradient magnétique réduit la déflection des lignes de courant induites par expansion thermique, et les lignes de courant du combustible et du comburant sont parallèle, ce qui induit un faible mélange et une flamme plus longue. Tandis que quand la flamme est relativement courte (flamme décrochée), la flottabilité est faible, et l'accélération induite par le champ magnétique sélectivement sur le débit de comburant (l'air contenant l'oxygène) favorise l'effet de cisaillement qui résulte en un meilleur mélange et une flamme plus courte.
Nous remarquons que pour le cas de vitesse d'air nulle, la hauteur de flamme thermique est très supérieure en présence du champ magnétique à celle sans champ.

La même analyse que celle présentée pour Z=-185 mm sur les longueurs de flamme a été développée ici (pour Z=+85 mm) en prenant en compte l'effet du champ magnétique dans le cas de jet simple sans injection d'air en co-flow. En s'inspirant de travaux de F. Khaldi [14] on montre que le gradient négatif de champ magnétique induit une force verticale dirigée vers les z négatifs (vers le bas) qui s'ajoute à la gravité naturelle. Pour un gradient de champ magnétique de 14 T^2/m, G=1,63, en absence de champ magnétique G=1.
Comparée à une flamme soumise à la seule gravité naturelle, à Re fixé, quand la force magnétique est parallèle à la gravité, cela produit une gravité résultante plus élevée. A Re=230, Fr* varie de 14,8 à 9,4 ; correspondant respectivement à l'effet de pure gravité et de gravité combinée augmentée. Dans ce cas, nous pourrons dire que la convection gravitaire est accélérée par la convection magnétique.

Pour les cas de jets simples de méthane sans co-jet d'air, la longueur de flamme avec et sans champ magnétique est reportée en fonction du nombre de Fr* figure 27 selon la représentation proposée par Altenkirch et al. [11]. Ici la variation de $L_f/(d\ Re^{2/3}\ Fr^{*1/3})$ avec

Fr*est suit à nouveau la corrélation de Altenkirch quand l'effet de gravité magnétique est introduit dans le calcul du nombre de Froude.

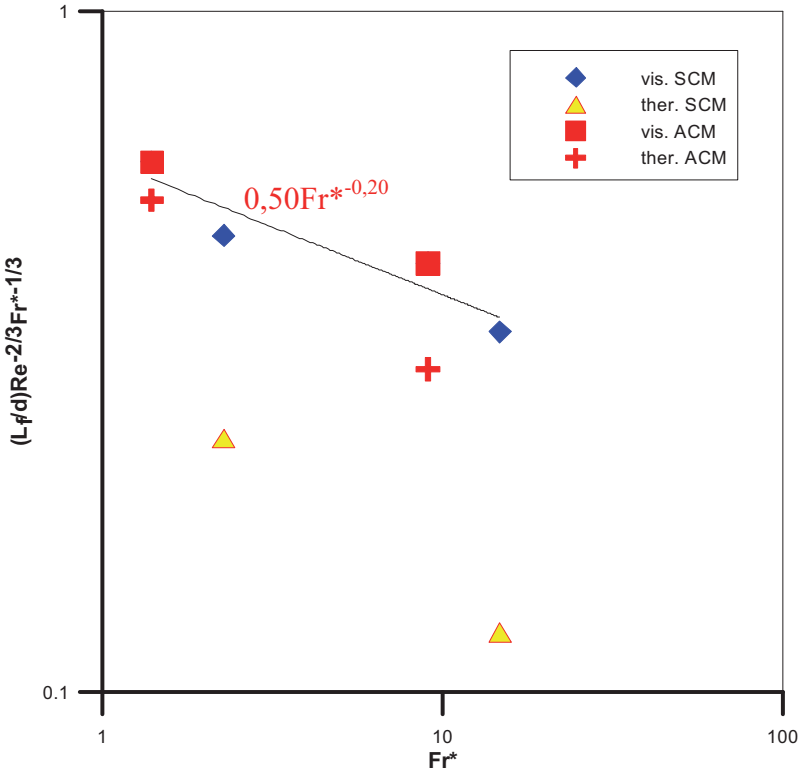


Figure 27: Evolution de la longueur de flamme en fonction de Fr* pour les cas de jet simple de méthane avec prise en compte du gradient magnétique.

La figure 28 représente les valeurs expérimentales de L_f/d et les valeurs calculées selon la formule de Sato. L'équation proposée par Sato prédit bien les valeurs de L_f/d.

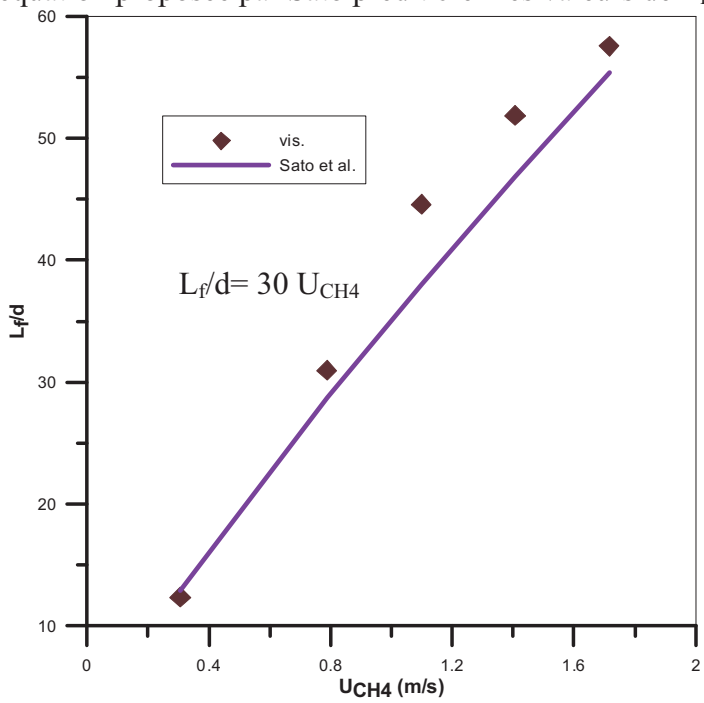


Figure 28 : Evolution de L_f /d visuelles en fonction de la vitesse d'injection de méthane pour les cas Uair=0. Comparaison entre les valeurs expérimentales et le calcul par la formule proposée par Sato et al. [14].

Température dans la direction transverse x

Pour un couple de paramètres (vitesse de méthane ; vitesse d'air), on se propose d'étudier de façon plus détaillée, l'évolution transversale de la température pour différentes positions verticales en z. Pour cela, nous effectuons des acquisitions transversales de température pour différentes positions dans la flamme, afin de construire une cartographie plus précise du champ de température. Dans les cas : sans et avec champ magnétique.

Les figures 29, montrent l'évolution radiale de la température pour le cas U_{CH4}=0,79 m/s et U_{air}=1,13 m/s et pour les cas sans champ (figure 29a) et avec champ magnétique (figure 29b). La coordonnée, d, exprime la distance entre brûleur et la section horizontale où s'effectue la mesure.

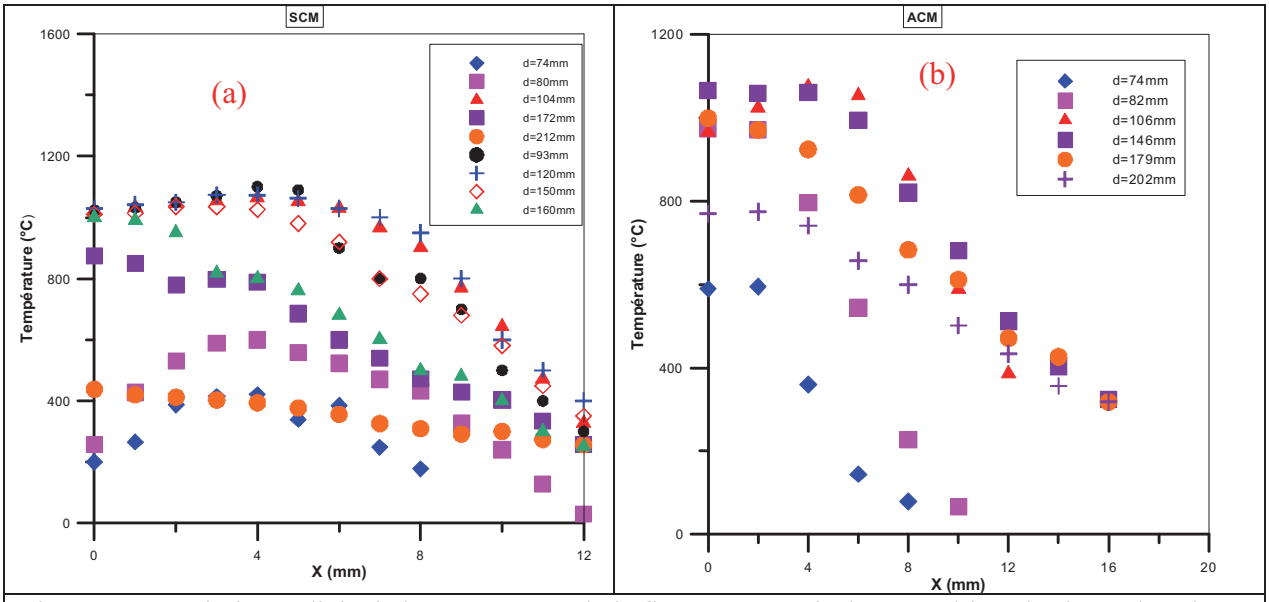


Figure 29 : Evolution radiale de la température de la flamme pour plusieurs positions horizontales, d, en absence (a) et en présence (b) du champ magnétique. Conditions initiales : U_{CH4}=0,79 m/s et U_{air}=1,13 m/s.

A partir de ces courbes, nous recherchons les lignes iso-température ceci afin d'examiner l'effet du champ sur l'étendue de ces isothermes, donc sur le diamètre de la flamme et sur la longueur de la flamme par la suite. Ces lignes isothermes en absence (SCM) et en présence (ACM) du champ magnétique, sont données sur les figures 30 pour $Z_{brûleur}$=+85mm.

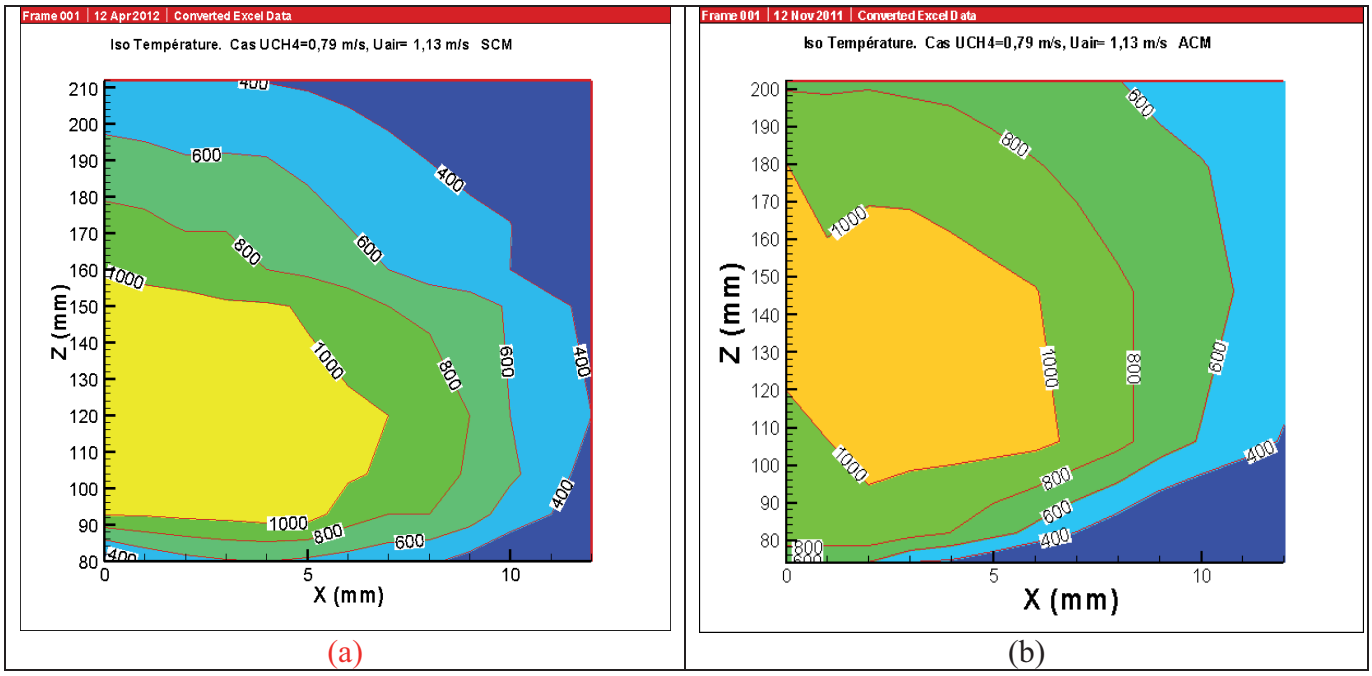


Figure 30 : Lignes isothermes d'une flamme en absence (a), et en présence (b) du champ magnétique. Conditions expérimentales : U_{CH4}=0,79 m/s et U_{air}=1,13 m/s.

Ces courbes appellent les remarques suivantes :

- L'allure des iso-températures montre que la flamme sous champ magnétique est plus large que dans le cas sans champ. On peut donc affirmer qu'elle aura un rayon stœchiométrique plus grand. Le point triple se déplacera donc horizontalement pour s'éloigner de l'axe de la flamme dans le cas avec champ magnétique.
- La position sur l'axe vertical z, des lignes iso-températures, montre que la longueur de la flamme a diminué. Ceci confirme l'analyse sur la longueur de flamme relative aux figures 26. Lorsque le champ magnétique est appliqué, la force magnétique s'exerçant sur l'oxygène de l'air (voir figure 6) tend à freiner l'écoulement d'air, donc prive l'écoulement de méthane d'une certaine quantité d'oxygène. Ces résultats sont en accord avec ceux de Delmaere [2] qui a montré que dans le cas d'un gradient négatif du champ magnétique, le gradient de fraction massique de méthane décroit entre le cas sans et avec champ.
- L'action du champ magnétique contribue aussi à augmenter la convection des gaz dans et autour de la flamme. Ce qui peut expliquer en partie l'élargissement de la zone des gaz chauds par rapport au cas sans champ.

Afin d'avoir des indications sur la largeur de la flamme, nous avons déterminé l'angle d'épanouissement de la flamme à partir d'un traitement d'images enregistrées de la flamme. Nous accédons ainsi à l'angle visuel d'épanouissement, θ (voir figure 31).

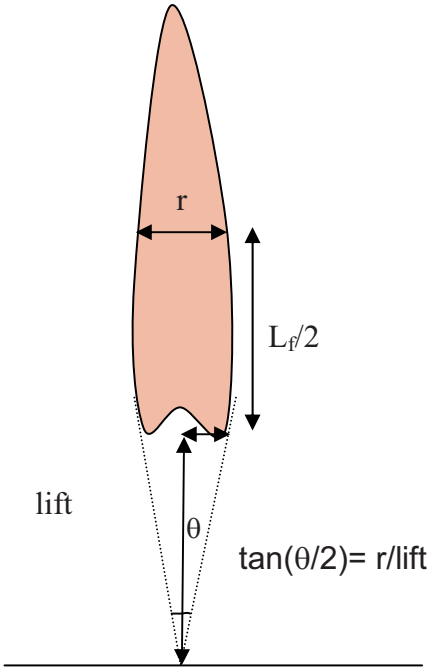


Figure 31: Schéma montrant l'angle d'épanouissement de la flamme.

La relation entre l'angle d'épanouissement et la largeur de la flamme, est telle que tan(θ/2) est proportionnelle au rayon de la flamme, au niveau de la hauteur de lift. Utilisant cette relation, nous pouvons calculer les largeurs au niveau du front de flamme.
La largeur visuelle de la flamme r est mesurée à mi-longueur de la flamme. R_{th} est la largeur thermique à mi-longueur de la flamme

Vitesse d'air (m/s)	θ° (SCM)	θ° (ACM)	r(SCM)	r(ACM)	R_{th} (SCM)	R_{th} (ACM)
0,96	8,2	7,61	3,65	3,63	12	14,2
1,13	6,5	6,02	4,2	4,36	13	15

Tableau 3 : Valeurs d'angles d'épanouissement de la flamme, et de largeurs visuelles à mi-longueur de flamme et thermiques au niveau du front de flamme.

Ce tableau confirme que les flammes sont moins larges sans champ magnétique. En revanche, les flammes soumises à l'influence du champ magnétique, sont plus larges et donc la flamme n'a plus besoin d'être longue pour brûler tout le combustible.

IV. 3. Soufflage de la flamme (Blow out).

Pour chaque valeur de la vitesse d'injection de méthane, et en augmentant la vitesse d'air du jet coaxial, la flamme passe de l'état accrochée à liftée stable, puis à liftée instable et pour des débits d'air assez importants, la condition d'équilibre entre la vitesse de propagation de flamme et la vitesse locale d'écoulement ne peut être satisfaite, dans ce cas la flamme est soufflée. Les limites de soufflage de la flamme sont représentées sur les deux figures suivantes (voir figure 32). A chaque débit de méthane, nous faisons correspondre un débit

d'air correspondant au débit minimal capable de souffler la flamme. La figure 43a représente les valeurs de vitesse d'air au soufflage en fonction de la vitesse de méthane injecté pour une position du brûleur situé à 185 mm en dessous du centre de l'électroaimant, tandis que la figure 43b représente ces vitesses pour une position du brûleur situé à 85 mm au dessus du centre de l'électroaimant. Notons que pour cette position du brûleur, la flamme n'est pas soumise à l'effet du confinement crée par les pôles de l'aimant.

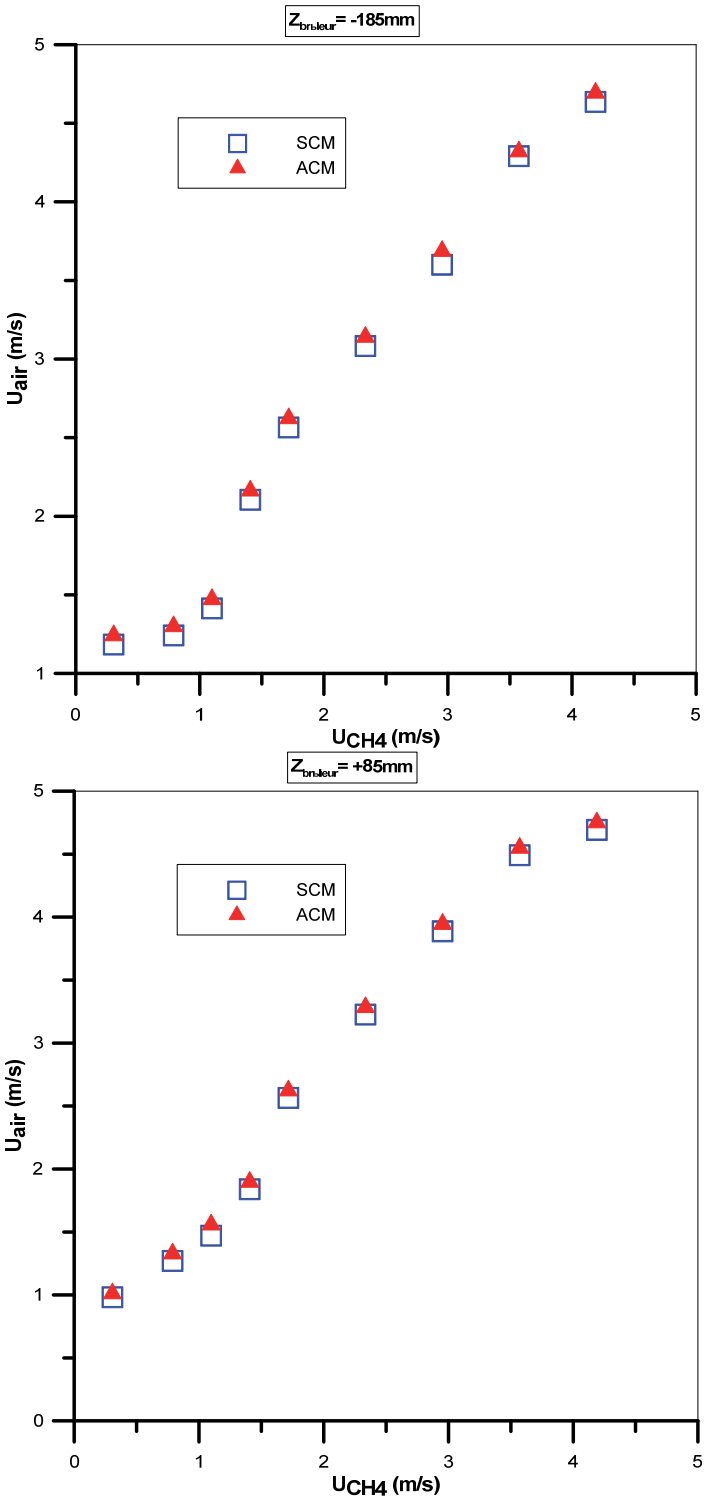


Figure 32 : limites de soufflage de flammes (vitesse d'air en fonction de la vitesse de méthane) en absence (SCM) et en présence d'un champ magnétique (ACM) pour les deux positions du brûleur.

Nous remarquons que la vitesse d'injection d'air capable de souffler la flamme est croissante avec la vitesse d'injection du méthane. De même, le champ magnétique ne semble pas influer sur les limites de soufflage.

IV.4. Diagrammes de stabilité.

Ci-dessous nous représentons un diagramme de stabilité de la flamme de diffusion méthane/air. Ce diagramme expose les différents comportements de flamme en fonction des vitesses d'injection du jet central de méthane et du jet coaxial d'air. La figure 33 représente ce diagramme pour une position du brûleur Z=-185mm.

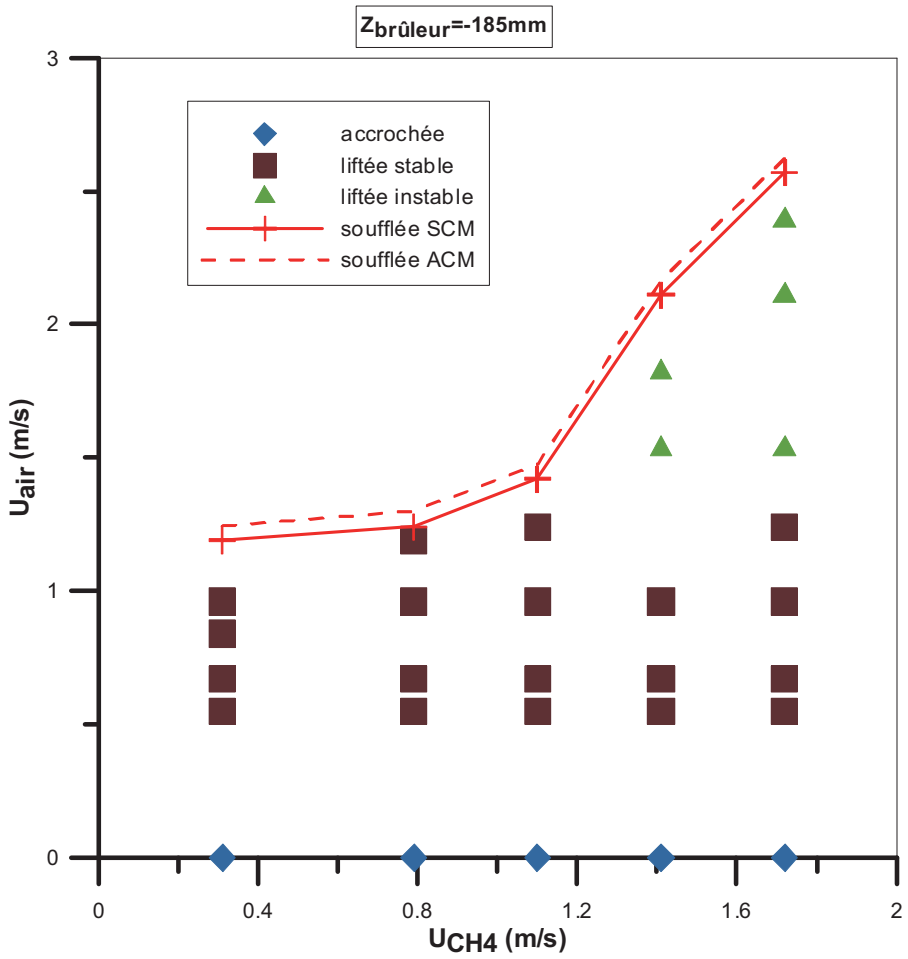


Figure 33 : Diagramme de stabilité de la flamme en fonction des vitesses d'injection de méthane et d'air pour une position du brûleur Z=-185mm.

Nous remarquons conformément aux résultats de hauteurs de lift, que pour une certaine vitesse d'injection de méthane et pour de faibles vitesses d'air, la flamme est accrochée. En augmentant la vitesse d'injection du jet coaxial d'air, la flamme passe à l'état liftée, avant d'être soufflée. Ceci est vrai pour des vitesses de méthane inférieures à 1,4 m/s. Pour des vitesses d'injection de méthane supérieures à cette valeur, le soufflage de la flamme est

précédé par une gamme de vitesses d'injection d'air où la flamme présente un état liftée instable. Ce comportement se traduit par une oscillation importante du front de flamme avec le temps (cette oscillation et les valeurs temporelles de hauteurs de lift seront décrites en détail dans le chapitre 5), et une hauteur de lift qui n'augmente plus avec la vitesse d'injection d'air.
Concernant le soufflage, nous avons reporté les données obtenues avec et sans champ.
On retrouve les données de la figure 32, où une plus grande vitesse d'air est nécessaire pour souffler la flamme en présence de champ.
C'est la seule indication dont on dispose sur l'influence du champ magnétique sur le diagramme de stabilité.

V. Conclusions

Dans le cadre de cette étude, pour deux positions de sortie du brûleur par rapport au centre d'électroaimant et pour une valeur de vitesse d'injection de méthane fixée, la vitesse d'injection de coflow d'air est augmentée par palier. La flamme passe de l'état accrochée au brûleur, à décrochée jusqu'au soufflage.
Pour chacun des cas, la hauteur de lift et la longueur de flamme sont mesurées. Trois méthodes différentes de mesure de la longueur de flamme sont mises en œuvre et les valeurs en absence et en présence de champ magnétique sont comparées. A partir de l'image de la flamme la longueur totale visuelle est déterminée comme la distance entre le premier et le dernier point lumineux sur l'axe et comprend à la fois la longueur de la réaction nommée L_r de combustion mais aussi celle correspondant à l'émission des suies. La mesure de la luminosité sur l'axe permet de définir une longueur de flamme excluant les suies, enfin la longueur de flamme thermique est déterminée par la longueur du plateau donné par le déplacement d'un thermocouple sur l'axe de la flamme.
Le protocole expérimental utilisé est tel que le rapport d'équivalence à l'injection est variable d'un cas à l'autre, ce qui induit un taux de production des suies qui n'est pas le même. La position de la flamme vis-à-vis du brûleur dépend aussi des conditions d'injection. Ces deux facteurs rendent la mesure de la longueur de flamme extrêmement difficile. Les trois méthodes de mesure de cette caractéristique de la flamme ont montré chacune leur limite.
La longueur de flamme visuelle totale est toujours supérieure à la longueur de flamme thermique et la longueur tirée du profil de luminosité. Ces deux dernières donnent des valeurs proches l'une de l'autre.
L'application d'un gradient magnétique se caractérise par des flammes plus longues que dans le cas sans champ magnétique, quelle que soit la méthode utilisée pour mesurer la longueur de flamme.

- Indépendamment de l'effet du champ magnétique, la hauteur de lift augmente avec la vitesse d'air lorsque la flamme a un comportement stable. La position du front de flamme est déterminée par un équilibre entre la vitesse d'écoulement des gaz ascendante et la vitesse de propagation de la flamme descendante. L'augmentation de la vitesse d'injection de l'air résulte en un équilibre qui a lieu plus loin de la sortie du brûleur.
- Lorsque la vitesse d'air atteint un certain seuil (pour U_{CH4}=1,72 m/s), la flamme commence à osciller dans un intervalle égale à la hauteur de lift. La flamme est fortement instable et nous remarquons que la valeur moyenne de hauteur de lift se stabilise avec l'augmentation de la vitesse d'injection d'air jusqu'à ce que la flamme

soit soufflée. Le soufflage a lieu lorsque les conditions d'équilibre entre vitesse d'écoulement et vitesse de propagation de flamme ne peuvent s'établir.

- Pour une position du brûleur à Z=-185 mm en dessous du centre d'électroaimant, le gradient du carré de l'induction magnétique est positif, la force magnétique attire les gaz paramagnétiques vers le champ, elle est donc ascendante.
Pour les trois vitesses d'injection de méthane la hauteur de lift visuelle est inférieure en présence du champ magnétique.
- Pour une position de sortie du brûleur Z=+85 mm, située dans le gradient négatif du carré de champ magnétique, la force paramagnétique attire les gaz dans la zone de concentration du champ magnétique donc vers le bas. Nous remarquons que la hauteur de lift est plus importante en présence du champ magnétique.

Concernant la longueur de flamme, celle-ci est plus importante pour tous les points où la flamme présente un comportement stable dans les deux positions du brûleur dans le champ. Pour U_{CH4}=1,72 m/s et U_{air}>1,3 m/s, la flamme est fortement instable, ce qui empêche de pouvoir conclure sur les résultats.
De même, la vitesse d'injection d'air correspondant au blow-out est d'autant plus importante que la vitesse d'injection du méthane est importante.
Compte tenu des erreurs de sous-estimation de la longueur de flamme visuelle à grandes vitesses d'air, et de la surestimation de la longueur de flamme thermique, nous pouvons considérer que la longueur de flamme ne varie pas en fonction de la vitesse d'injection de l'air.

L'effet du champ magnétique est caractérisé par la présence de la force magnétique.
La susceptibilité paramagnétique des gaz est inversement proportionnelle à la température, une convection thermo-magnétique vient s'ajouter à la convection naturelle, créée par la variation de la densité en fonction de la température. Les gaz chauds ont une susceptibilité magnétique très faible, ils sont donc repoussés de la zone de concentration de champ magnétique, et les gaz frais sont attirés vers la zone de champ.
La convection naturelle, dépend de la densité des gaz : les gaz chauds subissent un mouvement ascendant tandis que les gaz frais descendent parce qu'ils sont plus denses.

On peut dire que dans le cas $Z_{brûleur}$ =-185 mm, la convection naturelle ou thermo-gravitaire est ralentie par la convection thermo-magnétique. Tandis que pour $Z_{brûleur}$=+85 mm, la convection naturelle est accélérée par la convection thermo magnétique.
Pour $Z_{brûleur}$=+85 mm, la détermination des lignes isothermes dans et à proximité de la flamme ont permis de prouver thermiquement l'effet de l'accélération de la convection.

L'étude du profil de température le long de l'axe de la flamme, a permis de déterminer la longueur de flamme thermique, qui est différente de la longueur de flamme visuelle, prenant en compte l'émission de suies rayonnantes. Nous avons déterminé à partir des lignes isothermes la largeur thermique de la flamme.
Le thermocouple, est un élément intrusif pour la flamme, il l'accroche et rend les valeurs de lift thermiques moins précises.
Les valeurs de températures dans la flamme sont sous-estimées, surtout dans la partie contenant des suies. Ces suies se déposent sur le thermocouple.

Les résultats sont expliqués par l'effet de la force magnétique et des mouvements de convection.

Nous avons essayé de corréler nos résultats avec ceux de la littérature. Ces corrélations ont été établies en mesurant la longueur de flamme visuelle totale. Un bon accord est trouvé entre nos mesures expérimentales de longueur de flamme visuelle totale et les corrélations de la littérature. En revanche, les longueurs de flamme déterminées thermiquement et à partir du profil de luminosité sur l'axe de la flamme semblent estimer d'une façon meilleure la longueur de zone de réaction, mais ne suivent pas les corrélations de la littérature. Il serait judicieux d'essayer de proposer des corrélations pour ces deux longueurs.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont fait l'objet de posters présentés lors de la journée des doctorants en combustion organisée par le Groupement Français de Combustion [19], du congrès de la Société Française de Thermique 2011 [20], et lors du congrès international « European Combustion Meeting 2011» à Cardiff [21].

Références.

[1] V. Gilard, P. Gillon, J.N. Blanchard, B. Sarh, "Influence of a horizontal magnetic field on a co-flow methane/air diffusion flame", Combustion Science and Technology, vol.180 (2008), p.1920-1935.

[2] T. Delmaere, "Etude de l'effet d'un gradient de champ magnétique sur le développement de flammes de diffusion laminaires", Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2008.

[3] T. Delmaere, B. Sarh, P. Gillon, "A numerical study of the magnetic influence on coaxial jets flow upstream from lifted flames", Combustion Science and Technology, vol.182 (2010), p.1933-1944.

[4] F. Khaldi, " Flammes de diffusion laminaires dans un gradient magnétique vertical", Thèse de doctorat INPG, 2004.

[5] M. Faraday, On the Diamagnetic conditions of Flame and Gases, The London Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 31 (210), 401-421 (1847).

[6] S.R. Turns, "An introduction to Combustion, Concepts and Apllications", Chap.9 Laminar Difusion Flames,(2000), p331.

[7] M.A. Mikofski, T.C. Williams, C.R. Shaddix, L.G. Blevins, "Flame height measurement of laminar inverse diffusion flames", Combustion and Flame, vol. 146, (2006), p.63-72.

[8] J.Min, F. Baillot, H. Guo, E. Domingues, M. Talbaut, B. Patte-Rouland, "Impact of CO2, N2 or Ar diluted in air on the length and lifting behavior of a laminar diffusion flame", Proceedings of the Combustion Institute, vol.33, (2011), p. 1071-1078.

[9] M.D. Smooke, C.S. McEnally, L.D. Pfefferle, R.J. Hall, M.B. Colket, "Computational and experimental study of soot formation in a coflow laminar diffusion flame", Combustion and Flame, vol.117 (1999), p.117-139.

[10] F.G. Roper, "The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: part I. Theoretical Model.", Combustion and Flame, vol.29, (1977), p.219-226.

[11] R.A. Altenkirch, R. Eichhorn, N.N. Hsu, A.B. Brancic, N.E. Cevallos, Proceedings of the Combustion Institute, vol. 16, (1976) p. 1165–1174.

[12] P.B. Sunderland, B.J. Mendelson, Z.G. Yuan, D.L. Urban, "Shapes of buoyant and nonbuoyant laminar jet diffusion flames", Combustion and Flame, vol.116, (1999), p.376-386.

[13] E.Villermaux , D.Durox, "On the physics of jet diffusion flames", Combustion Science and Technology, vol.84 (1992), p.279/294.

[14] H. Sato, K. Amagai, M. Arai, "Diffusion flames and their flickering motions related with froude numbers under various gravity levels", Combustion and Flame, vol.123, (2000), p. 107-118.

[15] F. Khaldi, P. Gillon, "Laminar jet diffusion flame behaviour under a strong magnetic gradient" Proceeding ECM 2003 Orléans.

[16] M. Kim, J. Oh, Y. Yoon, "Flame length scaling in a non-premixed turbulent diluted hydrogen jet with coaxial air", Fuel, vol.90, p.2624-2629 (2011).

[17] R.C. Reid, T.K. Sherwood, "The Properties of Gases and Liquids, their estimation and correlation", Chemical Enginnering Series, chapter 9, p.423.

[18] G. Legros, T. Gomez, M. Fessard, T. Gouache, T. Ader, P. Guilbert, P. Sagaut, J.L. Torero, "Magnetically induced flame flickering", Proceedings of the Combustion Institute, vol. 33, p.1095-1103 (2011).

[19] May Chahine, Brahim Sarh, Pascale Gillon, Jean-Noël Blanchard et Virginie Gilard «Etude des effets magnétiques sur la combustion d'une flamme de diffusion laminaire méthane/air», Journée du Groupement Français de combustion, Paris, France,15 Janvier 2010.

[20] May Chahine, Pascale Gillon, Brahim Sarh, Jean-Noël Blanchard, Virginie Gilard, «Effet d'un champ magnétique sur une flamme de diffusion méthane/air». Congrès Français de Thermique, 25-28 Mai 2011, Perpignan, France.

[21] M. Chahine, P. Gillon, B. Sarh, J.N. Blanchard, V. Gilard, «Magnetic Field Effect on Methane/Air Diffusion Flame Characteristics», European Combustion Meeting, 24-28 June 2011, Cardiff, United Kingdom.

Chapitre 3
Effet de l'enrichissement de l'air en oxygène sur une flamme de diffusion laminaire méthane /air.

I. Introduction

Dans le chapitre 2, l'influence d'un champ magnétique sur la stabilité d'une flamme de diffusion constituée par un jet circulaire central de méthane et d'un jet annulaire d'air a été caractérisée. Il s'agit dans ce chapitre d'étudier l'enrichissement en oxygène de ce jet annulaire d'air ne contenant initialement que de l'oxygène à 21% de son volume. Cet enrichissement aura des impacts sur les propriétés physiques du mélange, sur la dynamique de l'écoulement (jet plus dense que celui de l'air à 21% d'oxygène) et sur la chimie de la réaction (combustion). Ainsi, la masse volumique et la viscosité dynamique, dans les conditions normales de température et de pression, de l'air enrichi est plus importante si nous la comparons à celle de l'air à 21%. Nous trouverons dans le tableau ci-dessous les valeurs pour ces deux grandeurs pour l'air à 21% d'oxygène et pour l'oxygène pur.

Gaz	Masse volumique (kg/m^3)	Viscosité dynamique (Pa.s)
Air	1,169	$1,85*10^{-5}$
O_2	1,284	$2,07*10^{-5}$

Dans ce cas le rapport de masse volumique $R\rho=\rho_{CH4}/\rho_{air}$ sera plus petit et conduira à un entrainement d'air plus important que dans le cas de l'air à 21% d'oxygène à cause de la dominance du jet annulaire.

Chimiquement, les limites d'inflammabilité pour une flamme méthane - oxygène (5%-60% en volume) sont plus étendues que celles d'une flamme méthane - air (5%-15%). La température minimale d'auto - inflammation est réduite de 580°C à 555°C lorsque l'on remplace l'air par l'oxygène.

La vitesse de déflagration d'une combustion stœchiométrique méthane/oxygène est dix fois plus importante que celle d'une combustion stœchiométrique méthane/air (3,9 m/s contre 0,4 m/s pour l'air).

Enfin, la température adiabatique d'une flamme méthane/air dans les conditions stœchiométrique qui est égale à 2200 K passe à 3100 K pour une flamme méthane/oxygène [1].

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'effet d'enrichissement de l'air en oxygène, sur la stabilité de la flamme, en l'absence du champ magnétique. Nous mesurons la hauteur de lift et nous établissons des diagrammes de stabilité, montrant le comportement de la flamme suivant différentes conditions d'injection des gaz.

II. Dispositif expérimental et protocole expérimental

Le brûleur est un nouveau brûleur différent de celui utilisé dans le chapitre 2. Il consiste en deux tubes concentriques en acier inoxydable non magnétique d'épaisseur 1 mm. Le tube central de diamètre intérieur 4 mm est placé au centre du tube externe de diamètre 10 mm intérieur. La partie extérieure du tube intérieur est effilée proche de la sortie passant d'une épaisseur de 1 mm à 0,2 mm. Ceci conduit pour le méthane, à un diamètre équivalent de 4 mm et de 8,98 mm pour l'air. Les tubes sont de longueur 200 mm. Pour assurer un écoulement bien développé en sortie de tube pour le méthane, le nombre de Reynolds ne doit pas dépasser 833, tandis que pour le jet annulaire d'air enrichi, ce nombre de Reynolds ne doit pas dépasser 1884 (voir les détails en annexe 3). Compte tenu des valeurs d'injection reportées sur le tableau 2, on peut considérer que les écoulements en sortie de tubes sont pleinement développés.

Une vue de face du brûleur est montrée sur la figure 5.

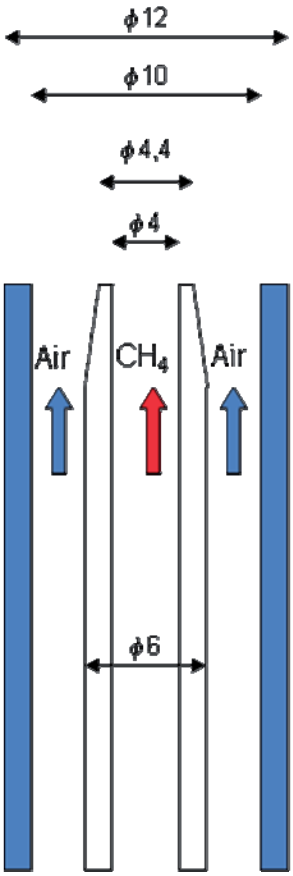


Figure 5 : vue en coupe du brûleur (dimensions en mm).

Le tube intérieur est connecté à une alimentation directe en méthane et le tube extérieur est connecté à une alimentation sur 4 voies de l'air enrichi en oxygène. Cet enrichissement est assuré par deux circuits de contrôle de débit : l'un pour l'air, l'autre pour l'oxygène. Un mélangeur ayant deux entrées d'air et d'oxygène et une sortie d'air enrichi en oxygène alimente le brûleur.
L'oxygène ALPHAGAZ d'une pureté de 99,5%, provient d'une bouteille située à l'extérieur de la salle. La conduite est équipée d'une électrovanne de sécurité. L'air comprimé est celui

provenant du compresseur du laboratoire de composition (20,5±0,5% O_2 et 78±0,5 N_2) et le méthane est du G20 d'une pureté supérieure à 98% provenant d'une bouteille B50 (voir figure 6).
Le circuit conduisant l'oxygène contient trois clapets anti-retour évitant sa circulation dans le sens inverse, l'un en sortie de la bouteille, un deuxième en sortie de l'électrovanne et le troisième en entrée du mélangeur, pour éviter que l'écoulement de l'air exerçant une pression beaucoup plus importante que l'oxygène, remonte dans le circuit oxygène
Tous les constituants du circuit oxygène doivent être dégraissés, parce que les particules de graisse peuvent brûler en entrant en contact avec l'oxygène.

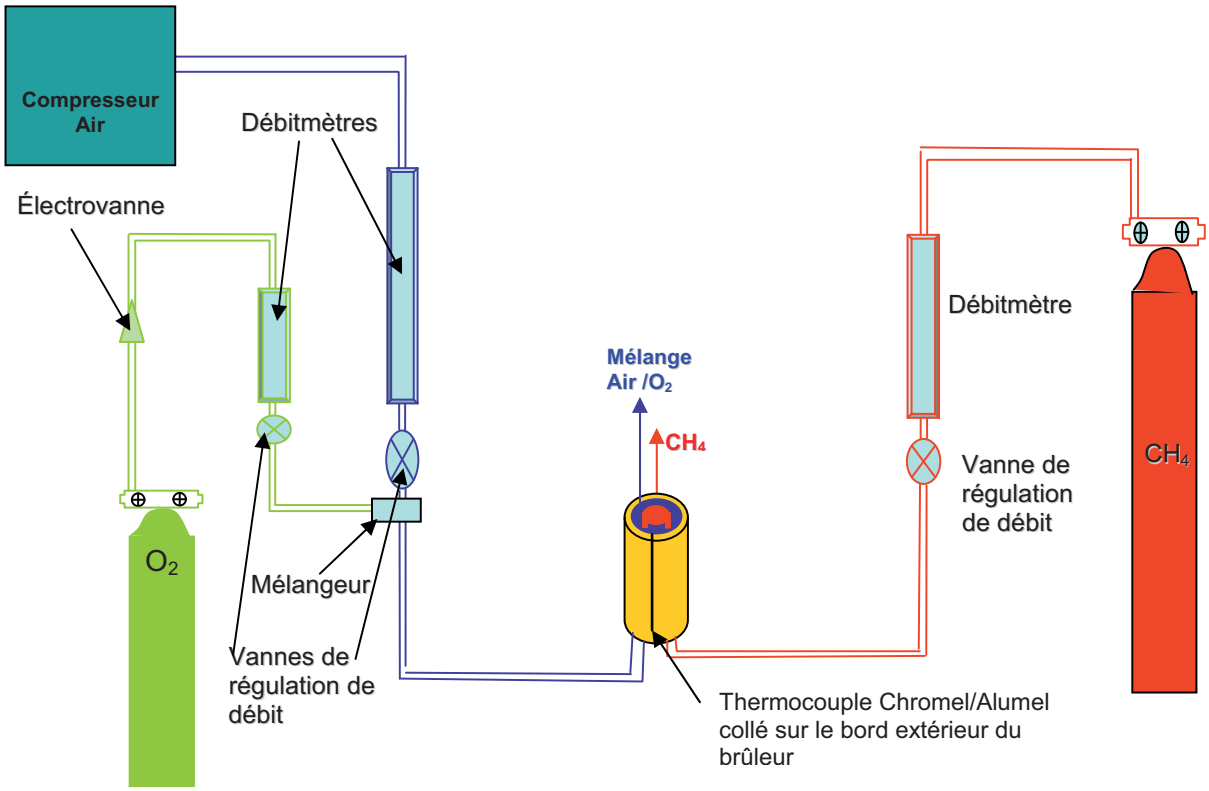


Figure 6 : Schéma d'alimentation du brûleur.

Le débit d'air et d'oxygène injecté est contrôlé par des débitmètres à bille ''Sherbrooke''. Pour le débitmètre de l'oxygène, il s'agit d'un tube R2-15-AA et d'une bille en inox et pour l'air, il s'agit d'un tube R2-15-C et d'une bille en carboloy.
Pour le méthane, le débit est déterminé par la pression en sortie de col sonique dont l'orifice est calibré pour des débits importants et par un débitmètre à bille avec un tube R2-15-AA et une bille en carboloy pour un débit de 3,14 cm^3/s.

Un étalonnage du col sonique et des débitmètres utilisés, est effectué au préalable.
Un thermocouple de type K Chromel/Alumel, est collé sur le bord extérieur du brûleur pour pouvoir mesurer sa température et permettra donc d'aider à déterminer si la flamme est accrochée (chauffage du brûleur) ou décrochée laissant le brûleur froid.
L'étendue des conditions expérimentales est donnée dans le tableau 2.

Q_{CH4} (10^{-6} m^3/s)	U_{CH4} (m/s)	Re
3,14	0,25	57,8
15	1,19	275
20	1,59	367,6
25	1,99	460

Q_{CH4} (10^{-6} m^3/s)	Q_{air} (10^{-6} m^3/s)	Q_{O2} (10^{-6} m^3/s)	Q_{ox} (10^{-6} m^3/s)	$\%O_2$ volumique	$U_{mélange}$ (m/s)	ϕ	Re
3,14	23,65	0-2,04	23,65-25,69	21%-27,3%	0,37-0,41	0,9-1,26	65-72
	36,76	0-3,57	36,76-40,33	21%-28%	0,58-0,64	0,56-0,81	102-113
	49,87	0-4,86	49,87-54,73	21%-28%	0,79-0,87	0,41-0,6	139-153
	53,8	0-4,86	53,8-58,66	21%-27,6%	0,85-0,93	0,39-0,56	150-164
15	23,65	0-3,57	23,65-27,22	21%-31,4%	0,37-0,43	3,51-6,04	65-76
	49,87	0-6,16	49,87-56,03	21%-29,7%	0,79-0,89	1,8-2,87	139-157
	69,53	0-6,16	69,53-75,69	21%-27,4%	1,1-1,2	1,45-2,06	194-211
20	30,21	0-3,57	30,21-33,78	21%-29,4%	0,48-0,53	4,04-6,31	85-93
	56,43	0-6,16	56,43-62,59	21%-28,8%	0,89-0,99	2,22-3,38	157-174
	76,09	0-6,16	76,09-82,25	21%-26,9%	1,2-1,3	1,81-2,5	211-229
25	30,21	0-3,57	30,21-33,78	21%-29,4%	0,48-0,53	5,04-7,88	85-93
	56,43	0-6,16	56,43-62,59	21%-28,8%	0,89-0,99	2,78-4,22	157-174
	76,09	0-6,16	76,09-82,25	21%-26,9%	1,2-1,3	2,26-3,13	211-229
	89,2	0-6,8	89,2-96	21%-26,6%	1,41-1,52	1,96-2,67	248-268

Tableau 2 : Etendue des valeurs expérimentales d'injection de méthane et de l'air enrichi en oxygène.

Dans ce tableau, le débit total Q_{ox} d'oxydant est défini comme étant la somme du débit d'air et du débit d'oxygène. Le rapport du débit total et de la surface débitante, donnera la vitesse d'injection débitante du mélange air/oxygène $U_{mélange}$. Le pourcentage volumique d'oxygène dans le mélange injecté est donné par la relation suivante :

$$\%O_2 = (Q_{O2}+0,21*Q_{air})*100/Q_{ox}$$

Cette définition du pourcentage volumique d'oxygène est utilisée par les chercheurs en combustion (Takahashi et al. 2011, Han et al. 2007). Ici, la masse de l'oxydant n'est pas conservée.

ϕ est le rapport d'équivalence, qui indique si le mélange combustible-comburant est riche, pauvre ou stoechiométrique définie par Turns [2] comme étant :

$$\Phi = \frac{\left(A/F\right)_{stoic}}{\left(A/F\right)}$$

avec $(A/F)_{stoic}$ le rapport stoechiométrique air-méthane.

La réaction entre le méthane et l'oxygène est :

$$CH_4+2O_2 \longrightarrow CO_2+2H_2O.$$

ou autrement $CH_4+9,52\ (0,21O_2+0,79\ N_2) \longrightarrow CO_2+2H_2O+7,52\ N_2$ pour un pourcentage d'oxygène de 21%.

Considérons un pourcentage d'oxygène égal à x, cette réaction sera :

$CH_4+s\ (xO_2+(1-x)\ N_2) \longrightarrow CO_2+2H_2O+s(1-x)N_2$ avec s=2/x le nombre de moles d'air nécessaires pour brûler 1 mole de méthane.

La masse molaire de l'air enrichi est M_{Wae}=[x M_{WO2}+(1-x) M_{WN2}]
Donc $(A/F)_{stoic}$=s* M_{Wae}/M_{wCH4}.

Concernant A/F, A=Q_{ox}*ρ_{ae} avecρ_{ae} masse volumique de l'air enrichi ρ_{ae}= x ρ_{O2}+(1-x) ρ_{N2}
Et F= Q_{CH4} *ρ_{CH4}.
M_{wCH4}=16,043 kg/kmol. M_{WO2}=32 kg/kmol.
M_{WN2}=28 kg/kmol.

Les rapports d'équivalence sont calculés à partir des conditions d'injection en sortie de brûleur, elles peuvent correspondre à des conditions se situant en dehors des limites d'inflammabilité. D'ailleurs, pour des flammes liftées ces rapports ne sont pas les mêmes au niveau du front de flamme, l'entrainement d'air contribue à la diminution de ces rapports.
Le nombre de Reynolds est défini comme $\mathrm{Re} = \frac{U \times L}{\upsilon}$ où L est une longueur caractéristique égale au diamètre du tube central pour le méthane et à la différence $(d_{int,air}-d_{ext,CH4})/2$ pour l'écoulement annulaire d'air (Wyzgolik et *al.* [3]).
Les valeurs de viscosité cinématique sont les suivantes :

$$\nu_{CH4}=1{,}73*10^{-5}\ m^2/s \text{ et } \nu_{air}=1{,}59*10^{-5} m^2/s.$$

Pour les mélanges air – oxygène où le pourcentage d'Oxygène varie entre 21 et 30%, les valeurs sont tirées de l'étude de Hellemans et *al.* [4]

Les valeurs de Re étant inférieures à 2000, ceci montre qu'il s'agit bien d'écoulements laminaires.

<u>Protocole expérimental</u> :
Lorsque l'on démarre une expérience, nous procédons en premier à la fixation du débit de méthane, puis on suit les protocoles suivants :

Protocole (1) : Pour un débit de méthane fixé, nous choisissons les débits d'air compris entre ceux correspondant au décrochage de la flamme et ceux correspondant à l'extinction de la flamme. Le débit d'air fixé, nous procédons à l'enrichissement en oxygène, en augmentant le taux d'oxygène par palier.

Protocole (2) : Une fois la flamme accrochée, la teneur en oxygène est abaissée et nous notons la teneur correspondant au décrochage de la flamme.

Pour chacun des deux protocoles, un temps d'attente est observé entre le réglage du débit d'oxygène et le début de la mesure. Ensuite la flamme est filmée pendant deux minutes à l'aide d'un caméscope numérique HDD SONY HDR-XR105E (25 Hz, 25 images par seconde). Avant chaque séquence vidéo une mire est enrégistrée. Cet enregistrement est renouvelé à chaque changement de zoom.

Ensuite, les images numériques issues du caméscope sont enrégistrées sur ordinateur. Ensuite elles sont traitées manuellement pour en déduire les hauteurs de lift et la longueur de flamme bleue.(la hauteur de flamme jaune n'est pas relevée).

Pour les cas où la hauteur de lift est trop petite, et afin de savoir si la flamme est accrochée ou non au brûleur, les températures acquises par le thermocouple collé sur le bord du brûleur sont notées au début et à la fin de chaque enregistrement. Ensuite, une valeur de ΔT est

calculée ($\Delta T=T_{fin}-T_{début}$). Ces valeurs de ΔT, pour chacun des débits d'oxygène ajoutés, sont comparées et une différence importante en augmentation signifie l'accrochage de la flamme, tandis qu'une différence importante en diminution signale le décrochage de la flamme.
Les valeurs de température n'étant pas précises et varient suivant les conditions ambiantes de température et suivant l'attachement du thermocouple sur les bords du brûleur, cette analyse est qualitative et dépend de l'évolution de l'écart entre les températures de début et de fin d'enregistrement des vidéos de flamme et non des valeurs instantanées de température.

Protocole (3) : Pour repérer les points d'extinction (ou de soufflage de la flamme), nous fixons le débit d'oxygène, et augmentons le débit d'air en continu jusqu'à l'extinction de la flamme puis relevons ce débit de soufflage.

III. Résultats

a) Q_{CH4}=3,14 cm^3/s.

Pour ce cas de débit de 3,14 cm^3/s, nous examinerons en fixant le débit d'air à 50 cm^3/s, l'évolution du comportement de la flamme en ajoutant de l'oxygène dans de l'air (voir figure 7). Pour cette valeur de débit d'air (air à 21% de O_2), la hauteur de décrochage est de 57 mm.

(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(i)
Q_{ox}=50 cm^3/s %O_2=21%	Q_{ox}=50,4 cm^3/s % O_2=21,7%	Q_{ox}=50,8 cm^3/s % O_2=22,4%	Q_{ox}=51 cm^3/s % O_2=22,8%	Q_{ox}=51,9 cm^3/s % O_2=24,1%	Q_{ox}=53,4 cm^3/s % O_2=26,3%	Q_{ox}=54,7 cm^3/s % O_2=28%

Figure 7: photos montrant l'évolution du comportement de la flamme pour Q_{CH4}=3,14 cm^3/s et Q_{air}=50 cm^3/s en fonction du débit d'oxygène ajouté à l'air (protocole 1).

Nous remarquons que la hauteur de décrochage de la flamme diminue avec le débit d'oxygène ajouté, jusqu'à son accrochement au brûleur. La flamme liftée est entièrement de couleur bleue, tandis que la flamme accrochée présente une partie blanche lorsque l'oxygène est ajouté.

Notons que sur les photos de flammes liftées, le front de flamme n'est pas droit, ceci est peut être du à une alimentation non homogène en oxygène sur les quatre entrées de l'écoulement annulaire.

Ainsi et avec cette procédure de fixation du débit d'air injecté et en appliquant les deux protocoles (1) et (2), qui consistent à augmenter le débit d'oxygène ajouté, ou à le réduire, nous mesurons les hauteurs de lift des flammes. Pour 24, 37, 50 et 54 cm^3/s de débit initial

d'air et en enrichissant en oxygène, les hauteurs de lift sont représentées figures 8 (a et b) et les longueurs de flammes en figure 9.

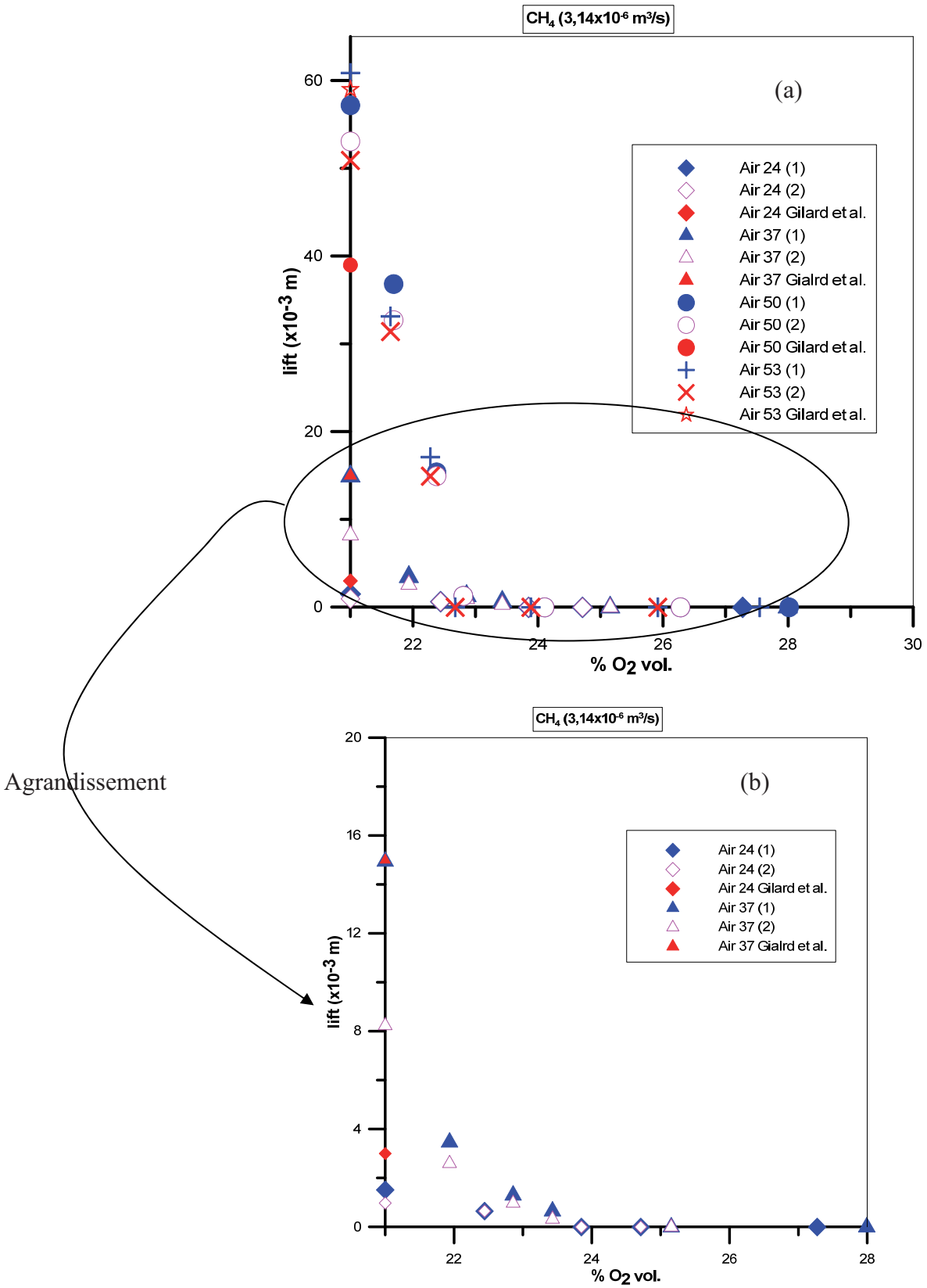


Figure 8 : (a)Evolution de la hauteur de lift en fonction du taux d'oxygène pour Q_{CH4}=3,14 cm^3/s, pour plusieurs débits d'air (1) : protocole en augmentant et (2) : protocole en réduisant (zoom (b)).

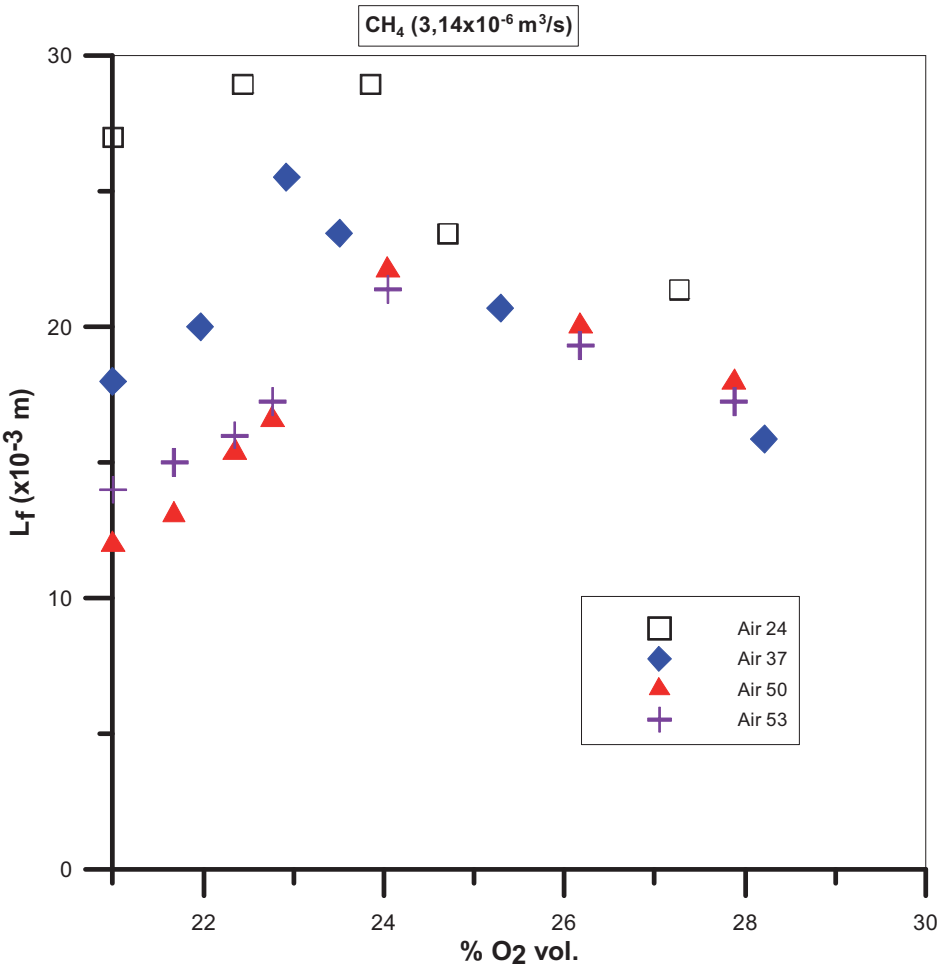


Figure 9 : Evolution de la longueur de flamme en fonction du taux d'oxygène pour Q_{CH4}=3,14 cm^3/s, pour plusieurs débits d'air.

Les valeurs de lift visuel à 21% en oxygène, donc pour un débit d'oxygène ajouté égal à 0, sont comparées à des résultats antérieurs de l'équipe publiés par Gilard et *al.* [5] et un bon accord est trouvé avec les points obtenus par le protocole (1). Pour un débit d'air initial de 24 cm^3/s, la flamme s'accroche au brûleur pour un pourcentage d'oxygène de 24%. De même en commençant par une flamme accrochée et en réduisant le débit d'oxygène, la flamme subit un redécrochage au même débit. Ce pourcentage correspondant à l'accrochage - décrochage de la flamme devient plus important en augmentant le débit d'air initial injecté (25% d'oxygène pour un débit d'air initial de 37 cm^3/s et 26% pour un débit d'air initial de 50 et 53 cm^3/s).

La hauteur de lift initiale, à 21% en oxygène (pour un débit d'oxygène ajouté nul), est plus importante pour un débit d'air injecté plus important. Quelques différences sont notées sur les hauteurs de lift entre les protocoles (1) et (2). Ces différences sont dues à la température élevée du brûleur en réduisant le pourcentage d'oxygène (protocole 2), ce qui accroche la flamme et réduit les hauteurs de lift. Nous considérons que les résultats obtenus avec ce protocole sont fortement influencés par la température du brûleur : le brûleur étant chaud chauffe l'air autour et permet de déclencher la réaction à une distance plus proche de la sortie du brûleur. Nous choisissons de représenter dans la suite les résultats pour le protocole (1) uniquement.

Le début de la zone de réaction pouvant avoir une position sur l'axe de la flamme différente de celle du lift visuel, un critère plus précis déterminant les transitions de flamme accrochée-flamme liftée est requis. Pour une étude plus précise du comportement de la flamme, nous nous basons sur l'évolution de la différence de température du bord extérieur du brûleur entre le début et la fin d'enregistrement.

On remarque que pour chaque débit d'air fixé, l'ajout d'oxygène réduit la hauteur de lift. Le point d'accrochage dépend du débit d'oxydant (air plus oxygène). Par exemple pour un débit d'air initial de 23,65 cm^3/s, la flamme est accrochée pour 1,2 cm^3/s d'oxygène ajouté.

Comme observée sur les images de la figure 7, la longueur de flamme visuelle totale pour ce débit de méthane montre une augmentation quand la flamme est liftée et une diminution avec l'enrichissement de l'air en oxygène quand la flamme est accrochée au brûleur (figure 9).

Pour résumer le comportement de la flamme pour ce débit de méthane, en fonction des débits d'air et d'oxygène ajoutés à l'air, nous traçons un diagramme de stabilité, montrant les zones où la flamme est accrochée et décrochée. Sur ce diagramme, les limites de soufflage de la flamme figurent. Au-delà de cette limite, la flamme ne peut pas exister, par défaut d'équilibre entre la vitesse de flamme et la vitesse de l'écoulement (voir figure 10).

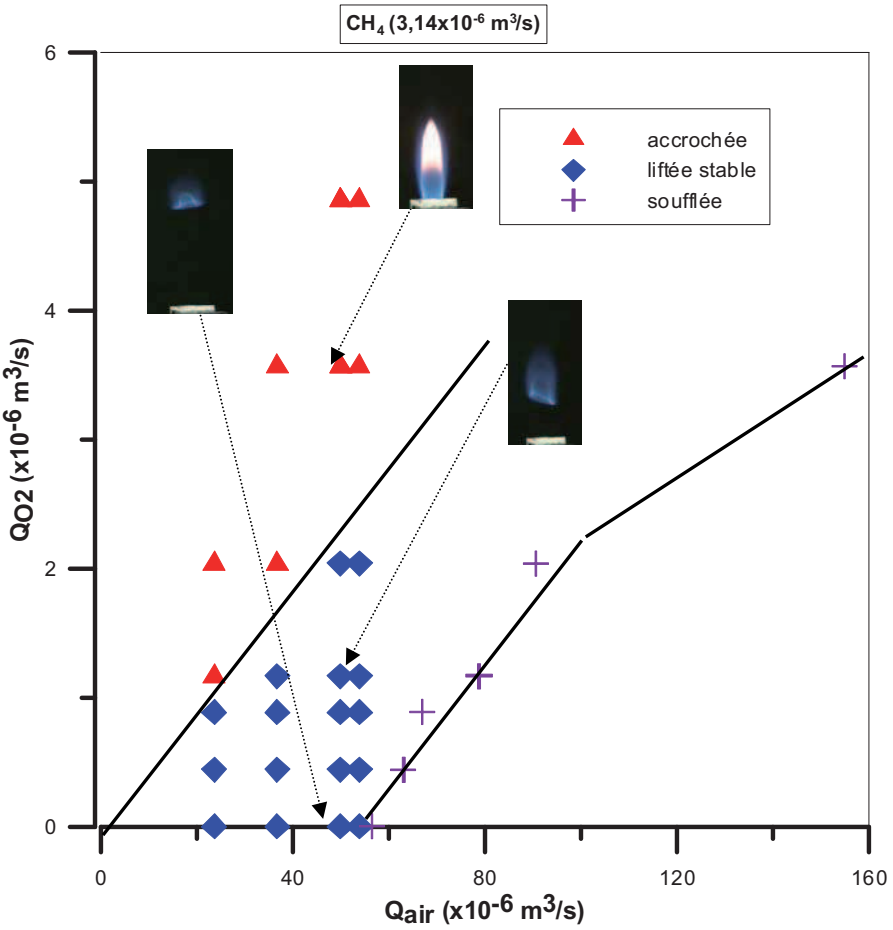


Figure 10 : Diagramme de stabilité de la flamme montrant le comportement de la flamme en fonction de Q_{air}, Q_{O2} à Q_{CH4}=3,14 cm^3/s.

Ce diagramme montre plusieurs zones :

- La première située à droite de la limite de soufflage, où la flamme ne peut exister.
- Une deuxième zone, où la flamme est liftée, pour de faibles débits d'oxygène (Q_{O2} <1,2 cm^3/s) et pour des débits d'air inférieurs à la limite de soufflage.
- Une zone où la flamme est accrochée pour des débits d'oxygène ajoutés supérieurs à 1,2 m^3/s.

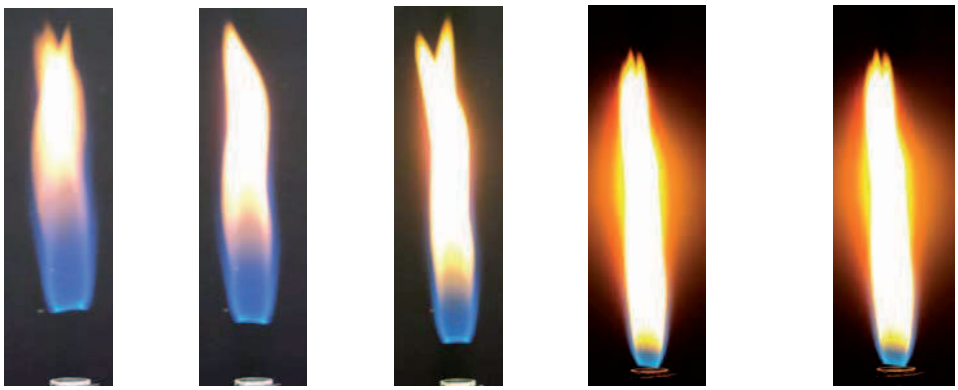
Pour un même débit d'air et en augmentant le débit d'oxygène, la flamme subit une transition liftée accrochée. Tandis qu'en fixant le débit d'oxygène et en augmentant le débit d'air, une flamme accrochée devient liftée puis sera soufflée.
L'augmentation du débit d'oxygène nécessite une forte augmentation du débit d'air pour pouvoir souffler la flamme.

b) Q_{CH4}=15 cm^3/s.

Pour ce débit de méthane, la même procédure est reprise et les mêmes protocoles expérimentaux sont appliqués. Nous déterminons la hauteur de lift et le comportement de la flamme en fonction des débits dans le mélange air/oxygène.

Trois débits d'air sont choisis dans la gamme située entre le décrochage de la flamme et son soufflage à 21% en oxygène. Le premier débit, 24 cm^3/s, est légèrement supérieur au débit correspondant au décrochage de la flamme, le deuxième, 70 cm^3/s, légèrement inférieur au soufflage (blow out) de la flamme ; la flamme présente initialement un état liftée mais instable (la hauteur de lift varie avec le temps); et le troisième débit, 50 cm^3/s est compris entre les deux premiers.

Pour le troisième débit, nous montrons l'évolution du comportement de la flamme sur la figure 11.



(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
Q_{ox}=50,3 cm^3/s	Q_{ox}=50,8 cm^3/s	Q_{ox}=51 cm^3/s	Q_{ox}=51,9 cm^3/s	Q_{ox}=56 cm^3/s
%O_2=21,7%	% O_2=22,4%	% O_2=22,8%	% O_2=24,1%	% O_2=29,7%

Figure 11: photos montrant l'évolution du comportement de la flamme pour Q_{CH4}=15 cm^3/s et Q_{air}=50 cm^3/s en fonction du débit d'oxygène ajouté à l'air.

Nous remarquons sur ces photos qu'en augmentant le taux d'oxygène, la hauteur de lift est de moins en moins importante, jusqu'à l'accrochage de la flamme pour un pourcentage d'oxygène de 24%.
L'enrichissement en oxygène est varié en augmentant le débit d'oxygène ajouté. Les valeurs de lift sont montrées sur la figure 12.

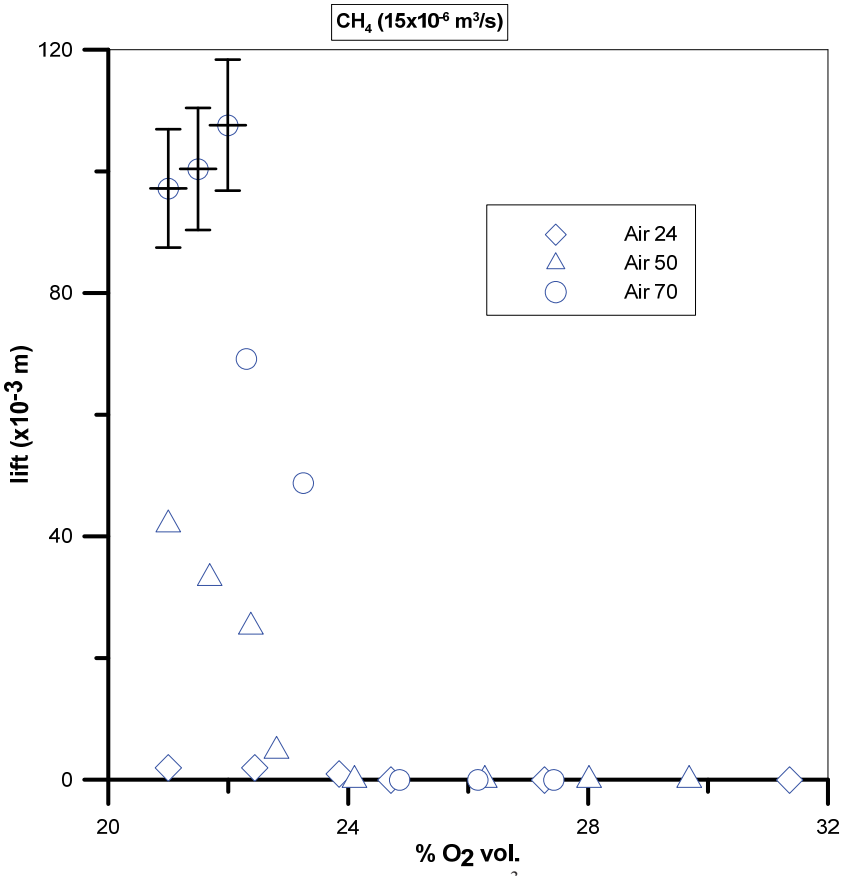


Figure 12 : Evolution de hauteur de lift pour Q_{CH4}=15 cm^3/s, pour chacun des débits d'air fixé et en variant l'enrichissement en oxygène.

La hauteur de lift entre 21% et 24% d'oxygène est plus importante pour des débits d'injection d'air plus importants. Nous remarquons aussi que la hauteur de lift diminue avec l'augmentation en débit d'oxygène. Pour le débit d'air de 70 cm^3/s, la flamme présente un état instable pour des faibles débits d'oxygènes ajoutés. Cet état instable disparait pour des taux importants d'enrichissement en oxygène. La flamme est stabilisée avec une hauteur de lift qui ne varie pas au cours du temps.
Pour un débit d'air de 24 cm^3/s, la flamme est accrochée pour 24% d'oxygène, tandis que pour des débits d'air de 50 et 70 cm^3/s, la flamme n'est accrochée qu'à partir de 24,8 % d'oxygène.

La figure suivante montre l'évolution de la longueur de flamme bleue (figure 13).

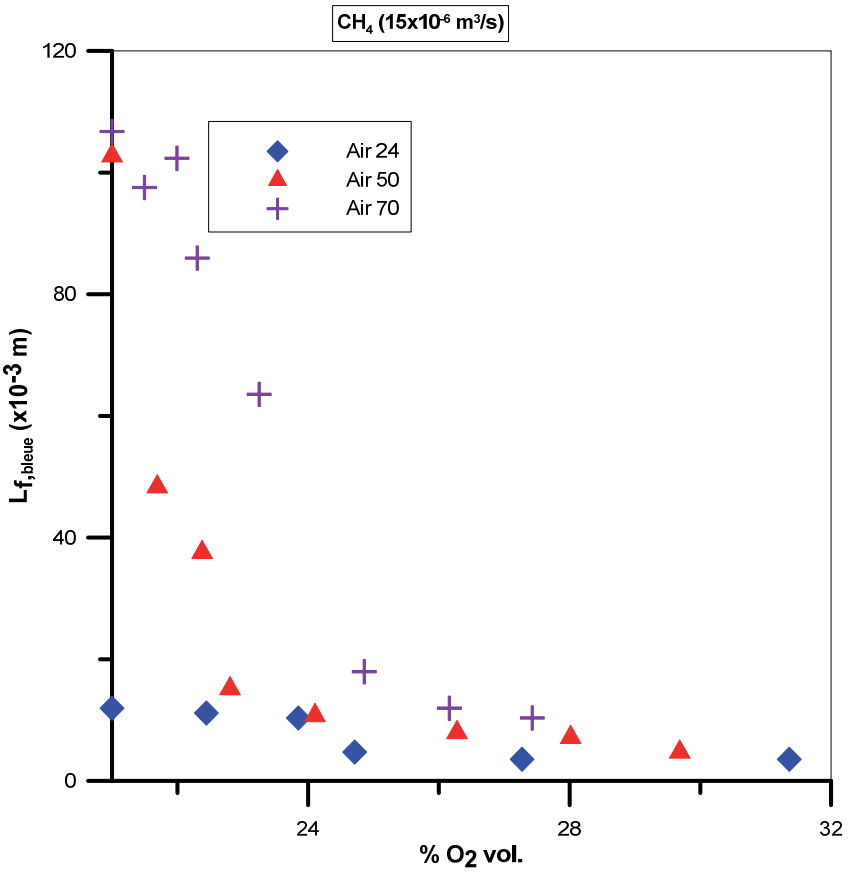


Figure 13 : Evolution de la longueur de flamme bleue pour Q_{CH4}=15 cm^3/s, pour chacun des débits d'air fixé et en variant l'enrichissement en oxygène.

Nous remarquons que la longueur de flamme bleue pour de l'air à 21% en oxygène, est croissante avec le débit d'air initial. Elle augmente fortement de 10 mm pour un débit d'air de 24 cm^3/s à 105 mm environ pour un débit d'air initial de 50 cm^3/s. Cette augmentation est moins forte pour un débit d'air de 70 cm^3/s, la flamme passe à l'état instable.

En enrichissant en oxygène, les deux transitions liftée instable-liftée stable et liftée stable-accrochée peuvent être détectées suivant le comportement de la courbe de longueur de flamme. On remarque que la longueur de flamme bleue décroit avec l'enrichissement en oxygène.

Diagramme de stabilité.

L'étude d'accrochage de la flamme en augmentant l'enrichissement en oxygène a été complétée par une étude des cas où la flamme est soufflée. Nous notons deux cas : l'un où la flamme est liftée avant d'être soufflée, l'autre où la transition se fait directement de l'état accrochée à soufflée (voir figure 14).

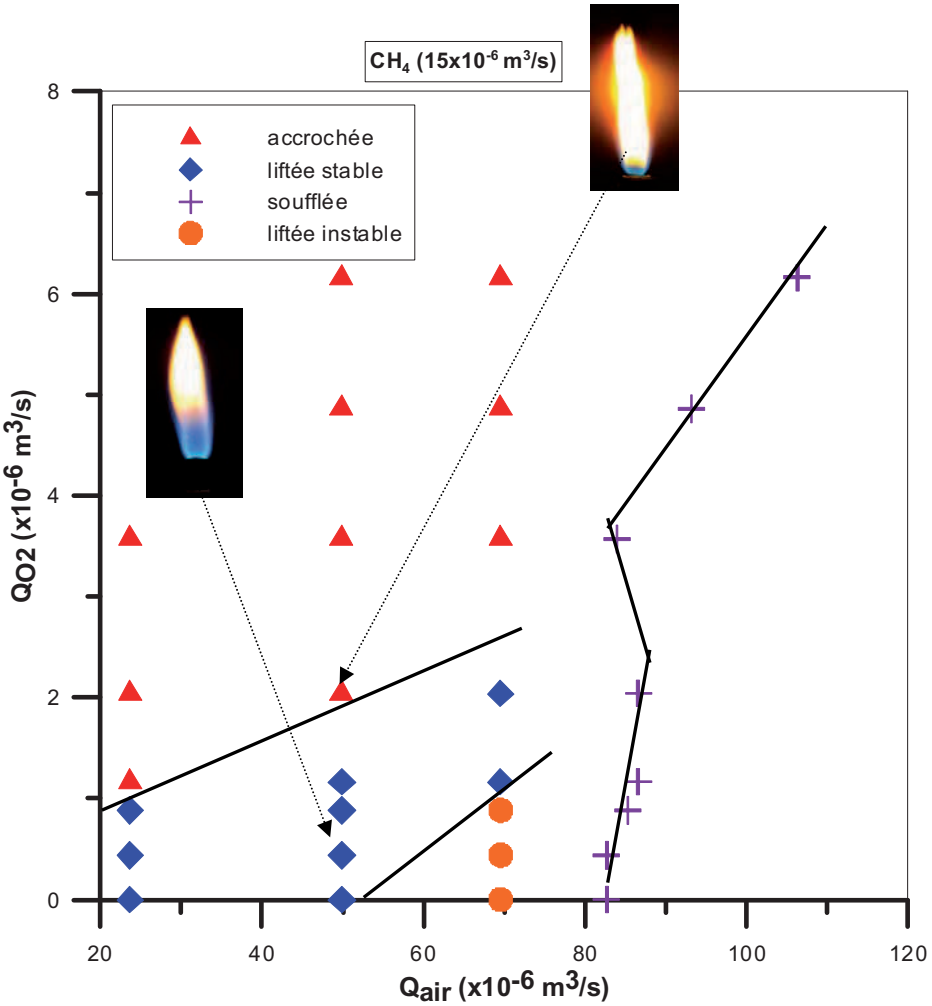


Figure 14 : Diagramme de stabilité de la flamme pour Q_{CH4}=15 cm^3/s.

Ce diagramme montre plusieurs types de transitions entre les trois états de la flamme : accrochée, liftée et soufflée.
Pour des débits d'oxygène inférieurs à 4,9 cm^3/s et en augmentant le débit d'air, la flamme passe de l'état accrochée, à soufflée en passant par un état instable de lift, quand les conditions d'équilibre entre vitesse d'écoulement et vitesse de flamme ne peuvent exister.
L'enrichissement en oxygène, raccroche la flamme au brûleur du fait qu'il rapproche le contour stoechiométrique de la sortie du brûleur.
Notons que dans ce cas et pour un débit d'air proche du blow-out et sans enrichissement en oxygène, la flamme présente au début un état instable, puis elle se stabilise sous l'effet d'ajout d'oxygène avant de s'accrocher au brûleur (Q_{air}=69,5 cm^3/s et Q_{O2}<1,2cm^3/s).

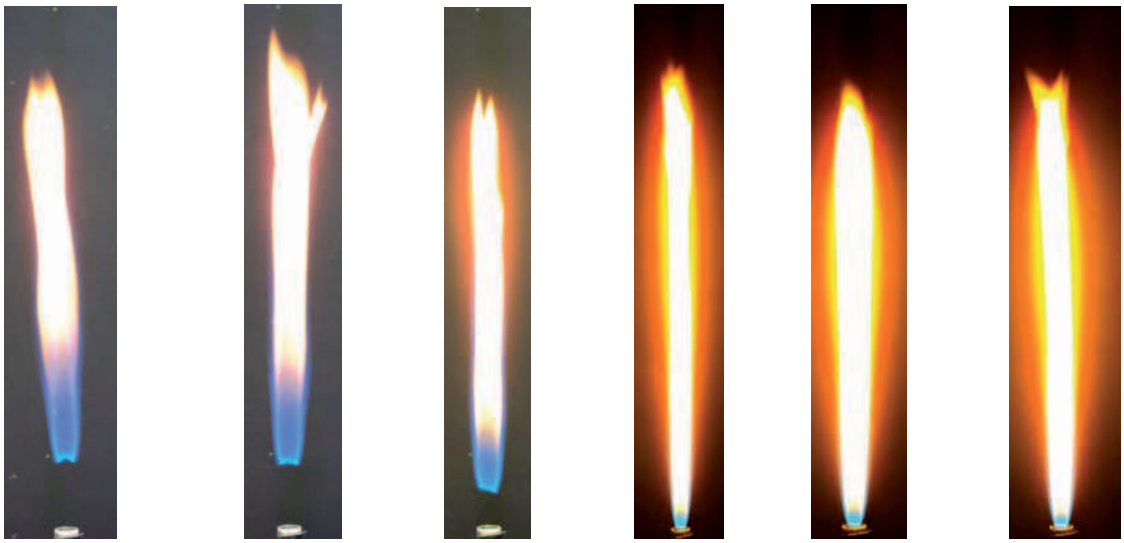
Pour des débits d'oxygène plus importants que 4,9 cm^3/s et en augmentant le débit d'air, la flamme passe directement de l'état accrochée à soufflée.

Les limites de lift-off et de blow out sont supérieures à celles du cas où Q_{CH4}=3,14 cm^3/s.

c) Q_{CH4}=20 cm^3/s.

Pour ce débit de méthane, les trois débits d'air fixés sont choisis de la même manière que précédemment. Le débit d'air de 30 cm^3/s est légèrement supérieur au débit de décrochage de la flamme, le débit de 76 cm^3/s précède de quelques cm^3/s le débit de soufflage sans enrichissement en oxygène, et le troisième, 56 cm^3/s, compris entre les deux premiers, où la flamme à 21% d'oxygène présente un aspect liftée stable.

Pour ce débit d'air de 56 cm^3/s, examinons le comportement de la flamme en enrichissant en oxygène (voir figure 15).

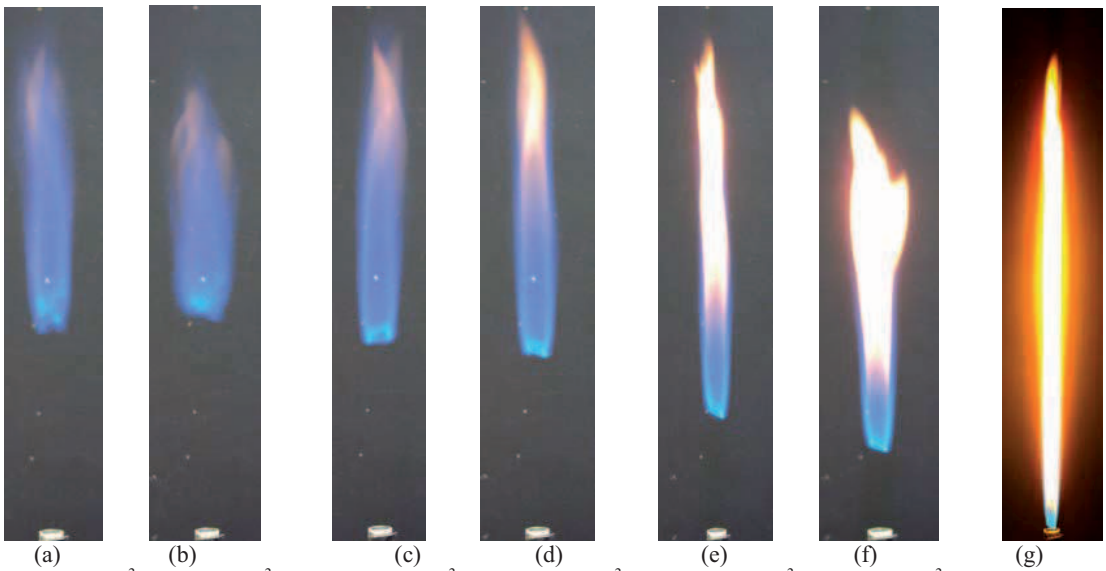


(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)
Q_{ox}=56,9 cm^3/s	Q_{ox}=57,3 cm^3/s	Q_{ox}=57,6 cm^3/s	Q_{ox}=58,5 cm^3/s	Q_{ox}=60 cm^3/s	Q_{ox}=61,3 cm^3/s
%O_2=21,6%	% O_2=22,2%	% O_2=22,6%	% O_2=23,8%	% O_2=25,7%	% O_2=27,3%

Figure 15 : photos montrant l'évolution du comportement de la flamme pour Q_{CH4}=20 cm^3/s et Q_{air}=56 cm^3/s en fonction du débit d'oxygène ajouté à l'air.

La flamme étant au début liftée stable, son lift diminue en augmentant le taux d'oxygène, jusqu'à son accrochage à 23,7% en oxygène. En plus, la flamme bleue se transforme en une flamme plus lumineuse et de couleur blanche.

Pour le débit d'air de 76 cm^3/s, le comportement de la flamme évolue comme suit (voir la figure 16).



(a) Q_{ox}=76,5 cm^3/s %O_2=21,5%
(b) Q_{ox}=77 cm^3/s % O_2=21,9%
(c) Q_{ox}=77,3 cm^3/s % O_2=22,2%
(d) Q_{ox}=78,1 cm^3/s % O_2=23%
(e) Q_{ox}=79,7 cm^3/s % O_2=24,5%
(f) Q_{ox}=81 cm^3/s % O_2=25,7%
(g) Q_{ox}=82,3 cm^3/s % O_2=26,9%

Figure 16 : photos montrant l'évolution du comportement de la flamme pour Q_{CH4}=20 cm^3/s et Q_{air}=76 cm^3/s en fonction du débit d'oxygène ajouté à l'air.

Pour ce débit d'air, la flamme est initialement instable, d'importants écarts temporels existent pour la hauteur de lift, le front de flamme n'a plus la forme plane. Alors qu'en augmentant le taux d'oxygène, la flamme devient de plus en plus stable (Q_{O2}=1,2 cm^3/s), puis en enrichissant encore plus, la flamme se stabilise à la sortie du brûleur pour un mélange à 26,8 % en oxygène.

Les hauteurs de lift, mesurées pour chacun des cas de débit d'air et débit d'oxygène, sont présentées sur la figure 17.

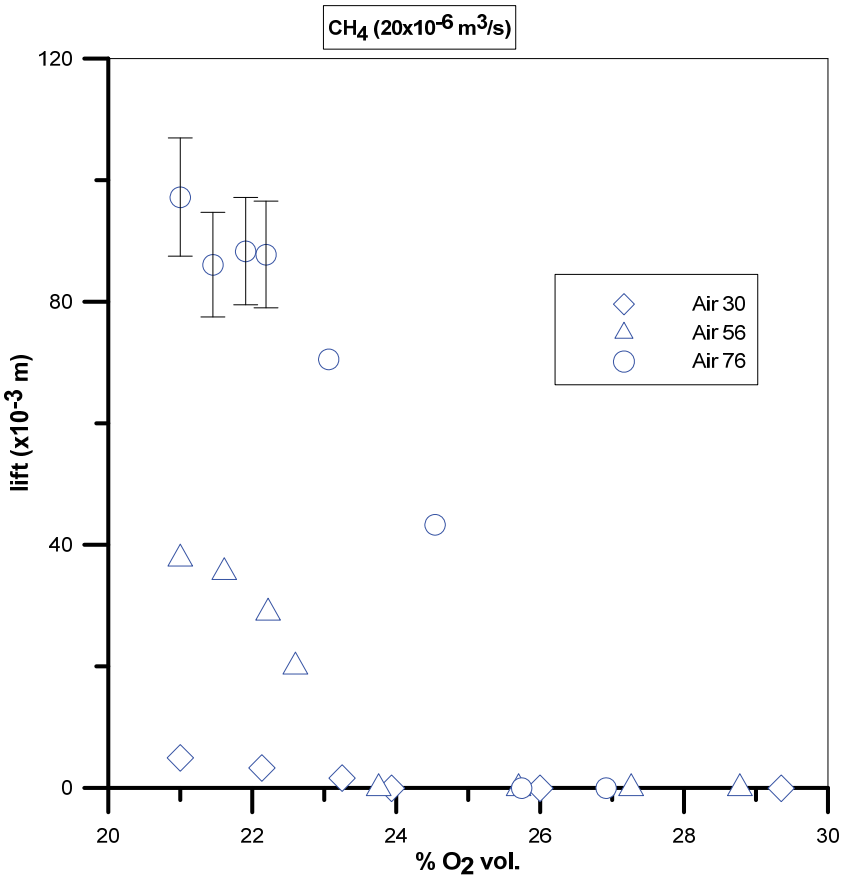


Figure 17 : Evolution de hauteur de lift pour Q_{CH4}=20 cm^3/s, pour chacun des débits d'air fixé et en variant l'enrichissement en oxygène.

Comme pour le précédent cas, la hauteur de lift pour chacun des débits d'oxygène, est plus grande pour un débit d'air plus important.
Comme remarqué sur la figure 16, la hauteur de lift diminue avec l'apport en oxygène dans l'air jusqu'à l'accrochage de la flamme.
Pour les débits d'air de 56 et 76 cm^3/s, l'accrochage de la flamme a lieu pour un pourcentage d'oxygène de 22,5% et 27% respectivement. Et pour le cas de 30 cm^3/s, la flamme est accrochée pour 26% d'oxygène.

Nous avons aussi tracé l'évolution de la longueur bleue de la flamme sur la figure 18.

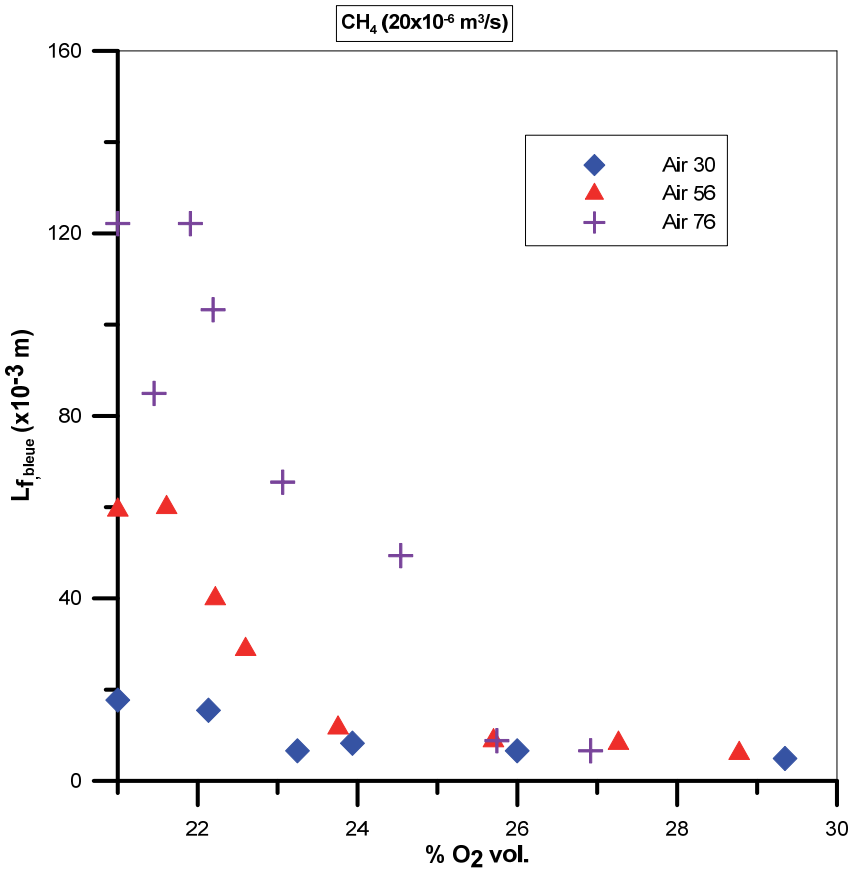


Figure 18 : Evolution de la longueur de flamme bleue pour Q_{CH4}=20cm^3/s, pour chacun des débits d'air fixé et en variant l'enrichissement en oxygène.

Pour un débit d'air de 30 cm^3/s, la longueur de flamme bleue diminue de 18 mm à 9 mm en passant de 21 à 23,2% d'oxygène: ceci correspond à la transition liftée accrochée. Pour un débit d'air de 56 cm^3/s, cette transition a lieu pour de l'air enrichi à 24,7% en oxygène. Tandis que pour un débit d'air initial de 76 cm^3/s, une autre transition liftée instable-liftée stable est signalée par la décroissance de la longueur de flamme, cette transition correspond à un pourcentage de 22,3% d'oxygène et la flamme s'accroche au bord du brûleur pour un pourcentage voisin de 26%.

Ces états de la flamme nous permettront de construire un diagramme de stabilité (figure 19)

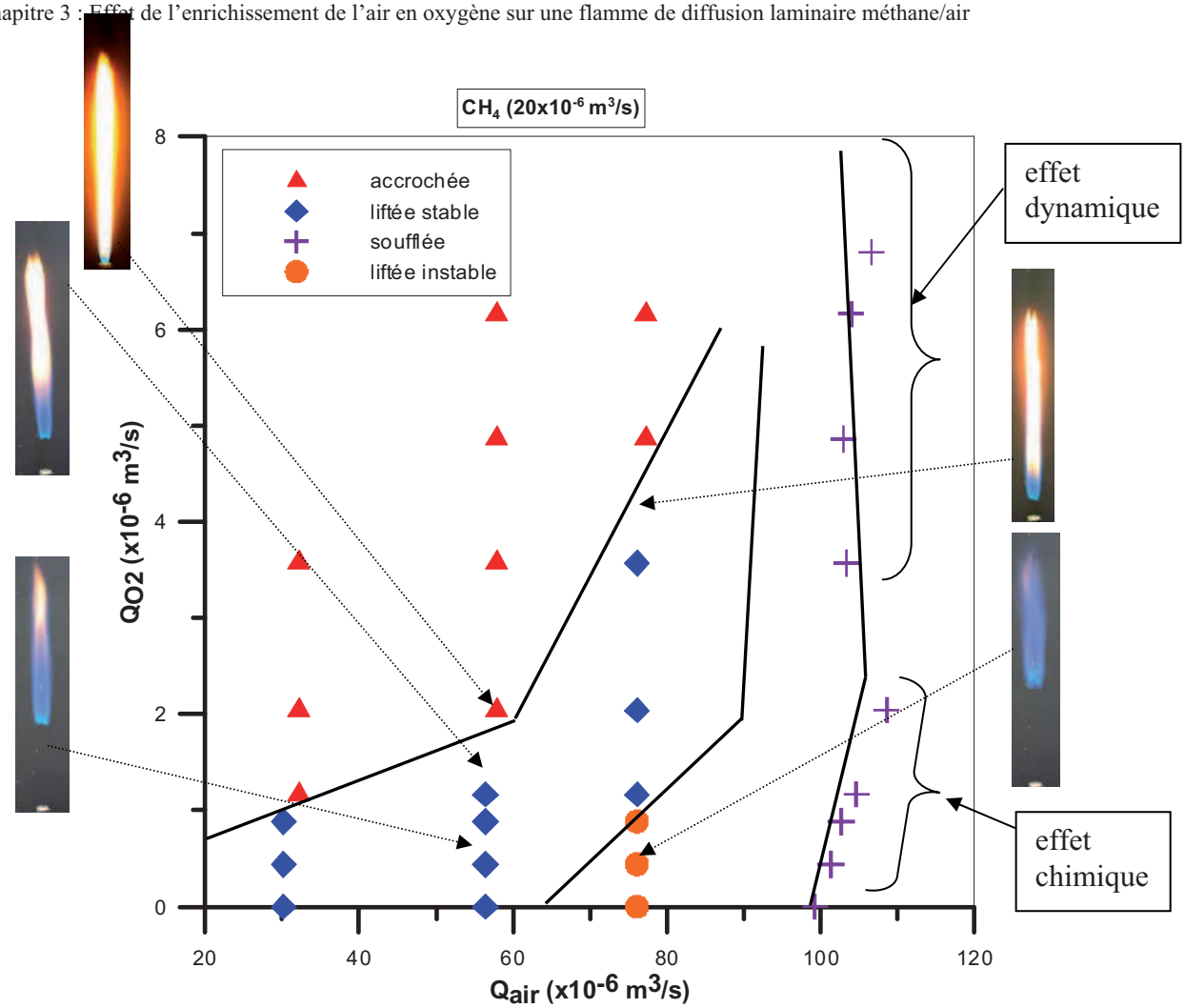
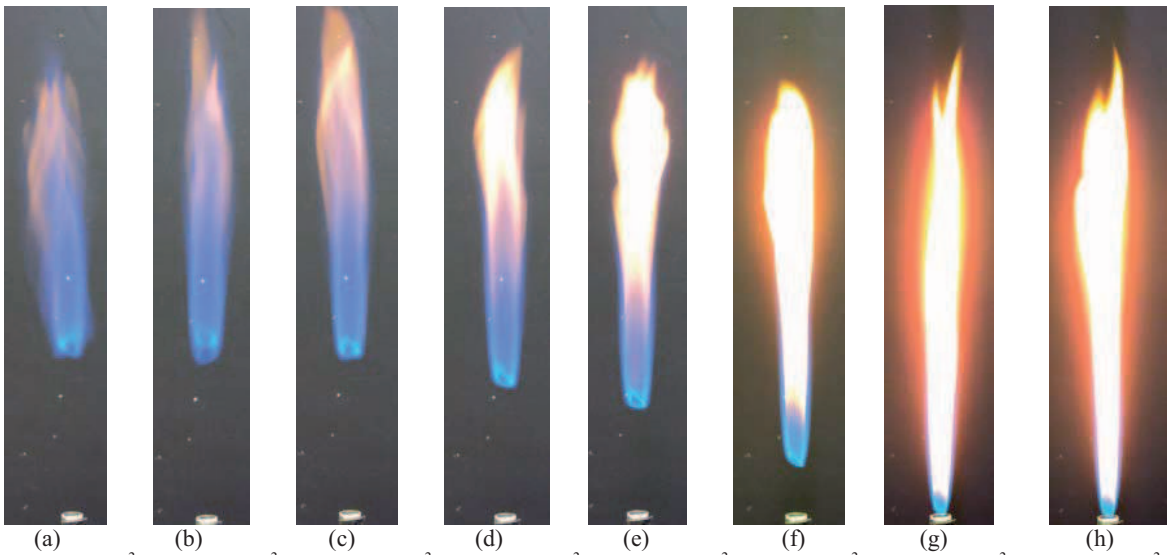


Figure 19 : Diagramme de stabilité de la flamme pour Q_{CH4}=20 cm^3/s.

Les limites de soufflage sont supérieures aux autres cas de méthane. Notons que pour un débit d'oxygène égal à 6,8 cm^3/s, la flamme subit une transition accrochée - soufflée en augmentant le débit d'air.
Dans le cas du soufflage de la flamme, à faibles débits d'oxygène c'est à dire inférieurs à 2 cm^3/s, l'augmentation du débit d'oxygène entraine une augmentation du débit d'air suffisant pour souffler la flamme. L'effet chimique de l'enrichissement en oxygène est mis en évidence. Pour des débits d'oxygène plus importants que 2 cm^3/s, l'augmentation du débit d'oxygène n'entraine pas une augmentation du débit d'air capable de souffler la flamme. Les valeurs de débits d'oxygène sont faibles par rapport aux débits d'air correspondant au soufflage (6 cm^3/s <<< 100 cm^3/s). Ceci induit une légère variation de la vitesse d'injection de l'oxydant qui est le facteur influençant le soufflage (effet dynamique).

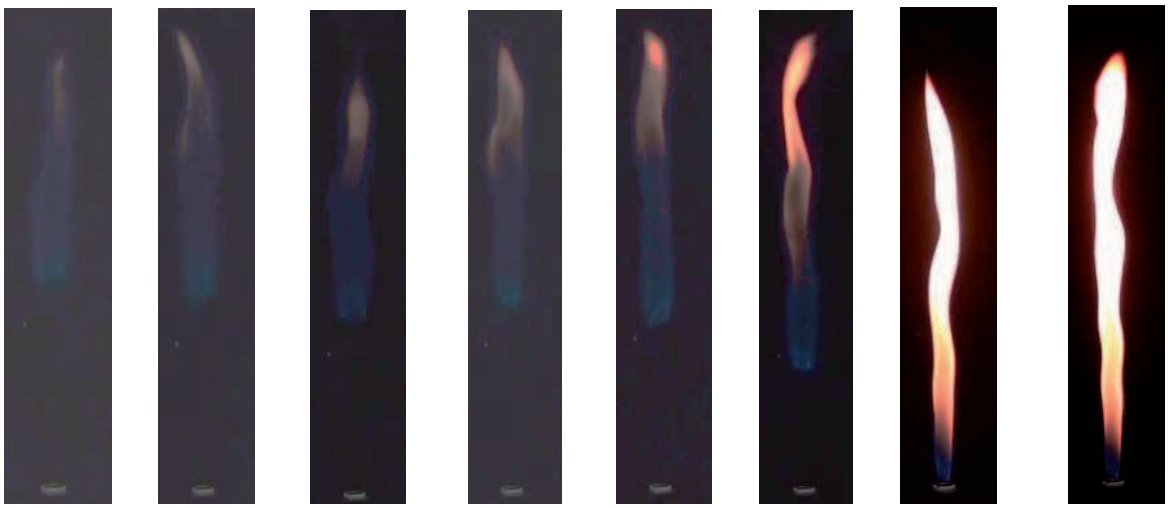
d) Q_{CH4}=25 cm^3/s.

Pour ce débit de méthane, l'étendue entre le lift off et le blow-out de la flamme est plus grand, donc quatre valeurs de débit d'air initial sont fixées : 30 ; 56 ; 76 et 89 cm^3/s.
Pour les deux premières valeurs d'air, la flamme est liftée stable, puis en enrichissant en oxygène, nous arrivons à l'accrocher. Tandis que pour le troisième et le quatrième débit d'air (76 et 89 cm^3/s), la flamme est liftée mais instable, puis elle passe par un état lifté stable avant d'être accrochée au brûleur (voir les figures 20 et 21)



(a) Q_{ox}=76,5 cm^3/s %O_2=21,5%
(b) Q_{ox}=77 cm^3/s % O_2=21,9%
(c) Q_{ox}=77,3 cm^3/s % O_2=22,2%
(d) Q_{ox}=78,1 cm^3/s % O_2=23%
(e) Q_{ox}=79,7 cm^3/s % O_2=24,5%
(f) Q_{ox}=81 cm^3/s % O_2=25,7%
(g) Q_{ox}=82,3 cm^3/s % O_2=26,9%
(h) Q_{ox}=82,9 cm^3/s % O_2=27,5%

Figure 20 : photos montrant l'évolution du comportement de la flamme pour Q_{CH4}=25 cm^3/s et Q_{air}=76 cm^3/s en fonction du débit d'oxygène ajouté à l'air.



(a) Q_{ox}=89,6cm^3/s %O_2=21,4%
(b) Q_{ox}=90cm^3/s % O_2=21,8%
(c) Q_{ox}=90,4cm^3/s % O_2=22%
(d) Q_{ox}=91,2cm^3/s % O_2=22,8%
(e) Q_{ox}=92,8cm^3/s % O_2=24%
(f) Q_{ox}=94,1cm^3/s % O_2=25,1%
(g) Q_{ox}=95,4cm^3/s % O_2=26,1%
(h) Q_{ox}=96cm^3/s % O_2=26,6%

Figure 21 : photos montrant l'évolution du comportement de la flamme pour Q_{CH4}=25 cm^3/s et Q_{air}=89 cm^3/s en fonction du débit d'oxygène ajouté à l'air.

Les hauteurs de lift mesurées pour différents cas de débit d'air et de débit d'oxygène ajouté sont montrées sur la figure 22, les longueurs de flamme bleue sur la figure 23 et le diagramme de stabilité sur la figure 24.

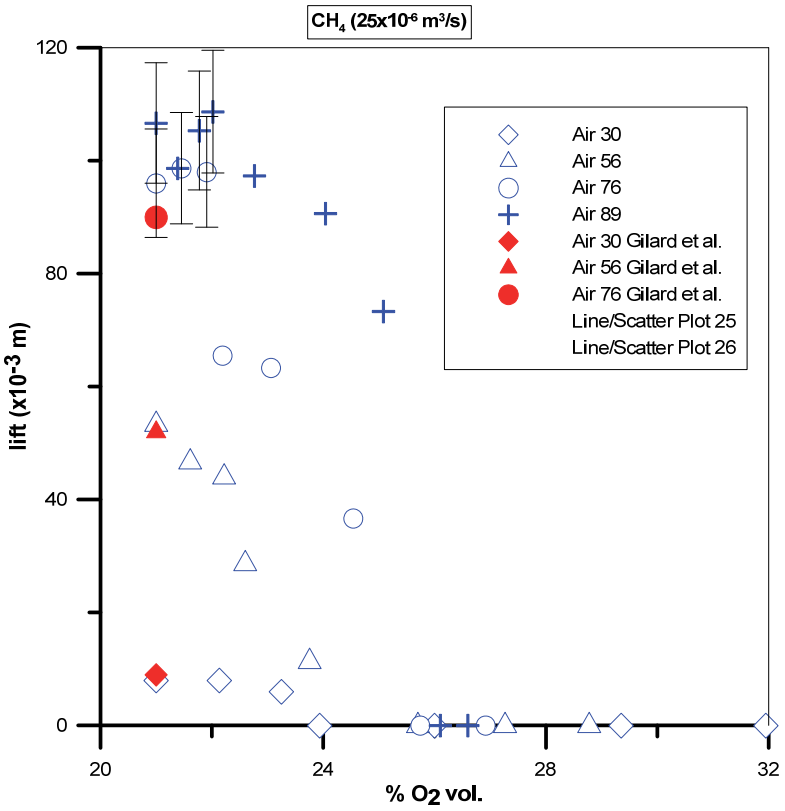


Figure 22 : Evolution de hauteur de lift pour Q_{CH4}=25 cm^3/s, pour chacun des débits d'air fixé et en variant l'enrichissement en oxygène.

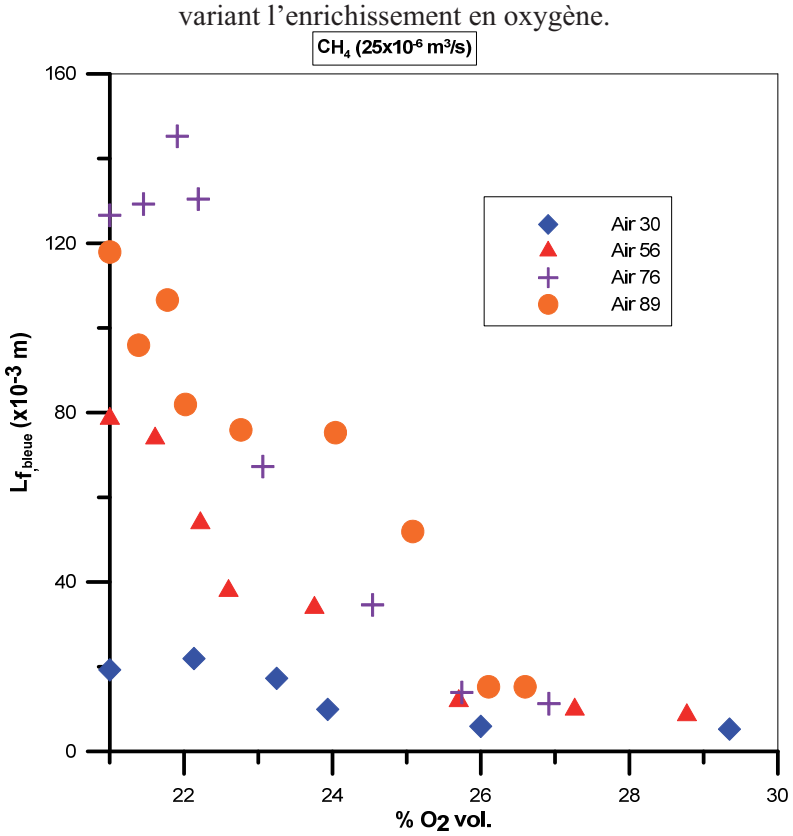


Figure 23 : Evolution de la longueur de flamme bleue pour Q_{CH4}=25 cm^3/s, pour chacun des débits d'air fixé et en variant l'enrichissement en oxygène

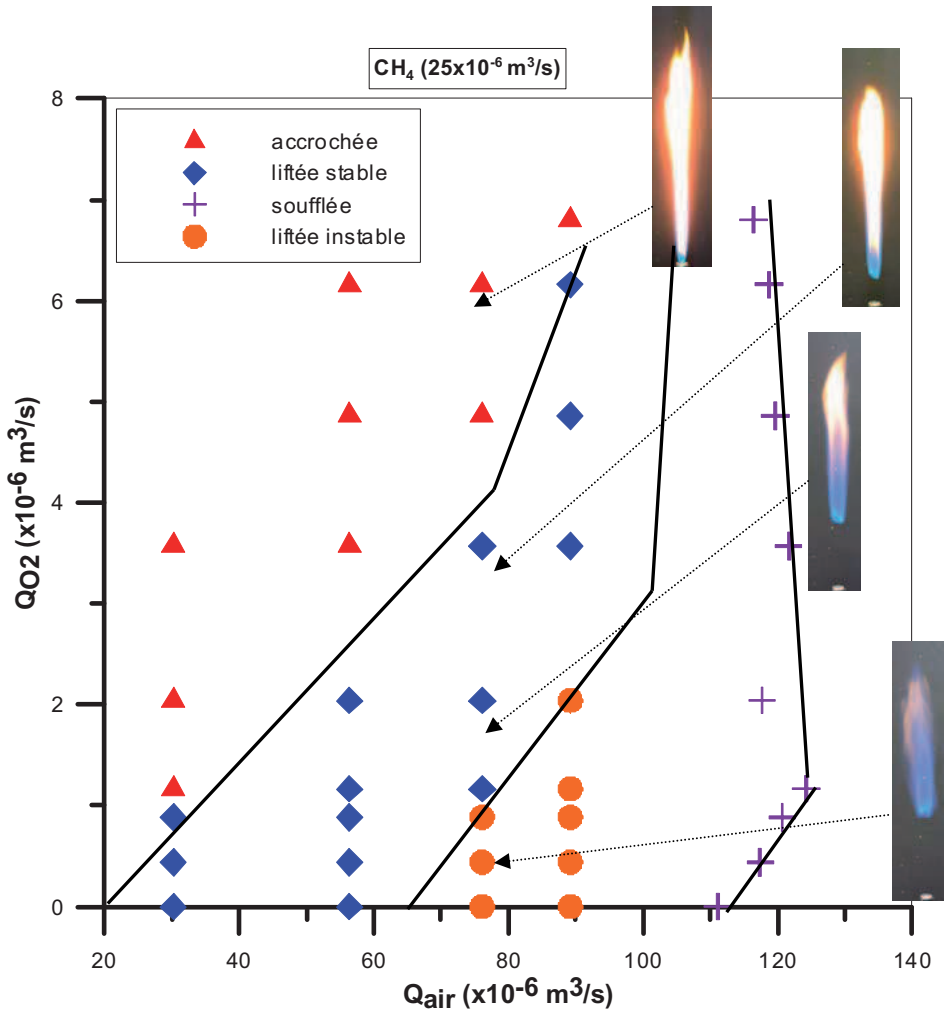


Figure 24 : Diagramme de stabilité de la flamme pour Q_{CH4}=25cm^3/s.

Dans le but d'établir des diagrammes de stabilité en fonction des vitesses de méthane, d'oxydant (air enrichi en oxygène) et du pourcentage d'oxygène, nous commencerons par établir un diagramme des comportements de la flamme en fonction de la vitesse d'oxydant et du pourcentage en oxygène à vitesse de méthane fixée (exemple pour U_{CH4}=1,19m/s figure 25).

Ce diagramme reproduit les transitions déjà citées : avec l'augmentation du pourcentage d'oxygène, nous observons une stabilisation des flammes liftées instables et un accrochage sur les bords du brûleur des flammes liftées.

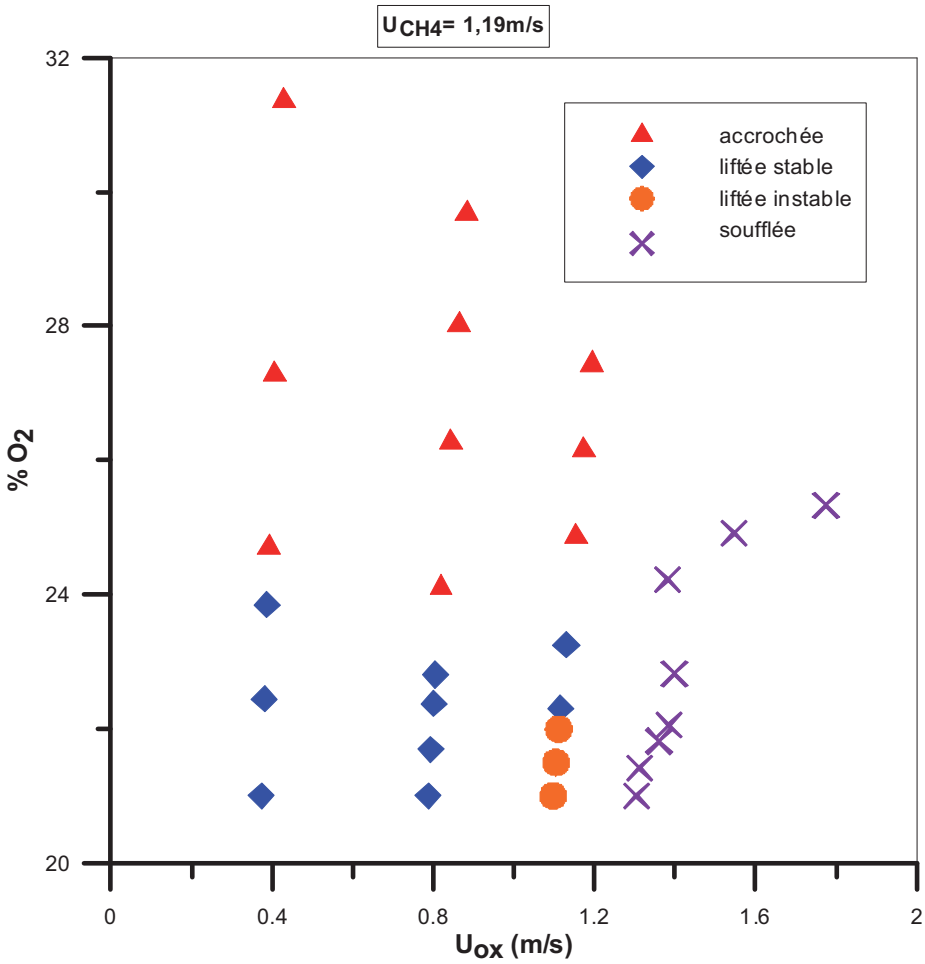


Figure 25 : Diagramme de stabilité de la flamme en fonction de U_{ox} et % O_2 pour U_{CH4}=1,19 m/s.

En regroupant ce diagramme avec ceux des trois autres vitesses de méthane étudiées 0,25 ; 1,59 et 1,99 m/s, nous obtenons un diagramme en 3 dimensions qui divise l'espace (U_{CH4}, U_{ox}, %O_2) en quatre zones différentes de comportement de flamme. Pour de faibles vitesses d'oxydant et de faibles pourcentages d'oxygène (<24%) la flamme est liftée stable et s'accroche sur les bords du brûleur en augmentant le taux d'oxygène. Pour des vitesses d'oxydant plus importantes, nous observons l'état de flamme liftée instable qui se stabilise avec l'enrichissement. Les limites de soufflage sont repoussées vers les vitesses d'oxydant plus importantes avec l'augmentation de la vitesse d'injection du méthane (figure 26).

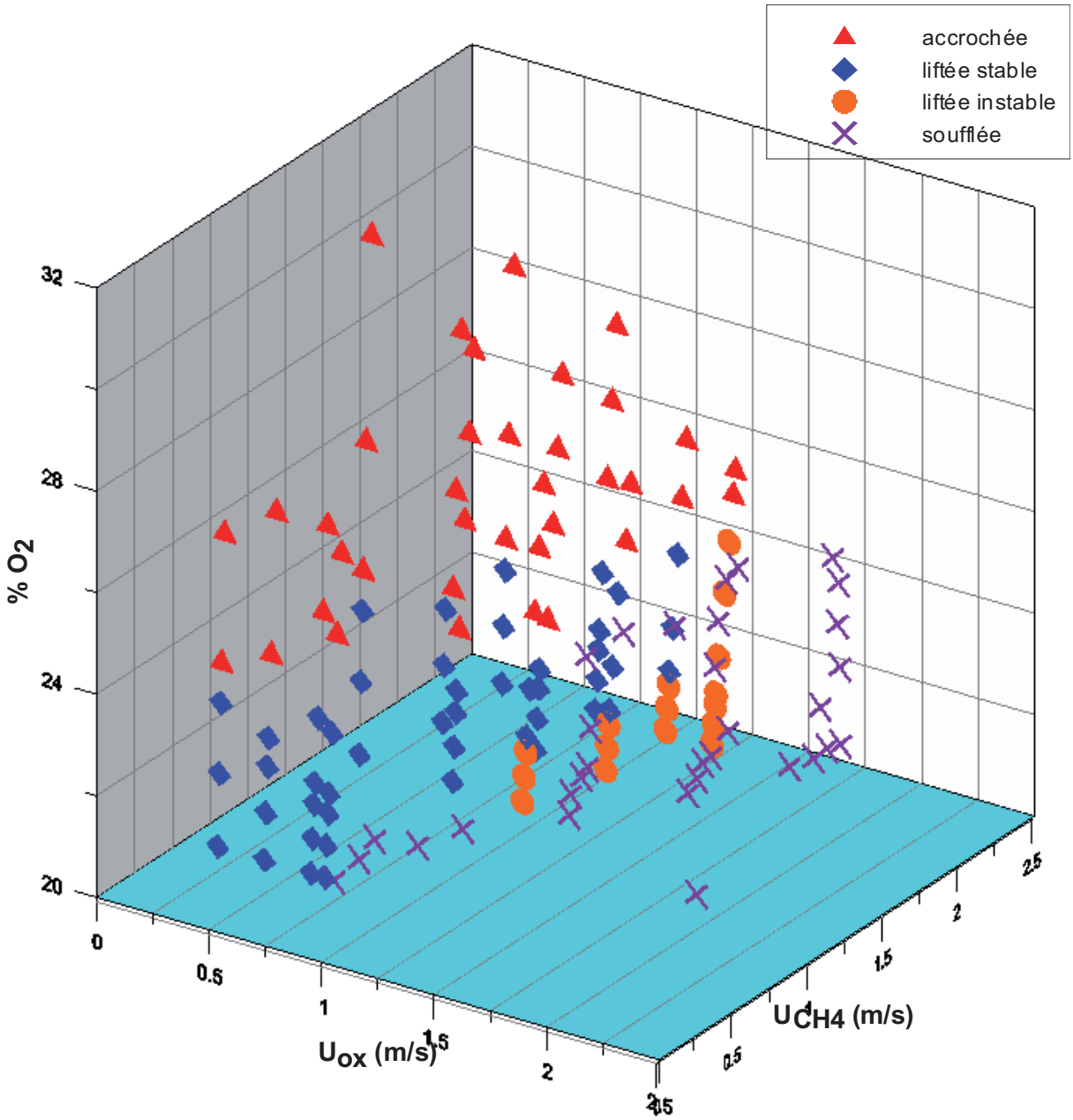


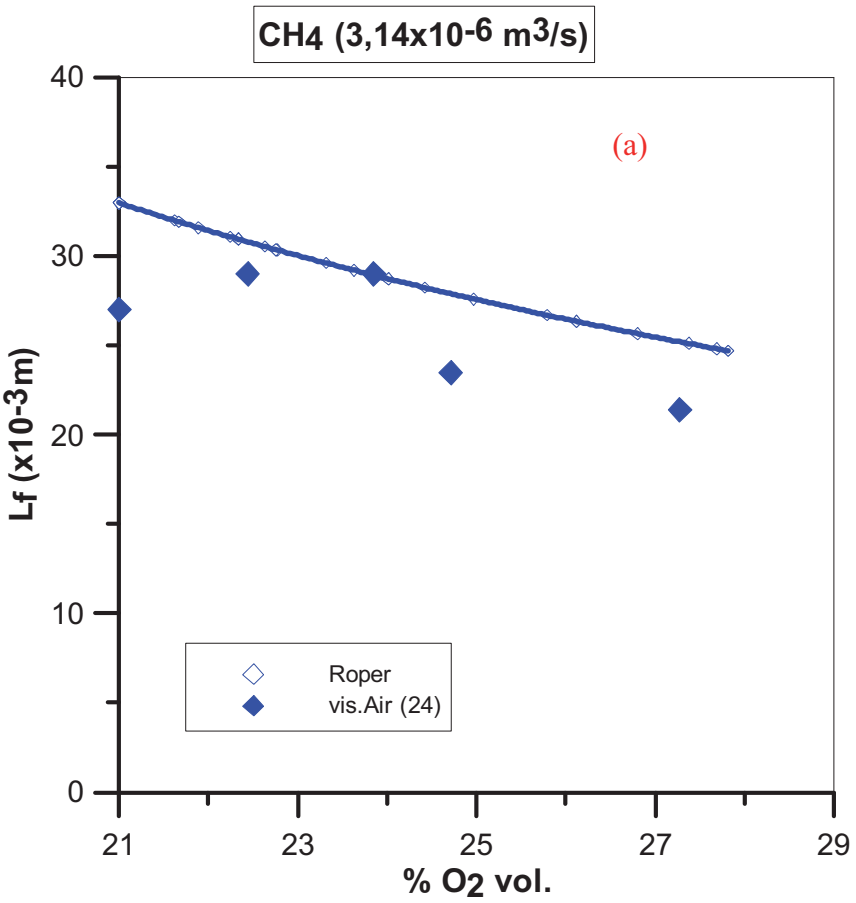
Figure 26 : Diagramme de stabilité de la flamme en fonction de U_{CH4}, U_{ox} et % O_2.

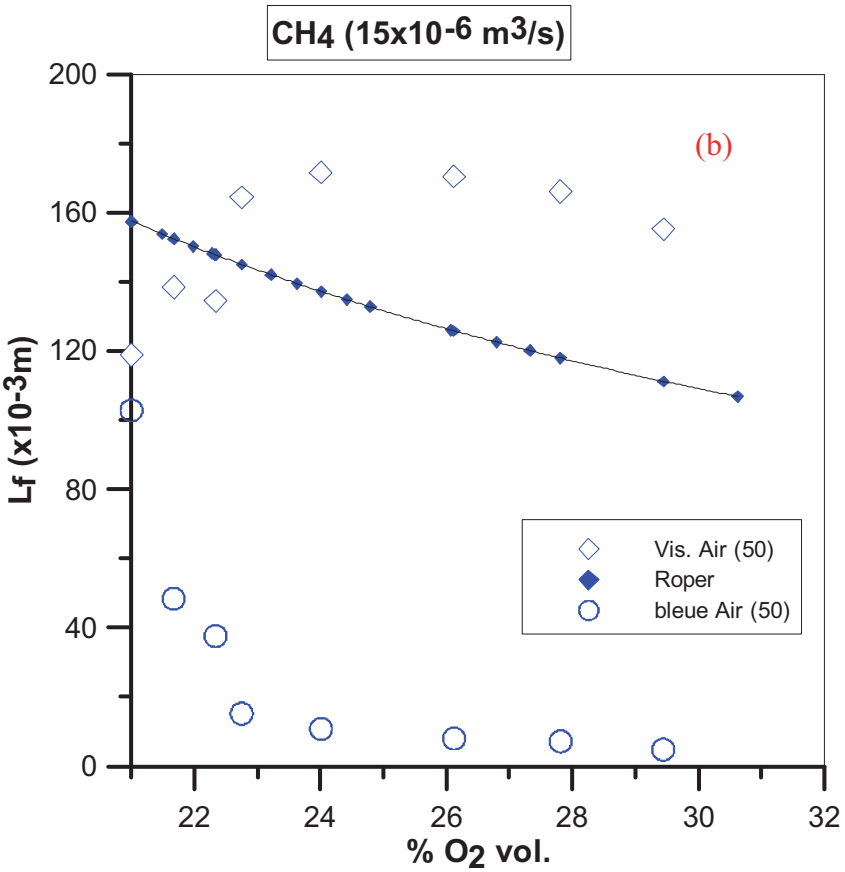
IV. Interprétation

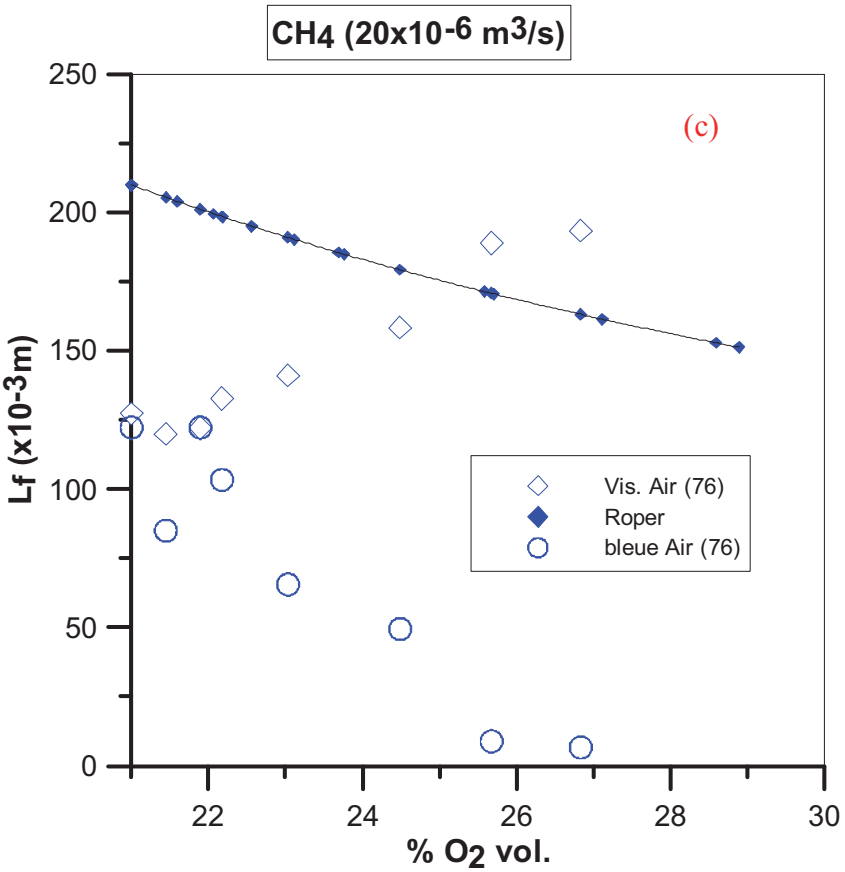
a) Evolution de la longueur de flamme théorique.

Nous avons, figure 27, comparé l'évolution de la longueur de flamme théorique calculée selon la formule proposée par Roper [6] Lf_{Roper} aux mesures expérimentales de la longueur visuelle. Cette longueur est proportionnelle au débit de méthane et est inversement proportionnelle à la température de flamme à la puissance 0,67 (voir chapitre 2). La longueur de flamme L_f Roper présente une décroissance avec l'enrichissement en oxygène du fait de la modification du rapport molaire stœchiométrique et de l'augmentation de la température de flamme.

Pour un débit de méthane de 3,14 cm^3/s et un débit d'air de 24 cm^3/s, on observe Figure 27a un bon accord entre nos mesures de la longueur de flamme visuelle et la prédiction de Roper. Dans ces conditions, la flamme a une longueur totale faible avec peu de suies (valeur de ϕ <1), ce qui permet de comparer avec les cas étudiés par Roper dans ses travaux expérimentaux.
Par contre pour les autres cas de débits de méthane, les variations de longueurs de flamme obtenues avec la formule proposée par Roper, sont en désaccord avec les mesures de longueur de flamme visuelle totale. A cause d'une production de suies croissante avec le %O2 (valeur de ϕ >1), la longueur de flamme totale visuelle croit ; elle comprend la longueur de la zone de réaction plus celle due à l'émission lumineuse des suies. On a choisi de reporter aussi pour ces cas, la longueur de la partie bleue de la flamme, qui estime en partie la longueur de la zone de réaction. On observe que la longueur bleue de la flamme décroît avec la teneur en oxygène suivant ainsi la tendance des prédictions de Roper (figure 27 b, c et d). Sur la figure 27d nous avons aussi reporté les mesures de la longueur de flamme mesurée par intensité lumineuse. On retrouve les résultats du chapitre 2 et on constate que cette valeur de Lf déduite à partir de l'intensité lumineuse présente une évolution conforme à celle proposée par Roper. Ceci est en accord avec les travaux de Min et al [18] sur la mesure de longueurs de flammes en présence d'un diluant dans l'air




CH4 (15x10-6 m3/s)
(b)
Lf (x10-3m)
% O2 vol.
Vis. Air (50)
Roper
bleue Air (50)
0
40
80
120
160
200
22
24
26
28
30
32


CH4 (20x10-6 m3/s)
(c)
Lf (x10-3m)
% O2 vol.
Vis. Air (76)
Roper
bleue Air (76)
0
50
100
150
200
250
22
24
26
28
30

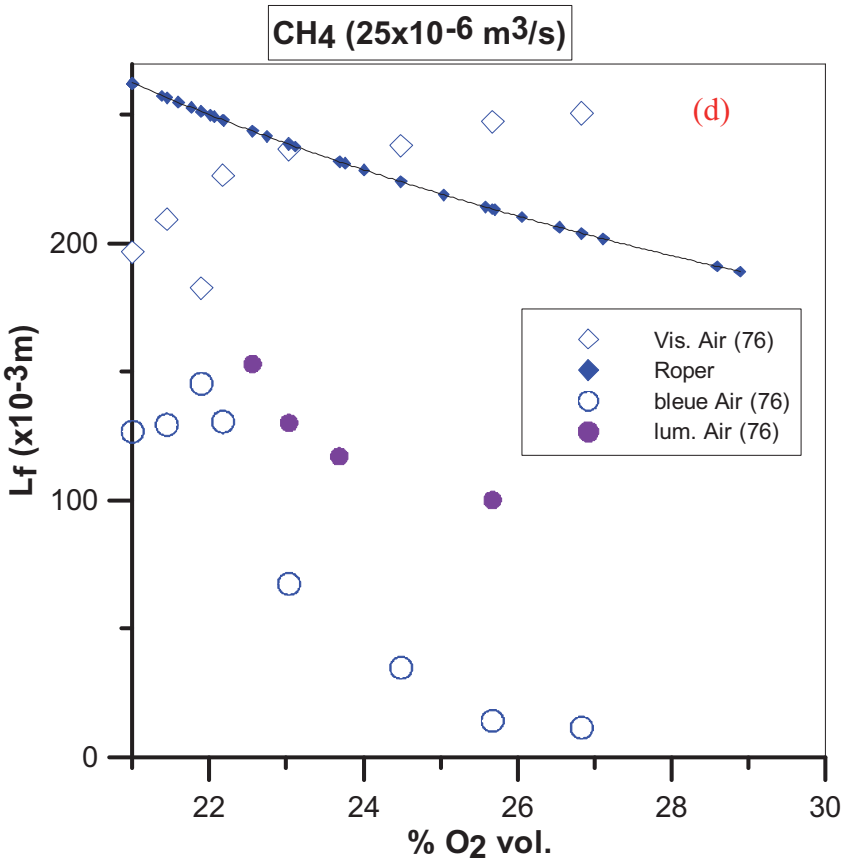


Figure 27 : Evolution de la longueur de flamme théorique, de la longueur de flamme visuelle totale et bleue, et, de la longueur lumineuse pour Q_{CH4}=3,14 (a) ; 15 (b) ; 20 (c) et 25 cm^3/s (d).

b) <u>Calcul de vitesse de flamme sous Chemkin (Premix).</u>

Bien que notre flamme soit une flamme laminaire de diffusion, nous utilisons le code Premix pour déterminer quelques caractéristiques qu'aurait la flamme avec des conditions initiales de débits utilisées (la flamme décrochée, suivant l'hypothèse de Chung [9], est formée de trois branches : deux de prémélange ; l'une riche et l'autre pauvre et une troisième branche de diffusion entre elles. Ces branches sont réunis au niveau du point triple dont la vitesse est la vitesse de propagation. Cette vitesse est reliée à la vitesse laminaire de flamme suivant la relation :

$$\frac{S_{e,\max}}{S_L^0} \cong \left(\frac{\rho_u}{\rho_{b,st}}\right)^{1/2}$$

ρ_u et ρ_b sont les densités des gaz frais et brûlés. $S_{e,max}$ est la vitesse de propagation maximale et S_L^0 est la vitesse laminaire de flamme.

Premix [9] est un code de calcul qui permet d'accéder au profil d'espèces et de température adiabatique dans les flammes de prémélange laminaires stabilisées sur la sortie du brûleur en état stationnaire, ou se propageant librement. Il peut être utilisé pour déterminer la vitesse

laminaire de flamme qui est importante pour les études de flammabilité. L'application tient compte de la cinétique chimique et du transport moléculaire des différents composants.
Il résout les équations différentielles qui décrivent la dynamique de la flamme en utilisant une méthode de différences finies implicite et une combinaison d'équations de l'état d'équilibre et de dépendance du temps.

En plus, il procède à un raffinement de maillage pour permettre à la convergence de s'établir et obtenir un maillage optimal.
Ce modèle est capable de prédire le profil de température et d'espèces. Dans le cas de la flamme libre, nous négligeons les pertes de chaleur et les températures sont calculées à partir de l'équation d'énergie.

La première étape est d'exécuter le préprocesseur de cinétique des gaz, il lira les informations fournies sur les espèces et les réactions chimiques d'un mécanisme chimique (ici, il s'agit du mécanisme GRI Mech 3.0 comportant 53 espèces et 325 réactions). Ensuite, il extrait plus d'informations sur les propriétés thermodynamiques des espèces d'une base de données (therm.dat). L'utilisateur peut aussi introduire la base de données thermodynamiques directement dans le fichier d'entrée. Ces données sont sauvegardées dans un fichier de cinétique des gaz (chem.asc), un fichier nécessaire pour le préprocesseur de transport (tran).
Le deuxième programme à exécuter est le préprocesseur de transport qui a besoin des données de transport (tran.dat).

A l'issue de ces deux entrées, Premix initialise les espèces et les informations spécifiques aux réactions, le but étant de lire les fichiers de lien et mettre en place le réseau interne et l'espace de stockage requis.

Ensuite, Premix lit les données d'entrée qui définissent la configuration de flamme, la pression et les fractions molaires des réactifs.
En plus, il y a une possibilité que le calcul commence les itérations à partir d'une solution de flamme déjà simulée à travers la fonction Restart.
Le schéma de fonctionnement de Chemkin est représenté sur la figure 28.

Dans notre cas, nous faisons varier dans le fichier d'entrée les fractions molaires de CH_4, N_2 et O_2 en considérant une configuration de flamme libre à pression atmosphérique. Dans chacun des cas et après convergence de calcul, le profil spatial sur l'axe de la flamme de la température, de la vitesse et de chacun des produits est donné dans le fichier 'sortie'. La vitesse laminaire de la flamme est tirée de la valeur de vitesse au premier point de l'axe de la flamme, tandis que la température adiabatique de la flamme est celle du dernier point sur l'axe de la flamme.

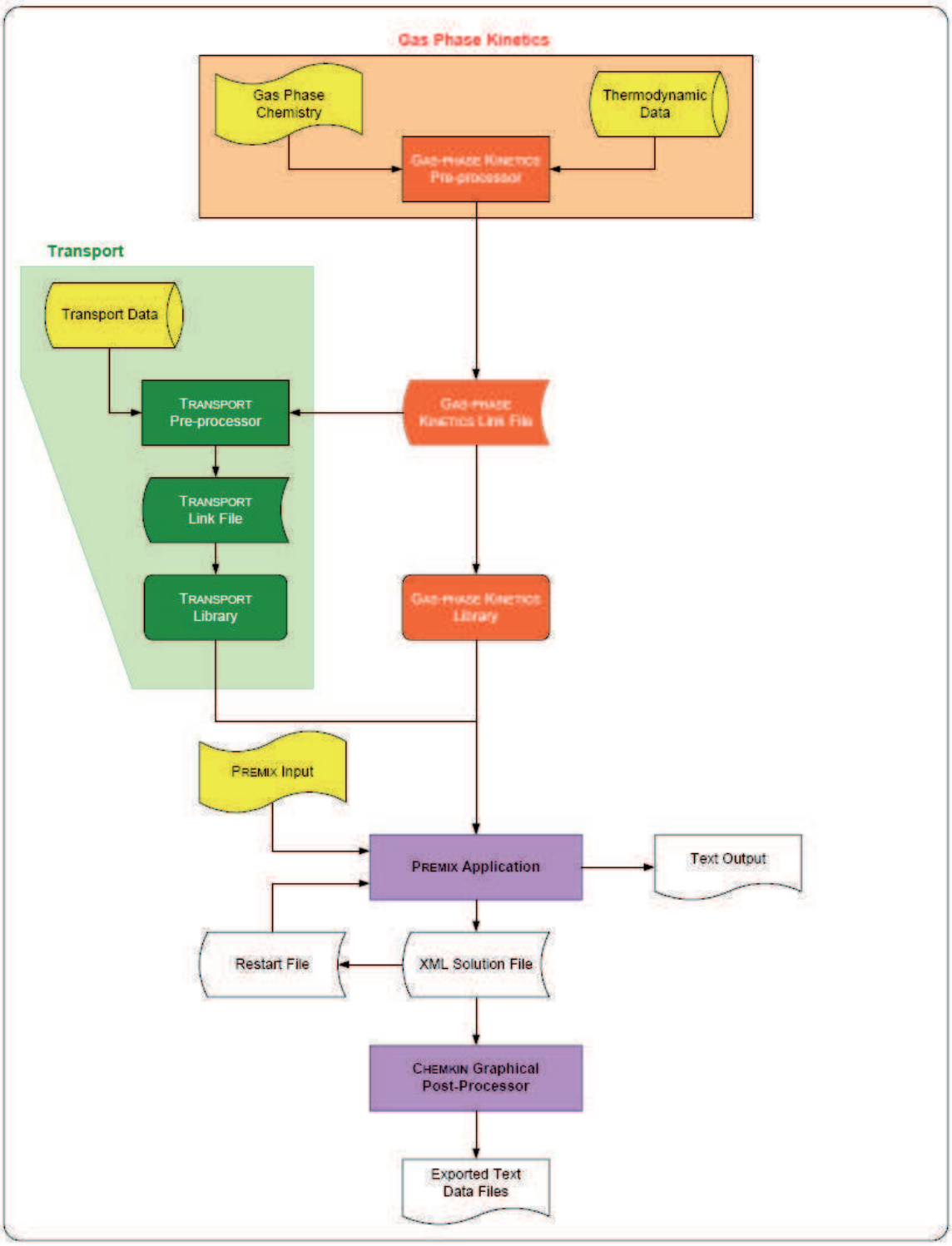


Figure 28 : Schéma de principe de fonctionnement de Premix.

L'évolution de la vitesse laminaire de flamme et de la température adiabatique pour différents débits de méthane et d'air en fonction du pourcentage d'oxygène est montrée sur les figures 29 et 31.

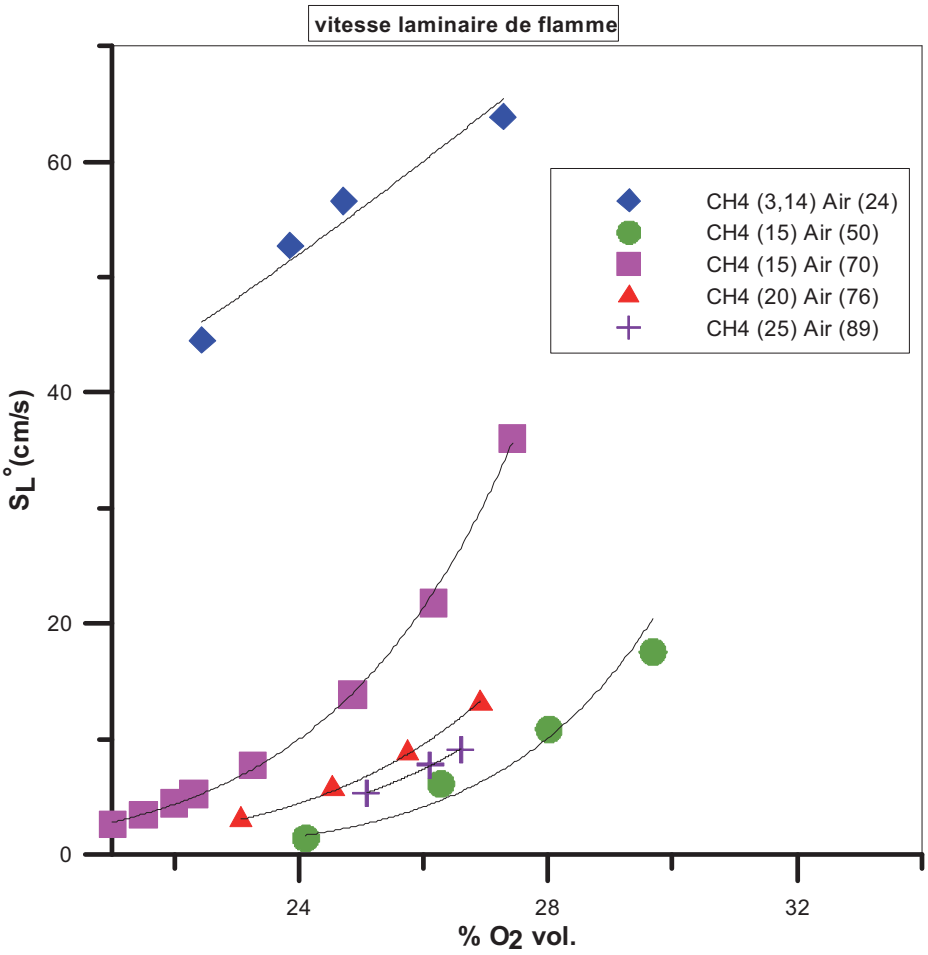


Figure 29 : Vitesse laminaire de flamme calculée avec premix suivant le pourcentage d'oxygène pour différents débits de méthane et d'air (en cm^3/s)

La vitesse de flamme croit avec le pourcentage d'oxygène dans l'air du coflow. Pour un même débit de méthane, ces valeurs sont plus importantes avec un débit d'air plus important.
Pour un débit de méthane de 15 cm^3/s et un débit d'air de 50 cm^3/s, cette vitesse passe de 1,4 cm/s pour 24% en oxygène jusqu'à 17,5 cm/s pour 30% en oxygène.
Une augmentation plus importante est observée pour un débit d'air initial de 70 cm^3/s, la vitesse laminaire de flamme étant de 2,65 cm/s à 21% en oxygène, elle augmente jusqu'à 36 cm/s pour 27,4% en oxygène (14 fois plus importante).
Pour des débits de méthane de 20 et 25 cm^3/s, cette augmentation est beaucoup moins importante (La vitesse de flamme est 4 fois plus importante à 27% en oxygène dans l'air).

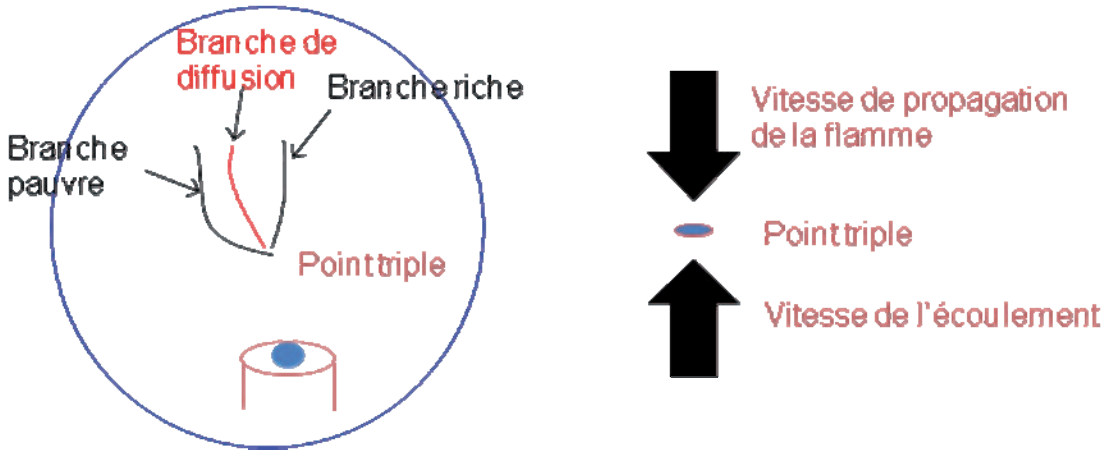


Figure 30 : Composition d'une flamme de diffusion liftée et position du point triple.

Comme la position du front d'une flamme liftée résulte de l'équilibre entre la vitesse d'écoulement ascendante et la vitesse de propagation de flamme descendante (figure 30), et que la vitesse de flamme est de plus en plus importante en enrichissant l'air en oxygène, alors que la vitesse d'écoulement ne subit pas de fortes augmentations (0,12 m/s maximum), ce phénomène peut être à l'origine de la diminution de hauteur de lift jusqu'à l'accrochage de la flamme.

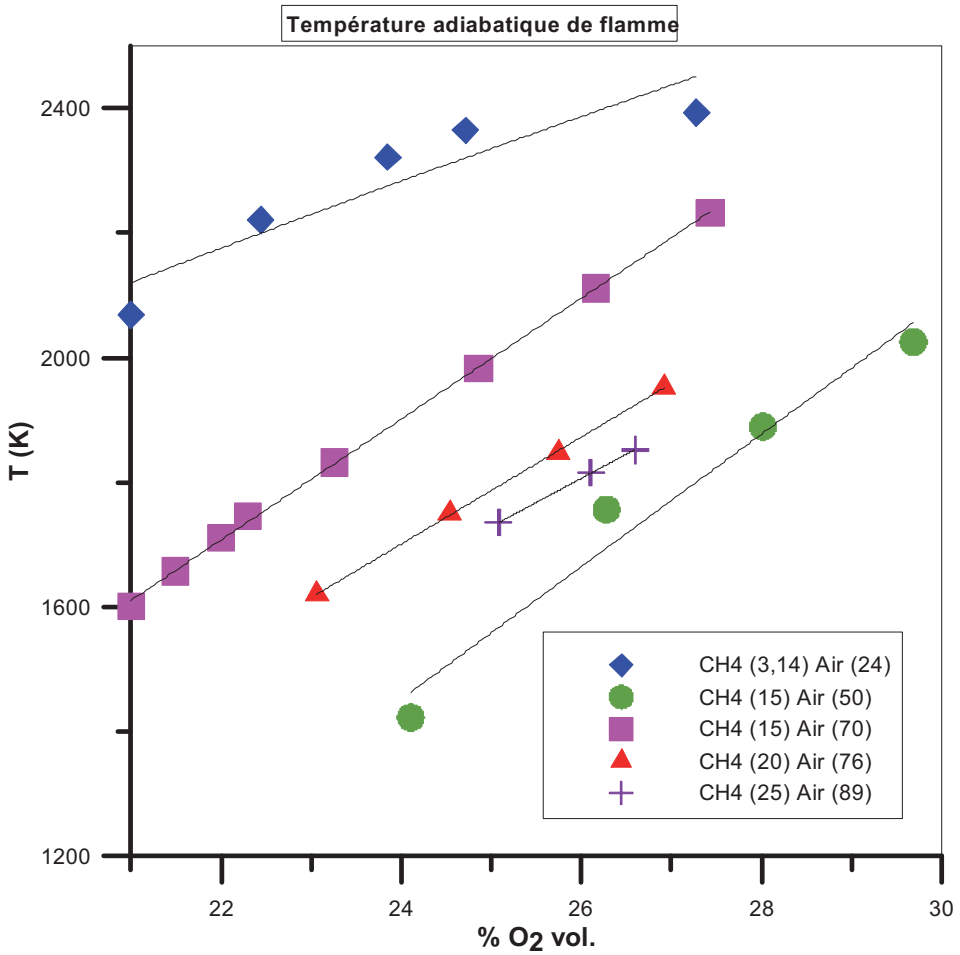


Figure 31 : Température adiabatique de flamme calculée avec premix suivant le pourcentage d'oxygène pour différents débits de méthane et d'air (en cm^3/s)

La température adiabatique de flamme augmente à son tour avec le pourcentage d'oxygène dans le coflow d'air. Cette augmentation est très importante pour un faible enrichissement (pour un débit de méthane de 15 cm^3/s, cette température augmente de 50% pour un enrichissement de 30% en oxygène).
L'augmentation de température renforce la redirection des gaz au niveau du point triple à cause du fort dégagement de chaleur comme l'ont démontré Ruetsch *et al* [10], ce qui contribue à diminuer la vitesse d'écoulement locale au niveau du point triple et contribue donc à la réduction de la hauteur de lift.

En exprimant les vitesses laminaires de flamme en fonction du rapport d'équivalence ϕ, nous montrons les courbes pour des intervalles de pourcentage d'oxygène de 1% d'étendue (figure 32).

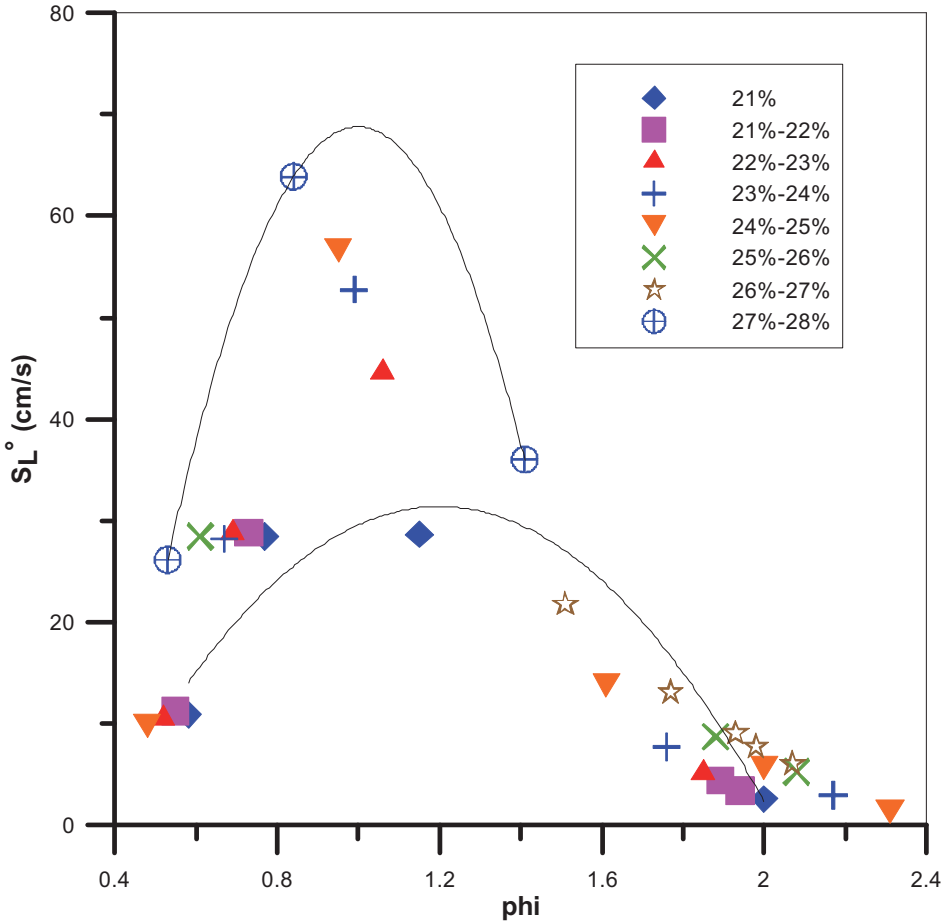


Figure 32 : Evolution de la vitesse laminaire de flamme calculée avec premix en fonction du rapport d'équivalence pour différents pourcentages volumiques en oxygène (dans les conditions expérimentales du tableau 2).

Pour chacun des intervalles de pourcentage en oxygène, la courbe a la forme d'une gaussienne. Les maximums peuvent être repérés pour les intervalles de [22% - 23%], [23% - 24%], [24% - 25%] et [27% - 28%]. Le premier est obtenu pour un rapport d'équivalence de 1,06 , le deuxième pour un rapport d'équivalence de 0,99, 0,95 pour les pourcentages situés entre 24 et 25% et 0,84 pour les pourcentages situés entre 27 et 28%.

D'après la définition du pourcentage d'oxygène :

$$\%O_2 = (Q_{O2}+0{,}21*Q_{air})*100/Q_{ox}$$

Pour un pourcentage d'oxygène constant et en divisant par Q_{O2} :

$$\frac{0{,}21\dfrac{Q_{air}}{Q_{O_2}}+1}{\dfrac{Q_{air}}{Q_{O_2}}+1}=cte$$

Quand Q_{air} augmente, et pour garder un pourcentage d'oxygène constant, Q_{O2} doit augmenter ce qui résulte en une augmentation de la vitesse laminaire de flamme.
Le maximum de vitesse laminaire de flamme est déplacé du côté pauvre en enrichissant en oxygène.
La tendance des courbes est en accord avec les résultats de Han et al. [11].
Les valeurs obtenues à 21% d'oxygène, ont été comparées à celles obtenues par Bouvet [12] pour des calculs effectués avec Premix pour une flamme de diffusion méthane /air et un bon accord est trouvé.

c) Diagramme de stabilité

Pour mettre en évidence l'évolution des limites des différents types de flamme on peut réorganiser les diagrammes de stabilité présentés dans ce chapitre. Ci-dessous, sont montrés les diagrammes de stabilité en fonction des quantités de mouvement de méthane et d'oxydant pour un pourcentage d'oxygène de 21% (figure 33a) et un pourcentage de 25,3% (figure 33b). Dans le cas de l'air les transitions liftée stable-liftée instable et extinction apparaissent sous forme de droite ce qui indique que c'est le rapport des quantités de mouvement qui détermine la transition. Le rapport des quantités de mouvement est lié au gradient de vitesse et de masse volumique dans la couche de mélange entre le méthane et l'oxydant. Les instabilités de jet à l'origine de l'instabilité du lift apparaissent pour un certain taux d'étirement défini par le rapport de ces quantités de mouvement. La transition attachée-liftée dépend de la somme des deux vitesses ; c'est le niveau de la vitesse moyenne d'injection qui détermine la transition à l'état lifté. Le diagramme obtenu à 25,3% O_2 présente une allure générale différente : le domaine de la flamme accrochée est plus étendu et la transition à une flamme liftée instable comme celle de l'extinction sont de forme parabolique. Ces courbes montrent l'influence de l'oxygène à faible vitesse de méthane.

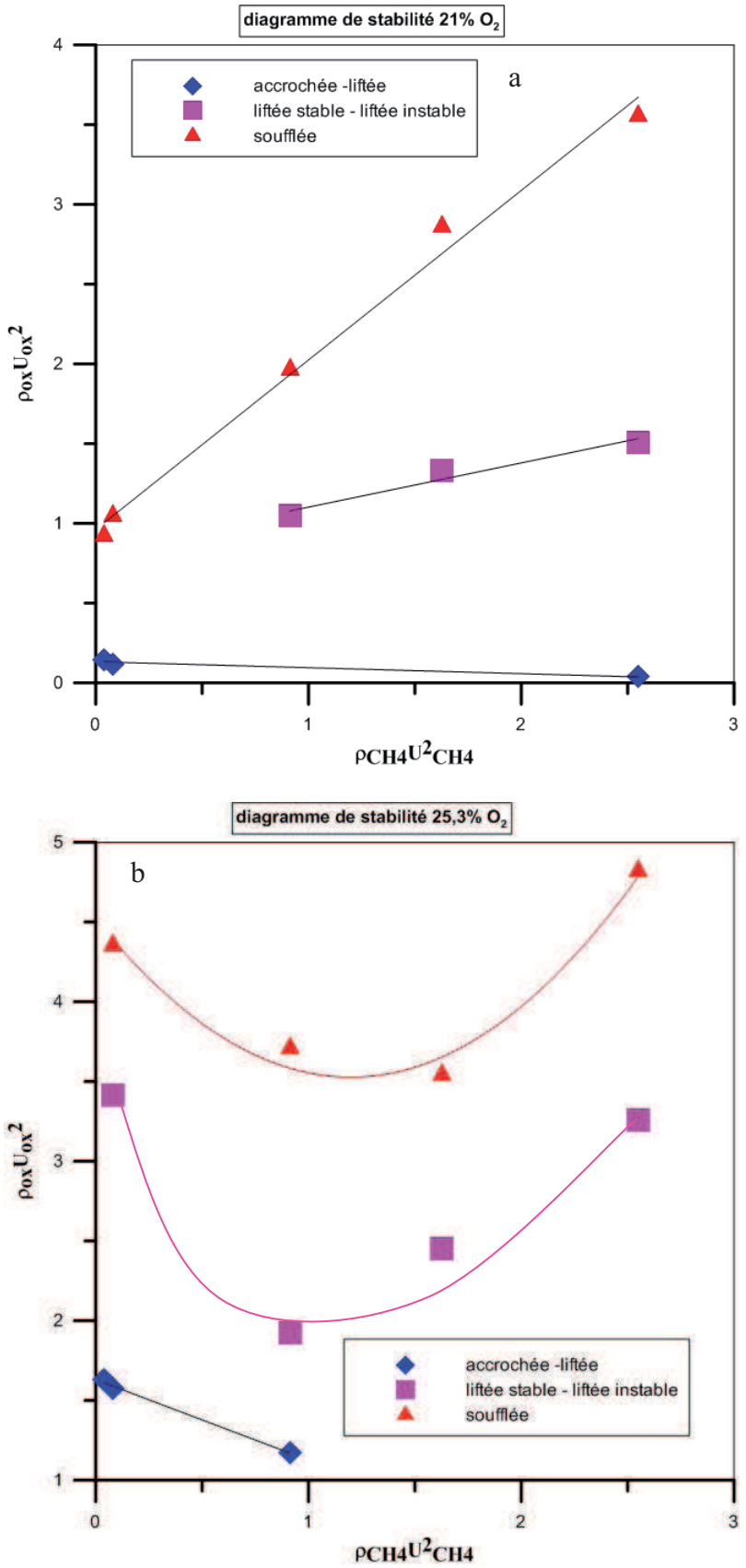


Figure 33 : Diagrammes de stabilité de la flamme en fonction des quantités de mouvement du méthane et de l'oxydant (a)%O_2=21% et (b)%O_2=25,3%.

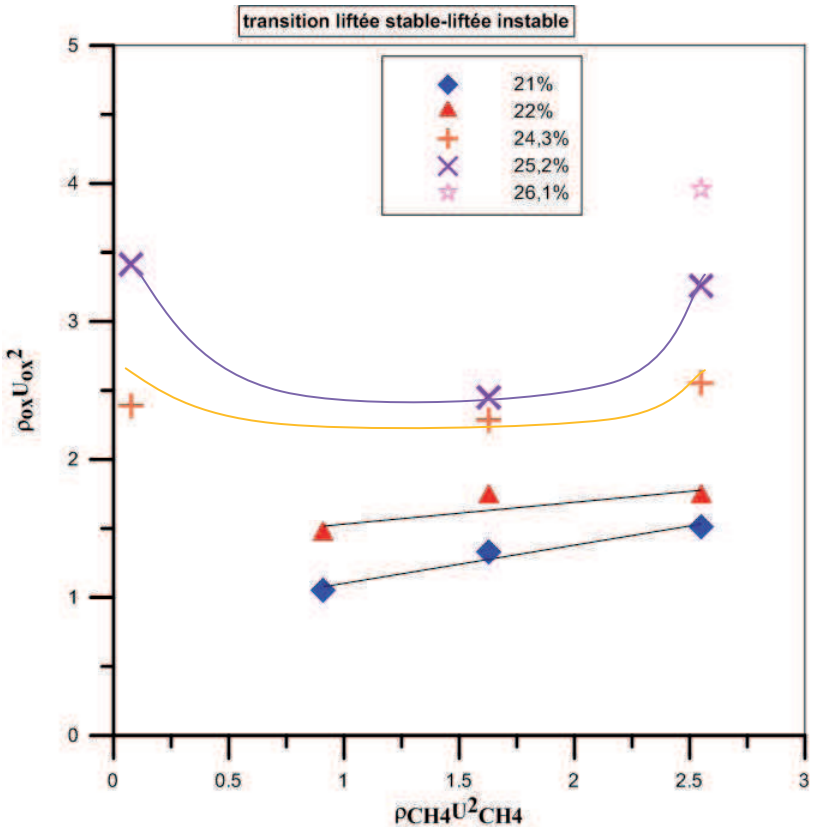


Figure 34 : Limites des transitions liftée stable-liftée instable en fonction des quantités de mouvement du méthane et de l'oxydant pour différents pourcentages d'oxygène.

La figure 34 montre les transitions de l'état de flamme liftée stable à l'état de flamme liftée instable pour différents pourcentages en oxygène.

Nous remarquons que plus le taux d'oxygène est important, plus cette transition sera obtenue pour des vitesses d'oxydant plus importantes montrant l'effet stabilisant de l'oxygène. On observe également le passage d'un effet dominé par le rapport de vitesses à faible taux d'oxygène à un effet combiné chimique et dynamique.
La transition vers un état de flamme soufflée est montrée en fonction du taux d'oxygène sur la figure 35.

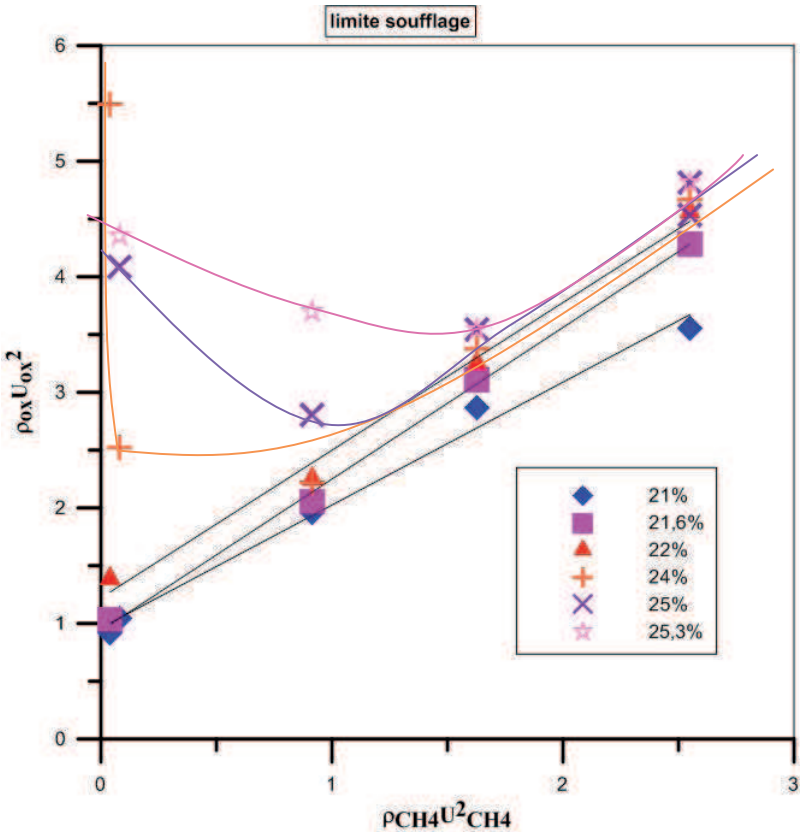


Figure 35 : Limites de soufflage de la flamme en fonction des quantités de mouvement du méthane et de l'oxydant pour différents pourcentages d'oxygène.

Sur cette figure, nous remarquons un comportement différent de la courbe de soufflage entre celles correspondant à un taux d'oxygène inférieur à 24%, et celles qui correspondent à un taux supérieur ou égal à cette limite. Pour un taux d'oxygène inférieur à 24%, la vitesse d'injection d'oxydant correspondant au soufflage est une fonction croissante de la vitesse d'injection de méthane (effet dynamique de l'oxydant). Pour des pourcentages d'oxygène de 24 ; 25 et 25,3% et pour des vitesses d'injection de méthane inférieures à 1 m/s, la vitesse de comburant correspondant au soufflage est décroissante avec la vitesse de méthane : un autre effet de l'ajout d'oxygène est présent (effet chimique).

Pour illustrer ce phénomène nous avons calculé le nombre de Damköhler, Da, correspondant au cas de la figure 33. Ce nombre décrit la compétition entre un temps chimique τ_{ch} caractéristique de la chimie de la réaction entre le méthane et l'air enrichi et un temps de mélange τ_d caractéristique du taux de mélange dans la couche de mélange entre le méthane et l'oxydant. Da est défini selon :

$$Da = \tau_d / \tau_{ch}$$

Le temps de mélange est défini à partir de la vitesse convective selon : $\tau_d = e / (U_{CH4} + U_{air})/2$ avec e le diamètre moyen de l'injecteur.

Le temps chimique est défini selon :

$\tau_{ch} = 1/K$ ou K (s^{-1}) est le taux d'étirement à l'extinction du mélange.

Le taux d'étirement à l'extinction est obtenu à partir des travaux de Chen et Axelbaum [13] sur les effets de la combustion à l'air enrichi en oxygène sur l'extinction. Dans la gamme 21 à 25,3%O2, K augmente de 370 à 400 s^{-1}.

Le nombre de Damköhler est reporté tableau 3. Il augmente avec l'augmentation du taux d'oxygène et diminue avec la vitesse convective ce qui explique la forme des courbes

obtenues. A faibles vitesses d'injection, Da est d'autant plus élevé que le pourcentage d'oxygène est élevé, pour atteindre le soufflage il faut injecter une grande vitesse d'oxydant. A vitesse d'injection élevée, le taux d'oxygène est peu influant et c'est la vitesse d'injection qui détermine le soufflage.

$\%O_2$	21		21.6		22		24		25		25.3	
Uc	0.57	1.87	0.59	1.95	0.67	2	0.91	2	1.1	2.01	1.14	1.67
Da	1.95	0.59	1.89	0.57	1.69	0.56	1.29	0.59	1.06	0.59	1.05	0.72

Tableau 3

V. Conclusions

Dans ce chapitre, le but est d'étudier en absence de champ magnétique l'effet d'enrichissement en oxygène de l'air sur la stabilité d'une flamme de diffusion laminaire constituée par un jet central de méthane et un jet annulaire et coaxial d'air.

Pour ceci, à chaque débit de méthane fixe, nous imposons des débits d'air situés dans l'intervalle où la flamme est liftée, c'est à dire entre l'accrochage de la flamme et son soufflage. Ensuite, pour chaque débit d'air fixé, nous procédons à l'augmentation du débit d'oxygène par palier de façon à rendre supérieur à 21% le pourcentage volumique d'oxygène dans l'air.
Les quatre débits de méthane fixés sont de 3,14 ; 15 ; 20 et 25 cm^3/s.
Pour chaque cas expérimental correspondant à un débit de méthane et un débit d'air, on augmente le débit d'oxygène par palier et nous reportons la hauteur de lift avec l'enrichissement en oxygène.
Les données obtenues dans l'air sont conformes à ce qui a été décrit précédemment, à savoir l'existence de 3 régimes de flamme : accrochée, liftée stable et liftée instable et une hauteur de lift fonction du débit d'air injecté.
L'augmentation du pourcentage d'oxygène entraîne une diminution de la hauteur du lift. L'explication est basée sur le fait que la position de front de flamme est déterminée par un équilibre entre la vitesse d'écoulement et la vitesse de propagation de la flamme. Le calcul de la vitesse laminaire de flamme par Premix montre qu'en enrichissant le coflow en oxygène, la vitesse laminaire de flamme augmente ce qui contribue à la diminution de la hauteur de lift. En plus, nous remarquons que la température adiabatique de flamme est plus importante.

Pour chacun des débits de méthane, des diagrammes de stabilité de la flamme sont construits. Ces diagrammes montrent en fonction du débit d'air et du débit d'oxygène ajouté, les différents états que peut avoir la flamme : accrochée au brûleur, décrochée stable, décrochée instable et soufflée.

L'enrichissement de l'air en oxygène s'accompagne d'une stabilisation de la flamme précipitant les transitions entre le régime instable et le régime de lift stable et entre le régime de flamme liftée et le régime de flamme accrochée vers des débits d'injection plus faibles.

Pour déterminer les conditions de soufflage, le débit d'oxygène est fixe et le débit d'air est augmenté en continu jusqu'à l'extinction de la flamme. Différentes transitions entre les états de la flamme sont notées. Le soufflage, pour la plupart des cas, a lieu à partir de l'état lifté en augmentant le débit d'air.

Des transitions accrochée - soufflée ont lieu pour des débits d'oxygène importants. Pour un débit de méthane de 3,14 cm^3/s, cette transition est observée pour des débits d'oxygène plus importants que 3,5 cm^3/s. Pour un débit de méthane de 15 cm^3/s, la transition accrochée-soufflée est observée à partir d'un débit d'oxygène ajouté de 6 cm^3/s, pareil pour 20 cm^3/s de méthane. Par contre, pour 25 cm^3/s de méthane, et dans la gamme de débits d'oxygène fournie par le débitmètre, cette transition ne peut pas avoir lieu.
Les résultats sont compilés dans un diagramme de stabilité en fonction des vitesses d'injection du méthane et de l'oxydant. Il est montré l'effet stabilisant chimique de l'oxygène à faibles vitesses d'injection, effet qui est dominé aux plus grandes vitesses d'injection par un soufflage dynamique.

Ces travaux ont été présentés lors du Congrès Français de Mécanique [14], et dans deux congrès internationaux : « Mediterranean Combustion Symposium » [15] et « European Combustion Meeting » [16]. Un article est accepté pour être publié courant 2012 dans le journal « Combustion Science and Technology » [17].

Références

[1] Encyclopédie des gaz, Air Liquide.

[2] Stephen R. Turns, An introduction to combustion, concept and applications, second edition, Chapter 2, p.18.

[3] A. Wyzgolik, F. Baillot, "Response of the non-premixed lifted flame to coaxial jet mixing layers", Proceedings of the Combustion Institute, vol.31 (2007), p. 1583-1590.

[4] J.M. Hellemans, J. Kestin, S.T. Ro, "The viscosity of oxygen and some of its mixtures with other gases", Physica, vol.65 (1973), p.362-375.

[5] V. Gilard, P. Gillon, J.N. Blanchard, B. Sarh, "Influence of a horizontal magnetic field on a coflow methane/air diffusion flame", Combustion Science and Technology, vol.180 (2008), p.1920-1935.

[6] F.G. Roper, C. Smith, A.C. Cunningham, "The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: part II. Experimental verification." Combustion and Flame, vol.29 (1977), pp.227-234.

[7] F.G. Roper, "The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: part I. Theoretical Model.", Combustion and Flame, vol.29 (1977), pp.219-226.

[8] S.H. Chung, "Stabilization ,propagation and instability of tribrachial triple flames", Proceedings of the Combustion Institute, vol.31 (2007), pp.877-892.

[9] G.P. Smith, D.M. Golden, M. Frenklach, N.W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, R.K. Bowman, C.T. Hanson, S. Song, W.C. Gardiner, J.V.V. Lissianski and Z. Qin, (1999), http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.

[10] G.R. Reutsch, L.Vervisch, A. Linan, "Effects of heat release on triple flames", Physics Fluids, vol.7 (1995), p.1447-1454.

[11] J.W. Han, C.E. Lee, S.M. Kum, Y.S. Hwang, "Study on the improvement of chemical reaction mechanism of methane based on the laminar burning velocities in OEC", Energy&Fuels, vol.21 (2007), p.3202-3207.

[12] N. Bouvet, "Experimental and Numerical Studies of the Fundamental Flame Speeds of Methane/Air and Syngas (H_2/CO)/Air Mixtures", Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2009.

[13] R. Chen, R.L. Axelbaum, "Scalar dissipation rate at extinction and the effects of oxygen-enriched combustion " Combustion and Flame 142 (2005) pp.62–71.

[14] M. Chahine, P. Gillon, B. Sarh, J.N. Blanchard, V. Gilard, "Etude d'une flamme de diffusion laminaire méthane/air enrichi en oxygène" 20ème Congrès Français de Mécanique, 29 Août- 2 Septembre 2011, Besançon, France.

[15] M. Chahine, P. Gillon, B. Sarh, J.N. Blanchard, V. Gilard, "Stability of a laminar jet diffusion flame of methane in an oxygen enriched air co-jet", Mediterranean Combustion Symposium, 11-14 September 2011, Sardinia, Italy.

[16] P. Gillon, M. Chahine, B. Sarh, V. Gilard, J.N. Blanchard, "Lifted laminar methane flames in a co-annular jet of O_2-enriched air". European Combustion Meeting, 24-28 June 2011, Cardiff, United Kingdoom.

[17] P. Gillon, M. Chahine, B. Sarh, J.N. Blanchard, V. Gilard, "Stabilization of lifted laminar co-flow flames by oxygen enriched air", accepted, Combustion Science and Technology, 2012.

[18] J. Min, F. Baillot, H. Guo, E. Domingues, M. Talbaut, B. Patte-Rouland, "Impact of CO2, N2 or Ar diluted in air on the length and lifting behavior of a laminar diffusion flame", Proceedings of the Combustion Institute, vol.33 (2011), p. 1071-1078.

Chapitre 4
Efficacité énergétique d'une flamme laminaire méthane/ air enrichi en oxygène

I. Introduction

Dans le chapitre précédent, l'enrichissement de l'air en oxygène sur le comportement et la stabilité d'une flamme de diffusion constituée par un jet central de méthane G20 et un jet annulaire coaxial d'air est étudié. Il est montré un effet important de stabilisation de la flamme en particulier à faible teneur en oxygène (<25%).

Le calcul de température adiabatique de flamme montre une forte augmentation avec le pourcentage d'oxygène dans l'air (elle passe de 2200°K pour une flamme méthane/air à 21% en oxygène à 3100°K pour une flamme méthane/oxygène).

Comme montré par les différentes études sur les caractéristiques thermiques en combustion avec de l'air enrichi en oxygène, une des caractéristiques avantageuses de la combustion en air enrichi en oxygène est une plus grande efficacité énergétique avec une possibilité de diminuer la consommation en carburant pour une même production de chaleur.

Dans le cadre de ce chapitre, la chaleur émise par la flamme de diffusion est estimée à l'aide d'un dispositif calorimétrique ouvert et des conclusions sont tirées sur l'effet du débit total d'oxydant, du pourcentage d'oxygène et de la stabilité de la flamme.

II. Dispositif expérimental et protocole expérimental

Le brûleur utilisé est celui décrit dans le chapitre 3. Ce brûleur peut se déplacer verticalement, pour être positionné à l'intérieur d'un échangeur à double paroi de forme cylindrique en cuivre ayant comme diamètre intérieur 0,09 m et diamètre extérieur de 0,13 m et une longueur de 0,6 m. De l'eau circule entre les deux parois du cylindre sur une longueur de 0,55 m. Deux longueurs de 0,025 m du côté supérieur et inférieur de l'échangeur ne sont pas refroidies. Cette longueur d'échange est deux fois supérieure à la position maximale du haut de la flamme. Cet échangeur est ouvert sur ses parties basse et haute. Il est posé sur une plaque métallique carrée de 0,29 m côté et d'épaisseur 0,01 m, comportant un trou de diamètre 0,04 m permettant le passage du brûleur. La partie du brûleur qui débouche dans l'échangeur est de 0.05 m.
L'eau sortant de l'échangeur cylindrique entre dans un échangeur de chaleur en aluminium, de forme parallélépipédique et de dimensions 0,25 x 0,2 m² et d'épaisseur 0,012 m. Cet échangeur est situé à 0,15 m au dessus de la partie supérieure de l'échangeur cylindrique et est incliné d'un angle de 43°. Son rôle est d'améliorer le rendement en captant la chaleur s'échappant par l'ouverture haute de l'échangeur cylindrique. La position inclinée comme la distance à l'échangeur cylindrique sont choisies afin d'éviter d'introduire des perturbations de la flamme par le piégeage des gaz chauds dans l'échangeur cylindrique.

Il faut noter que la conductivité thermique du cuivre est plus élevée que celle de l'aluminium (390W/m.K > 293W/m.K). Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 1.

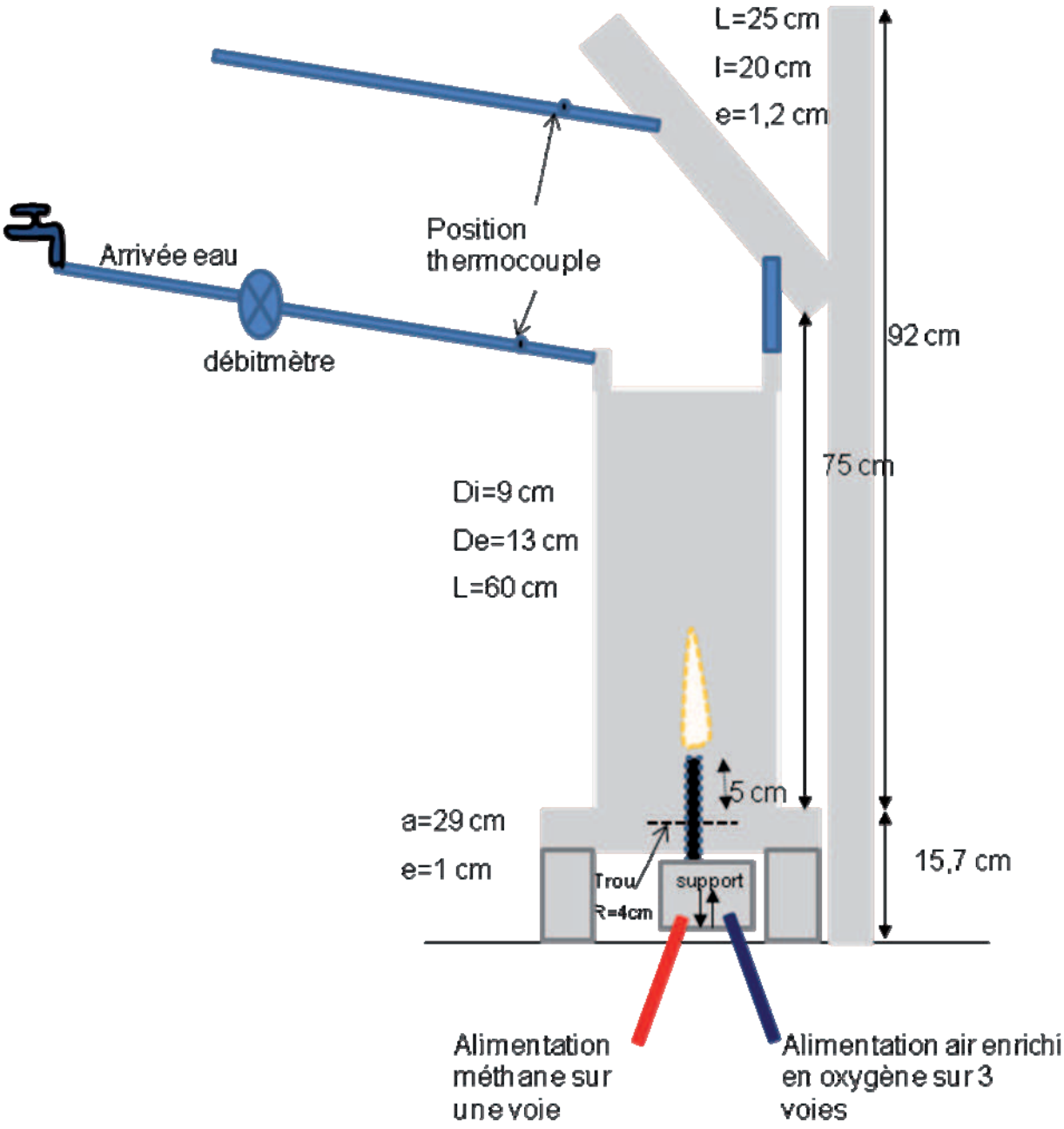


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental.

Le débit d'eau passant dans l'échangeur cylindrique, puis dans l'échangeur supérieur est fixé à $19{,}2\times10^{-6}$ m^3/s. La différence de température entre l'eau froide en entrée et l'eau chauffée par la flamme à la sortie de l'échangeur est mesurée par un thermocouple Chromel/Alumel. Des jonctions entre Chromel et Cuivre sont considérées comme des soudures froides et elles sont maintenues proches l'une de l'autre de sorte qu'elles sont soumises à la même température. La mesure est affichée comme étant une différence de potentielle en µV, et cette différence de potentiel est proportionnelle à une température. La conversion se fait en utilisant des tables de conversion d'un thermocouple Chromel/Alumel.
Sur les tubes en cuivre d'entrée d'eau froide et sortie d'eau chaude, une soudure chromel/alumel est fixée en plaçant un isolant électrique entre la soudure et le cuivre du tube.

Une partie de la vapeur d'eau résultant de la réaction de combustion se condense sur les parois de l'échangeur cylindrique. Et donc une partie de la chaleur dégagée supposée chauffer l'eau passant dans l'échangeur cylindrique est utilisée pour évaporer l'eau condensée. A la fin, après avoir coupé l'arrivée des gaz, la descente de température est suivie pendant 10 minutes. Nous repérons à chaque fois la température maximale.

Protocole expérimental

Les débits de méthane, d'air et d'oxygène étant fixés, la flamme est allumée en dehors de l'échangeur, puis le brûleur est introduit dans l'échangeur, et positionné à 50 mm du bas du cylindre. La mesure de l'échauffement de l'eau est suivie pendant 14 minutes, temps nécessaire estimé pour qu'un équilibre s'établisse entre l'apport de chaleur par la flamme et les pertes. L'alimentation en méthane est alors coupée et le retour à une différence nulle de température entre entrée et sortie est suivie dans le temps (environ 10 minutes).

Protocole 1 : Etude de l'influence du débit de méthane à débit d'air fixe

Le débit d'air est fixé à 23,7 cm^3/s et le débit de méthane prend les valeurs 15 ; 20 ; 25 ; 30,3 et 34 cm^3/s.

Protocole 2 : Etude de l'influence du débit d'air à débit de méthane fixé

Sans ajouter d'oxygène, le débit d'air est augmenté de 0 jusqu'au débit correspondant au soufflage de la flamme. Deux effets sont crées par l'échangeur : d'une part l'effet cheminée, étant ouvert par le haut et par le bas, les gaz en s'échauffant s'élèvent en raison de la diminution de leur densité : la sortie des gaz chauds est facilitée par le haut. Ceci crée une dépression intérieure susceptible d'aspirer l'air plus frais à travers l'ouverture du bas. D'autre part, il existe l'effet de confinement de la flamme créé par la présence de l'échangeur de chaleur cylindrique. Dans la suite du chapitre nous allons découvrir si ces deux effets modifient le comportement de la flamme.
Pour ce protocole, les débits de méthane et d'air utilisés sont donnés table 1.

Q_{CH4} ($\times 10^{-6}$ m^3/s)	Q_{air} ($\times 10^{-6}$ m^3/s)
15	17,1-23,7-30,2-36,8-43,3-50,5-56,4-61,7
34	23,7-36,8-49,9-60,36

Table 1 : conditions expérimentales du protocole 1.

Protocole 3 : étude de l'influence du taux d'oxygène à débit d'oxydant constant

A deux débits de méthane fixés de 25 et 34 cm^3/s, les débits d'air et d'oxygène sont réglés de façon à avoir un débit total d'oxydant constant tout en augmentant le pourcentage d'oxygène. Quatre débits d'oxydant sont fixés, les conditions sont reportées tables 2, 3,4 et 5.

Q_{air} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	Q_{O2} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	Q_{ox} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	$\%O_2$ vol.
23,7	0	23,7±0,3	21
22,7	0,885		24
22,3	1,166		24,9
21,7	2,04		27,8
20,4	3,57		32,8
18,8	4,86		37,2
17,5	6,16		41,6

Table 2 : conditions expérimentales à Q_{ox}=23,7×10^{-6} m^3/s.

Q_{air} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	Q_{O2} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	Q_{ox} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	$\%O_2$ vol.
30,2	0	30,2±0,5	21
28,9	0,885		23,3
28,8	1,166		24
27,6	2,04		26,4
26,9	3,57		30,2
25,6	4,86		33,6
24	6,16		37,1
23,4	6,8		38,8

Table 3 : conditions expérimentales à Q_{ox}=30,2×10^{-6} m^3/s.

Q_{air} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	Q_{O2} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	Q_{ox} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	$\%O_2$ vol.
34,1	0	34,1±0,2	21
33,5	0,885		23
33	1,166		23,7
32,2	2,04		25,7
30,6	3,57		29,3
29,3	4,86		32,2
28	6,16		35,3

Table 4 : conditions expérimentales à Q_{ox}=34,1×10^{-6} m^3/s.

Q_{air} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	Q_{O2} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	Q_{ox} ($\times10^{-6}$ m^3/s)	$\%O_2$ vol.
49,9	0	49,9±0,2	21
49,2	0,885		22,4
48,6	1,166		22,9
47,9	2,04		24,2
46,3	3,57		26,7
45	4,86		28,7
43,7	6,16		30,8

Table 5 : conditions expérimentales à Q_{ox}=49,9×10^{-6} m^3/s

III. Résultats

a) Variation du débit de méthane.

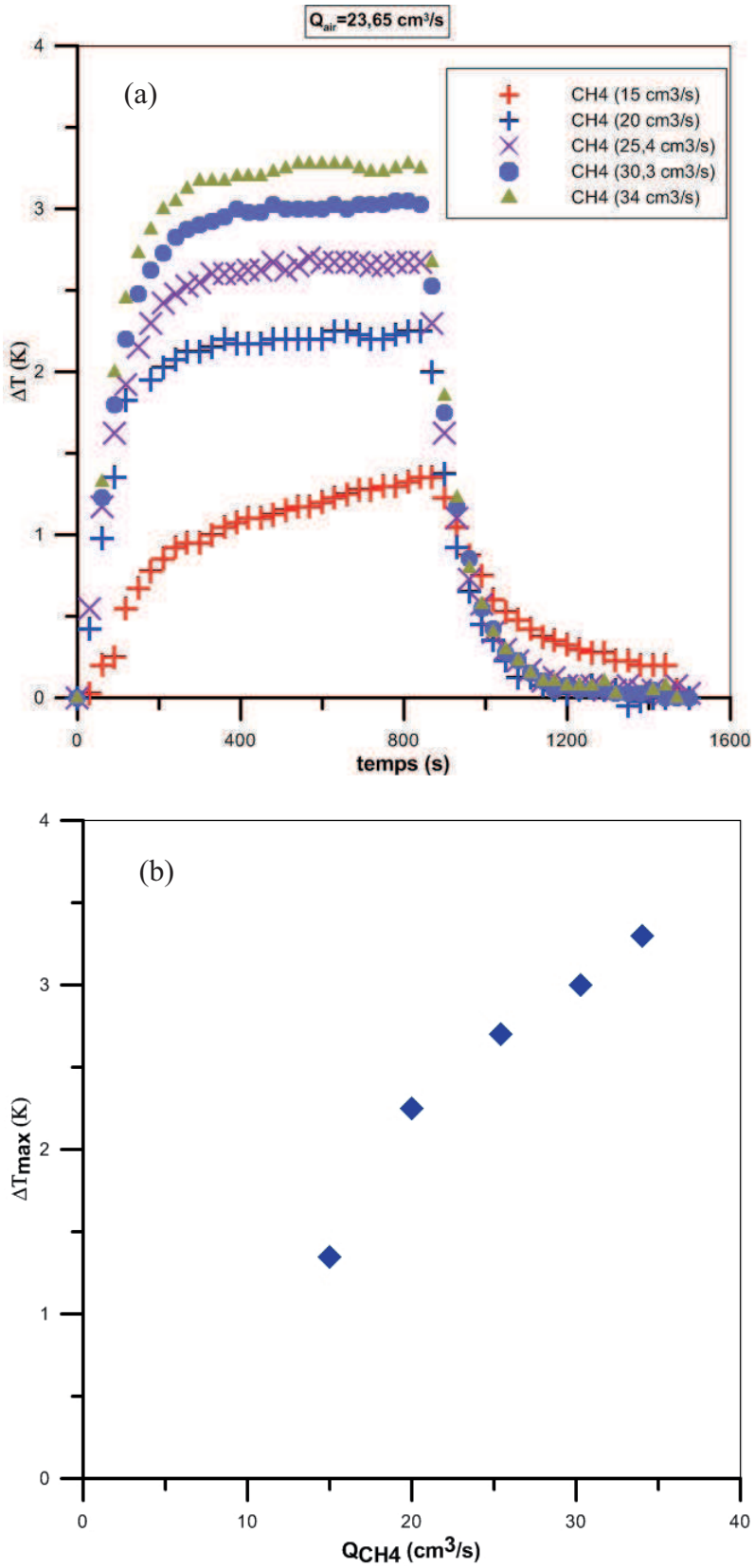


Figure 2 : Evolution temporelle de la température (a) et de la température maximale (b) avec le débit de méthane pour Q_{air}=23,65×10^{-6} m^3/s.

Pour un débit d'air du jet coaxial fixé à 23,65 cm^3/s, nous avons mesuré l'évolution temporelle de la température, en fonction du débit de méthane. Cette évolution est présentée sur la figure 2a. On note un accroissement du profil de température et de la valeur maximale de température dans chaque profil avec l'augmentation du débit de méthane.
La vitesse de chauffage, définie comme étant la pente d'accroissement de la température, est d'autant plus élevée que le débit de méthane est grand.

b) Variation du débit d'air.

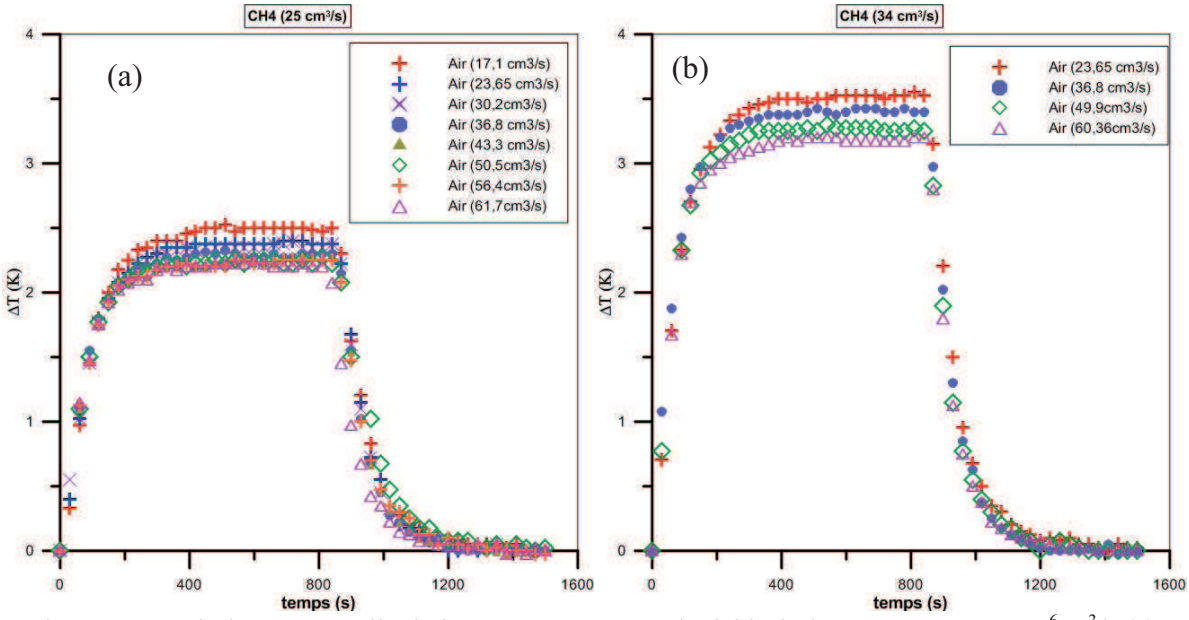


Figure 3 : Evolution temporelle de la température avec le débit d'air pour $Q_{CH4}=25\times10^{-6}$ m^3/s (a) et $Q_{CH4}=34\times10^{-6}$ m^3/s (b).

Pour ce cas, les débits de méthane sont fixés à 25 et 34 cm^3/s. Pour chaque débit de méthane, les débits d'air sont modifiés. Les résultats pour chaque débit de CH_4 sont reportés respectivement sur la figure 3a et 3b. On remarque que l'augmentation du débit du jet coaxial d'air diminue la différence de température entre l'entrée et la sortie du dispositif.

Dans le cas d'une flamme méthane/air, le transfert de chaleur entre la flamme et l'échangeur dépend du débit de méthane et du débit d'air injecté. Plus le débit d'air est élevé plus la différence de température relevée est basse. La cause peut être due à une perte plus importante de chaleur avec l'air dégagé de la sortie supérieure ouverte de l'échangeur cylindrique.
La mesure effectuée ne permet pas de détecter une variation de la vitesse de montée en température.
L'énergie transmise au système d'échangeurs est estimée par une mesure de l'aire engendrée par la courbe de température en utilisant la méthode des trapèzes. Sur le temps de 14 minutes (840 secondes), temps de montée en température et d'établissement du plateau de température,

l'intégrale calculée pour cette surface est égale à $\int_0^{840} \Delta T \, dt$ et comme l'énergie est égale à $E = Q_{m,eau} C_{p,eau} \int_0^{840} \Delta T \, dt$, donc la quantité exprimée par cette intégrale est l'énergie transmise divisée par le débit massique et la chaleur spécifique de l'eau. Les résultats sont reportés sur la figure 4.

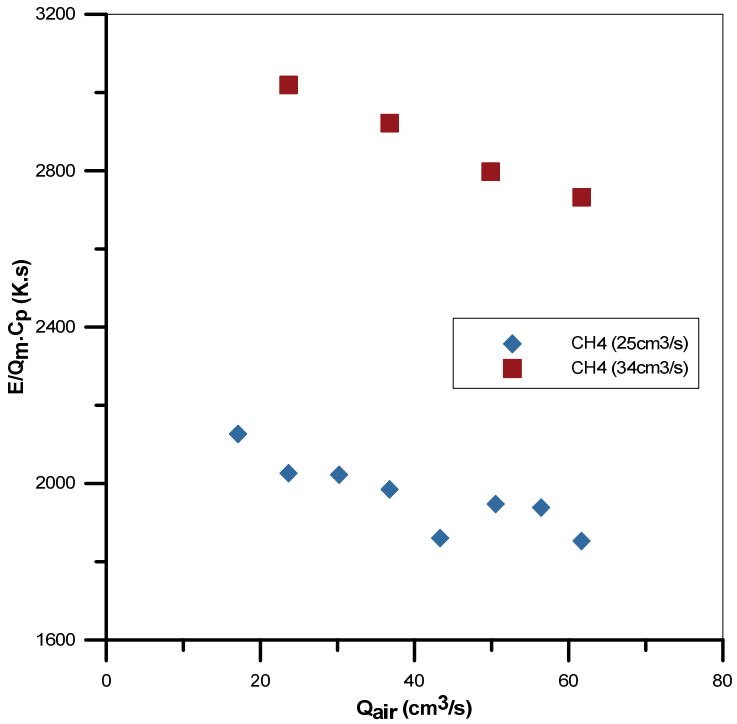


Figure 4 : Energie transmise en fonction du débit d'air pour deux débits de méthane.

L'évolution de l'énergie transmise en fonction du débit d'air montre une diminution pour les deux débits de méthane testés. L'évolution peut être considérée comme linéaire avec la même pente. La perte par le sommet ouvert du calorimètre cylindrique est une fonction linéaire du débit d'air injecté.

c) Enrichissement en oxygène à débit total d'oxydant constant.

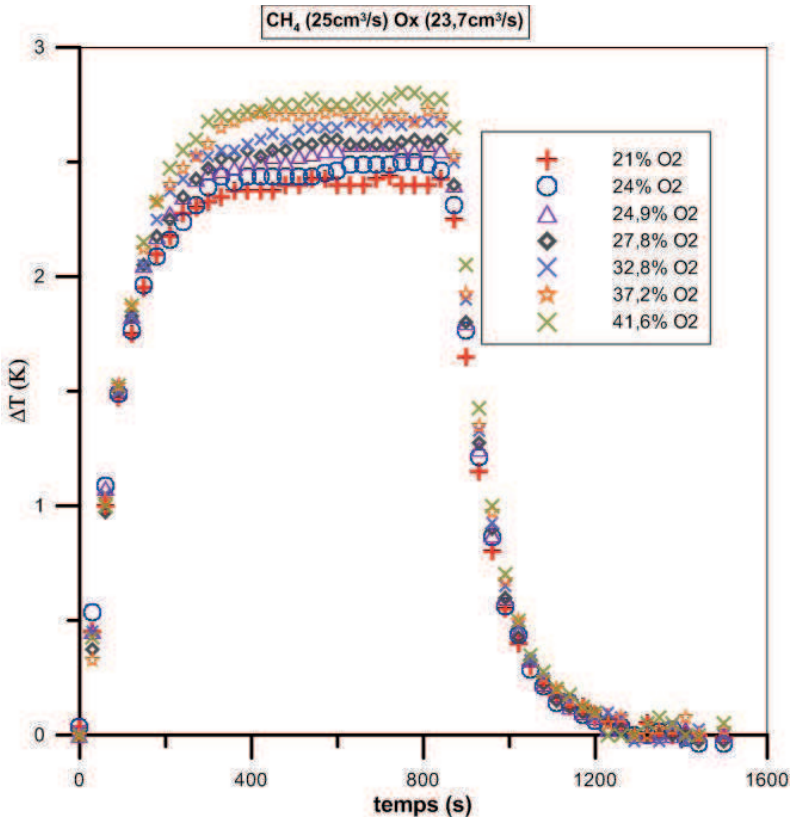


Figure 5 : Evolution temporelle de la température avec le débit d'oxygène pour $Q_{CH4}=25\times10^{-6}$ m^3/s et $Q_{ox}=23,7\times10^{-6}$ m^3/s.

La figure 5 présente la variation de température pour un débit d'oxydant $Q_{ox}=23,7\times10^{-6}$ m^3/s à $Q_{CH4}=25\times10^{-6}$ m^3/s. Nous notons que l'enrichissement en oxygène augmente la différence de température maximale de 2,43 K à 21% ; de 2,6 K à 28% ;de 2,73 K à 37,2% et puis cette différence est augmentée à 2,8 K pour un enrichissement de l'air en oxygène à 41,6%.
Le temps mis pour arriver à une différence de 2,4 K est comparé. Cette température est accessible pour toutes les conditions expérimentales étudiées. Ce temps passe de 360 s à 21% d'oxygène à 250 s à 24,9%, à 200 s à 37,2% d'oxygène et finalement à 190 s à 41,6% d'oxygène. Ceci induit une différence totale de 170 s entre 21% et 41,6% d'enrichissement en oxygène. Il est ainsi possible, comme l'on fait d'autres auteurs [1] de lier le temps nécessaire pour atteindre un palier de température donné à une quantité de méthane injecté et en déduire une réduction de la consommation de méthane. Le gain en volume de méthane pour arriver à une différence de 2,4 K (avec un pourcentage d'oxygène de 41,6%) est de 47%.

De même pour un débit total d'oxydant de 30,2 cm^3/s (figure 6), l'enrichissement en oxygène augmente continuellement la différence en température et donc l'échange de chaleur (jusqu'à 2,85K à 38,8% d'oxygène).
Dans ce cas, 300s est le temps nécessaire pour induire une différence de température de l'eau de 2,4K dans le cas de l'air à 21% en oxygène. Ce temps est réduit à 180 s pour l'air enrichi à 38,8% en oxygène. Ceci induit une réduction de consommation de méthane de 40%.

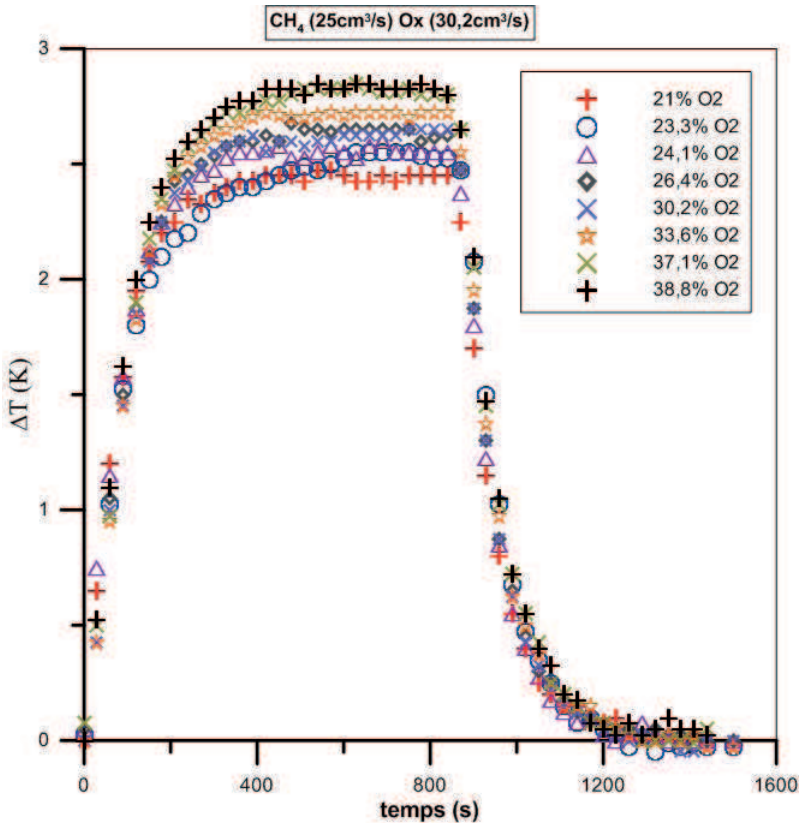


Figure 6: Evolution temporelle de la température avec le débit d'oxygène pour $Q_{CH4}=25\times10^{-6}$ m^3/s et $Q_{ox}=30,2\times10^{-6}$ m^3/s.

Sur la figure 7, l'évolution temporelle de température pour un débit de méthane de 25 cm^3/s et un débit de comburant constant de 34,1 cm^3/s est montrée. L'enrichissement en oxygène augmente la température (elle passe de 2,5 K à 21% en oxygène à 2,8 K pour 35,2% d'oxygène).

Nous remarquons aussi sur cette figure 7, la présence de deux blocs de température, le premier à 2,5 K de température maximale (cas 21%, 23% et 23,7% d'oxygène) et le deuxième à 2,75 K (cas 25,7%, 29,3% , 32,2%, 35,3% et 38,8% d'oxygène).

La figure 8 représente l'évolution temporelle de la température pour le même débit de méthane et un débit d'oxydant de 49,9 cm^3/s. Une fois encore, la température montre une augmentation avec l'enrichissement en oxygène. Elle passe de 2,6 K à 21% d'oxygène pour une flamme liftée à 2,95 K pour un taux d'oxygène de 28,7%. Le temps d'atteinte d'une température de 2,4 K est réduit de 195 à 140 s.

Comme constaté sur la figure 7, on remarque une nouvelle fois sur cette figure 8, la présence de deux comportements différents illustrés par un saut dans la différence de température en passant de 22,4% à 24,6 % en fonction du taux d'oxygène.

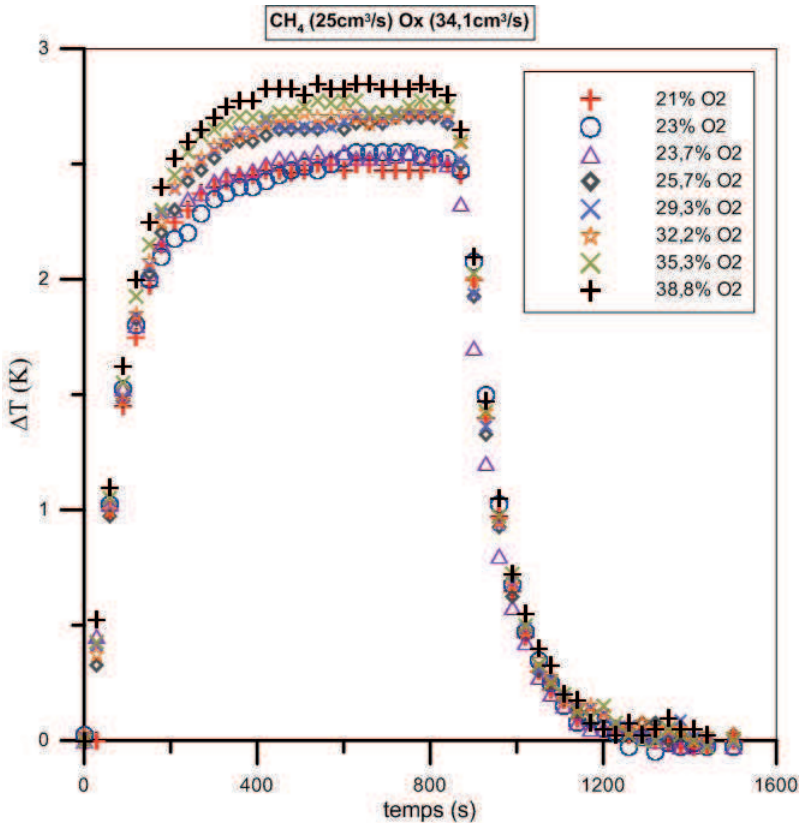


Figure 7 : Evolution temporelle de la température avec le débit d'oxygène pour $Q_{CH4}=25\times10^{-6}$ m^3/s et $Q_{ox}=34,1\times10^{-6}$ m^3/s

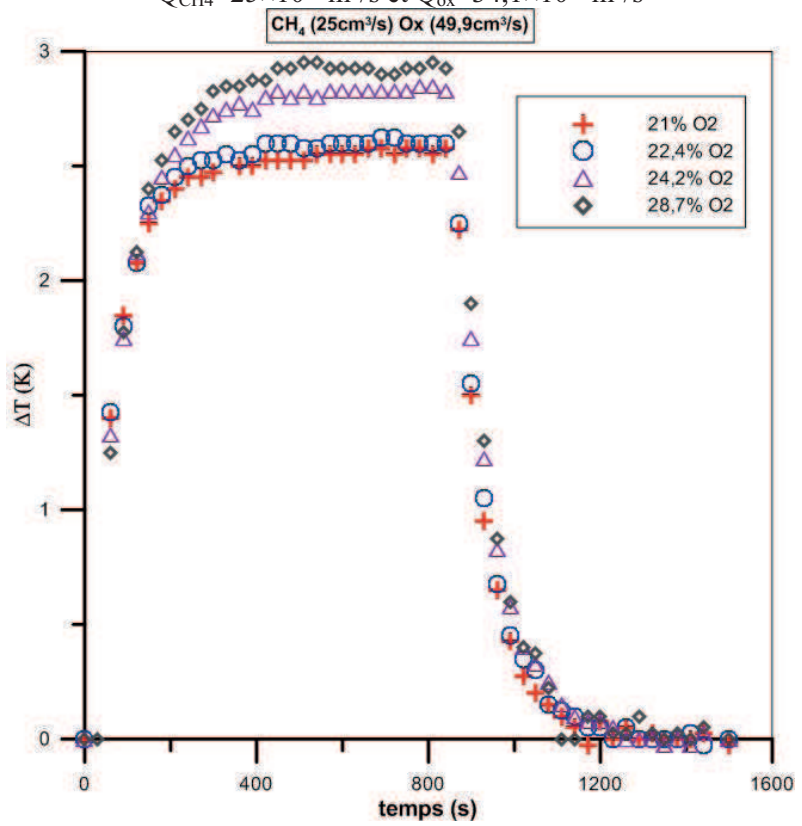


Figure 8 : Evolution temporelle de la température avec le pourcentage d'oxygène pour $Q_{CH4}=25\times10^{-6}$ m^3/s et $Q_{ox}=49,9\times10^{-6}$ m^3/s

Pour expliquer ces observations, nous avons reporté sur la figure 9 le diagramme de stabilité (figure 24) déterminé au chapitre 3, et les conditions de mesures des figures 5 à 8. Il apparaît que l'écart de température entre les deux plateaux, peut être relié au comportement de la flamme. La flamme transite de l'état lifté stable à l'état accroché quand on passe des conditions du premier plateau à celles du deuxième plateau. L'état de la flamme a une influence sur le coefficient d'échange de chaleur.

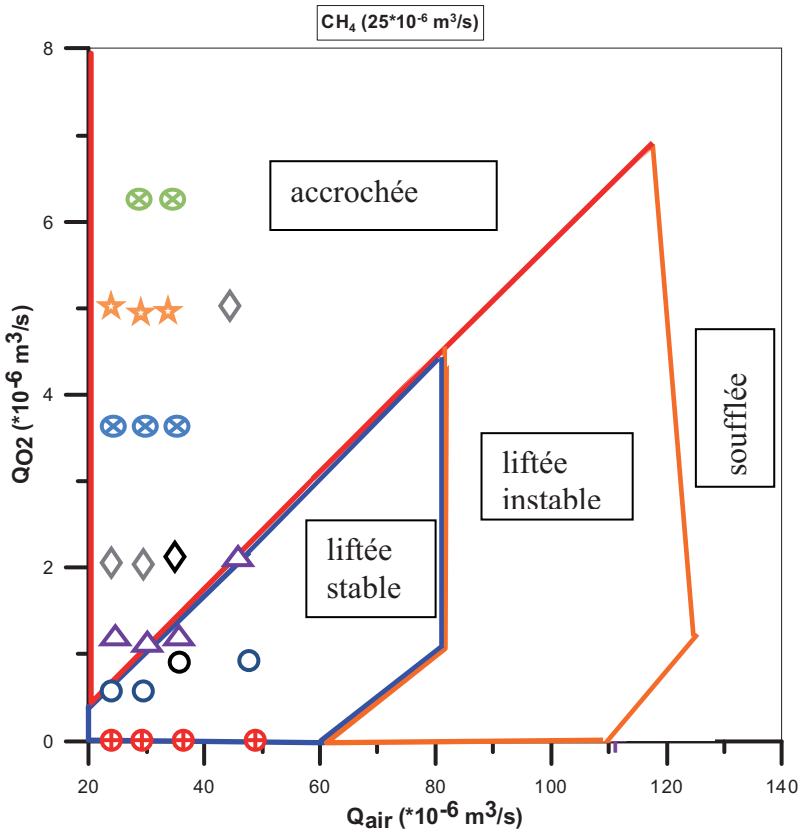


Figure 9 : Diagramme de stabilité pour $Q_{CH4}=25\times10^{-6}$ m^3/s (Pour la légende, se référer aux figures 5, 6, 7 et 8).

L'effet d'enrichissement de l'air en oxygène est aussi étudié pour un débit de méthane de 34 cm^3/s (voir figure 10). Le débit de comburant est fixé à 49,9 cm^3/s et le taux d'oxygène varie entre 21 et 30,8%. Ici encore on observe une augmentation de la température de 3,3K à 3,9K, et le temps d'arrivée à 2,4K est réduit de 110 à 100 s.

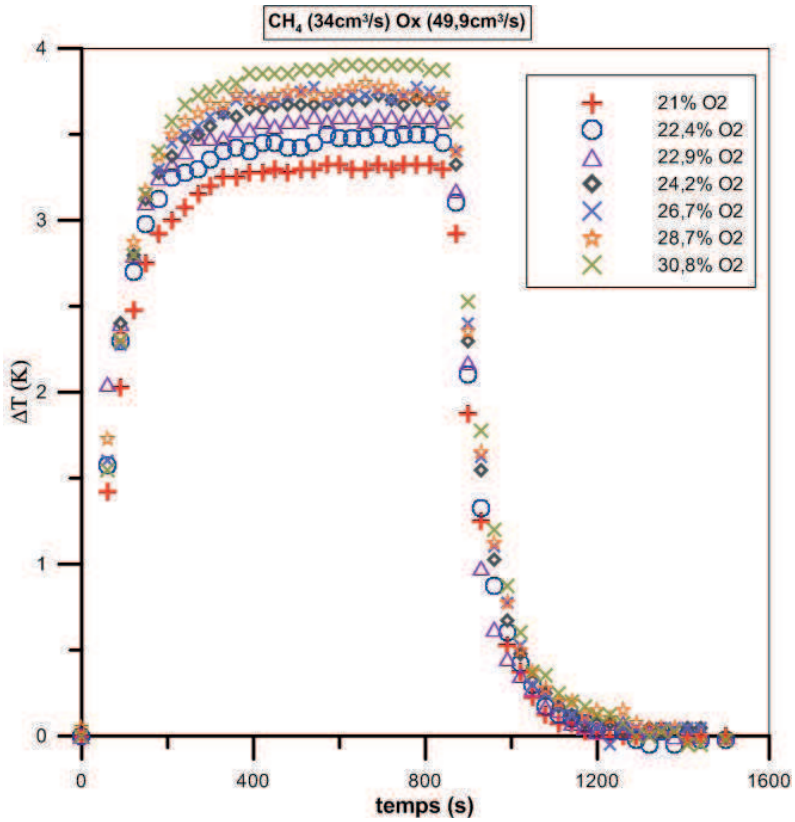


Figure 10 : Evolution temporelle de la température avec le pourcentage d'oxygène pour $Q_{CH4}=34\times10^{-6}$ m^3/s et $Q_{ox}=49,9\times10^{-6}$ m^3/s.

La figure 11 montre l'évolution de l'énergie transmise en fonction du pourcentage d'oxygène dans l'air à $Q_{CH4}=25$ cm^3/s pour les différents débits d'oxydant étudiés. L'énergie transmise au système est plus importante avec l'enrichissement en oxygène. Ce qui est plus remarquable c'est que sur les 4 courbes tracées on observe un changement de pente caractéristique de la transition entre deux régimes de la flamme. Il apparait que le fait de modifier les états de la flamme modifie le transfert thermique avec les échangeurs.

Comme le montre la figure 11, pour chacun des débits d'oxydant fixés, l'évolution de l'énergie est linéaire en fonction du pourcentage en oxygène avec un coefficient directeur variant suivant l'état de la flamme. L'intersection des deux droites correspond aux conditions correspondant sur le diagramme de stabilité à la transition entre la zone où la flamme est liftée et celle où la flamme est attachée.

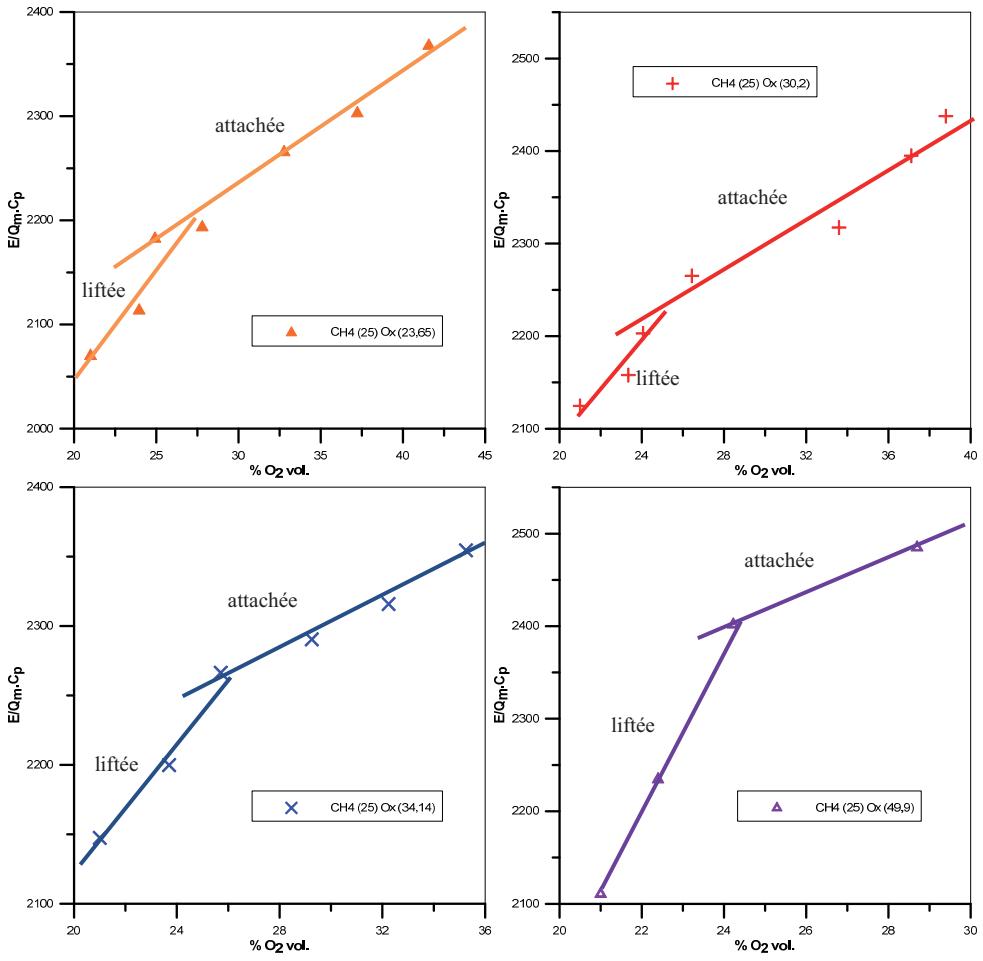


Figure 11 : Calcul du rapport d'énergie transmise divisée par le débit massique et la chaleur spécifique de l'eau en fonction du taux d'oxygène pour différents débits d'oxydant (Q_{CH4}=25cm^3/s).

Pour un débit de méthane de 34 cm^3/s, l'évolution de l'énergie en fonction du pourcentage d'oxygène est présentée figure 12. Le même comportement qu'à Q_{CH4}=25 cm^3/s est observé à savoir un changement de pente entre deux portions de droite.

Pour ce débit de méthane nous n'avons pas déterminé le diagramme de stabilité au préalable. Cependant, par cette méthode de mesure de l'énergie il nous est possible de déterminer les conditions de la transition d'une flamme décrochée à une flamme accrochée au changement de pente observé.
A Q_{ox}=49,9 cm^3/s, cette transition a lieu pour 23,7% d'oxygène dans l'air (figure 12).

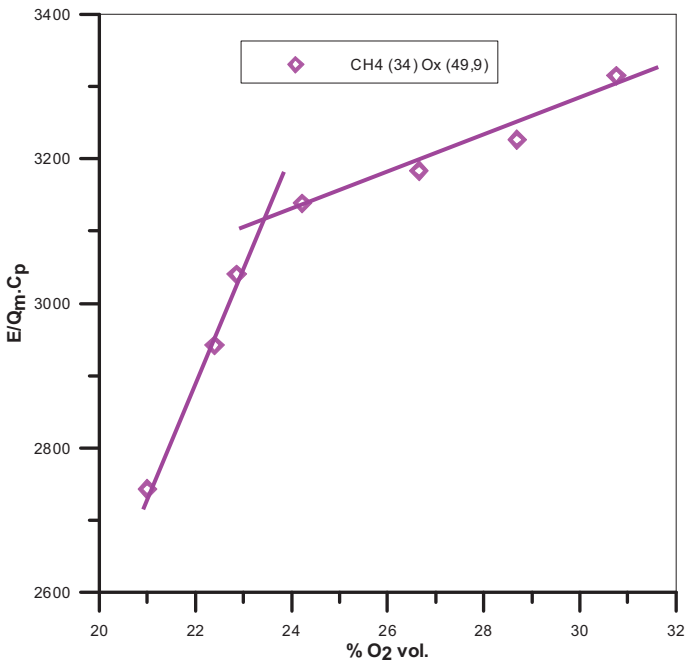


Figure 12 : Calcul du rapport d'énergie transmise divisée par le débit massique et la chaleur spécifique de l'eau en fonction du taux d'oxygène (Q_{CH4}=34cm^3/s et Q_{ox}=49,9cm^3/s).

Analyse économique.

Ici, nous cherchons à évaluer le coût des gaz utilisés pour produire dans notre système une élévation de température donnée. Dans le but d'estimer la réduction en consommation du méthane avec l'enrichissement en oxygène, le temps nécessaire pour arriver à une différence de température correspondant à 2,4K est recherché. Une réduction de ce temps est observée avec l'enrichissement en oxygène. Le volume de méthane utilisé est obtenu en multipliant le débit par le temps de montée jusqu'à 2,4 K. Le coût de méthane est ainsi calculé sachant que le coût de remplissage d'une bouteille B50 de 5*10^4 cm^3 de méthane G20 est facturé 220 euros au laboratoire. D'un autre coté, il faut tenir compte du coût dû à l'enrichissement en oxygène. L'oxygène utilisé est un oxygène industriel à pureté de 98%, et le coût de remplissage de la bouteille B50 est de 58,8 euros.

Par exemple, pour un débit de méthane de 25 cm^3/s et un débit d'oxydant de 23,65 cm^3/s, lorsque le taux d'oxygène est augmenté de 21 à 41,8% (débit d'oxygène ajouté de 6,16 cm^3/s), le temps d'arrivée à 2,4K est réduit de 360 à 190 s (170 s de différence) donc une réduction du volume de méthane consommé de 9000 cm^3 à 4750 cm^3. Le cout du méthane est réduit de 39,6 à 20,9 euros. Le volume de l'oxygène est de 6,16*190= 1170 cm^3. Le cout est de 1170*58,8/50000=1,37 euros. Ce calcul est effectué pour tous les autres cas, et la somme de coût du méthane et de l'oxygène est calculée, cette somme est reportée figure 13.

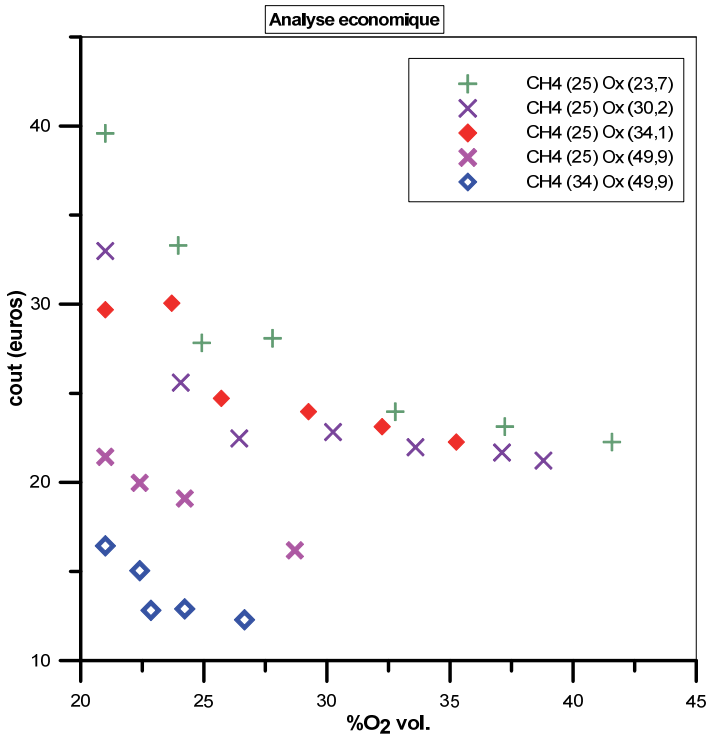


Figure 13 : Coût en fonction du taux d'oxygène pour différents débits de méthane et de comburant.

Pour tous les débits, la somme des coûts de méthane et d'oxygène montre une diminution avec l'enrichissement en oxygène. L'évolution du coût en fonction du taux d'oxygène dépend du débit de méthane et d'oxydant. Dans le cas de notre dispositif expérimental, l'économie maximale est réalisée avec les débits de méthane et d'oxydant les plus faibles.
Dans un système d'échange de chaleur ouvert comme le cas de notre étude, une augmentation du débit d'oxydant induit l'augmentation des pertes de chaleur. Il s'agit dans ce cadre d'une étude économique basée sur le coût d'oxygène et de méthane facturée au laboratoire. Une autre approche environnementale du problème pourrait comprendre les moyens de production de l'oxygène et leurs influences sur l'environnement. Les recherches au laboratoire de différents moyens de séparation de l'oxygène de l'air par filtration en amont de la combustion pouvant fournir de faibles taux d'enrichissement entrent dans ce cadre.

IV. Interprétation et discussion des résultats

Dans chacun des cas, l'effet de l'enrichissement en oxygène est étudié sur l'efficacité énergétique et donc le rendement thermique défini comme étant le rapport entre la puissance d'entrée fournie par la flamme et la puissance en sortie qui est recueillie en chauffant l'eau passant dans les échangeurs.
La puissance fournie est celle résultant de la combustion du méthane G20.
$P_{entrée}=Q_{CH4}*P_{ci(G20)}$ où P_{ci} est le pouvoir calorifique inférieur du méthane égal à 34,02 MJ/m^3.
La puissance en sortie est celle qui sert à chauffer l'eau de ΔT. Cette puissance est égale $P_{sortie}=\rho_{eau}*Q_{eau}*Cp_{eau}*\Delta T$. La masse volumique de l'eau est de 1000 kg/m^3, le débit est fixé à 19,23 cm^3/s et Cp_{eau} est la chaleur spécifique de l'eau à pression constante (4,182 kJ/kg.K).
La puissance en entrée suivant le débit de méthane est donnée sur la table 6.

Q_{CH4} ($\times 10^{-6}$ m^3/s)	$P_{entrée}$ (W)
15	510,3
25	850,5
34	1156

Table 6: Puissance dégagée par la réaction chimique de combustion du méthane.

L'évolution de l'efficacité énergétique pour différents débits d'oxydant en fonction du taux d'oxygène est représentée sur la figure 14.

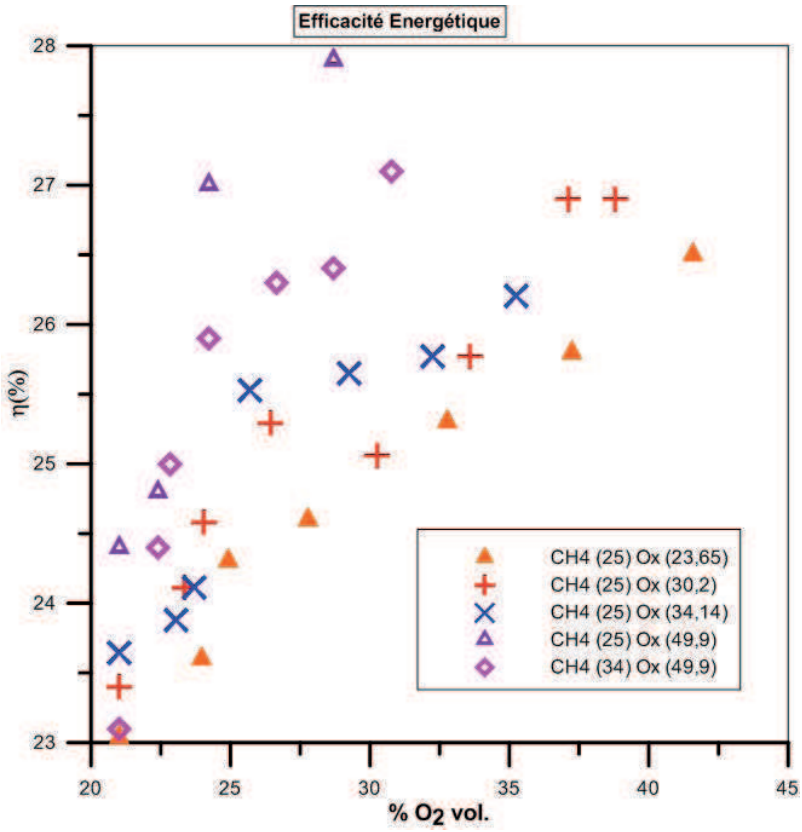


Figure 14 : Evolution de l'efficacité énergétique en fonction du taux d'oxygène pour différents débits de méthane et à débit total d'oxydant constant.

Pour les 5 cas de débit de méthane et d'oxydant, l'efficacité énergétique subit une augmentation avec l'enrichissement en oxygène. Cette augmentation dépend de ces débits ; par exemple, pour un débit de méthane de 25 cm^3/s et un débit d'oxydant de 23,65 cm^3/s, l'efficacité évolue de 23,1 à 26,5% (pour 41% d'oxygène). Pour un même taux d'oxygène et un même débit de méthane, cette efficacité est plus importante pour un débit d'oxydant plus important.

L'augmentation de la température et donc de la puissance transmise à l'eau en sortie des échangeurs est due à trois modes de transfert de chaleur :

- <u>la conduction</u> : l'air chaud en entrant en contact avec les parois plus froides de l'échangeur cède une partie de la chaleur, et se refroidit.

- <u>le rayonnement</u> : les suies produites par une flamme de diffusion sont des particules rayonnantes. La puissance rayonnée par un corps est donnée par la relation :$P = \varepsilon S \sigma T^4$ avec

σ la constante de Stefan-Boltzmann ($5{,}67*10^{-8}$ $W.m^{-2}.K^{-4}$), ε l'émissivité, coefficient sans unité qui vaut 1 pour un corps noir et qui est compris entre 0 et 1 selon l'état de surface du matériau, *S* la superficie du corps et *T* la température du corps (en Kelvin).
Les calculs effectués dans le chapitre 3 avec Premix et GRI-Mech de la température de flamme adiabatique correspondant aux conditions d'injection, ont montré une augmentation de la température adiabatique de flamme avec l'enrichissement en oxygène (voir la figure 15).

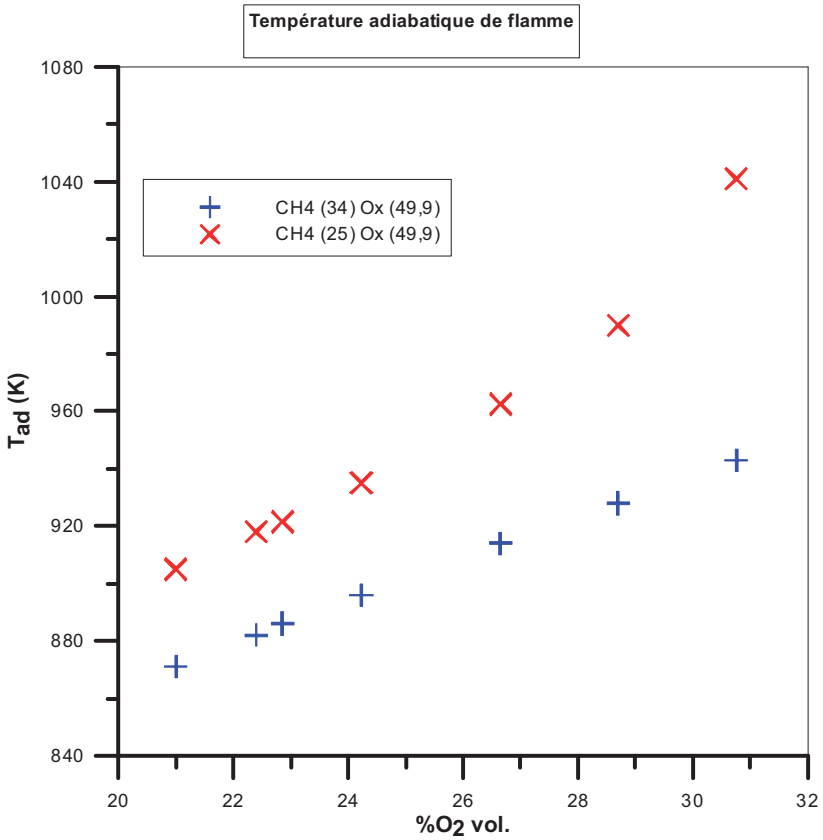


Figure 15 : Température adiabatique de flamme en fonction du pourcentage d'oxygène pour différents débits de méthane et d'oxydant (en cm^3/s).

Nous considérons un débit de méthane de 25 cm^3/s et un débit total d'oxydant de 49,9 cm^3/s, les valeurs calculées de température adiabatique de flamme et que la flamme a une émissivité de 0,1 [2]. Concernant la surface de flamme, elle est assimilée à un rectangle où la longueur de la zone jaune contenant les suies rayonnantes est prise en compte, cette longueur augmente avec l'enrichissement en oxygène: elle varie entre 159 et 260 mm pour une flamme de longueur totale invariable avec le taux d'oxygène de 290 mm pour ce cas, le rayon de la flamme est de 14 mm.
Ainsi, l'évolution de la puissance radiative en fonction du taux d'oxygène est représentée figure 16.

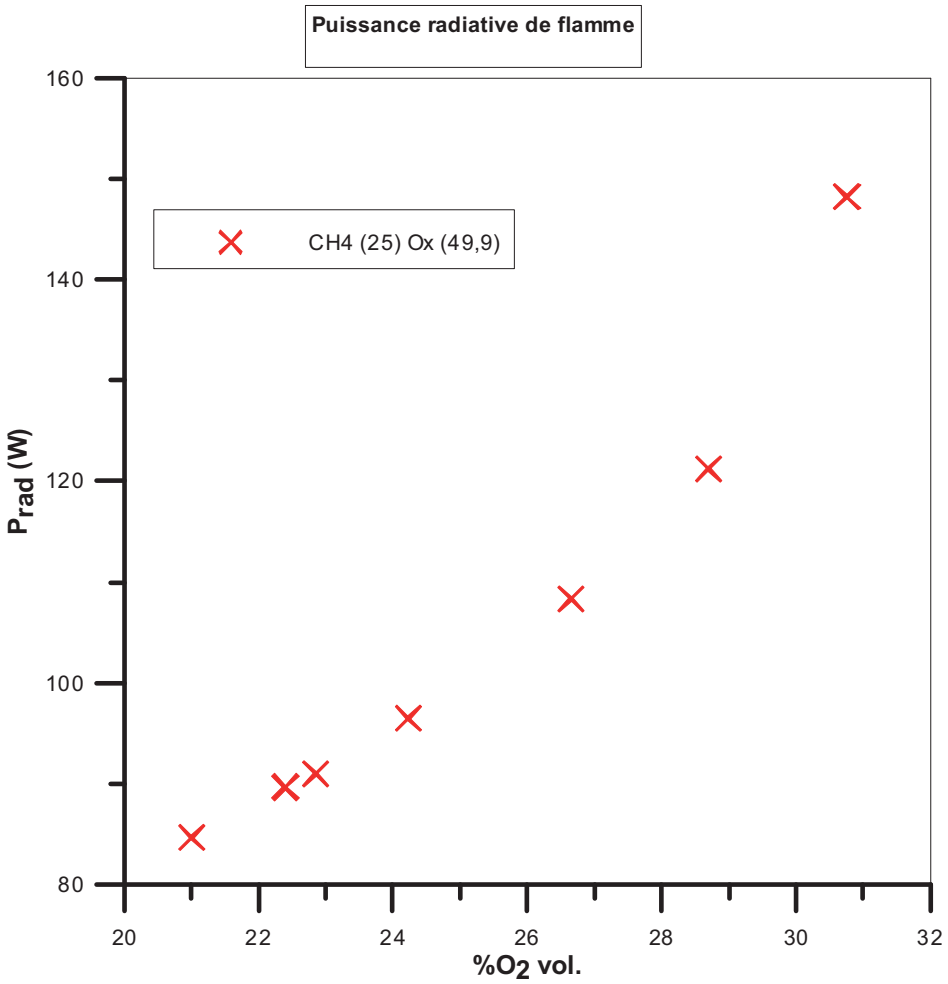
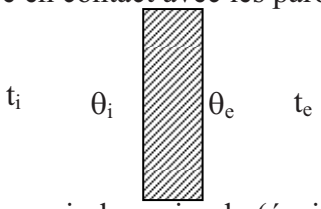


Figure 16 : Puissance radiative de flamme suivant le pourcentage d'oxygène pour Q_{CH4}=25 cm^3/s et Q_{ox}=49,9 cm^3/s.

L'évolution de la puissance radiative montre une augmentation avec le taux d'oxygène. Cette puissance passe de 77 W à 21% d'oxygène à 183 W pour un pourcentage d'oxygène de 28%. On en déduit que l'augmentation de l'efficacité énergétique est essentiellement due à une forte augmentation de la puissance dégagée par rayonnement.

- <u>la convection</u> : le changement de température de l'air au contact de la flamme chaude influe en effet sur sa masse volumique, qui se trouve modifiée par rapport à la masse volumique du fluide environnant. L'air chaud se déplace sous l'effet de sa faible masse volumique et entre en contact avec les parois froides de l'échangeur.



Si on considère un échangeur à paroi plane simple (épaisseur e et conductivité λ) séparant un fluide chaud de température t_i d'un fluide froid t_e, on peut définir un coefficient de surface h_i côté chaud, h_e côté froid, θ_i et θ_e sont les températures de paroi, selon :

$h=\alpha+r$

avec α coefficient de convection fluide surface et r coefficient de rayonnement tel que $r=4\sigma T_m^3$ avec $4\ T_m^3=(T_1^4-T_2^4)/(T_1-T_2)$
Le flux de chaleur s'exprime de plusieurs façons :

$$\phi = h_i(t_i - \theta_i) = \frac{\lambda}{e}(\theta_i - \theta_e) = h_e(\theta_e - t_e) = K\ (t_i - t_e)$$

θ_i et θ_e sont les températures de la paroi interne (du côté du fluide chaud) et externe (du côté du fluide froid).

K est le coefficient global de transmission ($W.m^{-2}.K^{-1}$) défini par : $\frac{1}{K} = \frac{1}{h_i} + \frac{e}{\lambda} + \frac{1}{h_e}$

La résistance globale est 1/K ; elle est égale à la somme des trois résistances du flux entrant ($1/h_i$), du flux qui traverse (e/λ) et du flux sortant ($1/h_e$).

Dans le cas d'une flamme de méthane à l'intérieur d'un échangeur que l'on considérera plan, on a

$$\phi = K(T_f - te)S = -\rho_{air}Q_{air}Cp_{air}.(T_f - te) = \rho_{eau}Q_{eau}Cp_{eau}\Delta T$$

On peut ainsi en déduire K à partir des mesures et du rendement de l'installation. La composante convective est déduite à partir de la composante radiative dans chacun des cas et reportée figure 17.

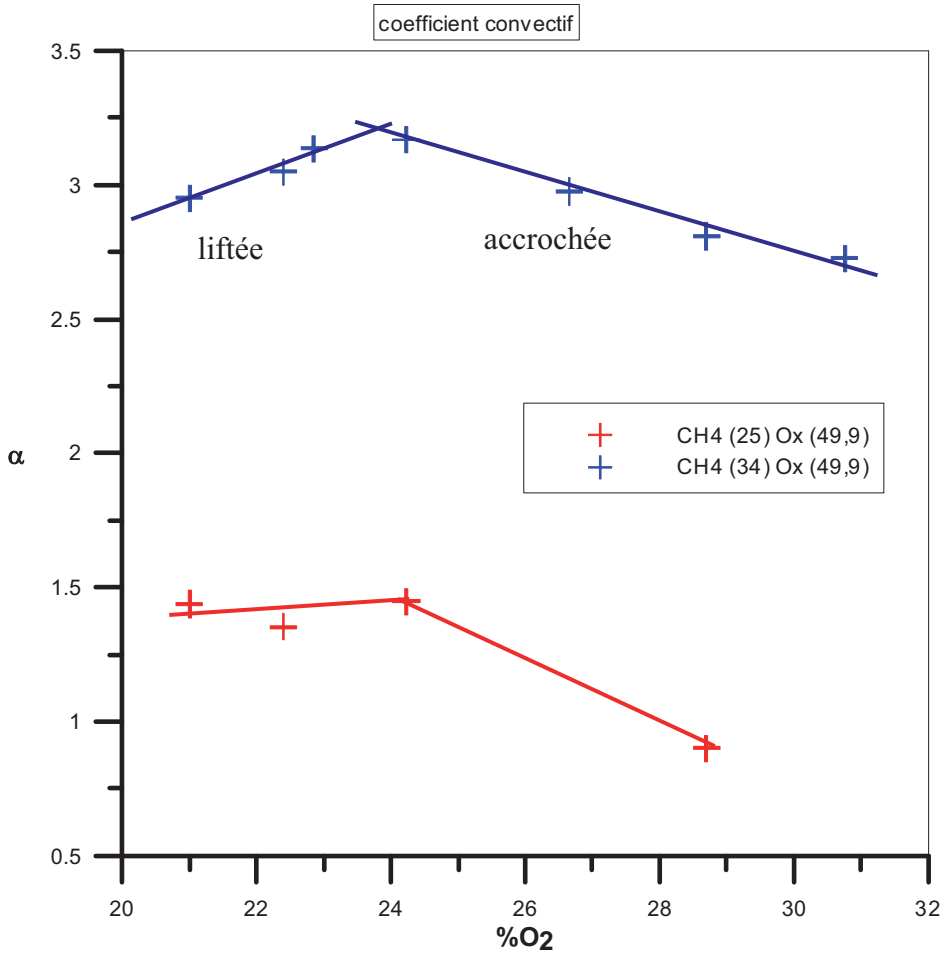


Figure 17 : coefficient de convection fonction du pourcentage d'oxygène.

Selon l'évolution du coefficient convectif, nous observons la présence d'un pic à 24% en oxygène pour un débit de méthane de 25 cm^3/s et un débit d'oxydant de 49,9 cm3/s, et 24,2% d'oxygène pour un débit de méthane de 34 cm^3/s. Ces pourcentages en oxygène correspondent à la transition entre l'état d'une flamme liftée à une flamme accrochée, comme montré par le diagramme de stabilité figure 9 et l'évolution de l'énergie (figures 11 et 12).

V. Conclusions.

A l'aide d'un échangeur, le profil temporel de différence de température de l'eau, chauffée par une flamme de diffusion laminaire formée par un jet central de méthane et un jet coaxial d'air enrichi en oxygène est étudié. La flamme est entourée d'un cylindre (échangeur cylindrique) creux et dont les parois sont parcourues par l'eau, ensuite l'eau passe dans un échangeur plan situé au dessus de l'ouverture supérieure de l'échangeur cylindrique. Dans un premier temps, l'effet du débit d'air est étudié, ensuite l'air est enrichi en oxygène. Les deux débits de méthane étudiés sont de 25 et 34 cm^3/s. L'augmentation du débit d'air en jet coaxial diminue la différence de température entre l'eau sortant de l'échangeur et l'eau entrant dans l'échangeur cylindrique. Ceci est vrai pour les débits de méthane de 25 et 34 cm^3/s. Ceci est dû à l'augmentation des pertes par l'ouverture du haut de l'échangeur cylindrique.
L'effet de l'enrichissement en oxygène est examiné à débit total de comburant constant. Le pourcentage d'oxygène atteint est de 41%. La différence de température est augmentée continuellement en enrichissant en oxygène. Une efficacité énergétique plus importante est obtenue et une réduction de consommation de méthane est notée. Ces résultats sont expliqués par une augmentation de température adiabatique de flamme et une modification du coefficient de convection.
Les transitions d'état de la flamme peuvent être détectées à travers la mesure de température. Le passage d'une flamme liftée à une flamme accrochée induit un changement de coefficient d'échange de chaleur.
A partir d'une analyse qui compare l'économie réalisée au niveau du volume du combustible et le surcout induit par le prix de l'oxygène, nous observons une rentabilité de l'enrichissement en oxygène dans des configurations de système d'échangeur qui le permettent.
Nous avons montré une amélioration de l'efficacité énergétique avec l'enrichissement en oxygène. En plus, ces mesures d'échange de chaleur nous ont permis d'identifier le comportement de la flamme à partir de la chaleur transmise au système calorimétrique, ce qui reproduit les diagrammes de stabilité vus au cours du chapitre 3.

Références.

[1] K.K. Wu, Y.C. Chang, C.H. Chen, Y.D. Chen, "High-efficiency combustion of natural gas with 21-30% oxygen enriched air", Fuel 89 (2010), pp.2455-2462.

[2] A. Agueda, E. Pastor, Y. Pérez, E. Planas, "Experimental study of the emissivity of flames resulting from the combustion of forest fuels", International Journal of Thermal Sciences, vol.49 (2010), pp.543-554.

Chapitre 5
Etude de l'effet du champ magnétique et de l'enrichissement en oxygène sur les instabilités de jet, de front de flamme et de longueur de flamme

I. Introduction

Les brûleurs à jets coaxiaux figurent dans de nombreuses applications industrielles, notamment dans le domaine de la propulsion et de la combustion. Ils sont employés pour produire des flammes de diffusion où carburant et comburant sont séparés à l'injection. Cette configuration de brûleur offre la possibilité d'agir séparément sur les vitesses d'injection du combustible et du comburant dont dépendent la stabilité et la structure de la flamme. Les fluctuations de la position ou du contour de la flamme conduisent souvent à une dégradation des performances, des niveaux élevés de bruit pouvant même aller jusqu'à des atteintes aux structures du système. Il est donc impératif de développer à la fois une meilleure connaissance de leur caractéristique et des moyens de contrôle.

La dynamique de jets coaxiaux associe celle d'un jet simple à celle d'un jet annulaire. Deux couches de mélange axisymétriques sont formées : l'une interne entre le jet central et le jet annulaire et l'autre, externe entre le jet annulaire et le fluide ambiant. Ces deux couches sont le siège d'instabilités primaires se trouvant dans le plan de la flamme, qui ont leur origine dans les couches de cisaillement de l'écoulement. Les couches limites qui se développent sur les parois des tubes de l'injecteur influeront sur le développement des instabilités : des structures bidimensionnelles qui se développent en taille, à cause des phénomènes de convection avec l'écoulement. Ces structures persistent jusqu'aux valeurs de nombre de Reynolds les plus élevées et accessibles expérimentalement.
Ces structures peuvent avoir un effet important sur le mélange et donc sur les caractéristiques du processus de combustion.
La présence d'une paroi séparant les deux fluides entraîne aussi la formation d'instabilité au niveau du sillage. L'épaisseur du tube central en sortie d'injecteur est donc une caractéristique essentielle.

Les chapitres 2 et 3 ont montré l'existence de différents régimes de combustion d'une flamme issue d'un brûleur à configuration coaxiale. La flamme est soit accrochée au brûleur, soit liftée stable ou animée d'une instabilité de front de flamme traduite par l'état de flamme liftée instable. Ces régimes ont été reportés dans les diagrammes de stabilité. Les données reportées dans les chapitres précédents sont des valeurs moyennées dans le temps. A débit de méthane constant, la flamme quitte le brûleur à partir d'une certaine valeur du débit d'air annulaire. La hauteur de lift augmente avec le débit d'air injecté en annulaire ce qui correspond au régime de lift stable où la position du front de flamme est stable dans le temps. Quand la vitesse d'injection du jet annulaire d'air augmente, la flamme est dans le régime de lift instable caractérisé par une hauteur de lift dont la valeur moyenne n'évolue plus avec la vitesse d'air mais présentant une position de la flamme qui n'est pas constante dans le temps. En témoignent les images obtenues dans ce régime qui montrent un contour de flamme flou.

Outre les instabilités de la hauteur de lift, d'autres instabilités se manifestent au niveau de la longueur de flamme avec des oscillations avec le temps souvent attribuées aux forces de flottabilité.

Toutes ces instabilités peuvent exister de l'écoulement amont jusqu'au sommet de la flamme et dépendre de nombreux paramètres dont les conditions d'injection et la configuration du brûleur.
Nous proposons ici de mener une étude de l'évolution des caractéristiques de la flamme en fonction du temps pour caractériser les instabilités en fonction de la configuration de l'injecteur, des conditions d'injection et nous estimerons l'influence de l'application d'un gradient magnétique ou d'un enrichissement de l'air en oxygène.
Les instabilités sont étudiées à trois niveaux : les instabilités du jet en amont de la flamme, les instabilités de front de flamme et les instabilités de longueur de flamme ou flickering.

II. Dispositif expérimental

II.1. Dispositif optique et laser.

La caractérisation de l'écoulement en amont de la flamme est obtenue par tomographie laser. La source laser continue est fournie par un Opus 532 (titane/saphir) Quantum, à semi-conducteurs, pompé par diode. Il émet de la lumière dans le vert de longueur d'onde 532 nm, il est de classe IV. La puissance est réglée à 400 mW (figure 1 et 2).

Deux montages distincts ont été utilisés.
Pour l'étude de l'effet d'enrichissement de l'air en oxygène, deux lentilles sont utilisées pour former la nappe laser :

- Une lentille cylindrique plano concave de focale (-10 mm), de longueur 12,5 mm et largeur 10 mm, qui définit l'évasement de la nappe.
- Une lentille semi convexe de focale 200 mm, de dimension 60 x 50 mm, qui définit l'épaisseur de la nappe.

Pour l'effet du champ magnétique, le support du système optique est placé au dessus du brûleur entouré de l'électroaimant, trois lentilles sont utilisées (voir figure 2) :
- la première est une lentille cylindrique plano concave de distance focale 1000 mm, et de diamètres 50,8 mm (2 pouces).
- une lentille semi convexe de focale 35 mm et de dimension 60 x 20 mm.
- la troisième lentille est aussi cylindrique de focale -300mm. Un miroir permet de réfléchir le faisceau laser pour atteindre le plan vertical contenant l'axe de la flamme et du brûleur.

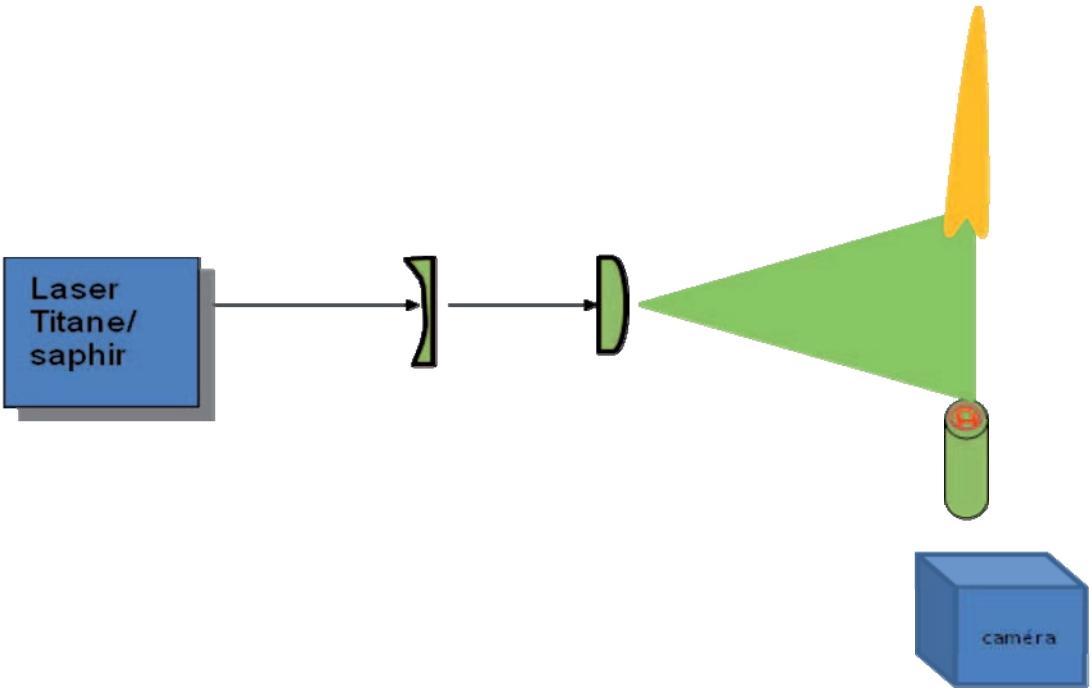


Figure 1: Schéma du dispositif laser dans le cas d'enrichissement de l'air par l'oxygène.

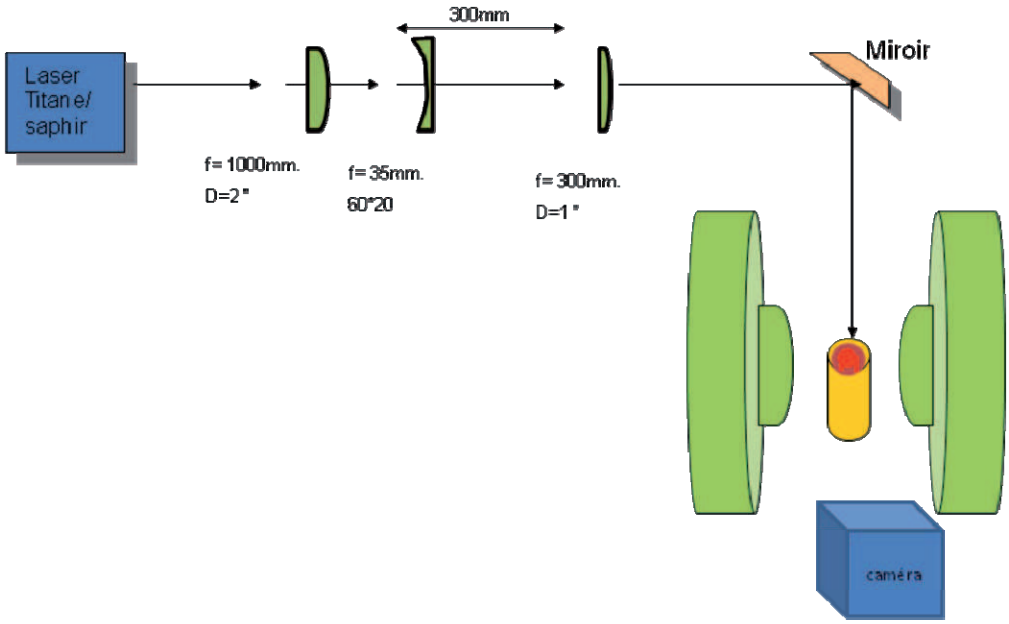


Figure 2: Schéma du dispositif laser dans le cadre de l'étude de l'effet du champ magnétique.

Dans la suite du chapitre, les expériences pour déterminer l'effet de l'enrichissement en oxygène sont étudiées en utilisant le brûleur décrit chapitre 3 (Le brûleur utilisé consiste en deux tubes concentriques en acier inox non magnétique d'épaisseur 1 mm. Le tube central de diamètre intérieur 4 mm est placé au centre du tube externe de diamètre 10 mm intérieur. La partie extérieure du tube intérieur est effilée proche de la sortie passant d'une épaisseur de 1 mm à 0,2 mm. Les tubes sont de longueur 200 mm pour assurer un écoulement développé en sortie). Les expériences concernant l'effet du champ magnétique sont réalisées en utilisant le brûleur décrit dans le chapitre 2 (Le brûleur est à jet coaxial avec un jet central de méthane

et deux jets annulaires d'air ambiant. Le tube central de diamètre intérieur 4 mm et extérieur 6 mm, est placé au centre du tube externe de diamètre extérieur 10 mm, et un troisième tube prévu pour un deuxième écoulement annulaire de diamètre intérieur 40 mm et extérieur 60 mm. La partie intérieure du tube central est effilée proche de la sortie passant d'une épaisseur de 2 mm à 1 mm. Les tubes sont longs de 150 mm pour assurer un écoulement développé en sortie). Ces brûleurs ont des diamètres d'injection de méthane et d'air différents. Dans le cas du champ magnétique, la flamme est confinée par les flasques circulaires de l'électroaimant l'entourant, tandis que dans le cas de l'étude de l'enrichissement de l'air en oxygène la flamme n'est entourée que par l'air ambiant.
Dans chacun des cas, la flamme est filmée pendant deux minutes par une caméra CCD (25 Hz, 3602*2702 pixels). L'analyse des images est déclenchée après une minute et 29 secondes. La durée totale d'échantillonnage varie entre 1 et 6 s. Les fréquences d'oscillation de la longueur de flamme visuelle, déduites dans le reste du chapitre, sont limitées à 12,5 Hz (fréquence de la caméra 25 Hz soit 25 images par seconde). Elles sont déterminées par transformée de Fourrier rapide (FFT). Ces conditions nous permettent d'être dans la limite du théorème de Nyquist-Shannon (La fréquence d'échantillonnage d'un signal doit être égale ou supérieure au double de la fréquence maximale contenue dans ce signal, afin de convertir ce signal d'une forme continue à une forme discrète).

II.2. Effet de l'encens

Pour pouvoir visualiser l'écoulement co-annulaire d'air, de la fumée d'encens est injectée en brûlant un bâton d'encens dans un système cyclonique connecté au système d'injection de l'air. Dans le cas d'enrichissement de l'air en oxygène, c'est l'air ensemencé qui sera mélangé avec l'oxygène (figure 3).
Les particules d'encens sont de taille de 0,1 à 2 µm avec des valeurs maximales de 0,3 à 0,6 µm. En brûlant, l'encens consomme une partie de l'oxygène de l'air.

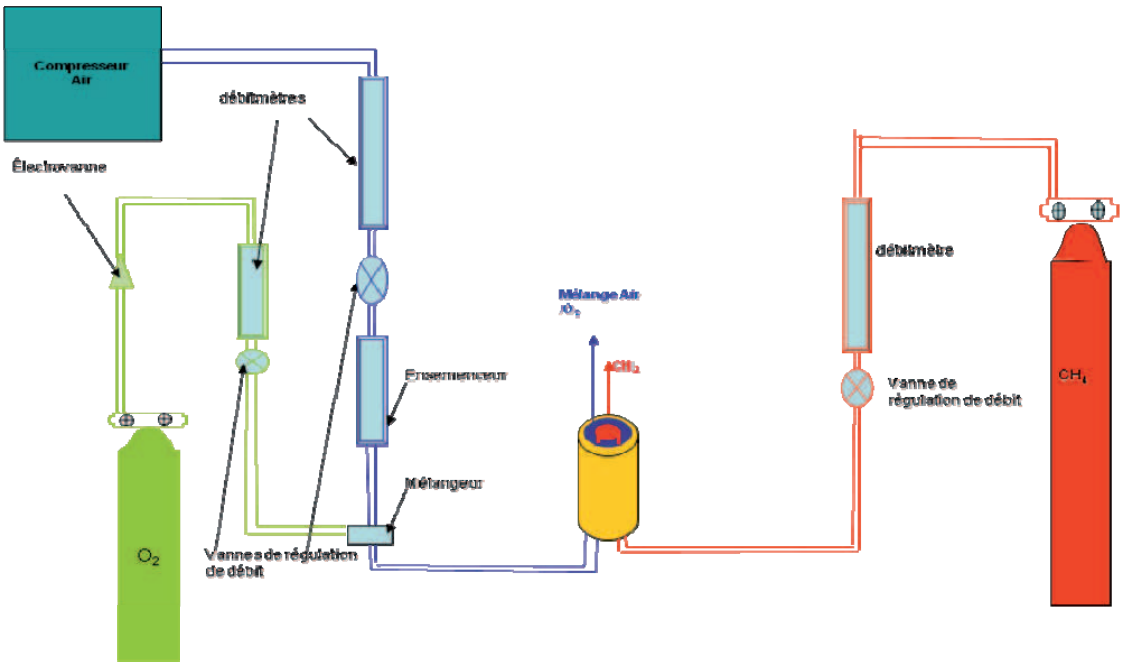


Figure 3 : Schéma du dispositif expérimental avec emplacement de l'ensemenceur pour les études avec l'air enrichi en oxygène.

La figure 4 montre les images obtenues sans et avec encens d'une flamme dans des conditions d'injection identiques. L'encens modifie la composition de l'air en sortie de l'ensemenceur ce qui entraîne une modification de la forme et de la couleur de la flamme. De ce fait il apparaît en comparant les 2 photos que la hauteur de lift est supérieure en présence d'encens et que l'injection d'encens produit une flamme jaune caractéristique de la présence de suie.
La quantité d'oxygène utilisée pour la combustion de l'encens peut être déduite de la mesure de la hauteur de lift. Comme montré dans le chapitre 3, la hauteur de lift est une mesure très sensible à la proportion d'oxygène contenue dans le jet coaxial.

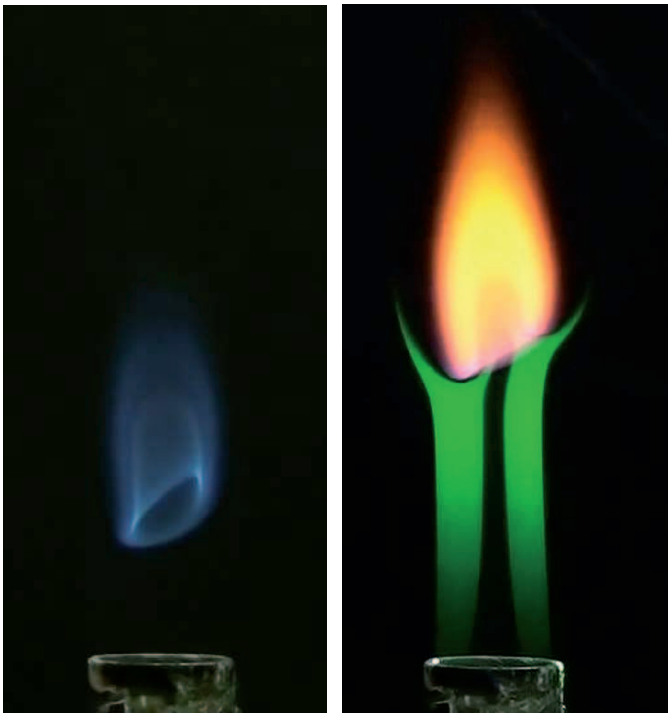


Figure 4 : Comparaison de la flamme dans des conditions d'injection identiques sans et avec encens.
Q_{CH4}= 3,14 cm^3/s Q_{air} =49,9 cm^3/s Q_{O2} =0,885 cm^3/s.

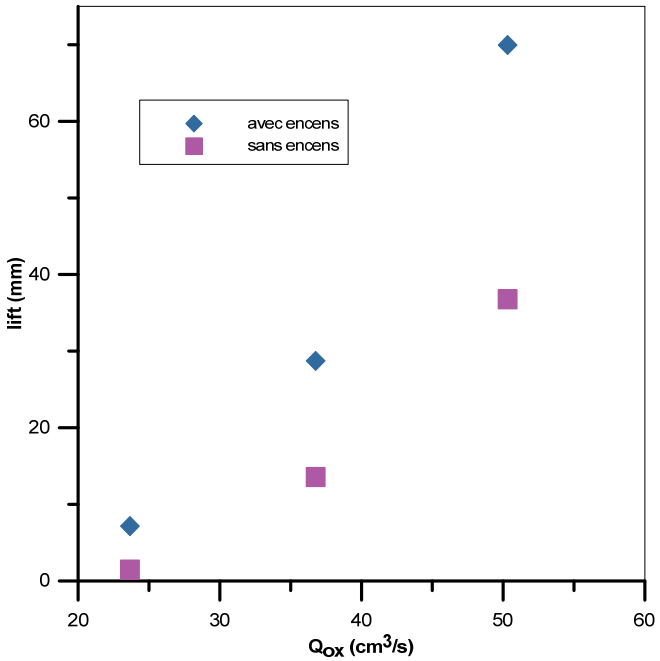


Figure 5 : Variation de la hauteur de lift avec l'encens pour Q_{CH4}=3,14 x 10^{-6} m^3/s en fonction du débit d'oxydant.

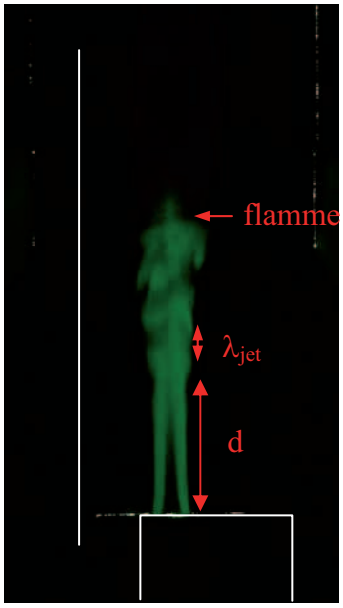
Sur la figure 5, sont reportées les mesures de hauteur de lift sans et avec ensemencement. La hauteur de lift augmente en présence d'encens. Ce fait est dû à une diminution du taux d'oxygène (Cette réduction varie entre 0,7 et 1,4%). L'augmentation de hauteur de lift varie entre 47 et 79%.

II.3. Analyse d'images

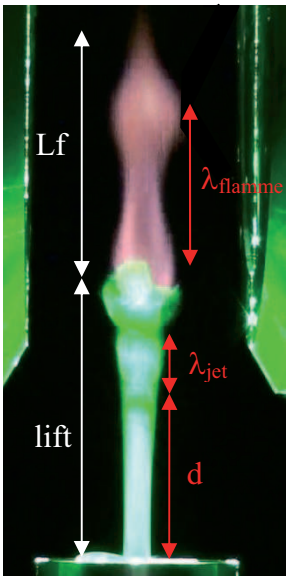
Les films sont analysés image par image (figure 6) ce qui permet d'accéder en fonction du temps aux variations de :

- la hauteur de lift
- la longueur de flamme Lf
- la distance d au brûleur d'apparition de la première instabilité dans la couche de mélange externe
- la longueur d'onde λ_{jet} des instabilités de jet
- la longueur d'onde λ_{flamme} des instabilités de flamme

Le temps de mesure varie selon les cas, de 1 seconde (25 points) à plus de 8 secondes (>200 points).



Instabilité de jet
Q_{CH4}=22 cm^3/s Q_{air}=48 cm^3/s



Instabilité de flamme
Q_{CH4}=15 cm^3/s Q_{air}=38,6 cm^3/s

Figure 6 : photo de flamme et mesure des caractéristiques

III. Influence du champ magnétique

Pour ces cas d'étude, le brûleur est placé à 185 mm en dessous du centre de l'électroaimant décrit au chapitre 2. Ceci induit un gradient de champ magnétique de signe positif (de valeur maximale 14 T²/m) et une force magnétique qui attire les gaz paramagnétiques dans la zone de champ et donc dirigée vers les z positifs (vers le haut).
Les expériences à différents paramètres en fonction du temps sont réalisées en présence des particules d'encens. Le taux d'oxygène dans l'air est réduit ce qui modifie les valeurs de hauteur de lift et de longueur de flamme. Toutes les mesures reportées sont prises simultanément sur la même image de sorte qu'on puisse corréler les données entre elles.

a) Flamme liftée stable.

Les conditions expérimentales choisies dans ce cas sont les suivantes (table 1) : la valeur R_U représente le rapport de vitesse U_{ox}/U_{CH4} et R_J le rapport de quantité de mouvement $\rho_{ox}\, U_{ox}^2/\rho_{CH4}\, U_{CH4}^2$. La table 1 montre que dans le cas étudié, le jet central est dominant en vitesse et quantité de mouvement sur le jet annulaire.

Q_{CH4} (x 10^{-6} m^3/s)	U_{CH4} (m/s)	Re_{CH4}	Q_{air} (x 10^{-6} m^3/s)	U_{air} (m/s)	Re_{air}	R_U	R_J
15	0,79	228	23,7	0,47	59	0,62	0,71

Table 1 : Conditions expérimentales pour l'application du champ magnétique.

La tranche laser illuminant l'écoulement d'air annulaire montre une surface extérieure lisse sans apparition de tourbillons indépendamment de l'application du champ magnétique. L'écoulement est laminaire de l'injection à la flamme (voir figure 7).

Figure 7: Photo de flamme avec ensemencement de l'écoulement d'air coaxial (Q_{CH4}=15 x 10^{-6} m^3/s et Q_{air}=23,7 x 10^{-6} m^3/s).

La hauteur de lift ne présente aucune variation au cours du temps.

La figure 8 représente la variation de la longueur de flamme. Les oscillations périodiques à 12 Hz d'amplitude 7,6 mm sans champ, sont amorties en présence de champ magnétique (amplitude 2,5 mm).

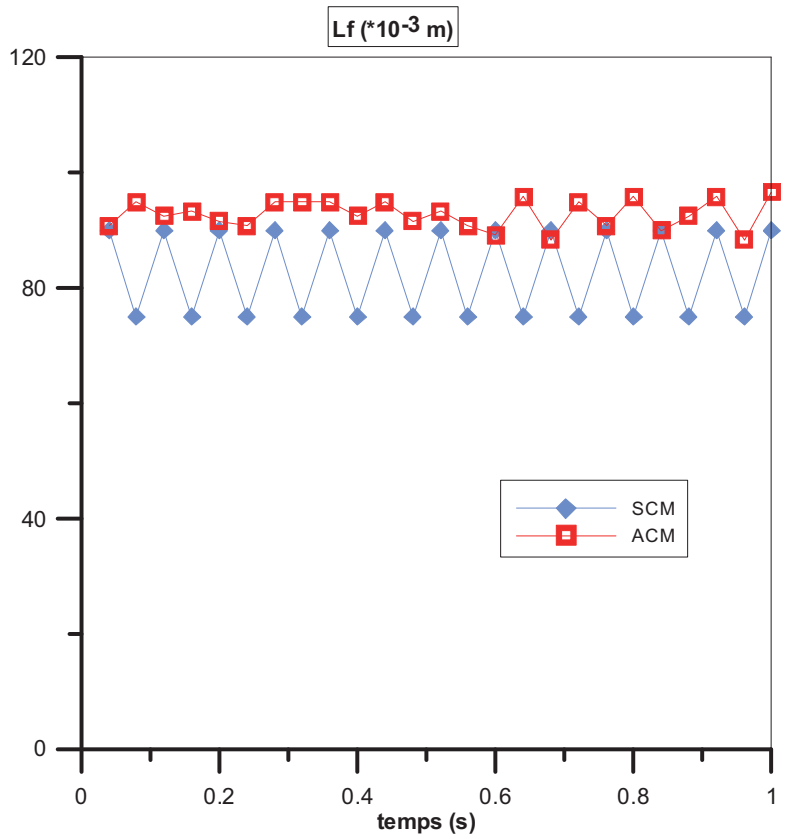


Figure 8 : Effet du champ magnétique sur l'évolution de la longueur de flamme sur une seconde (Q_{CH4}=15 x 10^{-6} m^3/s et Q_{air}=23,7 x 10^{-6} m^3/s).

b) Flamme liftée instable.

Les conditions expérimentales sont les suivantes :

Q_{CH4} (x 10^{-6} m^3/s)	U_{CH4} (m/s)	Re_{CH4}	Q_{air} (x 10^{-6} m^3/s)	U_{air} (m/s)	Re_{air}	R_U	R_J
13	0,66	191	40,4	0,8	101	1,21	2,75
15	0,79	228	38,6	0,77	97	1,01	1,88
34	1,73	497	53	1,05	132	0,61	0,69
34	1,73	497	63	1,25	157	0,72	0,97

Table 2 : Conditions expérimentales pour l'application du champ magnétique (flamme liftée instable).

On trouve des cas où la vitesse du jet central de méthane est dominante (Q_{CH4}=34*$10^{-6}m^3/s$) et des cas où c'est la vitesse d'air annulaire qui est supérieure, effet qui est amplifié par la prise en compte de la différence de densité dans le R_J. La longueur du cône potentiel central faible dans les deux 1ers cas s'allonge dans les cas à forte vitesse de méthane.

Les résultats des analyses des différents films sont synthétisés dans la table 3 qui comprend les valeurs moyennes de hauteur de lift et de longueur de flamme L_f, l'amplitude de leur dispersion et les caractéristiques des instabilités de jet et de flamme.

	Q_{CH4} (x 10^{-6} m^3/s)	Q_{air} (x 10^{-6} m^3/s)	lift (mm)	r.m.s.	L_f (mm)	r.m.s.	d (mm)	λ_{jet}	λ_{flamme}
SCM	13	40,4	77	4,3	46,5	10,3	51,2	10,5	27,1
ACM	13	40,4	59,1	2,2	67,1	6,6	44,6	12	27,6
SCM	15	38,6	51,2	1,4	135	4,2	42,9	11,9	27,6
ACM	15	38,6	48,3	1,3	134,8	4			35,4
SCM	34	52,8	105	5,4			76,5	15,2	44,4
ACM	34	52,8	107	4			74,6	17,3	49,4
SCM	34	62,9	105	8			58	15,2	54,8
ACM	34	62,9	102	6,3			57,2	18,3	66,3

Table 3 : Caractéristiques de la flamme (flamme liftée instable) avec et sans champ magnétique. Les courbes correspondantes sont en annexe.

On peut remarquer que l'augmentation de la vitesse d'air à vitesse de méthane fixe dans le cas d'une flamme liftée instable :

- ne modifie pas de façon significative la hauteur moyenne de lift (ce qui a été montré dans les chapitres précédents pour une flamme liftée instable) mais se caractérise par une amplitude de variation plus importante
- l'instabilité est repérée plut tôt dans le jet (d diminue)
- la longueur d'onde de flamme est plus grande.

L'application d'une force magnétique dirigée verticalement vers les z positifs (vers le haut) sur l'air donne les effets suivants :

- une réduction de l'amplitude de variation de la hauteur de lift majoritairement observée,
- une réduction notable de l'écart type des instabilités de longueur de flamme (écart-type moins important en présence du champ magnétique),
- la distance **d** d'apparition de l'instabilité de jet est réduite, l'instabilité de jet se déclenche plus tôt dans le jet,
- les mesures sur la longueur d'onde de jet montrent que la longueur d'onde de jet augmente,
- une longueur d'onde d'instabilité le long de la flamme qui est augmentée.

Ces résultats montrent qu'appliquer une force magnétique a un effet similaire à celui d'une augmentation de la vitesse d'air sur l'apparition des instabilités de jet et les longueurs d'onde de jet et de flamme. On retrouve ici les effets du champ magnétique sur l'entraînement d'air décrit dans les travaux de Delmaere [1-2]. En augmentant l'entraînement par une force magnétique directe sur l'air, la vitesse annulaire est augmentée. On obtient par application d'une force magnétique vers le haut sur l'air un effet similaire à une augmentation de la vitesse d'injection de l'air en annulaire.

L'amplitude des instabilités de lift et de longueur de flamme est réduite par application du champ magnétique. L'instabilité de la longueur de flamme ou flickering est liée au niveau de gravité et aux effets de flottabilité. Nous avons montré dans le chapitre 2 les relations entre longueur de flamme et les nombres de Reynolds et de Froude. En présence d'une force magnétique, le nombre de Froude est modifié.

La présence d'un gradient magnétique générant une force qui s'oppose à la gravité induit des forces de pesanteur affaiblies et donc une augmentation du nombre de Froude [4].
Le nombre de Froude est calculé selon la formule de Khaldi [4] (table 4):

$$Fr = \frac{u_{CH_4}^2}{|G| g(\alpha - 1) D}$$

$G = 1 + \frac{\alpha}{\alpha - 1} \frac{g_{m0}}{g}$ (g_{m0} est la gravité magnétique $g_{m0} = -\chi_{mO_2} \frac{BdB/dz}{\mu_0}$, le signe – veut dire que le champ magnétique tend à attirer les gaz paramagnétiques dans le sens inverse de la gravité naturelle). Le coefficient G est égal à 1 en absence de champ magnétique et il est réduit en présence du champ magnétique.
Le coefficient α est $\alpha = T_f / T_\infty$ où T_f est la température adiabatique de flamme calculée par equil.

	Q_{CH4} (x 10^{-6} m^3/s)	Q_{air} (x 10^{-6} m^3/s)	α	g_{m0} (m/s^2)	G	Fr*
SCM	13	40,4	3,38	0	1	3,76
ACM	13	40,4	3,38	-4,14	0,4	9,44
SCM	15	38,6	3,14	0	1	5,57
ACM	15	38,6	3,14	-4,14	0,38	14,76
SCM	34	52,8	2,92	0	1	31,82
ACM	34	52,8	2,92	-4,14	0,36	89,59
SCM	34	62,9	2,98	0	1	30,85
ACM	34	62,9	2,98	-4,14	0,36	85,28

Table 4 : Calcul du nombre de Froude.

La diminution du coefficient de gravité en présence du champ magnétique est à l'origine de l'augmentation de λ_{flamme} la longueur d'onde des instabilités de flamme (comme montré par Durox et al. [6],la longueur d'onde est proportionnelle à $G^{-1/3}$). Dans la figure 9, la longueur d'onde d'instabilités de flamme est tracée en fonction du nombre de Froude (Cette longueur d'onde est définie figure 6).

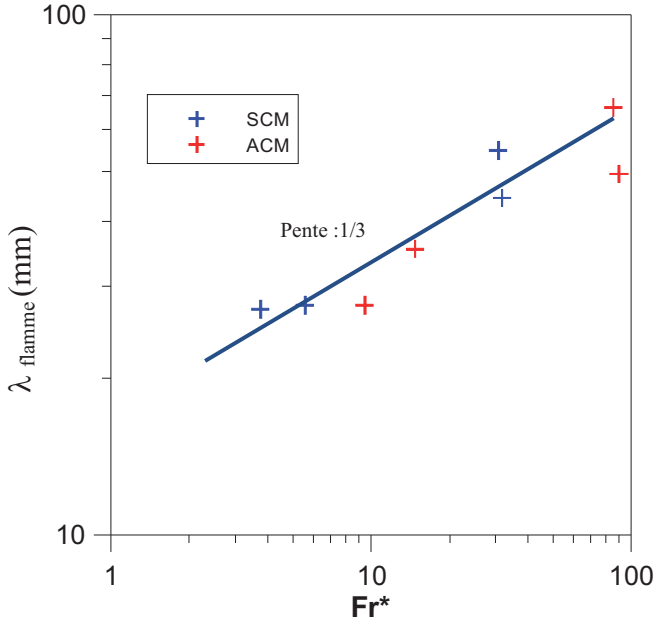


Figure 9 : Evolution de la longueur d'onde d'instabilités de flamme en fonction du nombre de Froude.

La représentation en fonction du nombre de Froude permet de prendre en compte l'effet de la gravité en premier lieu, mais aussi de la vitesse d'injection du méthane et de l'air et du rapport de température. Nous retrouvons la tendance évoquée par Durox et al. [6], la gravité réduite induit une augmentation du Froude et ainsi une augmentation de la longueur d'onde d'instabilités de jet.
La variation de la longeur d'onde d'instabilités de flamme en fonction du nombre de Froude donne la relation $\lambda_{flamme} \sim Fr^{*1/3}$. Comme le nombre de Froude est inversement proportionnel à la gravité, nous retrouvons la corrélation de Durox et al. [6] $\lambda_{flamme} \sim G^{-1/3}$.

IV. Influence de l'enrichissement en oxygène

a) flamme liftée stable et accrochée.

Deux valeurs d'injection de méthane ont été étudiées dont les conditions sont détaillées tables 6 et 7, le faible débit de méthane présente des petites flammes et des rapports de vitesse de 1 et à plus fort débit de méthane avec des flammes longues et une vitesse de co-jet importante.

Q_{CH4} (x 10^{-6} m^3/s)	Q_{air} (x 10^{-6} m^3/s)	Q_{O2} (x 10^{-6} m^3/s)	Q_{ox} (x 10^{-6} m^3/s)	% O_2	R_U	R_J
4,38	23,7	0	23,7	21	1,07	2,03
	22,5	1,166		24,9		
	18,7	4,86		37,1		

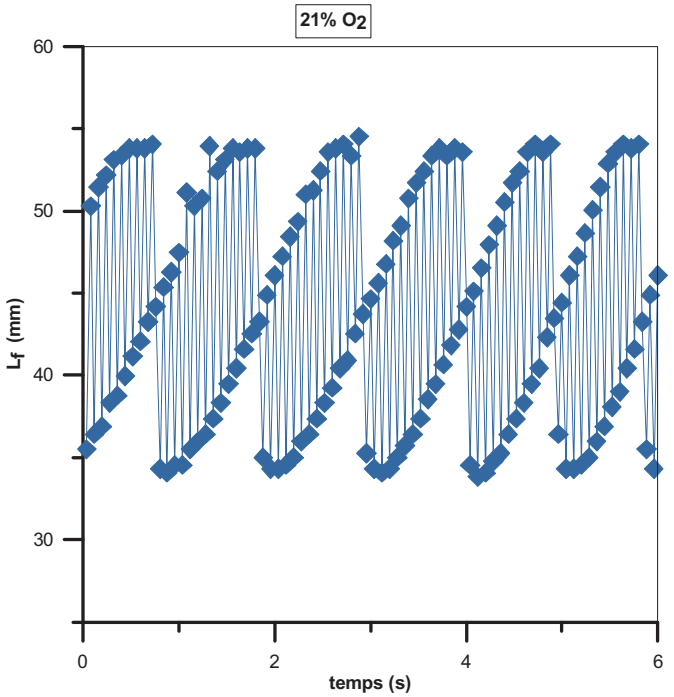
Table 5 : conditions expérimentales de visualisation d'instabilités de front de flamme et de longueur de flamme.

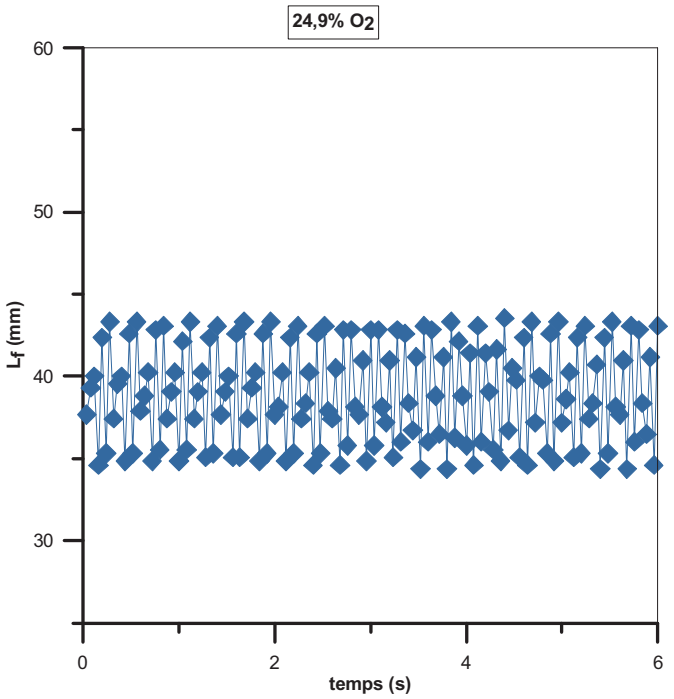
Q_{CH4} (x $10^{-6}m^3/s$)	Q_{air} (x 10^{-6} m^3/s)	Q_{O2} (x 10^{-6} m^3/s)	Q_{ox} (x 10^{-6} m^3/s)	% O_2	R_U	R_J
25	56,2	0	56,2	21	0,45	0,36
	55,3	0,885		22,2		
	54,16	2,04		23,9		
	51,34	4,86		27,8		

Table 6 : conditions expérimentales de visualisation d'instabilités de front de flamme et de longueur de flamme. Les courbes correspondantes sont en annexe.

Le calcul de R_J prend en compte à la fois les variations de la vitesse d'injection d'oxydant et la variation de la masse volumique du fait de l'enrichissement en oxygène.
Les courbes de variation en fonction du temps de la longueur visuelle de flammes correspondantes aux conditions de la table 6 sont reportées en annexe.

Les cas de la table 5 correspondent à une flamme liftée stable (% d'oxygène<23%) et une flamme accrochée (% d'oxygène>23%). La hauteur de lift sur l'intervalle de 6 secondes ne varie pas avec le temps pour 21% d'oxygène. La variation de la longueur de flamme totale pour chacun des pourcentages d'oxygène est donnée figure 10 dans la limite des 25 images par secondes fournies par la caméra. On observe trois comportements différents : dans l'air, le bout de la flamme oscille à la fréquence de 12,1 Hz et un écart type de 7,3 mm avec un phénomène à basse fréquence qui correspond à l'envolée d'une partie de la flamme. En augmentant le taux d'oxygène, la fréquence des oscillations diminue (table 7 et 8). Les fréquences sont déterminées par transformé de Fourrier rapide et le spectre est donné à la fin de l'annexe 1. Les graphes montrent que l'amplitude diminue avec l'enrichissement de l'air en O_2 comme montré aussi par la valeur de l'écart type des tables 7 et 8. L'amplitude de variation de la longueur de flamme définie comme étant l'écart entre le maximum et le minimum est réduite de 21 mm à 21% d'oxygène à 2 mm pour de l'air enrichi à 37,5 % en oxygène.


21% O2
60
50
40
30
Lf (mm)
0
2
4
6
temps (s)


24,9% O2
60
50
40
30
Lf (mm)
0
2
4
6
temps (s)

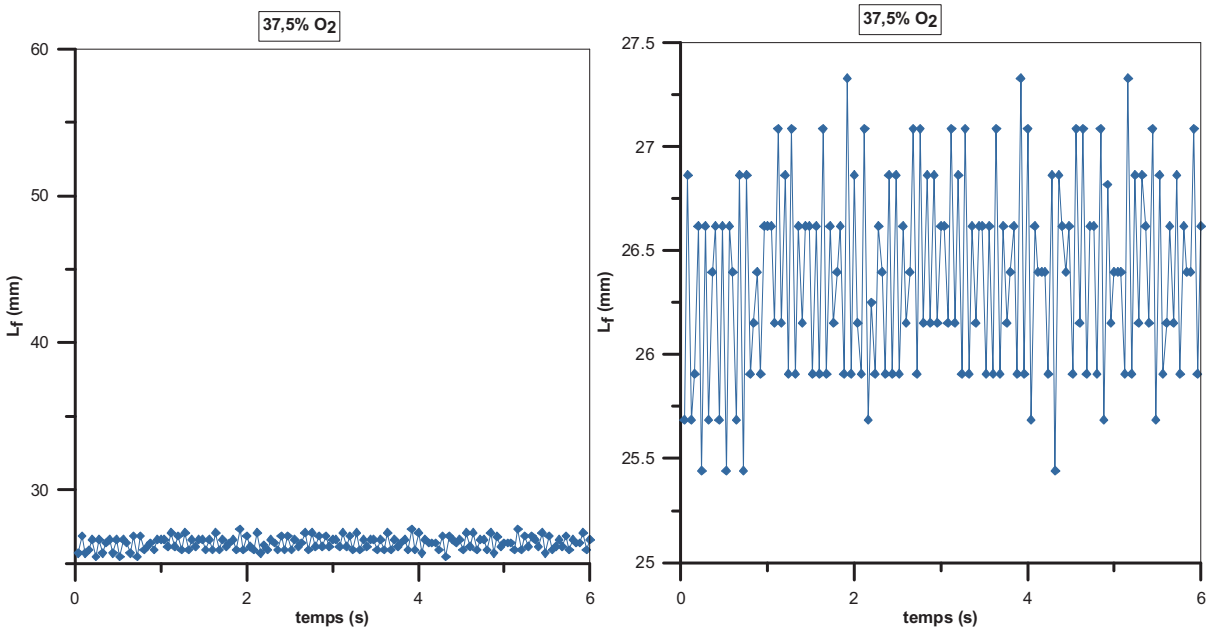


Figure 10: Evolution de la longueur de flamme en mm sur 6 secondes pour 3 pourcentages d'oxygène avec un zoom du 3ème graphe (Q_{CH4}=4,38 x 10^{-6} m^3/s et Q_{ox}=23,7 x 10^{-6} m^3/s).

Les tables 7 et 8 donnent un récapitulatif des résultats pour ces cas de flamme liftée stable qui se transforment en flamme accrochée avec l'enrichissement en oxygène.

Q_{air} (x 10^{-6} m^3/s)	Q_{O2} (x 10^{-6} m^3/s)	L_f (x 10^{-3} m)	r.m.s	f(L_f) Hz	St	Ri	Fr
23,7	0	44,1	7,3	12,1	0,24	0,73	1,37
22,5	1,166	38,9	3,1	10,7	0,22	0,77	1,3
18,7	4,86	26,4	0,5	9,8	0,2	0,88	1,14

Table 7: Caractéristiques de la flamme en fonction de l'enrichissement en oxygène Q_{CH4}=4,38 x 10^{-6} m^3/s.

Q_{air} (10^{-6} m^3/s)	Q_{O2} (10^{-6} m^3/s)	L_f (10^{-3} m)	r.m.s.	f (L_f) Hz	λ_{flamme} (x 10^{-3} m)	r.m.s.	St	Ri	Fr
56,2	0	209	15,4	11	54	1,4	0,053	0,053	18,94
55,3	0,885	225	14,8	10,3	48	0,7	0,05	0,054	18,48
54,16	2,04	237	17,8	7,8	39	0,45	0,038	0,056	17,91
51,34	4,86	254	16,2	7,2	36	0,64	0,035	0,064	15,7

Table 8 : Caractéristiques de la flamme en fonction de l'enrichissement en oxygène Q_{CH4}=25 x 10^{-6} m^3/s.

Dans les conditions de la table 7, du fait que la flamme est proche ou accrochée au brûleur, il n'y a pas de données sur le comportement du jet. La longueur de flamme visuelle totale diminue avec l'augmentation du taux d'oxygène et la fréquence des instabilités est en diminution avec une amplitude fortement décroissante. La flamme est petite ce qui rend la mesure de la longueur d'onde trop imprécise. Dans cette table, sont reportés aussi les nombres de Strouhal, de Richardson et de Froude. Le nombre de Strouhal est défini à partir des fréquences d'oscillation de la flamme comme suit : $St = f(L_f)d_{eff} / U_{eff}$, le nombre de Richardson $Ri = (\alpha - 1)\frac{gd_{eff}}{U_{eff}^2}$ et le nombre de Froude $Fr = \frac{U_{eff}^2}{(\alpha - 1)gd_{eff}}$ où $\alpha = T_f/T_\infty$. Le nombre de Richardson représente le rapport des forces de portance par rapport aux forces d'inertie.

Dans la table 8, on remarque que la longueur d'onde le long de la flamme ainsi que la fréquence des instabilités diminuent tandis que la longueur de flamme visuelle augmente avec l'enrichissement en oxygène. Il s'agit de la longueur de flamme visuelle totale prenant en compte les suies. Cette mesure est nécessaire pour étudier le flickering et elle est différente de la longueur de flamme bleue décrite au cours du chapitre 3.

Nous observons une diminution du nombre de Strouhal avec l'enrichissement en oxygène, et ceci dans les deux cas de débit de méthane. Cette diminution est due à la diminution de la fréquence d'oscillation de la flamme. L'augmentation du nombre de Richardson et la diminution du nombre de Froude sont dues à l'augmentation du facteur α qui prend en compte la température adiabatique de la flamme.

L'augmentation du nombre de Richardson avec l'enrichissement en oxygène est en accord avec la tendance observée par Gotoda et *al.* [7]. Pour le débit de méthane de 4,38 cm^3/s, à cause de faibles forces d'inertie, la convection est dite mixte ($0,1<Ri<10$), tandis qu'il s'agit d'une convection forcée pour le cas où les forces d'inertie sont plus importantes (débit de méthane de 25 cm^3/s) ($Ri<0,1$). Si le comportement de nos flammes est similaire à celui décrit dans les travaux publiés par Gotoda et *al.* [7] (en particulier celui à 21% O_2) nous observons ici une diminution de la fréquence et de l'amplitude des oscillations alors qu'ils obtiennent une augmentation de la fréquence et une diminution de l'amplitude des oscillations avec l'enrichissement. Une des explications est la différence d'alimentation de l'air enrichi au niveau du brûleur. La faible gamme de fréquence accessible dans notre expérience limite l'analyse. La fréquence d'instabilités de flamme est défini par $f = K\frac{U_{CH_4}}{d_i}(\frac{Ri}{\sqrt{Ri+1}-1})$

En prenant en compte la vitesse du jet annulaire, nous représentons sur la figure 12, l'évolution du rapport :

$$\frac{U_{eff}}{d_{eff}}\frac{Ri}{(\sqrt{Ri+1}-1)}$$

en fonction du taux d'oxygène dans l'air. La même tendance que celle observée par Gotoda et al. [7] est observée pour de faibles vitesses d'injection de méthane (Les vitesses de méthane dans leur référence sont de 0,08 et 0,008 m/s avec une vitesse de coflow supposée nulle). Ces faibles vitesses induisent de faibles forces d'inertie. Ce fait correspond au cas où le nombre de Richardson est compris entre 0,1 et 1. Pour un débit de méthane de 4,38 cm^3/s, le nombre de Richardson se situe dans la même gamme.

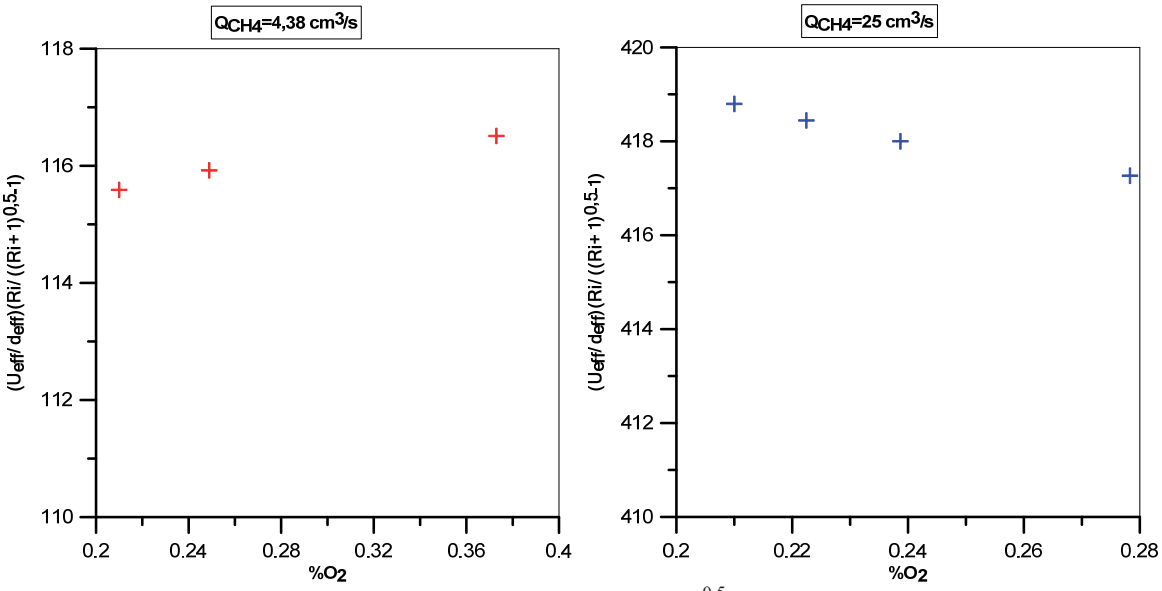


Figure 11 : Evolution du rapport $(U_{eff}/d_{eff})(Ri/((Ri+1)^{0,5}-1)$ en fonction du taux d'oxygène.

Nous remarquons sur la figure 11, que pour le cas d'un débit de méthane de 4,38 cm3/s (où la convection est mixte), nous retrouvons la même tendance que Gotoda et al. [7]. Alors que cette tendance est inversée dans le cas d'une convection forcée (Q_{CH4}=25 cm^3/s)

Le nombre de Strouhal (table 7 et 8) diminue avec l'enrichissement en oxygène. Selon Arai et al. [5], en étudiant l'effet de la gravité sur le flickering, retrouvent une relation entre la fréquence d'instabilités de flamme et la gravité sous la forme $St \sim Fr^{-0,57}$. Il s'en suit une diminution du nombre de Strouhal et donc de la fréquence des oscillations. L'enrichissement de l'air en oxygène augmente la température adiabatique de flamme donc le nombre de Froude $Fr = \frac{U_{eff}^2}{(\alpha - 1) g d_{eff}}$ est diminué. La figure 12 représente l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Froude.

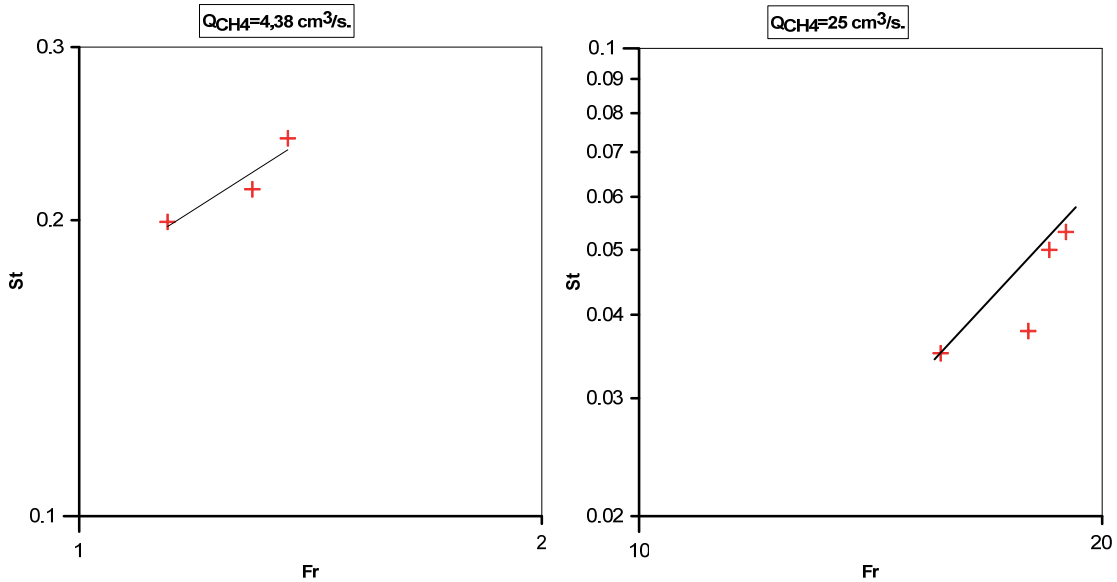


Figure 12 : Relation entre le nombre de Froude et le nombre de Strouhal de flammes oscillantes.

Cette tendance est différente que celle observée dans notre cas. cette puissance est beaucoup moins importante dans notre cas (0,125 pour un débit de méthane de 4,38 cm^3/s et 0,075 pour un débit de méthane de 25 cm^3/s). La limitation des fréquences d'oscillations mesurées à 12,5 Hz, peut en être la cause.

Dans le cas d'enrichissement de l'air en oxygène, nous allons étudier l'évolution de la longueur d'onde d'instabilités de flamme en fonction du nombre de Froude. La variation du nombre de Froude est due à la variation de la température adiabatique de flamme.
L'écart de température qui devient plus important, accélère les mouvements de convection. Il s'ensuit des instabilités de flamme avec une longueur d'onde plus faible (figure 13).

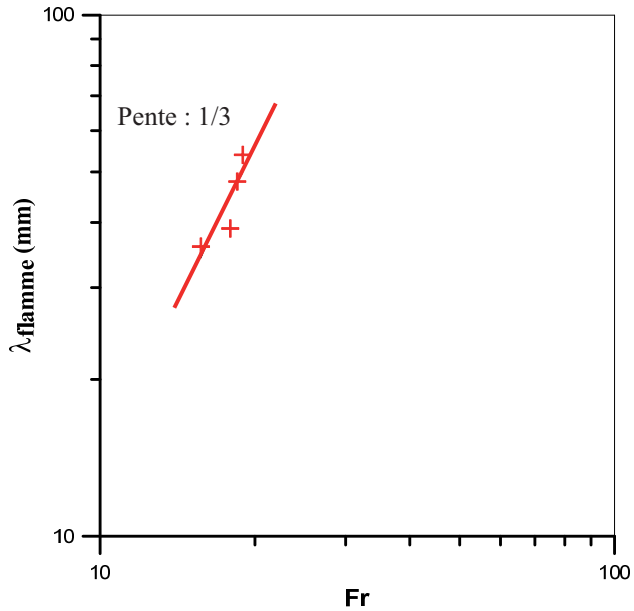


Figure 13 : Evolution de la longueur d'onde d'instabilités de flamme en fonction du nombre de Froude.

Nous retrouvons la relation reliant la longueur d'onde d'instabilités de la flamme avec le nombre de Froude $\lambda_{flamme} \sim Fr^{1/3}$.

b) flamme liftée instable.

Les conditions étudiées sont données table 9. Pour tous ces cas, le débit de méthane est fixé à 25 $*10^{-6}$ m^3/s correspondant à une vitesse moyenne d'injection de 2 m/s. Le rapport des vitesses comme celui des quantités de mouvement montrent que le jet central est dominant.

Q_{CH4} ($*10^{-6} m^3/s$)	Q_{air} ($*10^{-6} m^3/s$)	Q_{O2} ($*10^{-6} m^3/s$)	Q_{ox} ($*10^{-6} m^3/s$)	% O_2	R_U	R_J
25	89,2	0	89,2	21	0,71	0,9
	88	1,166		22		0,91
	84,3	4,86		25,3		0,92

Table 9 : Conditions expérimentales de visualisation d'instabilités d'écoulement (flamme liftée instable).

Ces conditions correspondent à une flamme liftée instable comme le montre les points situés sur le diagramme de stabilité (figure 14).

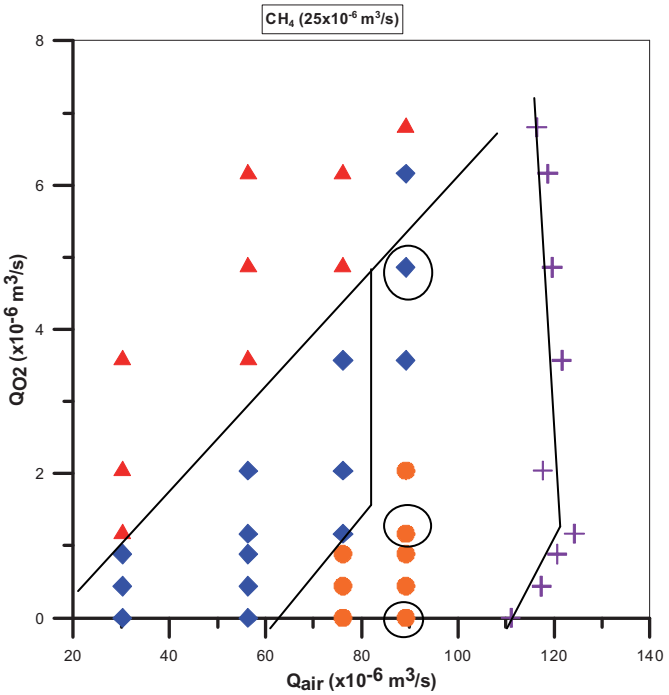
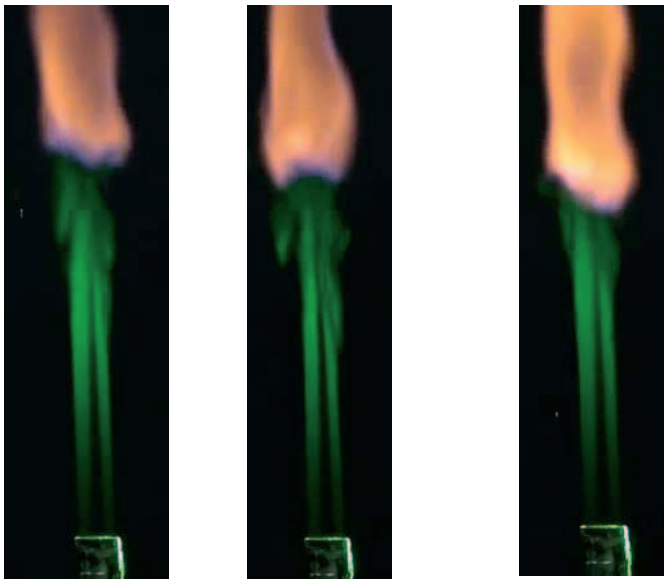


Figure 14 : Diagramme de stabilité de la flamme pour Q_{CH4}=25cm^3/s (Figure 24 du chapitre 3).

<u>Instabilité de jet.</u>

Sur les vidéos correspondant à ces débits, des photos sont acquises afin de mesurer la distance d'apparition des instabilités de jet. Trois photos de flamme montrant l'évolution de comportement de la flamme avec le taux d'oxygène sont reportées figure 15.



Q_{O2} (*10^{-6} m^3/s)	0	1,168	4,86

Figure 15: Tomographie laser de l'écoulement amont d'une flamme méthane/air enrichi en oxygène pour trois débits d'oxygène (Q_{CH4}=25*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=89,2*10^{-6} m^3/s)

Ces photos montrent l'écoulement d'air en sortie du brûleur et en amont du front de flamme. A partir d'une certaine distance de la sortie du brûleur, l'écoulement d'oxydant qui apparaît en vert illuminé par le laser montre des déformations sur la partie externe entre l'écoulement annulaire et l'air ambiant. Nous retrouvons ici les descriptions données dans la littérature.
Dans un premier temps, sur 50 images acquises par intervalle de deux secondes sur une vidéos de deux minutes, nous mesurons la hauteur de lift et la distance d'apparition des instabilités de jet cette distance que nous appelons d est définie comme la distance entre l'apparition du premier tourbillon et la sortie du brûleur.

Les valeurs moyennes sont reportées sur la table 10.

Q_{CH4} ($*10^{-6}$ m^3/s)	Q_{ox} ($*10^{-6}$ m^3/s)	% O_2	lift (mm)	d (mm)	f (lift) Hz	f (d) Hz
25	89,2	21	103,4	58,4	8	7
		22	112,9	65,6	6	6
		25,3	77	65,5	5	5

Table 10: Evolution de la hauteur de lift, la distance d'apparition des tourbillons et de leur fréquence de variation avec le pourcentage d'oxygène (Q_{CH4}=25*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=89,2*10^{-6} m^3/s).

Même si l'introduction d'encens modifie les valeurs on retrouve ici la tendance conforme aux résultats du chapitre 3, la hauteur de lift diminue en enrichissant en oxygène. La distance d'apparition des instabilités de jet à partir de la sortie du brûleur montre une augmentation.
L'évolution de la hauteur de lift et la distance d en fonction du temps sur une seconde permet d'accéder à la fréquence d'instabilités. Ces deux fréquences montrent une diminution avec l'enrichissement en oxygène.

L'augmentation du rapport de quantité de mouvement en enrichissant en oxygène diminue la longueur du cône potentiel central (Selon Villermaux et Rehab.[8], la longueur du cône potentiel l_c central est inversement proportionnelle à la racine carrée de ce rapport ($l_c \approx R_J^{-1/2}$). Le jet annulaire d'air enrichi en oxygène devient dominant. Ceci entraîne donc de basses fréquences de tourbillons dans la couche de mélange. La diminution de la hauteur de lift diminue la longueur de la zone de recirculation et diminue donc les effets de perturbation causés par l'entraînement de l'air ambiant.

Les caractéristiques de la flamme relevées sur les images sans encens sont reportées table 11.

Q_{CH4} (x 10^{-6} m^3/s)	Q_{air} (x 10^{-6} m^3/s)	Q_{O2} (x 10^{-6} m^3/s)	lift (x 10^{-3} m)	r.m.s.	L_f (x 10^{-3} m)	r.m.s.
25	89,2	0	91,5	6,1	111	21,5
	88	1,166	91	5,4	122	24,9
	84	4,86	79	4,6	142	21,5

Table 11 : Caractéristiques de la flamme avec enrichissement en oxygène (flamme liftée instable)

Instabilités de front de flamme.

Nous remarquons que comme dans le cas de lift instable, l'amplitude de variation du lift diminue avec l'enrichissement en oxygène. Cet écart passe de 6,1 mm à 21% d'oxygène à 5,4 mm à 22% d'oxygène et 4,6 mm à 25% d'oxygène.

Instabilités le long de la flamme.

L'enrichissement en oxygène se traduit par une augmentation de la longueur de flamme. La dispersion des mesures est prononcée mais ne présente pas de tendance marquée avec l'enrichissement en oxygène dans ce cas (Table 11).

Interprétation

La réduction de l'amplitude de variation ainsi que celle de la fréquence sont déjà mentionnées par Legros [3]. Cette réduction de fréquence et d'amplitude peut être due à la diminution même de longueur de flamme, et donc la réduction de l'amplitude de fluctuation périodique de l'interface entre les gaz chauds et l'air ambiant [9]. Le nombre de Grashof est calculé en utilisant T_{ox} comme proposé par Legros, $Gr = \frac{g\Delta T L_f^3}{\upsilon_{ox}^2 T_{Ox}}$ où g est l'accélération de la pesanteur de 9,81 m^2/s. ΔT est la différence entre la température de flamme et la température d'injection de 300K. La température de flamme est calculée à l'aide d'équil, logiciel permettant à partir de fractions molaires de méthane, oxygène et azote de calculer les conditions à l'équilibre. Dans notre cas, la température de flamme évolue de 1183K à 21% d'oxygène à 1285K pour 22% et 1618K à 25% d'oxygène. L'évolution du nombre de Grashof est donnée table 12.

Q_{O2} (x 10^{-6} m^3/s)	% O_2	T_f	Gr
0	21	1183	5090,6
1,166	22	1285	5392,3
4,86	25,1	1618	13927,1

Table 12 : Evolution de la température adiabatique de flamme et du nombre de Grashof en fonction du débit d'oxygène (Q_{CH4}=25 x 10^{-6} m^3/s et Q_{ox}=89,2 x 10^{-6} m^3/s).

Cette augmentation du nombre de Grashof montre un effet plus important des forces de gravité par rapport aux forces visqueuses. Un effet stabilisant des forces de flottabilité est observé, ce qui est à l'origine de la diminution de l'amplitude et de la fréquence des oscillations [3].

V. Instabilité à fort débit d'oxygène

Les diagrammes de stabilité du chapitre 3 ont été obtenus, à débit de méthane fixé, en fixant le débit d'air et en variant le débit d'oxygène. Le cas où le débit de méthane est égal à 3,14*10^{-6} m^3/s est reproduit figure 16, l'état de flamme liftée instable n'est pas observé pour les protocoles expérimentaux appliqués.

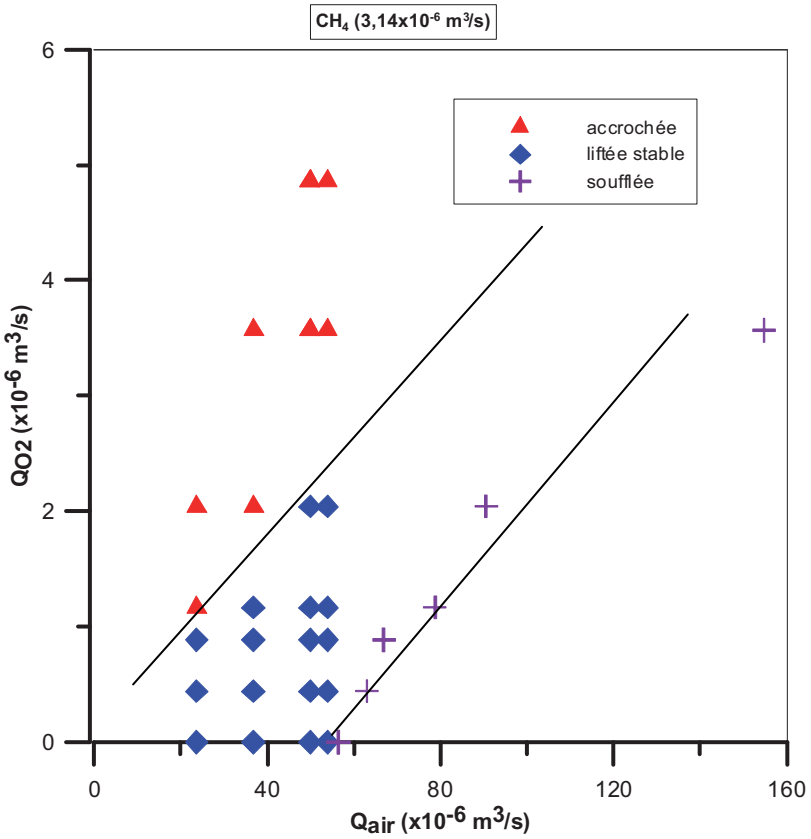


Figure 16 : Diagramme de stabilité de la flamme montrant le comportement de la flamme (Q_{CH4}=3,14 cm^3/s) (voir figure 10 du Chapitre 3).

Quand on modifie le protocole en fixant le débit d'oxygène et en augmentant le débit d'air, on retrouve les états décrits dans le chapitre 3 pour les faibles débits. A fort débit d'oxygène, la flamme liftée présente des oscillations périodiques du front de flamme. Cette instabilité qui ne correspond à aucune des instabilités citées dans la littérature, se traduit par le déplacement du front de flamme entre deux positions extrêmes. Nous remarquons que cette instabilité repousse fortement la limite de soufflage de la flamme. Les conditions expérimentales pour lesquelles nous avons observé cette instabilité figurent dans la table 13.

Q_{O2}(x 10^{-6} m^3/s)	Q_{air}(x 10^{-6} m^3/s)	Q_{ox}(x 10^{-6} m^3/s)	U_{ox} (m/s)	%O_2	Ru
4,86	103	107,86	1,69	24,6	6,8
	112	116,86	1,85	24,3	7,4
	139	143,86	2,3	23,7	9,2
	161	165,86	2,62	23,3	10,5
	172	176,86	2,8	23,2	11,2
	208	212,86	3,36	22,8	13,44
6,8	139	145,8	2,3	24,7	9,2
	172	178,8	2,8	24	11,2
	208	214,8	3,4	23,5	13,6
	277	283,8	4,5	22,9	18
	346	352,8	5,6	22,5	22,4

Table 13 : conditions expérimentales d'observation de l'oscillation de lift Q_{CH4} (3,14 x 10^{-6} m^3/s)

Les vitesses de jet annulaire sont très élevées, le rapport Ru est compris entre 6,8 et 22,4. Le cisaillement entre les deux jets est intense. Ces conditions sont utilisées pour établir un nouveau diagramme de stabilité (figure 17).

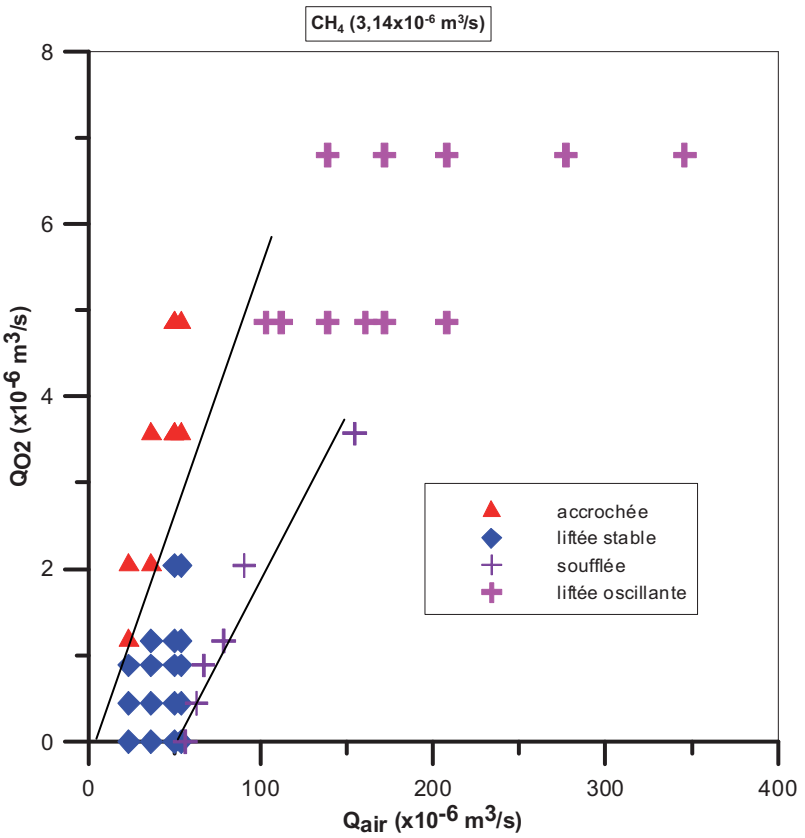


Figure 17: Nouveau diagramme de stabilité de la flamme montrant l'instabilité à fort taux d'oxygène (Q_{CH4}=3,14 cm^3/s).

Dans la suite, les caractéristiques de la flamme dans ce régime -hauteur de lift, longueur de flamme et fréquence des oscillations- sont détaillées.

La figure 18 montre image par image l'évolution du comportement de la flamme dans l'intervalle d'une seconde (limité à 25 images par seconde : fréquence de la caméra CCD utilisée). Sur chacune de ces images, et pour les cas déjà cités, la hauteur de lift et la longueur de flamme sont mesurées. Suivant les différentes vitesses d'injection de l'oxydant constitué par le mélange air+oxygène, l'évolution de ces deux caractéristiques de flamme est montrée en fonction du temps figure 19.

Alors que quand dans le cas de l'air, une augmentation de la vitesse d'injection produit une augmentation de la hauteur de lift jusqu'à ce que la flamme soit soufflée, ici dans le régime de la flamme liftée oscillante, la hauteur moyenne de lift est faible (entre 13 et 15 mm) et n'évolue pas avec l'augmentation de la vitesse d'injection. Les images de la figure 18 montrent une flamme bleue dont la longueur de flamme moyenne est constante. La longueur de flamme n'est pas sensible aux variations de la vitesse d'injection. Il semble dans ce régime d'instabilité que la flamme est fixée à une certaine distance du brûleur et insensible aux variations de la vitesse d'injection de l'oxydant. La seule influence que semble exercer la vitesse d'injection d'oxydant est la forme et l'évolution du front de flamme. Sur les images de la figure 18, on observe une variation de la forme du front qui se répète périodiquement.

Ces variations ont une influence sur les valeurs instantanées de lift et L_f qui sont reportées sur la figure 20, pour différentes valeurs de vitesses d'injection.

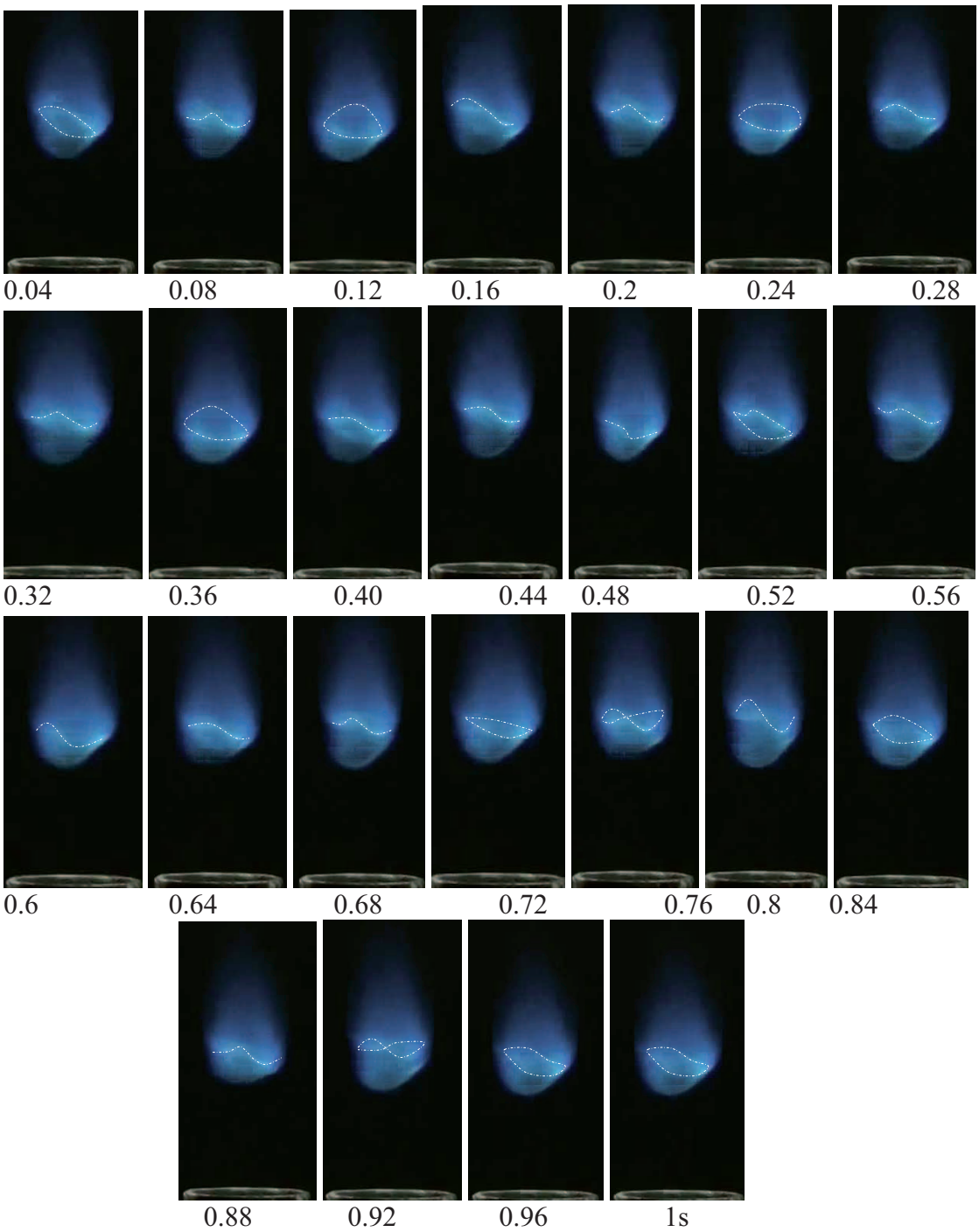


Figure 18 : photos montrant l'évolution du comportement de la flamme espacées de 1/25 seconde (Q_{CH4}=3,14 cm^3/s, Q_{air}=161,3 cm^3/s et Q_{O2}=4,86 cm^3/s).

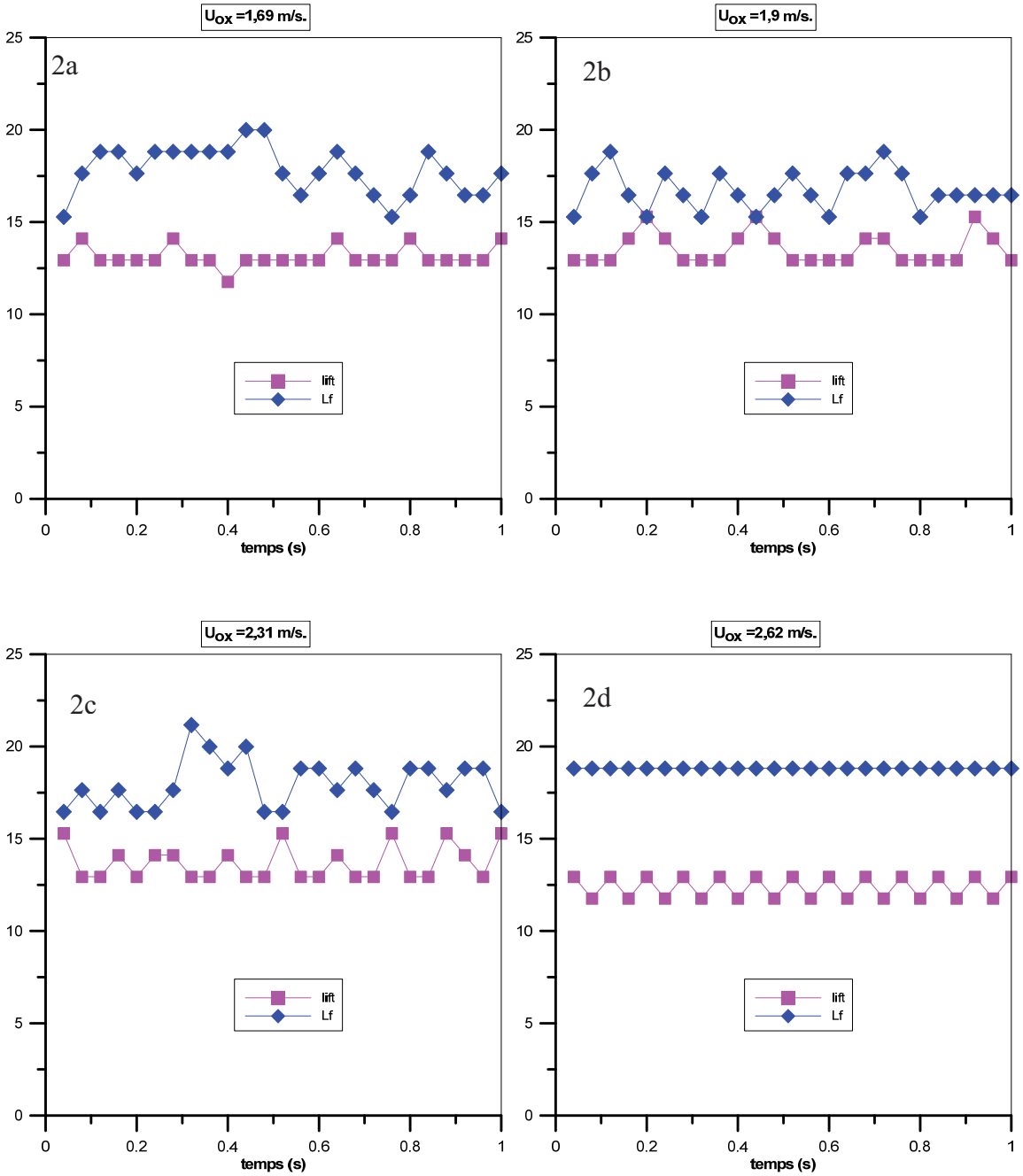


Figure 19 : Evolution de la hauteur de lift et de la longueur de flamme (en mm) pour différentes vitesses d'injection d'oxydant en fonction du temps.

La fréquence d'oscillation du front de flamme est reportée sur la figure 20 en fonction de la vitesse moyenne d'oxydant (air+oxygène) injecté.

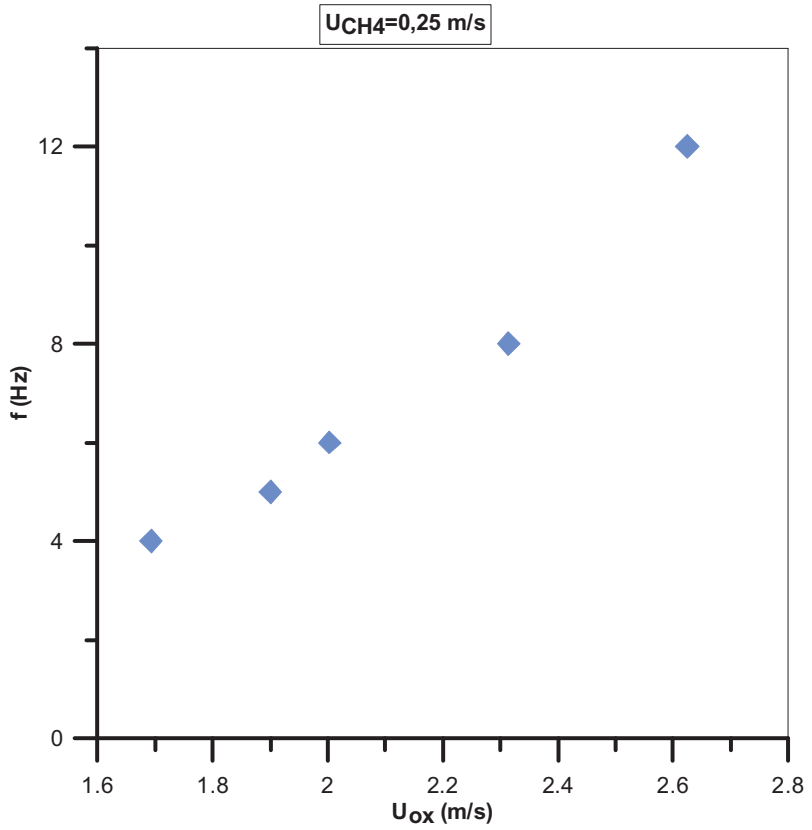


Figure 20 : fréquence d'oscillation de front de flamme en fonction de la vitesse d'injection de l'air enrichi en oxygène pour une vitesse d'injection de méthane de 0,25 m/s.

Nous remarquons que cette fréquence varie entre 4 et 12 Hz, elle est une fonction croissante de la vitesse d'injection de l'oxydant. L'augmentation de la vitesse induit une flamme de plus en plus instable, donc ayant un front de flamme vibrant à une vitesse plus importante, avec une période réduite, et donc une fréquence d'oscillations plus importante.

L'origine de cette instabilité particulière a fait l'objet de plusieurs hypothèses notamment concernant un défaut d'alimentation en gaz.

Nous avons supposé que les deux gaz oxydant et méthane pouvaient se mélanger en partie avant la sortie de l'injecteur du fait par exemple d'une fuite entre les deux compartiments d'alimentation. Une telle hypothèse conduirait à une flamme prémélangée pour laquelle une telle instabilité peut être observée. Pour vérifier cela, nous avons réalisé des expériences de visualisation laser avec introduction d'encens dans le conduit de l'air uniquement. Les images obtenues (figure 21) montrent une séparation nette entre l'injection d'oxydant, ensemencé et l'injection de méthane. Les images montrent une flamme liftée dont le front oscille d'un bord à l'autre avec une alimentation en oxydant sans perturbation visible. Le point d'accroche de la flamme sur le jet d'oxydant oscille avec la flamme. Un excès d'oxydant non utilisé au niveau du front est visible sur les images se développe long de la flamme.

Nous avons également soupçonné la présence d'une instabilité provenant de l'un des débitmètres. Cette hypothèse n'est pas validée : le remplacement du débitmètre par un col sonique n'a pas modifié cette instabilité.

Il reste l'hypothèse d'une instabilité de résonnance due à la longueur de l'injecteur, hypothèse que nous n'avons pas vérifiée.

Le rôle que joue l'oxygène dans l'apparition de l'instabilité n'est pas élucidé non plus.

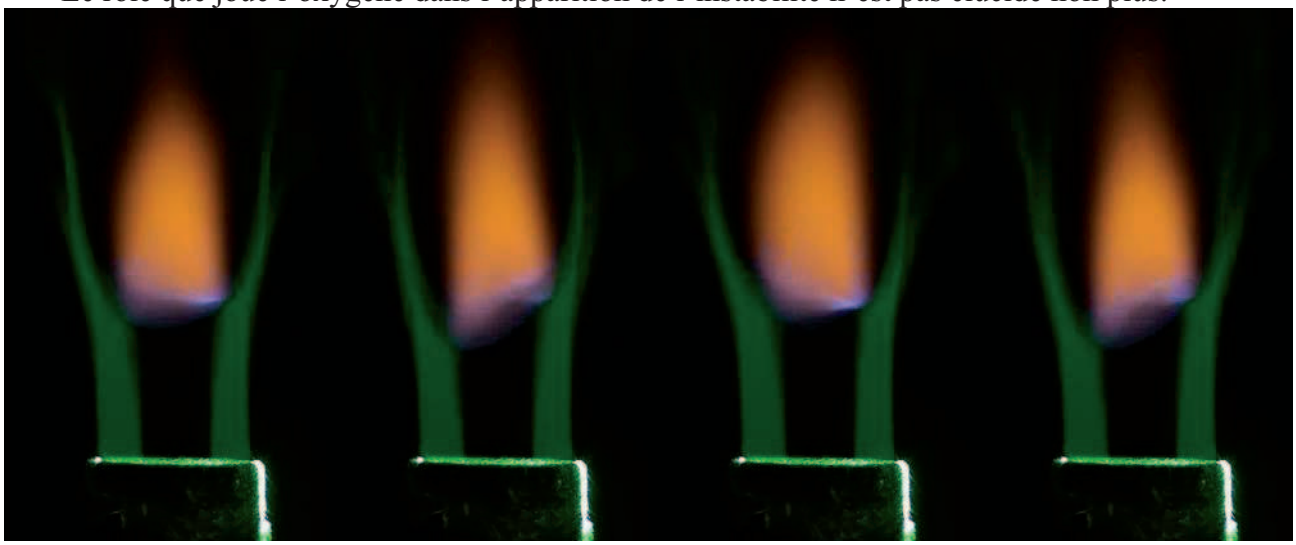


Figure 21: 4 photos successives de flamme avec ensemencement de l'écoulement co-annulaire temps entre chaque image 0,04s, Q_{CH4}=3,14 cm^3/s, Q_{air}=102cm^3/s et Q_{O2}=6,16 cm^3/s.

L'origine de cette instabilité mérite plus d'investigations dans le but de l'expliquer.

VI. Conclusion

Dans le cadre de ce chapitre, l'effet du champ magnétique et l'effet d'enrichissement de l'air en oxygène sont étudiés sur trois aspects d'instabilité de la flamme :
- les instabilités de l'écoulement en amont de la flamme: ces instabilités dues à la différence de vitesse entre les deux jets se présentent sous formes de structures tourbillonnaires. Nous mesurons pour chacun des cas étudiés leur distance d'apparition par rapport à la sortie du brûleur et leur longueur d'onde.
- les instabilités de front de flamme : la variation de la hauteur de lift avec le temps est mesurée.
-les instabilités du haut de la flamme ou « flickering » : il s'agit de la variation de position du sommet de la flamme.
Un nouveau type d'instabilités est découverte au cours des essais expérimentaux, cette instabilité est présentée avec les interprétations possibles.

Pour chacune de ces instabilités, l'amplitude et la fréquence des oscillations sont mesurées.

Du fait d'une différence importante de densité entre le méthane et l'oxydant, en plus du rapport de la vitesse de comburant sur la vitesse du combustible, le rapport de quantité de mouvement est pris en compte dans l'analyse. Dans le cas d'enrichissement en oxygène, et à cause de la variation de la masse volumique du comburant, l'évaluation de l'effet de cet enrichissement se fait suivant le rapport de quantité de mouvement.

Pour l'étude des instabilités du jet en amont de la flamme, de l'encens est injecté dans le conduit d'air. L'ajout de l'encens diminue le taux d'oxygène et augmente donc la hauteur de lift.
Les instabilités du jet apparaissent au-delà d'une certaine valeur du rapport des vitesses (R_U>0,7). Pour un rapport de vitesse supérieur, l'effet du champ magnétique se traduit par une diminution de la distance d'apparition des tourbillons à partir de la sortie du brûleur et de leur longueur d'onde. Le gradient magnétique attire l'air vers le haut, accélère le jet annulaire d'air ce qui revient à augmenter la valeur de R_U . Les instabilités de jet sont détectées plus tôt dans le jet.
L'effet de l'enrichissement en oxygène se traduit par une augmentation de la distance d'apparition des instabilités. Ici, c'est semble-t-il l'augmentation de la densité du jet annulaire et de sa viscosité qui retarde l'apparition des instabilités de jets.

Concernant les instabilités de front de flamme, la fréquence et l'amplitude d'oscillation du front de flamme diminuent en présence du champ magnétique. Ce même effet est observé pour l'enrichissement de l'air en oxygène. La variation de la hauteur de lift semble corrélée à celle de la longueur de flamme.

L'effet du champ magnétique sur l'oscillation de sommet de flamme agit en diminuant sa fréquence et son amplitude. La force magnétique étant dirigée vers le haut, elle diminue les effets de convection thermogravitaire. Le fait de diminuer les forces de gravité augmente le nombre de Froude et diminue donc le nombre de Strouhal selon Arai et *al*. [5], il s'ensuit une diminution de la fréquence d'oscillation. Le même effet est observé en enrichissant l'air en oxygène. : on retrouve une amplitude réduite des fluctuations périodiques comme prédit par Gotoda [7] .
Pour un débit de méthane de 3,14 cm^3/s au cours d'essais expérimentaux à débit d'air et d'oxygène élevé, une instabilité du front de flamme est observée qui repousse le soufflage. Cette instabilité mérite une étude approfondie pour en interpréter les causes.

Références

[1] T. Delmaere (2008), " Etude de l'effet d'un gradient de champ magnétique sur le développement de flammes de diffusion laminaire", Thèse de doctorat ICARE CNRS Orléans.

[2] T. Delmaere, B. Sarh, P. Gillon "A numerical study of the magnetic influence on coaxial jets flow upstream from lifted flames", Combustion Science and Technology, vol.182 (2010), p.1933-2010.

[3] G. Legros, T. Gomez, M. Fessard, T. Gouache, T. Ader, P. Guilbert, P. Sagaut, J.L. Torero, "Magnetically induced flame flickering", Proceedings of the Combustion Institute, vol. 33 (2011), p.1095-1103.

[4] F. Khaldi (2004), " Flammes de diffusion laminaires dans un gradient magnétique vertical", Thèse de doctorat, INPG Grenoble.

[5] M. Arai, H. Sato, K. Amagai, "Gravity effects on stability and flickering motion of diffusion flames", Combustion and Flame, vol.118 (1999), p.293-300.

[6] D. Durox, T. Yuan, E. Villermaux, "The effect of buoyancy on flickering in diffusion flames", Combustion Science and Technology, vol.124 (1997), p.277-294.

[7] H. Gotoda, S. Kawaguchi, Y. Saso, "Experiments on dynamical motion of buoyancy induced flame instability under different oxygen concentration in ambient gas", Experimental Thermal and Fluid Science, vol.32 (2008), p.1759-1765.

[8] E. Villermaux and H. Rehab, "Mixing in coaxial jets", Journal of Fluid Mechanics, vol.425 (2000), p. 161-185.

[9] J. Buckmaster, N. Peters, " The infinite candle and its stability- a paradigm for flickering diffusion flames", Twenty-first Symposium on Combustion/ The Combustion Institute (1986), p.1829-1836.

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire est consacré à l'étude expérimentale du comportement d'une flamme de diffusion laminaire méthane/air issue d'un brûleur à jets coaxiaux où deux moyens de contrôle ont été utilisés : l'application d'un gradient de champ magnétique et l'enrichissement du jet d'air par de l'oxygène.

L'étude bibliographique a permis d'établir les conditions régissant les états que peut présenter une flamme de diffusion suivant différents paramètres : la nature du combustible, la vitesse d'injection des gaz, l'influence des forces générées par un champ magnétique et celle de la teneur en oxygène du co-jet. Dans cette revue les techniques expérimentales pour accéder aux caractéristiques de la flamme y sont décrites.

Dans le chapitre 2, le comportement de la flamme est caractérisé pour chaque gamme de paramètres, à partir de films haute définition d'où sont extraites des images. Sur chaque image, l'état de la flamme est déterminé (accroché, liftée ou soufflée) ainsi que les mesures de hauteur de lift visuel et de longueur de flamme visuelle. L'utilisation d'un thermocouple assujetti à une table de déplacement 3D a permis de déterminer les hauteurs de lift de la flamme et la longueur de la zone de réaction.

En présence d'un jet annulaire d'air la flamme de méthane issue du jet central présente différents comportements qui sont caractérisés en fonction des vitesses moyennes d'injection des deux jets. La flamme est soit accrochée à l'injecteur, liftée à une certaine distance au-dessus de l'injecteur ou soufflée.

Nous avons montré que la hauteur de lift d'une flamme de méthane augmente avec la vitesse d'injection de l'air et cette distance avec l'injecteur résulte de l'équilibre entre la vitesse d'écoulement et la vitesse de propagation de la flamme. L'application d'un gradient magnétique se manifeste au niveau de la flamme par une action directe de la force sur l'air paramagnétique et une action indirecte par la génération d'une convection thermo-magnétique dans l'air du fait de la variation de la susceptibilité magnétique en présence d'un gradient de température. Selon que le gradient magnétique vertical est positif ou négatif, la force magnétique n'a pas le même sens. Dans le premier cas ses effets accélèrent l'écoulement et réduisent la gravité tandis que dans le second cas, ils s'opposent à l'écoulement et accélèrent les mouvements de convection dus à la gravité. Les mesures de hauteur de lift et de longueur de flamme montrent une différence entre la position de la flamme dans le gradient magnétique positif et dans le gradient magnétique négatif. En définissant un niveau de gravité g* qui combine gravité naturelle et magnétique, nous avons exprimé la longueur de flamme dans le cas d'un gradient magnétique vertical. Ainsi, nous avons pu comparer les résultats mesurés de longueur de flamme sous champ magnétique avec les études réalisées sur l'influence de la gravité sur les flammes de diffusion. De même, nous avons proposé des diagrammes de stabilité pour des flammes en présence et en absence du champ magnétique

Le troisième chapitre présente les résultats de l'effet de l'enrichissement de l'air par l'oxygène. Les résultats montrent un effet de l'ajout de l'oxygène sur la réduction de la hauteur de lift. Le calcul de la vitesse laminaire de flamme par Premix montre qu'en enrichissant le coflow en oxygène, la vitesse laminaire de flamme augmente, ce qui contribue à la diminution de la hauteur de lift. Pour chacun des débits de méthane, des diagrammes de stabilité de la flamme sont construits. Ces diagrammes montrent en fonction du débit d'air et du débit d'oxygène ajouté, les différents états que peut avoir la flamme : accrochée au brûleur, décrochée stable, décrochée instable et soufflée. L'ajout de l'oxygène modifie l'état instantané en transformant les flammes liftées instables en flammes liftées stables, et accrochant les flammes liftées. L'apport en oxygène favorise l'établissement des conditions stœchiométriques entre les différents réactifs près de la sortie du brûleur.

Enfin, les conditions de soufflage sont déterminées. Pour cela, le débit d'oxygène est fixé et le débit d'air est augmenté en continu jusqu'à l'extinction de la flamme. Différentes transitions entre les états de la flamme sont notées. Le soufflage, pour la plupart des cas, a lieu à partir de l'état lifté en augmentant le débit d'air.

Dans le chapitre 4, un dispositif calorimétrique est conçu pour mesurer la chaleur émise par la flamme. Les profils temporels de température, correspondant à la chaleur récupérée par cet échangeur sont mesurés en variant le débit d'air à débit de méthane constant, et le taux d'oxygène à débit total d'oxydant constant. En augmentant le taux d'oxygène, la température maximale atteinte est augmentée. A l'aide de ce profil de température, nous avons été capables de déterminer le comportement de la flamme et donc de reproduire les diagrammes de stabilité du chapitre 3. Avec l'enrichissement en oxygène, l'efficacité énergétique est augmentée. Ce phénomène est expliqué par une température de flamme plus importante qui induit une augmentation de la puissance rayonnante. Une analyse de coût montre que la réduction de consommation de combustible est plus importante que le surcoût de l'oxygène.

L'évolution temporelle de plusieurs caractéristiques de la flamme telles : la distance d'apparitions de jet et leur longueur d'onde, obtenues par tomographie laser, la hauteur de lift, la longueur de flamme et la longueur d'onde d'instabilités de flamme, est décrite dans le chapitre 5. L'effet du champ magnétique et de l'enrichissement de l'air en oxygène sur ces paramètres est étudié pour deux configurations de brûleur. Ces deux facteurs sont montrés ayant un effet stabilisant sur la flamme en réduisant les écart-types de variation de chacun des paramètres mesurés.

Perspectives

L'influence du gradient magnétique est déduite des mesures locales thermiques de la flamme moyennées dans le temps. Nous avons identifié qu'un des effets du champ était de modifier les effets convectifs du fait d'une convection thermomagnétique qui se combine à la convection thermogravitaire. La fluctuation du sommet de flamme résulte aussi des effets gravitaires et est modifiée par la présence d'une force magnétique. La convection autour de la flamme joue un rôle primordial dans la réponse au champ magnétique. Ici nous n'avons pas

mis en évidence expérimentalement la présence de la convection entre la flamme et l'air extérieur et sa modification par le champ magnétique. Il serait intéressant d'essayer de les quantifier soit par des mesures de vélocimétrie soit par des mesures thermiques de déplacement des tourbillons.

Les travaux sur les instabilités souffrent d'une étude limitée en fréquence à 12,5 Hz. Il est indispensable après cette première étape de poursuivre les expérimentations avec une caméra rapide qui permette de balayer une gamme de fréquence plus élevée. Filtrer les images à une longueur d'onde correspondant à l'émission CH* ou OH* ouvrirait sur la position de la réaction chimique.

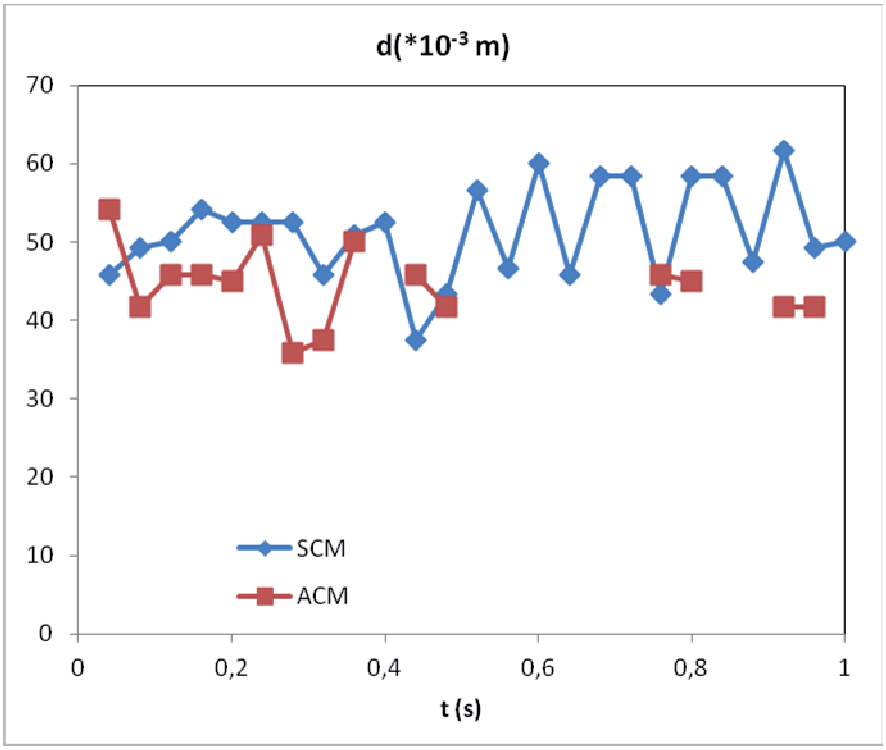
La suite toute naturelle de ce travail de thèse est de combiner l'effet de l'enrichissement en oxygène à l'effet du champ magnétique. Cet axe, déjà initié par Legros et al., se justifie par le fait que la force magnétique est proportionnelle à la teneur en oxygène. Un enrichissement de l'air en oxygène augmentera la force magnétique et donc les effets au niveau de l'injection et l'entraînement de l'air mais aussi au niveau de la convection.

Enfin, un modèle numérique d'une flamme liftée laminaire de méthane air issue de jets coaxiaux avec prise en compte d'une force magnétique a été développé dans le cadre de la thèse de T. Delmaere. L'application de ce modèle au cas d'enrichissement de l'air en oxygène serait particulièrement intéressante. La prise en compte dans le modèle des effets instationnaires que nous avons mis en évidence expérimentalement serait également une voie de développement.

ANNEXES

Effet du champ magnétique.

a) Flamme liftée instable.



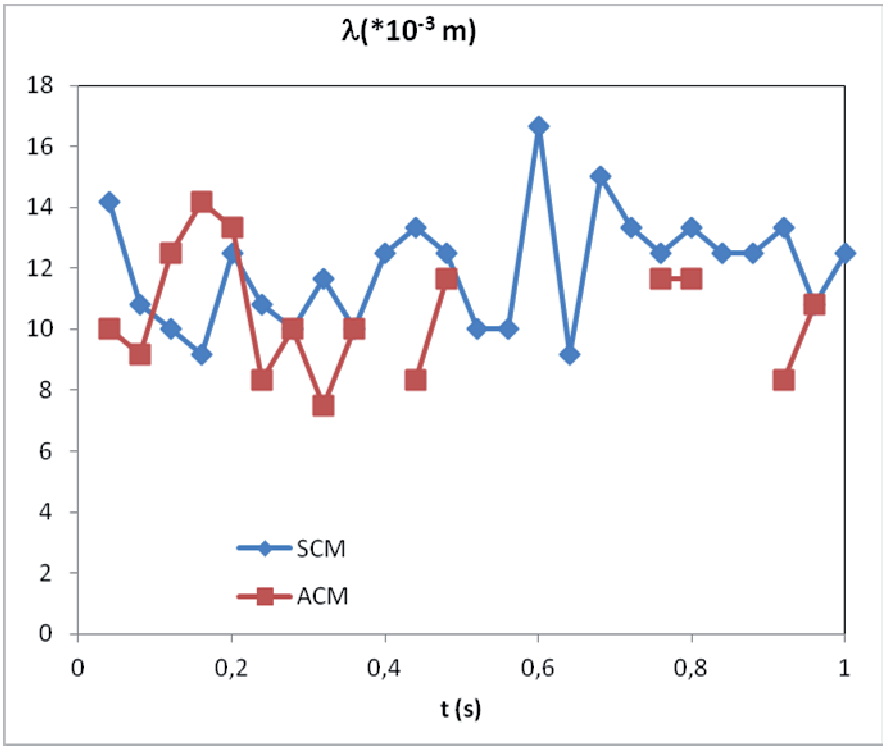


Figure 1 : Effet du champ magnétique sur l'évolution de la distance d'apparition des tourbillons (a) et leur longueur d'onde (b) en mm sur une seconde (Q_{CH4}=13*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=40,4*10^{-6} m^3/s).

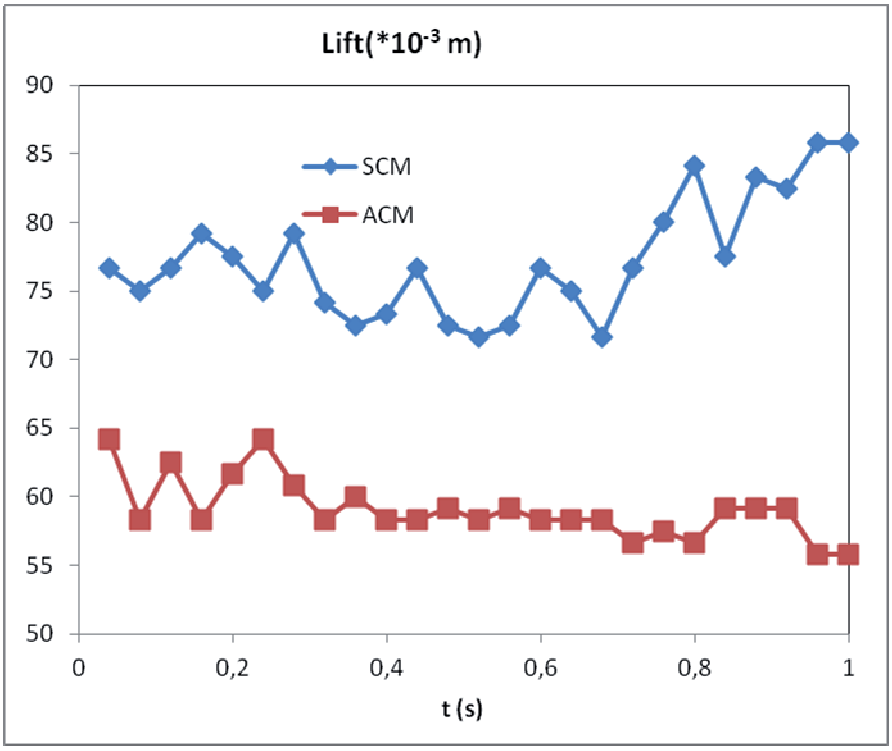


Figure 2 : Effet du champ magnétique sur l'évolution de la hauteur de lift sur une seconde (Q_{CH4}=13*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=40,4*10^{-6} m^3/s).

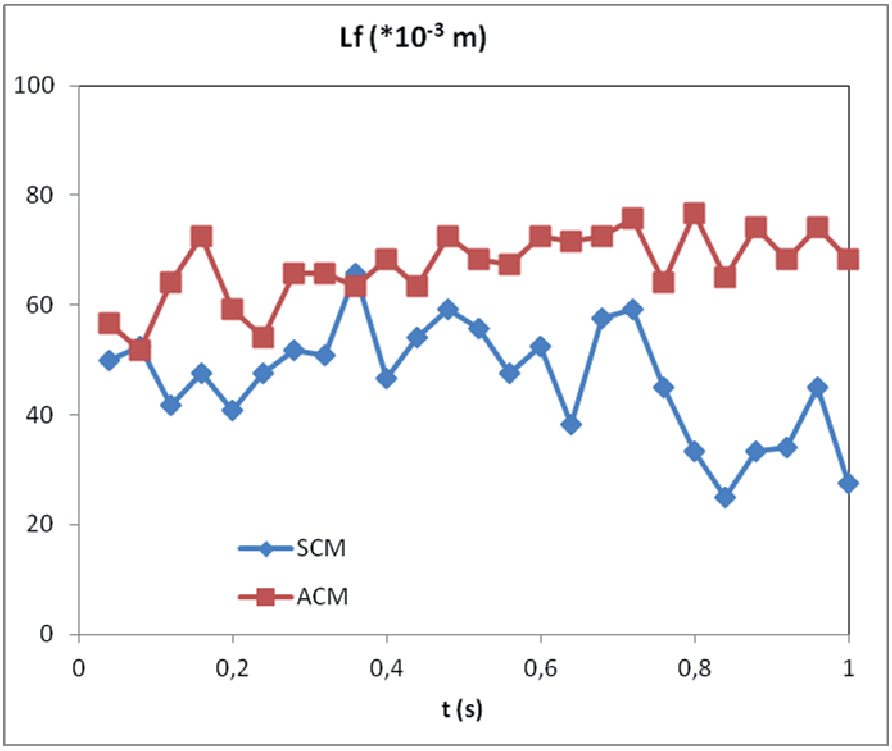


Figure 3: Effet du champ magnétique sur l'évolution de la longueur de flamme sur une seconde (Q_{CH4}=13*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=40,4*10^{-6} m^3/s).

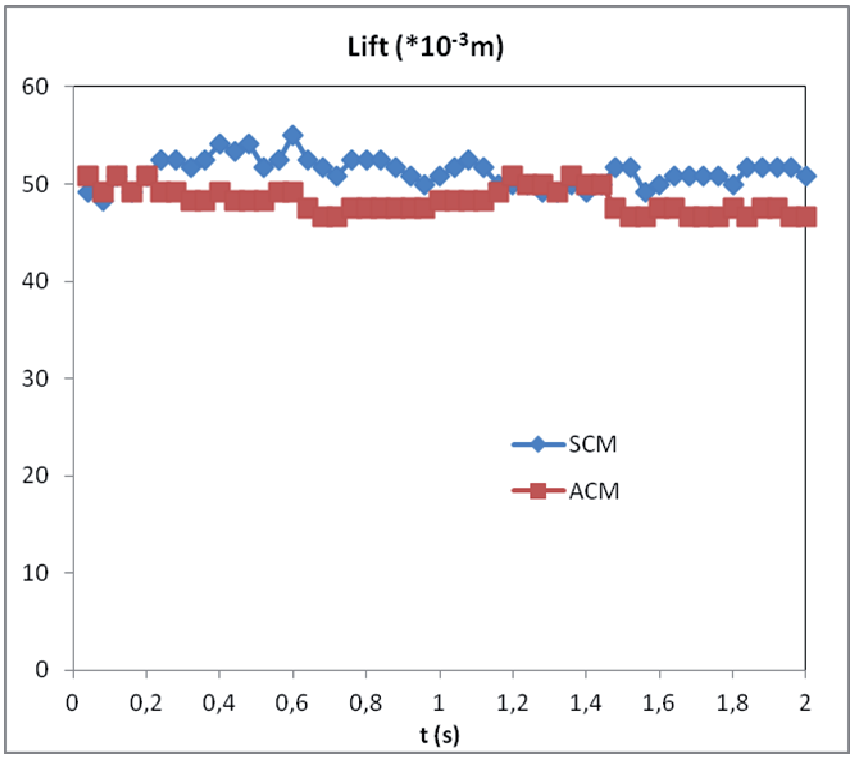


Figure 4 : Effet du champ magnétique sur l'évolution de la hauteur de lift

(Q_{CH4}=15*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=38,6*10^{-6} m^3/s).

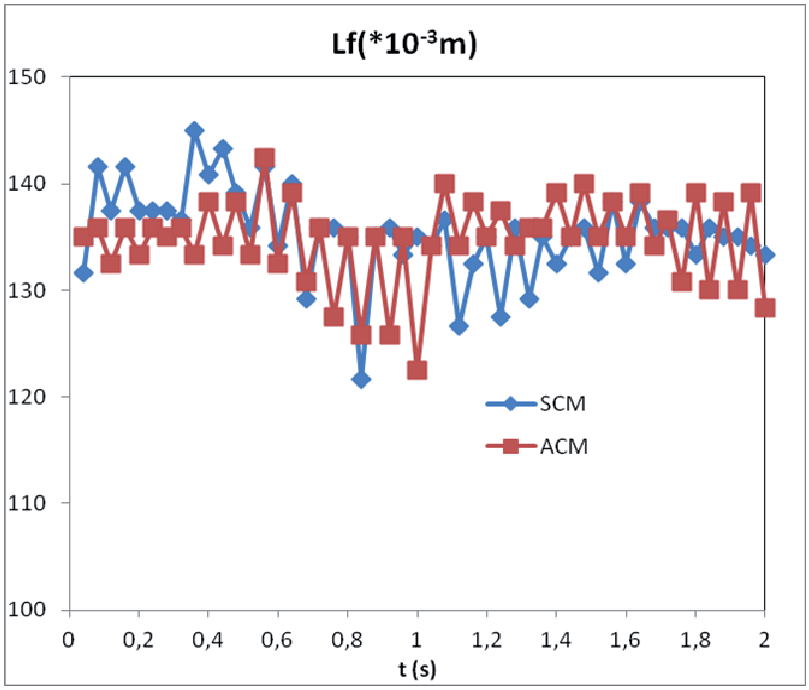


Figure 5 : Effet du champ magnétique sur l'évolution de la longueur de flamme sur une seconde (Q_{CH4}=15*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=38,6*10^{-6} m^3/s).

Effet de l'enrichissement en oxygène.

a) Flamme liftée stable.

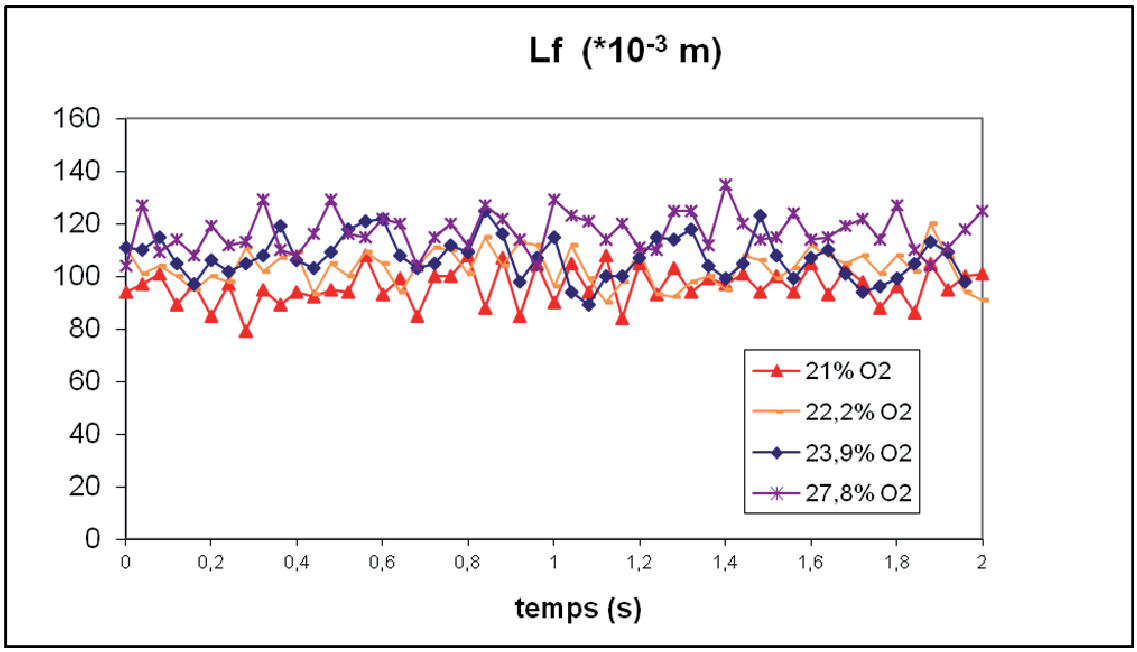
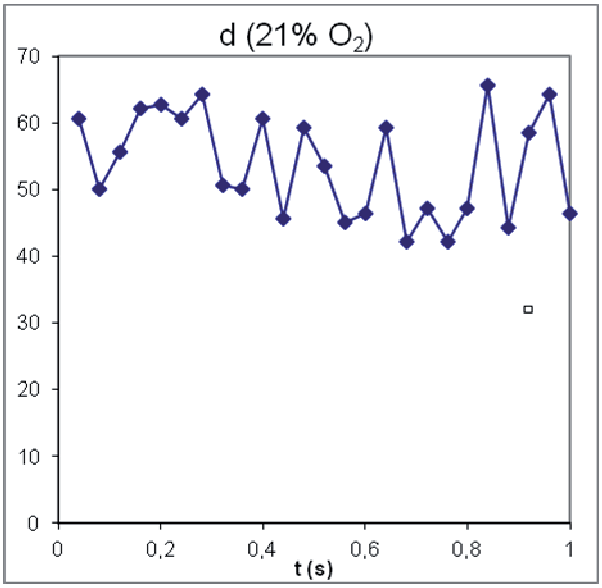
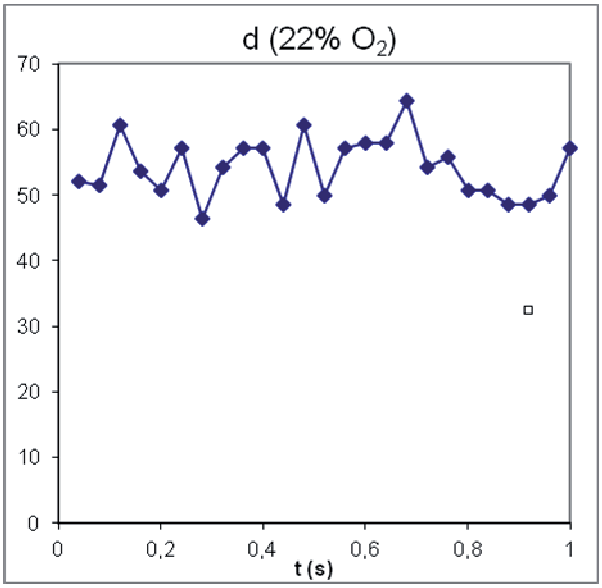


Figure 6 : Evolution de la longueur de flamme en mm sur une seconde avec le pourcentage d'oxygène (Q_{CH4}=25*10^{-6} m^3/s et Q_{ox}=56,2*10^{-6} m^3/s).

b) flamme liftée instable.





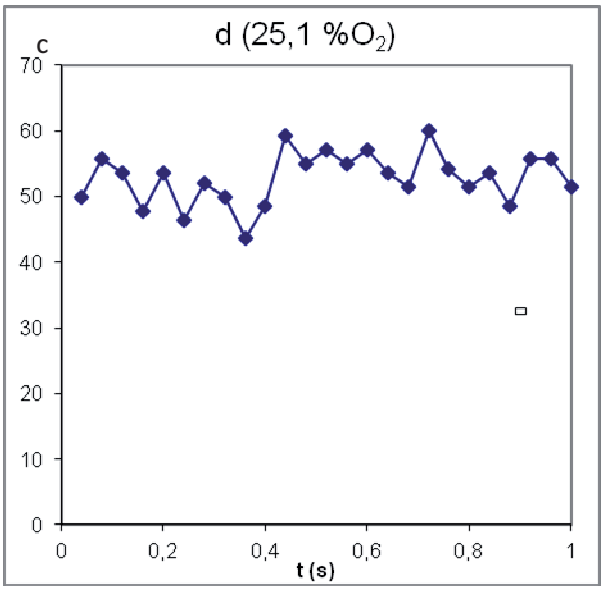
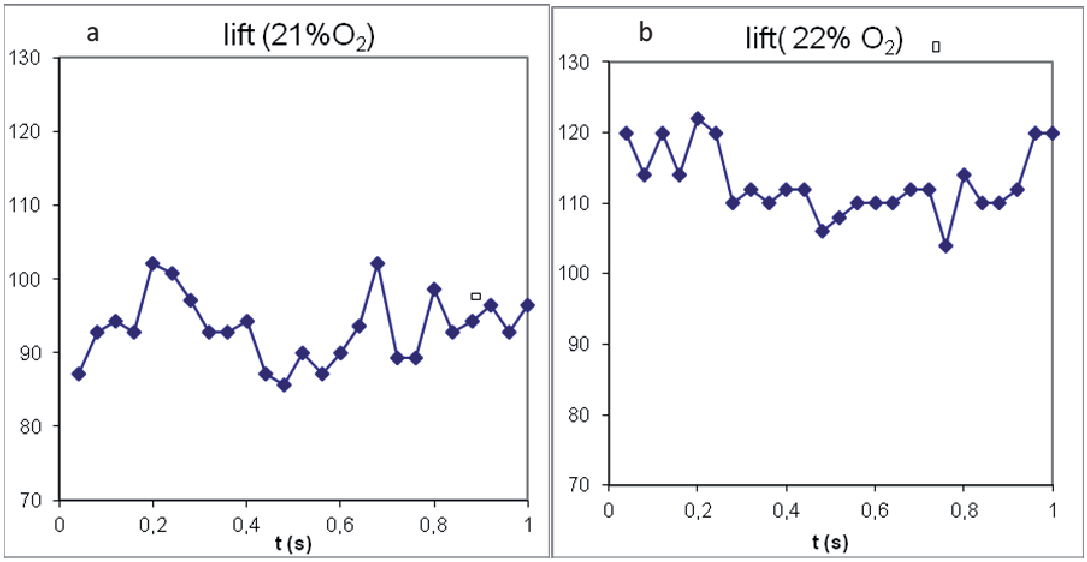


Figure 7 : Evolution de la distance d'apparition d'instabilités de jet sur une seconde avec le pourcentage d'oxygène (Q_{CH4}=25*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=89,2*10^{-6} m^3/s).



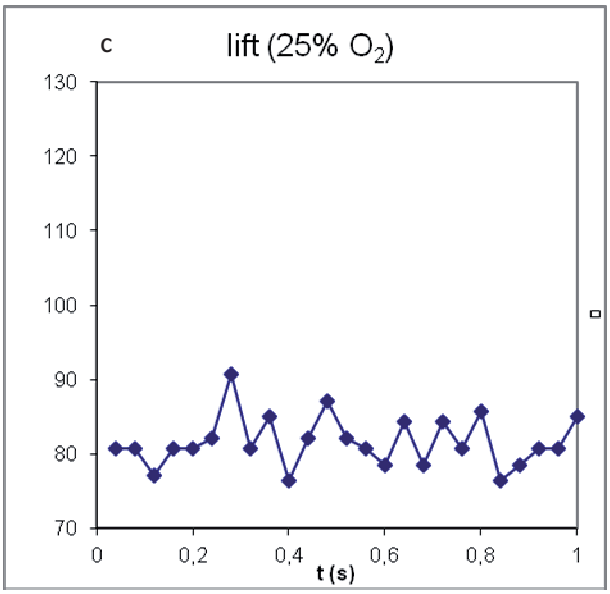
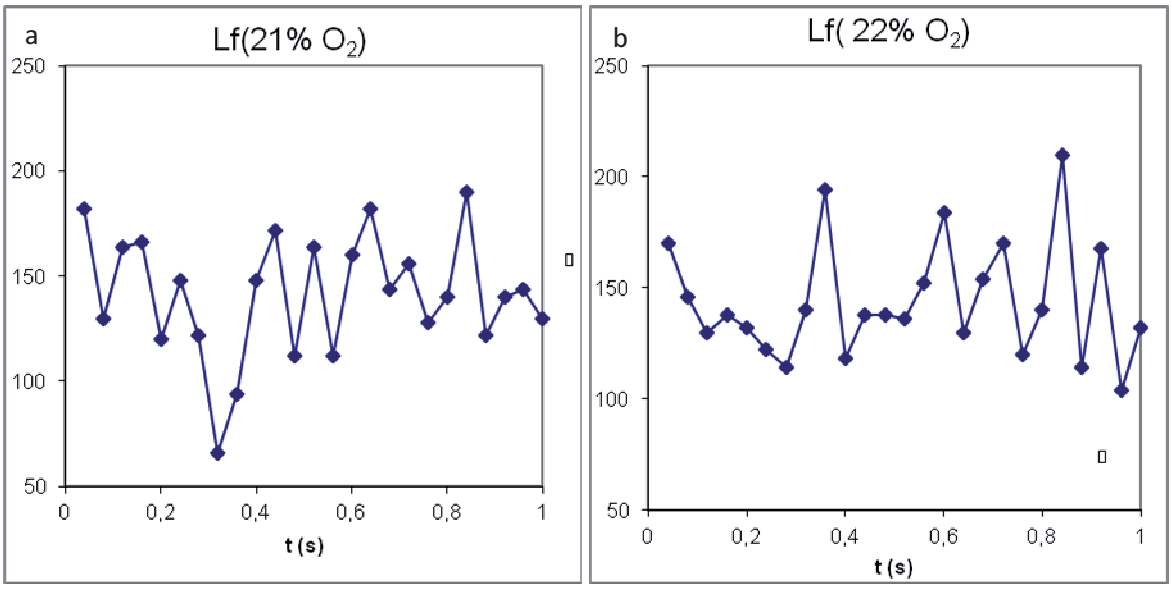


Figure 8 : Evolution de la hauteur de lift sur une seconde avec le temps à différents pourcentages d'oxygène (Q_{CH4}=25*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=89,2*10^{-6} m^3/s).



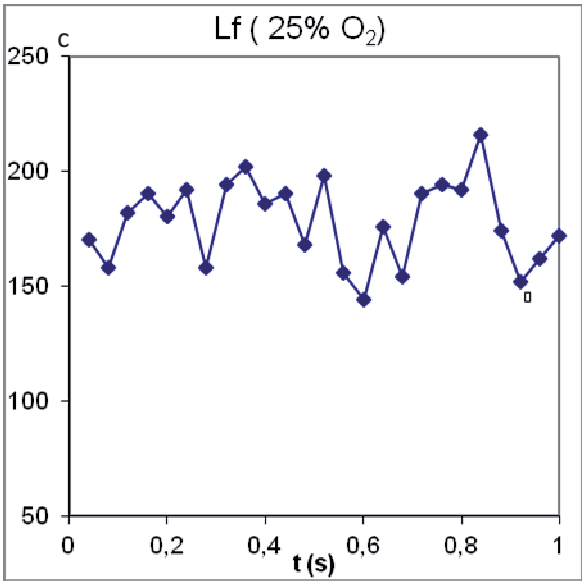


Figure 9 : Evolution de la longueur de flamme en mm sur une seconde avec le pourcentage d'oxygène (Q_{CH4}=25*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=89,2*10^{-6} m^3/s).

Spectre de Transformée de Fourrier Rapide

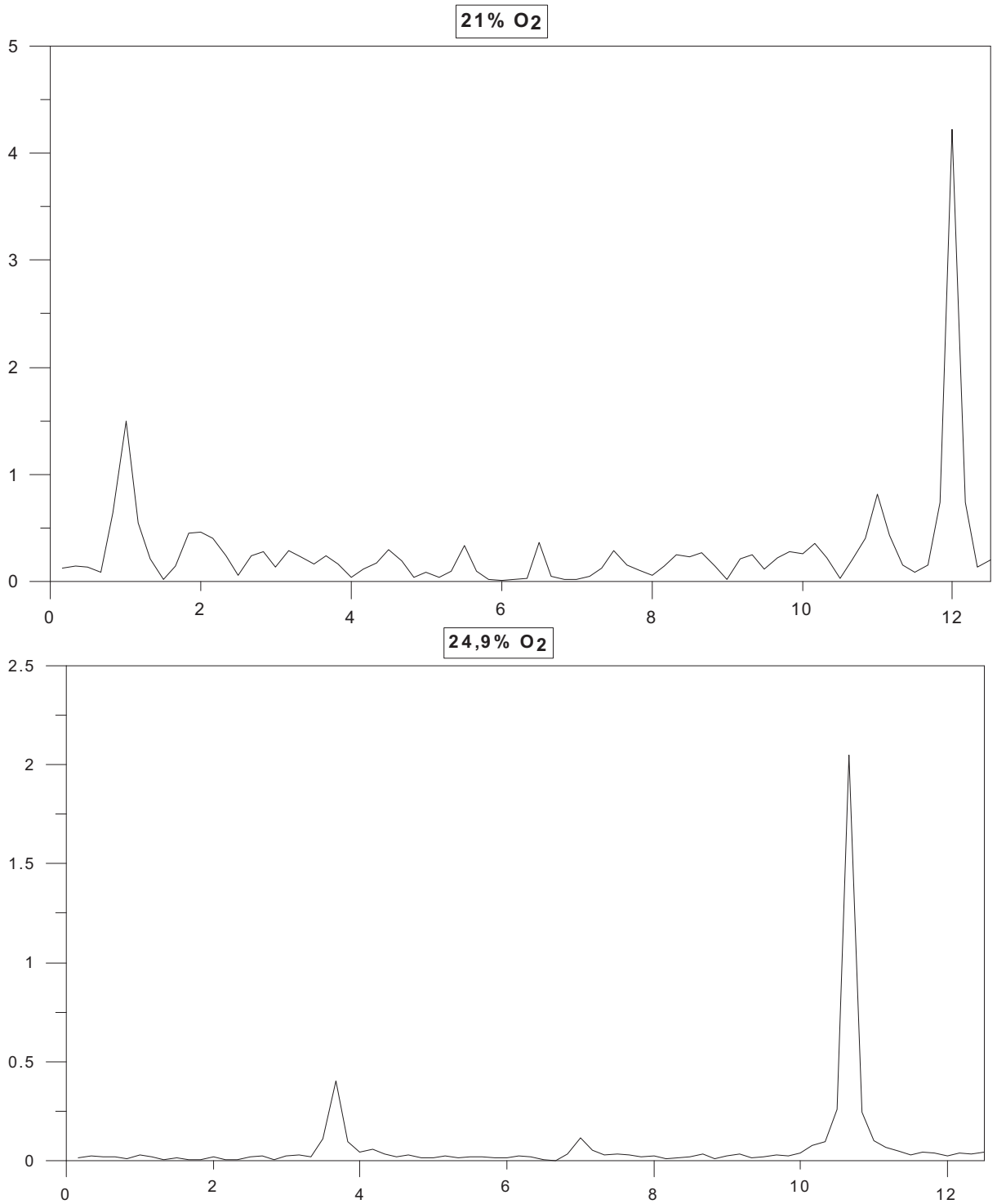


Figure 10 : Transformée de Fourrier rapide (Q_{CH4}=4,38*10^{-6} m^3/s et Q_{air}=23,7*10^{-6} m^3/s).

Annexe 2 : propriétés physiques des gaz.

Gaz	Masse volumique (kg/m^3)	Viscosité cinématique (m^2/s)
CH_4	0,644	$1,73*10^{-5}$
Air	1,169	$1,59*10^{-5}$
O_2	1,284	$1,604*10^{-5}$
N_2	1,138	$1,563*10^{-5}$

Annexe 3 : Conditions pour un écoulement laminaire pleinement développé.

Ecoulement circulaire central de méthane :

Selon Langhaar [1], pour qu'un écoulement laminaire dans une canalisation circulaire soit pleinement développé, il faut que : $\frac{L}{d} \geq 0{,}06\ \mathrm{Re}$

Avec L la longueur de la canalisation
d le diamètre de la canalisation
Re le Reynolds de l'écoulement dans la canalisation

Dans le chapitre 2, la canalisation centrale de méthane a un diamètre de 4 mm. La longueur de la canalisation est choisie à 150 mm pour assurer un écoulement développé en sortie. On vérifie que les conditions expérimentales (tableau 1) utilisées conduisent à un nombre de Reynolds qui ne dépasse pas : Re= L/ (d*0,06)= 150/ (4*0,06)=625.

Ecoulement annulaire d'air (ou d'air enrichi en oxygène) :

Pour une canalisation annulaire de petit rayon R_1 et de grand rayon R_2 et d'après Tehrmina et Mojtabi [2], le critère pour qu'un écoulement soit pleinement développé est :

$$\frac{L}{r_m} = \left[\frac{r_m}{R_1} - 1\right]^{1,85} \mathrm{Re}^{0,8} \quad avec \ r_m = \sqrt{\frac{R_2^2 - R_1^2}{2\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}}$$

Dans le chapitre 2, pour l'écoulement annulaire d'air où R_1= 6 mm et R_2= 10 mm, r_m= 3,96 mm. Les conditions expérimentales (tableau 1) conduisent à un nombre de Reynolds inférieur à la valeur critique : $\mathrm{Re}_{\max} = \left[\frac{L}{r_m}\left(\frac{r_m}{R_1} - 1\right)^{-1,85}\right]^{1,25} = 1316.$

Le même raisonnement est effectué pour le chapitre 3, où la longueur de la canalisation de méthane est de 200 mm, et son diamètre est de 4 mm. Le nombre de Reynolds critique est de 833. Pour la canalisation annulaire d'air enrichi en oxygène, le nombre de Reynolds critique est de 1884. On remarque que dans le tableau 2 du chapitre 3, les nombres de Reynolds expérimentaux, pour le méthane et pour l'air enrichi en oxygène, ne dépassent pas ces valeurs.

[1] H.L. Langhaar, "Steady flow in the transition length of a straight tube", Journal of applied mechanics, vol.10, p.55, 1942.
[2] Tehrmina, Mojtabi, FEMM, chapitre 6, 1988
www.sft.asso.fr/Local/sft/dir/user.../FEMM%20-%20chapitre%206b.pdf

May CHAHINE

Étude des effets magnétiques et des effets de l'enrichissement en oxygène sur la combustion d'une flamme laminaire CH_4-Air. Optimisation de l'efficacité énergétique

Résumé:

L'étude et la compréhension du comportement des flammes de diffusion sont nécessaires et ceci à cause de leur présence dans diverses applications industrielles. Dans la présente étude, cette flamme de diffusion laminaire est issue d'un jet circulaire de méthane et d'un jet coaxial d'air. Deux moyens sont proposés afin d'influencer cette flamme: l'application d'un champ magnétique non-homogène et l'enrichissement du jet d'air coaxial en oxygène. L'effet de ces deux facteurs est étudié au niveau des caractéristiques de la flamme (hauteur de décrochage ou lift et la longueur de la flamme), son comportement, sa stabilité et les instabilités d'écoulement en amont de la flamme, de front de flamme et de sommet de la flamme (flickering). L'effet du champ magnétique dépend du signe de son gradient, et cet effet est dû à la génération d'une force magnétique et de la modification des courants de convection. L'enrichissement de l'air en oxygène a un effet stabilisant sur la flamme, une meilleure efficacité énergétique est remarquée. Le champ magnétique et l'enrichissement en oxygène modifient l'amplitude et la fréquence des instabilités évoquées. Un avantage majeur de ces moyens de contrôle pourrait être une stabilisation de la flamme décrochée a la sortie du brûleur.

Mots-clés: flamme de diffusion, laminaire, champ magnétique, enrichissement en oxygène, stabilité, efficacité énergétique.

Study of magnetic field and oxygen enrichment effects on the combustion of a laminar flame CH_4-Air. Optimisation of the energetic efficiency

Summary

Studying and understanding the behavior of diffusion flames becomes of great importance because of their presence in different industrial applications. In this study, the laminar diffusion flame is issued from a circular jet of methane and a coaxial jet of air. Two ways are proposed to influence this flame: the application of a non-homogeneous magnetic field and enrichment of air with oxygen. The effect of these two factors is studied on the flame characteristics (lift-off height and flame length), its behavior, stability and the instabilities of the upstream flow, the flame base and the flame top (flickering). The effect of the magnetic field depends on the sign of its gradient, and it's due to the generation of a magnetic force and the influence on the convection motion. Enrichment of air with oxygen is having a stabilizing effect on the flame. Magnetic field and oxygen enrichment can modify the amplitude and the frequency of different kind of instabilities. The major advantage consists in the stabilization of the flame on the burner rim.

Key words: diffusion flame, laminar, magnetic field, oxygen enrichment, stability, energetic efficiency.

ICARE
1C, Avenue de la Recherche Scientifique
45071, Orléans cedex