HAL
open science

Etude de l'effet d'un gradient de champ magnétique sur le développement de flammes de diffusion laminaires

Thomas Delmaere

To cite this version:

Thomas Delmaere. Etude de l'effet d'un gradient de champ magnétique sur le développement de flammes de diffusion laminaires. Energie électrique. Université d'Orléans, 2008. Français. NNT : . tel-00369515

HAL Id: tel-00369515

https://theses.hal.science/tel-00369515v1

Submitted on 20 Mar 2009

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

ICARE CNRS ORLEANS

THÈSE présentée par :

Thomas DELMAERE

Soutenue le : **8 Décembre 2008**

Pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : Energétique

Etude de l'effet d'un gradient de champ magnétique sur le développement de flammes de diffusion laminaires

Thèse dirigée par :

Mr Brahim SARH	Directeur de thèse, Professeur Université Orléans, ICARE-CNRS
Mlle Pascale GILLON	Co encadrante, Chargée de recherche CNRS, ICARE-CNRS, Orléans

Rapporteurs :

Mr Jean Charles SAUTET	Rapporteur, Professeur Université Rouen, CORIA
Mr Najib LARAQI	Rapporteur, Professeur Université Paris X, TIE

Membres du jury :

Mr Jean Charles SAUTET	Rapporteur, Professeur Université Rouen, CORIA
Mr Najib LARAQI	Rapporteur, Professeur Université Paris X, TIE
Mr Hamou SADAT	Président du jury, Professeur Université Poitiers, LET
Mr Laurent CATOIRE	Examinateur, Professeur Université Orléans, ICARE-CNRS
Mlle Pascale GILLON	Co encadrante, Chargée de recherche CNRS, ICARE-CNRS, Orléans
Mr Brahim SARH	Directeur de thèse, Professeur Université Orléans, ICARE-CNRS

Thomas DELMAERE

Etude de l'effet d'un gradient de champ magnétique sur le développement de flammes de diffusion laminaires

Ce travail a pour objectif de comprendre les mécanismes mis en jeu lors de l'application d'un gradient de champ magnétique sur le développement d'une flamme de diffusion laminaire décrochée. Les propriétés de ce type de flamme dépendent beaucoup des vitesses d'éjection, de la géométrie du brûleur et du nombre de Scmidt des carburants. Nous avons ici considéré une configuration d'une flamme laminaire de diffusion de méthane/air, issue d'un brûleur coaxial, débouchant dans de l'air ambiant. Le champ magnétique est généré par un aimant permanent. L'étude expérimentale montre que la hauteur de décrochage est très sensible au débit d'air mais peu au débit de méthane. L'application du champ magnétique permet de réduire la hauteur de décrochage et renforce la stabilité de la flamme. L'étude numérique a été conduite dans le cas sans et avec champ, à partir d'un code CFD dans lequel, deux modifications ont été apportées : ajout d'un modèle de rayonnement qui permet de prendre en compte les pertes radiatives des gaz chauds et prise en compte de l'influence du champ magnétique par l'ajout d'une force volumique dans l'équation de quantité de mouvement. Il a été montré que la hauteur de décrochage dépend fortement du débit d'air mais peu du débit de méthane. L'application du champ magnétique permet de réduire la vitesse de l'air et le gradient spatial de fraction massique de méthane, phénomènes importants dans la diminution de la hauteur de décrochage et dans l'augmentation de la vitesse de propagation de la flamme.

Mots clés : Flamme laminaire de diffusion CH_4/Air – Champ magnétique – Hauteur de décrochage – Mélange de jets coaxiaux – Etudes expérimentales - Simulations numériques – Code CFD FLUENT

Effects of a magnetic gradient on lifted laminar diffusion flames

The goal of this study is to understand the mechanism of the action of a magnetic gradient on lifted laminar diffusion flames. Properties of these flames depend of the velocity, the burner configuration and the Schmidt number of fuels. We have interested to a methane/air laminar diffusion flame from a coaxial burner where fuel and air are injected in ambiant air. A permanent magnet creates a non-uniform magnetic field. We have investigated experimentally that the lift-off height depends essentially of air velocity and have a minor dependence of the fuel velocity.. The magnetic field reduces the lift-off height and increases de flame stability. The numerical study was realised with and witout the magnetic field, wit a CFD code which two modifications are introduced : hot gases radiative lost and the volumic magnetic force which is add in the momentum equation. The study shows that the lift-off height depend essentially of the air velocity and have a minor dependence of the fuel velocity. The magnetic field reduces the air velocity and the spatial gradient of the mass fraction of methane, which are important effects for reducing the lift-off height and increasing the propagation flame velocity.

Keywords : Laminar diffusion flames CH_4/Air, Magnetic field, Lift-off height, coaxial jets, experimental study, numerical simulation, CFD FLUENT

1C Avenue de la Recherche Scientifique
45071 Orléans cedex 2 (France)
Téléphone : +33 (0)2 38 25 54 16
Fax : +33 (0)2 38 69 60 04
Site internet : http://www. cnrs-orleans.fr/icare/

Remerciements

Je tiens à remercier Iskender Gökalp directeur de l'institut CNRS-ICARE de m'avoir reçu durant ces 3 années de thèse.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance à Mademoiselle Pascale Gillon et Brahim Sarh qui ont dirigé mes travaux de thèse.

J'exprime ma respectueuse gratitude à Monsieur Hamou Sadat, Professeur d'université à Poitiers d'avoir accepté la présidence du jury de cette thèse.

Remerciements à Monsieur Jean Charles Sautet, Professeur d'université à Rouen

Remerciements à Monsieur Najib Laraqi, Professeur d'université à Paris X.

Remerciements à Monsieur Laurent Catoire, Professeur à l'université d'Orléans

Je remercie Dmitry Davidenko pour son aide sur la simulation numérique.

Enfin je tiens à remercier tous les membres du CNRS-ICARE pour leur aide et surtout les doctorants avec lesquels j'ai vécu ces trois années de thèse.

Table des matières

Nomenclature 7

Introduction 9

Références Bibliographiques 16

Chapitre 1 : Etude expérimentale 19

Montage expérimental 19
Résultats 23
Mesure de la hauteur de décrochage 26
Diagramme de stabilité 30
Conclusions 32
Références bibliographiques 32

Chapitre 2 : Modélisation numérique 33

Position du problème 33
Modélisation de la flamme laminaire décrochée 33
Méthode numérique 36
Eléments extérieurs ajoutés à FLUENT 36
Le rayonnement 36
La force paramagnétique 37
Le domaine numérique 38
Domaine de calcul 38
Les conditions aux limites 39
Positions des frontières 39
Références bibliographiques 44

Chapitre 3 : Influence du champ magnétique sur les jets coaxiaux 45

Introduction 45
Le jet rond laminaire 45
Les jets coaxiaux 51
Couche de mélange 53
Eléments de caractérisation 53
Les cônes potentiels 53
Epanouissement 54
Entraînement 55
Etude numérique 56
Validation du modèle numérique 56
Simulation numérique du comportement dynamique de jets coaxiaux 59
Résultats sans champ 61
Lignes de courant 61
Evolution axiale 62
Cônes potentiels 64
Evolution radiale 64
Epanouissement 66
Entraînement 68
Résultats avec champ 69
Cas c0 où le centre de l'aiment est placé à z=0 70

Lignes de courant 70
Evolution axiale..... 72
Cônes potentiels 73
Radial 73
Epanouissement..... 75
Rayon stœchiométrique..... 77
Entraînement 77
Cas c10 où le centre de l'aimant est à z=10mm..... 79
Lignes de courant 79
Evolution axiale..... 80
Cônes potentiels 81
Radial 81
Epanouissement..... 83
Rayon stœchiométrique..... 84
Entraînement 85
Etude sur la recirculation en sortie de brûleur..... 86
Conclusion..... 89
Références bibliographiques 90

Chapitre 4 : Influence du champ magnétique sur les flammes décrochées 91

Introduction 91
Etude d'une flamme laminaire de méthane décrochée..... 92
Méthode d'évaluation de la longueur et de la hauteur de décrochage de flamme 93
Evolution du maillage 94
Comparaison entre une flamme sans champ magnétique et le cas c0..... 103
Evolution de la hauteur de décrochage 104
Impact du champ magnétique sur la structure de flamme..... 110
Comparaison entre une flamme sans champ magnétique et le cas c10..... 122
Evolution de la hauteur de décrochage 122
Impact du champ magnétique sur la structure de flamme..... 123
Conclusion..... 128
Références bibliographiques 129

Conclusion Générale 131

Perspectives..... 132

Références bibliographiques…….....……133

Annexe A : Caractéristiques des espèces chimiques 137

Annexe B : Mécanisme réactionnel..... 141

Annexe C : Fichier source intégré dans FLUENT 143

Nomenclature

a_p	Coefficient moyen d'absorption de Planck	$m^{-1}.atm^{-1}$
B	Induction magnétique	T
C_p	Chaleur spécifique à pression constante	$J{\cdot}mole^{-1}{\cdot}K^{-1}$
D	Diamètre	m
D_e	Diamètre équivalent $D_e = \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_c}} D$	m
$D_{i,m}$	Coefficient de diffusion de l'espèce i	
D_{ij}	Coefficient de diffusion binaire entre l'espèce i et j	
E	Énergie	J
F_m	Force magnétique par unité de volume	$N.m^{-3}$
Fr	Nombre de Froude $Fr = \frac{\rho_c \frac{u_c^2}{2}}{\lvert \rho_a - \rho_c \rvert g D_c}$	
Fr^*	Nombre de Froude rapporté à la flamme $Fr^* = \frac{\rho_f \frac{u_c^2}{2}}{\lvert \rho_\infty - \rho_f \rvert g L_f}$	
g	Accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
Gr	Nombre de Grashof $Gr = \frac{g \beta L^3 (T - T_\infty)}{\nu^2}$	
h	Enthalpie	J
h^0_i	Enthalpie molaire de formation de l'espèce i	J
H_L	Hauteur de décrochage	m
k_b	Constante de Boltzmann k_b=1,3807 x 10^{-23}	$J.K^{-1}$
k_f	Constante de réaction dans le sens direct	
k_T	Conductivité thermique	$W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}$
L_f	Longueur de flamme	m
M_w	Masse molaire	$kg{\cdot}mole^{-1}$
$\dot{m}$	Débit massique	$kg.s^{-1}$
P	Pression	Pa
r_M	Rapport des quantités de mouvement r_M==$(\rho_a u_a^2)/(\rho_c u_c^2)$	
r_v	rapport des vitesses $r_v=u_a/u_c$	
r_d	rapport des densité $r_d=\rho_a/\rho_c$	
r_{Di}	Rapport des diamètre $r_{Di}=D_a/D_c$	
R	Constante universelle des gaz R=8,3145	$J.K^{-1}.mol^{-1}$
Re	Nombre de Reynolds $\mathrm{Re} = \frac{\rho u D}{\mu}$	
s	Coefficient stœchiométrique	
S_c	Nombre de Schmidt $Sc = \frac{\nu}{D_{i,m}}$	
T	Température	K
u	Vitesse axiale	$m.s^{-1}$
v	Vitesse radiale	$m.s^{-1}$
$\vec{v}$	Vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
X	Fraction molaire	
Y	fraction massique	
Z	Fraction de mélange	

Symboles grecs

μ	Viscosité dynamique	$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
ν	Viscosité cinématique $\nu=\mu/\rho$	$m^2.s^{-1}$
δ	Demi épaisseur	m
μ_0	Perméabilité du vide $\mu_0=4\pi \times 10^{-7}$	$H.m^{-1}$
ρ	Masse Volumique	$kg.m^{-3}$
$\bar{\bar{\tau}}$	Tenseur des contraintes	
χ	Susceptibilité magnétique	
χ_m	Susceptibilité magnétique massique $\chi_m=\chi/\rho$	m^3/kg
σ	Constante de Stefan-Boltzmann $\sigma=5{,}6704 \times 10^{-8}$	$W.m^{-2}.K^{-4}$
σ_i (ε/k_b)	Potentiels de Lennard-Jones	
$\dot{\omega}_i$	Taux de réaction/destruction de l'espèce i	$mol.m^3.s^{-1}$
ξ	Distance adimensionnée $\xi=(z/De)Re^{-1}$	
λ	Conductivité thermique	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
β	Coefficient de dilatation thermique	K^{-1}

Indices

∞	Fluide ambiant
a	pour le jet annulaire
c	pour le jet central
f	flamme
st	Stœchiométrie

Introduction

Les problématiques énergétiques actuelles ont conduit à prospecter des nouveaux procédés de combustion, propres et moins coûteux en consommation de carburant. Ainsi les régimes de combustion où la richesse est au voisinage de la stœchiométrie, sont délaissés au profit de régimes présentant une richesse loin de la richesse stœchiométrique appelée combustion pauvre, mais présentant des difficultés de stabilisation et de soufflage de flammes. Des systèmes tels que flammes pilotes, pour aider à accrocher les flammes sur les brûleurs, ou obstacles placés aux voisinages des brûleurs afin d'augmenter la recirculation des gaz et par conséquent le temps de séjour, sont des solutions qui sont utilisées d'une manière régulière dans des systèmes énergétiques industriels mais difficilement transportables d'une manière efficace vers d'autres. Une des solutions évitant la modification de la géométrie du brûleur est d'opérer cette stabilisation de flammes et son accrochage au brûleur, par plasma, par champ électrique ou par champ magnétique. C'est dans ce cadre là que se situe cette étude. On s'intéresse donc aux mécanismes qui peuvent être induits par un champ magnétique pour aider au raccrochage de flammes sur les brûleurs.

La réduction de la pollution et l'augmentation du rendement énergétique sont deux critères d'études importants pour la combustion. Le méthane est un carburant de choix : il dégage une grande quantité de chaleur et sa simplicité moléculaire lui permet de produire moins d'éléments polluants. Dans de très nombreux systèmes, l'utilisation du méthane en combustion se fait par flamme de diffusion.
Les flammes de diffusion sont caractérisées par le fait que le combustible et le comburant sont injectés séparément dans la zone de réaction (figure 1).
La réaction est contrôlée non seulement par la réaction chimique mais aussi par le transport diffusif des réactifs l'un vers l'autre. Généralement le transport diffusif est très lent : la réaction chimique est considérée comme infiniment rapide ce qui implique que le combustible et le comburant n'ont pas le temps de coexister (figure 2).
Cette réaction produit un fort dégagement de chaleur sur une zone très mince (de l'ordre de 0,1 à 1mm) conduisant à des gradients thermiques élevés et à de larges variations de masse volumique.
Les flammes de diffusion sont dites laminaires lorsque l'écoulement des gaz est laminaire.

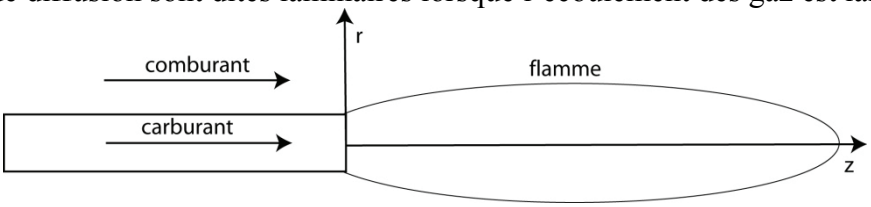


Figure 1 : flamme de diffusion

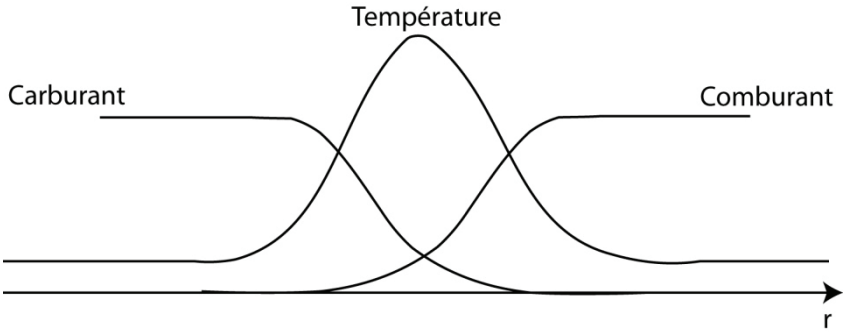


Figure 2 : Structure de la zone de réaction d'une flamme de diffusion

Burke et Schumann, (1928) ont décrit pour la première fois une flamme de diffusion. Pour cette description, plusieurs hypothèses sont posées :

- Le jet de carburant est laminaire, stationnaire, axisymétrique et provient d'un injecteur circulaire.
- La flamme est entretenue par la réaction suivante $F + sO \rightarrow (1+s)P$ où F désigne le carburant, O le comburant, P les produits et s le rapport stœchiométrique
- Le carburant et le comburant réagissent à la stœchiométrie et on considère que la chimie est infiniment rapide.
- Les chaleurs spécifiques des espèces sont égales
- Les coefficients de diffusion des espèces sont égaux
- Le flux de diffusion moléculaire suit la loi de Fick
- Le rayonnement est négligé
- La flamme est verticale et orientée vers le haut

Avec ces hypothèses les équations de conservation s'expriment de la manière suivante :
Equation de masse :

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

Equation de quantité de mouvement :

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

Equation de l'énergie :

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

Equations d'espèces :

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

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

Le problème de Burke et Schumann se résout avec le scalaire passif dit variable de Schvab-Zeldovich :

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

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

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

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

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

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 $Y_F=Y_O=0$:

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

Pour du méthane pur dans l'air ϕ=17,4 et Z_{st}=0,0543.

L'équation du scalaire passif est :

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

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

On obtient ainsi le schéma de Burke-Schumann sur la figure 3 :

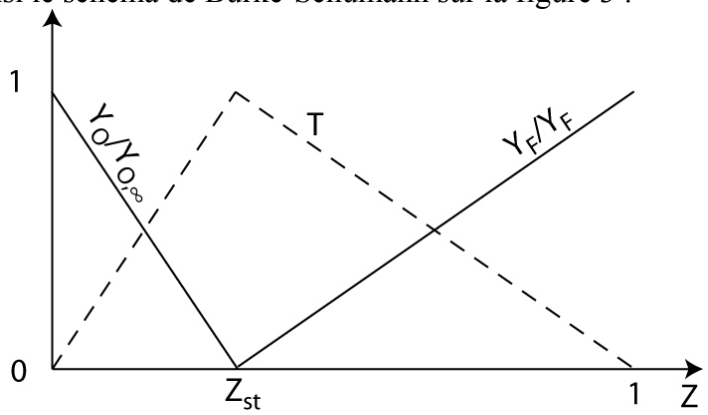


Figure 3 : Structure d'une flamme de diffusion selon l'approximation de Burke-Schumann

Un critère crucial pour obtenir une combustion optimale est le mélange du carburant avec le comburant. Dans de nombreuses applications industrielles qui mettent en jeu la propulsion ou la combustion, des injecteurs coaxiaux sont utilisés. Ces injecteurs consistent en plusieurs tubes concentriques par lesquels sont injectés le carburant et le comburant. Ces jets sont complexes car ils dépendent fortement des rapports des diamètres, des masses volumiques ou encore des vitesses. A partir de ces jets on dispose d'un moyen supplémentaire pour travailler sur les flammes de diffusion et les optimiser. Cependant il arrive que les flammes obtenues sous cette configuration décrochent des parois du brûleur et se positionnent à une certaine distance du brûleur et peuvent être soufflées. Elles sont issues de couches de mélange carburant comburant, on parle de flamme triple. Les premières flammes triples ont été observées par PHILLIPS (1965). Ces flammes sont constituées de 3 branches qui naissent au même endroit (point triple). Il y a deux branches de flammes de prémélange, l'une riche l'autre pauvre, qui entourent une branche de diffusion (figure 4).

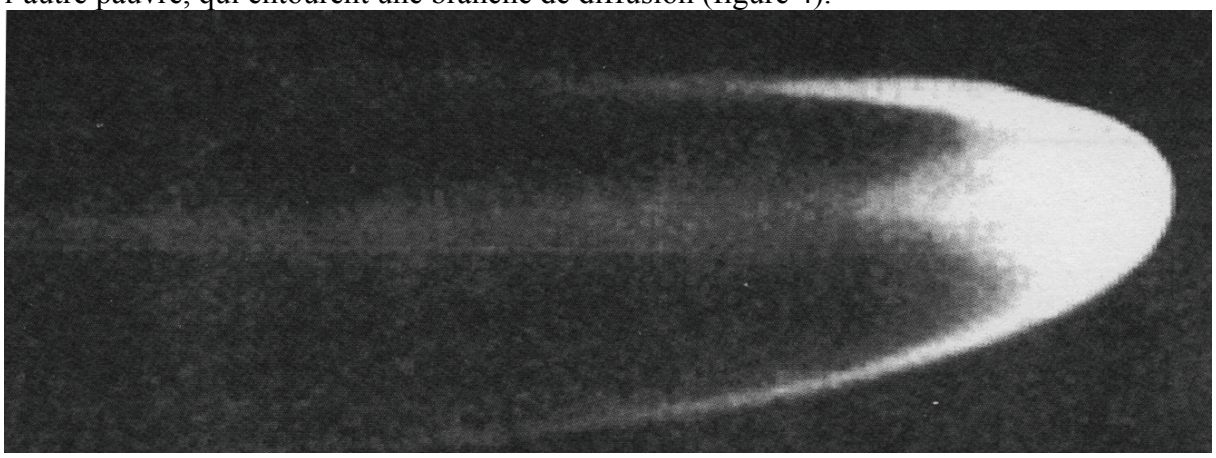


Figure 4 : Photo de flamme triple par Phillips (1965).

Ces flammes naissent dans les couches de mélange carburant/comburant et plus précisément lorsque la concentration de carburant est stratifiée dans le mélange allant de la richesse pauvre à riche.

En utilisant un brûleur coaxial à 3 tubes afin d'obtenir une flamme triple de méthane la plus stable possible et sans interférence avec l'extérieur, Plessing et al (1998) réalisent une étude complète sur la structure de la flamme triple. Cette étude expérimentale est combinée à une étude numérique. Ces études montrent qu'augmenter la vitesse de l'injection de carburant du jet central, augmente les gradients de fraction de mélange près de la flamme et augmente ainsi la hauteur de décrochage avant le soufflage de flamme. Le coaxial joue principalement sur la vitesse autour de la flamme et influe sur le mélange carburant/comburant. A partir des chaleurs de réactions les auteurs visualisent la structure de la flamme triple. Il y a d'abord le point triple où carburant et comburant commencent à réagir, puis si on progresse dans la flamme les branches riches et pauvres ressortent et la température est maximale entre ces deux branches. Au-delà les branches de prémélange dégagent moins de chaleur faisant ressortir la branche de diffusion placée là où la température est maximale, c'est-à-dire entre les deux branches de prémélange. C'est la branche de diffusion qui marque la fin de la flamme. Enfin les auteurs ont travaillé sur la vitesse de flamme en l'exprimant en fonction du gradient de fraction de mélange et du taux de dissipation. Cette expression montre que la structure de la flamme triple est très sensible aux échanges de chaleur entre les branches et les pertes thermiques au niveau du point triple.

Des travaux ont été effectués pour estimer la hauteur de décrochage en fonction de différents paramètres connus en sortie de brûleur. A partir d'un jet simple de propane ou de n-butane, Chung and Lee (1991) définissent la hauteur de décrochage à partir du diamètre du brûleur, du nombre de Schmidt du carburant, de la fraction massique de carburant contenu dans le jet et enfin de la vitesse moyenne d'éjection des gaz en sortie de brûleur. Cette définition est issue de la théorie des jets simples. Cette formule ne s'applique pas aux carburants dont le nombre de Schmidt est compris entre 0,5 et 1. Tous ces carburants (comme l'éthane et le méthane) ne décrochent pas en jet simple : les flammes s'allongent et sont directement soufflées. Lee et al (2003) ont procédé à ce même raisonnement mais pour pouvoir l'appliquer à des jets simples entourés d'un co-courant : c'est-à-dire un coaxial dont la vitesse est très faible par rapport au jet central et le diamètre très grand par rapport au diamètre du tube central.

Un outil permettant de modifier le comportement des flammes est le champ magnétique. En effet les expériences de Faraday (1847) montrent qu'une flamme de bougie contourne la région du champ magnétique concentré entre les pointes des deux pôles d'un électroaimant. Il montre ainsi que ce phénomène est dû simultanément à la non homogénéité spatiale du champ magnétique et aux natures magnétiques différentes de la flamme et de l'air. Il est maintenant établi qu'il existe des substances paramagnétiques comme le dioxygène contenu dans l'air. L'objectif ici n'est pas de démontrer les lois qui régissent le champ magnétique mais de rappeler les éléments importants que nous utiliserons au cours de notre étude. L'action du champ magnétique sur des particules chargées a été amplement étudiée : l'ouvrage de Landau et Lifshitz (1961) y fait amplement référence.
Le diamagnétisme et le paramagnétisme sont caractérisés par une susceptibilité magnétique. Cette grandeur détermine l'interaction du champ magnétique avec le matériau.
Le champ magnétique est aussi présent à l'échelle atomique provenant des charges électriques en mouvement comme la rotation de l'électron autour du noyau, le mouvement de spin électronique (rotation de l'électron autour de son propre axe) et le mouvement de spin nucléaire. Ainsi la molécule est caractérisée par un moment magnétique global (somme des trois moments cités plus haut) qui sera en interaction avec le champ magnétique extérieur. Il est intéressant de noter que le moment magnétique provenant du spin nucléaire est très faible comparé aux moments orbital et de spin électronique.
Le diamagnétisme est l'interaction du champ magnétique extérieur avec le moment orbital de l'électron. C'est une propriété universelle à tous les matériaux. Les éléments diamagnétiques s'opposent au champ magnétique extérieur, ils sont repoussés en direction des champs magnétiques décroissants. La susceptibilité diamagnétique est constante et très faible. La

force diamagnétique est négligée dans nos travaux. L'ouvrage de Khaldi F. (2004) reprend et explique en détail l'expression de la force issue du diamagnétisme.
Pour certains éléments, le moment de spin des électrons est non nul (dans le cas d'un nombre impair d'électrons par exemple), ces éléments jouissent alors de propriétés paramagnétiques. Contrairement aux éléments diamagnétiques, les éléments paramagnétiques ont une susceptibilité magnétique variable et subissent une force dirigée vers les champs magnétiques croissants. La susceptibilité paramagnétique obéit à la loi de Curie, elle varie avec l'inverse de la température facteur d'une constante (appelée constante de Curie). Là aussi la thèse de Khaldi F. (2004) reprend toutes les expressions de la force issue du paramagnétisme.
En combustion le dioxygène et les radicaux libres sont des espèces paramagnétiques. Néanmoins il existe un écart important entre le dioxygène et les autres éléments (Yamada *et al* (2003*)). Voila pourquoi nous ne nous intéresserons qu'à la force s'exerçant sur le dioxygène.
Que ce soit pour le diamagnétisme ou le paramagnétisme, la force magnétique s'exerçant sur une unité de volume constituée des espèces i s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{F} = \sum_i \frac{1}{2\mu_0} \rho Y_i \chi_{m,i} \nabla(B^2) \qquad \text{E-20}$$

Le terme $\nabla(B^2)$ montre que cette force n'existe que si le champ magnétique évolue dans l'espace. Les éléments para- ou dia- magnétiques présents dans un champ magnétique constant et uniforme ne subiront aucune force.
$\chi_{m,i} = \chi_i / \rho_i$ où χ_i est la susceptibilité magnétique de l'espèce i.
Pour les matériaux diamagnétiques, χ est une constante négative.
Pour les matériaux paramagnétiques $\chi = C/T$ où C est la constante de Curie, est une valeur positive. Pour le dioxygène à 300K χ=1,8517 x 10^{-6}.
Si on combine le signe de χ avec $\nabla(B^2)$ on trouve que les éléments diamagnétiques sont repoussés par les champs forts, alors que les éléments paramagnétiques sont attirés.
Comme nous ne tenons compte que du paramagnétisme de l'oxygène dans toute notre étude la force magnétique est donc :

$$\vec{F} = \frac{1}{2\mu_0} \rho Y_{O_2} \chi_{m,O_2} \nabla(\vec{B^2}) \qquad \text{E-21}$$

Des travaux ont été effectués pour déterminer avec précision l'impact du champ magnétique sur les flammes. L'équipe UENO and HARADA (1987) a observé à partir d'expériences sous champ magnétique à fort gradient (B=1,6T, ∇B=200T/m et B=2,2T, ∇B=300T/m) que les flammes étaient fortement déformées et que l'éjection de certains gaz était ralentie voire bloquée. Il en est déduit que le champ magnétique influe sur l'écoulement d'air et plus particulièrement sur l'oxygène de l'air créant ainsi un mur d'oxygène. Celui-ci pouvant aller jusqu'à éteindre les flammes de bougie (Ueno, 1988). Ueno *et al* (1993) proposent un modèle dynamique moléculaire pour expliquer la formation d'un rideau d'oxygène induit par le champ magnétique et qui peut bloquer un jet d'azote.
Wakayama (1995) montre que la présence d'oxygène dans les jets aux abords de l'entrefer d'un électroaimant permet de modifier la vitesse du jet. En effet les jets sont accélérés vers les champs magnétiques croissants et décélérés vers les champs magnétiques décroissants, ce qui permet de valider l'idée du mur d'oxygène présent au centre de l'aimant émise par Ueno.
Wakayama and Sugie (1996) montrent qu'il est possible de contrôler la combustion sur les flammes de diffusion à partir d'un champ magnétique. Les auteurs ont placé une flamme au niveau des gradients décroissants d'un électroaimant et ont constaté une déformation de la flamme, plus précisément la flamme est devenue plus petite et plus mince. Ils en déduisent que l'application du champ magnétique permet de modifier la dynamique de l'air ambiant ce qui permet d'influencer la flamme de diffusion. Wakayama et al (1996*) ont montré que ces effets sont plus visibles en microgravité. Là où une flamme de diffusion s'éteint par absence de convection naturelle qui n'apporte plus de comburant, le champ magnétique permet de

créer un mouvement d'air (grâce à l'oxygène contenu dans l'air) qui alimente la flamme en comburant. Kinoshita et al (2004) complètent cette observation expérimentale par des travaux numériques en microgravité et en gravité terrestre sur une flamme de diffusion hydrogène/air. Sous microgravité les résultats montrent que le champ magnétique permet de créer une convection autour de la flamme. La flamme sous microgravité avec champ magnétique est similaire à une flamme sous gravité terrestre. Un gradient magnétique de valeur positive induit un mouvement de convection contraire à la convection naturelle, et le gradient magnétique de valeur négative accentue la convection naturelle.
Yamada et al (2003) proposent à partir d'une étude numérique qui simule une flamme de diffusion soumise à 4 gradients magnétiques différents que les mouvements du radical OH observés lors des expériences soient provoqués par l'air ambiant qui entre ou sort de la flamme entraîné suivant les différents gradients magnétiques. La même équipe, Yamada et al (2003*), réalise une flamme de diffusion H_2/O_2 et la compare qualitativement à des résultats numériques. Les résultats obtenus par chimiluminescence et par PLIF sur le radical OH sont en bon accord avec les résultats numériques. Ces résultats permettent de confirmer l'hypothèse proposée précédemment sur le fait que OH est entraîné par mouvement de l'air ambiant lui-même animé d'un mouvement dû à l'oxygène qui subit une force paramagnétique.
Baker and Calvert, (2003) ont étudié le comportement d'une flamme de diffusion sous plusieurs intensités d'un champ magnétique décroissant. Ils montrent à partir d'une combinaison des nombres de Grashof, Grashof magnétique, et de Froude, Froude magnétique, un comportement universel des flammes qui peut être utilisé pour prédire la longueur des flammes sous champ magnétique.
Khaldi F. (2004) a réalisé une étude numérique et expérimentale sur une flamme de diffusion de propane dans l'air soumise à un fort gradient magnétique. L'auteur montre ainsi que le champ magnétique joue un rôle important sur les mécanismes de convection en créant une convection magnétique. Cette convection magnétique peut amplifier ou annuler l'effet de convection naturelle. Ainsi lorsque la convection magnétique s'oppose à la convection naturelle l'auteur observe des flammes qui gonflent jusqu'à atteindre une forme similaire aux flammes observées en microgravité. Si la convection magnétique devient plus intense que la convection naturelle, la flamme se retourne en raison du mouvement convectif descendant. Si maintenant la convection magnétique amplifie la convection naturelle, les flammes obtenues par l'auteur décrochent du brûleur. Tous ces mouvements de convection magnéto gravitaire sont confirmés par des travaux sur des mouvements convectifs d'air chauffé par une résistance. L'auteur observe ainsi une augmentation du mouvement ascendant si la convection magnétique aide la convection naturelle et une diminution de ce mouvement si la convection magnétique s'oppose à la convection naturelle. Ce mouvement opposé peut aller jusqu'à stopper la convection naturelle voire l'inverser.

Pour des flammes pré mélangées Kajimoto et al (2003) montrent que le champ magnétique influe sur la flamme en fonction de la richesse du mélange. Grâce à la visualisation du radical OH, ils observent que pour des mélanges riches, le comportement est similaire aux flammes de diffusion : OH migre de la périphérie de la flamme vers l'intérieur de la flamme. Pour les mélanges pauvres, OH se déplace vers le haut de flamme. Enfin pour le mélange stœchiométrique, la distribution d'OH est un mélange des deux cas cités plus haut.

Baker and Saito, (2000) et Gupta and Baker, (2005) ont réalisé des études portant sur l'influence d'un champ magnétique uniforme sur une flamme de diffusion. A partir de l'énergie libre de Gibbs, Baker and Saito, (2000), ou de Helmholtz (qui est fonction de l'énergie libre de Gibbs), Gupta and Baker, (2005), les auteurs montrent que l'influence du champ magnétique augmente avec la température. Si l'intensité du champ magnétique augmente, la pression d'équilibre diminue, la température de réaction augmente, les produits intermédiaires de combustion (CO, H, O, OH..) ainsi que NO diminuent et enfin les produits finaux (CO_2 et H_2O) augmentent. Tous ces résultats ne sont valides qu'à températures très

élevées situées au-delà des températures existantes dans les systèmes de combustion, en particulier dans le cas d'une flamme laminaire de diffusion méthane / air.

Nombre de références présentent des travaux sur les flammes laminaires de diffusion issus de simulations numériques. L'article de G.R. Ruetsch et coauteurs (1995) modélisent une flamme laminaire de diffusion partiellement prémélangée A partir d'une vitesse de sortie uniforme, une flamme triple est obtenue avec 2 ailes prémélangées et une flamme de diffusion. L'article est axé sur les effets de dégagement de chaleur sur la propagation de flamme. Les effets du dégagement de chaleur et du gradient de fraction de mélange sur la vitesse de flamme sont trouvés non indépendants : le dégagement de chaleur modifie le gradient de fraction de mélange en amont de la flamme.
Comme ils s'intéressent au dégagement de chaleur, ils prennent en compte la variation de densité, en utilisant les équations de Navier-Stokes compressible. Dans ses équations il n'y a pas de rayonnement et le modèle chimique est simplifié à une seule équation avec coefficients stoechiométriques de 1 et masses molaires égales. Les équations sont résolues en 2D.
Plessing et al. (1998) ont réalisé une étude numérique 2D d'une flamme laminaire triple méthane/air issue d'un brûleur coaxial axisymétrique à 3 tubes. Le modèle simule les équations de Navier-Stokes couplées aux équations d'espèces et d'énergie. Les pertes thermiques par rayonnement sont prises en compte et le modèle chimique est un modèle simplifié à 10 réactions issu d'un modèle complexe. Les résultats sont confrontés aux résultats expérimentaux réalisés par les auteurs. Les résultats numériques et expérimentaux sont en accord et montrent que la flamme triple est influencée par les échanges de chaleur entre les branches et pertes de chaleur près du point triple.
Les travaux numériques de Chen and Bilger (2000) portent sur l'étude des mécanismes de stabilisation des flammes triples issues de jets axisymétriques allant du jet simple au jet coaxial. Les auteurs ne simulent pas de flamme et ne s'intéressent qu'à l'écoulement du mélange amont d'une flamme triple laminaire et comparent leurs résultats à des résultats expérimentaux obtenus par d'autres auteurs. Les auteurs travaillent en régime stationnaire et s'intéressent au comportement de la vitesse de propagation de flamme et au soufflage de flamme en fonction du mélange : taux de dissipation et fraction de mélange. Boulanger et al (2003) ont réalisé une étude numérique à partir d'un code DNS de flammes de diffusion décrochées issues d'un jet rond. Le modèle reprend les équations de Navier-Stokes compressibles instationnaires avec l'équation bilan d'espèces et d'énergie. Le modèle chimique est représenté par une unique réaction chimique. Les auteurs travaillent sur les mécanismes de décrochage et surtout l'effet de la chaleur de réaction sur la hauteur de décrochage et comparent leurs résultats à partir d'une solution de prédiction issue d'un jet froid. Les résultats montrent qu'il est important de prendre en compte les effets de la chaleur de réaction dans les mélanges axisymétriques afin d'améliorer les prédictions théoriques de la hauteur de décrochage.
Parmi les références de la combustion sous champ magnétique au niveau numérique les travaux de F. Khaldi (2004) présentent une étude numérique combinée à une étude expérimentale de l'action d'un champ magnétique non uniforme sur une flamme laminaire de diffusion propane/air issue d'un jet rond à très faible débit de gaz injecté. La simulation numérique 2D axisymétrique regroupe les équations de Navier-Stokes stationnaires couplées à l'équation bilan d'espèces et d'énergie. L'auteur complète le modèle avec une prise en compte des pertes radiatives des gaz chauds au sein de l'équation d'énergie. La force magnétique volumique produite par un aimant supraconducteur est ajoutée à l'équation de quantité de mouvement. Enfin le modèle chimique est représenté par une unique réaction chimique propane/air. L'effet induit par le champ magnétique est une convection magnéto-gravitaire similaire à la convection gravitaire. Le champ magnétique s'avère être un outil permettant de contrôler la convection autour d'une flamme stable accrochée au brûleur.

L'originalité de notre étude réside sur l'utilisation de la force paramagnétique sur des flammes en situation de décrochage. On pourra ainsi étudier le comportement de la flamme soumise à cette force paramagnétique et comprendre comment le champ magnétique influe sur le décrochage de flamme.

Dans ce mémoire, nous commencerons par décrire les résultats expérimentaux obtenus en laboratoire (Chapitre 1). Ensuite le modèle numérique qui sera utilisé au cours de cette étude sera détaillé (chapitre 2) ; suivra une étude complète des jets coaxiaux à densité variable sous l'influence du champ magnétique (chapitre 3) afin de comprendre comment le champ magnétique influe sur les écoulements. Enfin l'influence du champ magnétique sur le décrochage de flamme sera étudiée (chapitre 4). Nous aborderons ainsi les mécanismes mis en jeu par le champ magnétique dans son interaction avec la hauteur de décrochage d'une flamme ainsi que la structure de la flamme.

Références Bibliographiques

-Baker J., Saito K., (2000), « Magnetocombustion: a thermodynamic analysis» Journal of Propulsion and Power 15 (2),263-268
-Baker J., Calvert M. E., (2003), « A study of the characteristic of slotted laminar jet diffusion flames in the presence of non uniform magnetic fields» Combustion and Flame 133,345-357
-Burke S. P., Schumann T. E. W., (1928), « Diffusion flames» Industrial and Engineering Chemistry 20 (10) ,998
-Chung S.H., Lee B. J., (1991), « On the characteristics of laminar lifted flames in a nonpremixed jet» Combustion and Flame 86,62-72
-Faraday M. (1847), « On the diamagnetic conditions of flame and gases», The London Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 31 (210), 401-421
-Gupta A., Baker J., (2005), « Effect of uniform magnetic field on equilibrium combustion composition: Constant volume» AIAA journal 43 (11),2438-2444
-Kajimoto T., Yamada E., Shinoda M., Kitahawa K. (2003) « Dependence of magnetically induced change in OH distribution in a methane-air premixed flame on equivalence ratio» Combustion Science and Technology 175,:1611-1623
-Kinoshita S., Takagi T., Kotera H., Wakayama N. I.(2004) « Numerical simulation of diffusion flames with and without magnetic field» IEEE Transactions on Applied Superconductivity 14 (2),:1685-1688
-Landau L.D. et Lifshitz E.M. (1960), Electrodynamics of continuous media, Pergamon
-Khaldi F. (2004), «Flammes de diffusion laminaires dans un gradient magnétique vertical», Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble.
-Lee S. H., Won H., Jin H., Chung S. H. (2003) « Lifted flames in laminar jets of propane in coflow air» Combustion and Flame 135,449-462
-Philips H. (1965), «Flame in buoyant methane layer», Proc. Combust. Inst. 10 (1965) 1277-1283
-Plessing T., Therhoeven P., Peters N., Mansour M. S. (1998) « An experimental and numerical study of a laminar triple flame» Combustion and Flame 115,335-353
-Ueno S. and Harada K. (1987) « Effects of magnetic fields on flames and gas flow» IEEE Transactions on Magnetics 23 (5),:2752-2754
-Ueno S. (1988) « Quenching of flames by magnetic fields» J. Appl. Phys. 65 (3), 1243-1245
-Ueno S., Iwasaka M., Eguchi H., Kitajima T. (1993) « Dynamic behaviour of gas flow in gradient magnetic fields» IEEE Transactions on Magnetics 29 (6),:3264-3266
-Wakayama N. I.(1995) « Magnetic acceleration and deceleration of O_2 gas streams injected into air» IEEE Transactions on Magnetics 31 (1), 897-901
-Wakayama N. I., Sugie M. (1996) « Magnetic promotion of combustion in diffusion flames» Physica B 216,:403-405

-Wakayama N. I., Ito H., Kuroda Y., Fujita O., Ito K. (1996*), « Magnetic support of combustion in diffusion flames under microgravity» Combustion and Flame 107,187-192
-Yamada E., Shinoda M., Yamashita H., Kitagawa K., (2003), « Influence of four kinds of gradient magnetic fields on hydrogen-oxygen flame» AIAA journal, 41 (8), 1535-1541
-Yamada E., Shinoda M., Yamashita H., Kitagawa K., (2003*), « Experimental and numerical analyses of magnetic effect on OH radical distribution in hydrogen-oxygen diffusion flame» Combustion and Flame 135,365-379

Chapitre 1 : Etude expérimentale

Nous présentons ici une synthèse des travaux expérimentaux réalisés dans le cadre du groupe de recherche « combustion et champs magnétiques » d'ICARE. L'essentiel du dispositif expérimental a été mis au point par A. Aymard. L'étude du comportement et la stabilité d'une flamme de diffusion laminaire méthane/air sous l'effet d'un champ magnétique sont caractérisés expérimentalement.

Montage expérimental

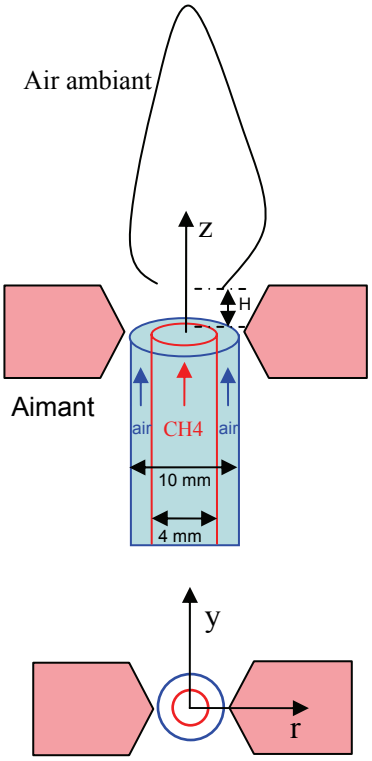


Figure 1-1 : Représentation schématique du dispositif expérimental

Un schéma du dispositif expérimental est présenté figure 1-1. Le brûleur décrit en détail figure 1-2 consiste en 2 tubes concentriques en acier inox non magnétique d'épaisseur 1mm. Le tube central de diamètre intérieur 4 mm est placé au centre du tube externe de diamètre 10mm intérieur. La partie extérieure du tube intérieur est effilé proche de la sortie passant d'une épaisseur de 1 mm à 0,2 mm. Les tubes sont longs de 200mm pour assurer une laminarisation de l'écoulement en sortie ; ils sont connectés à l'alimentation en air sur 4 entrées et une alimentation directe en méthane. Du méthane de qualité G20 est injecté dans le tube intérieur et de l'air circule dans le tube externe.

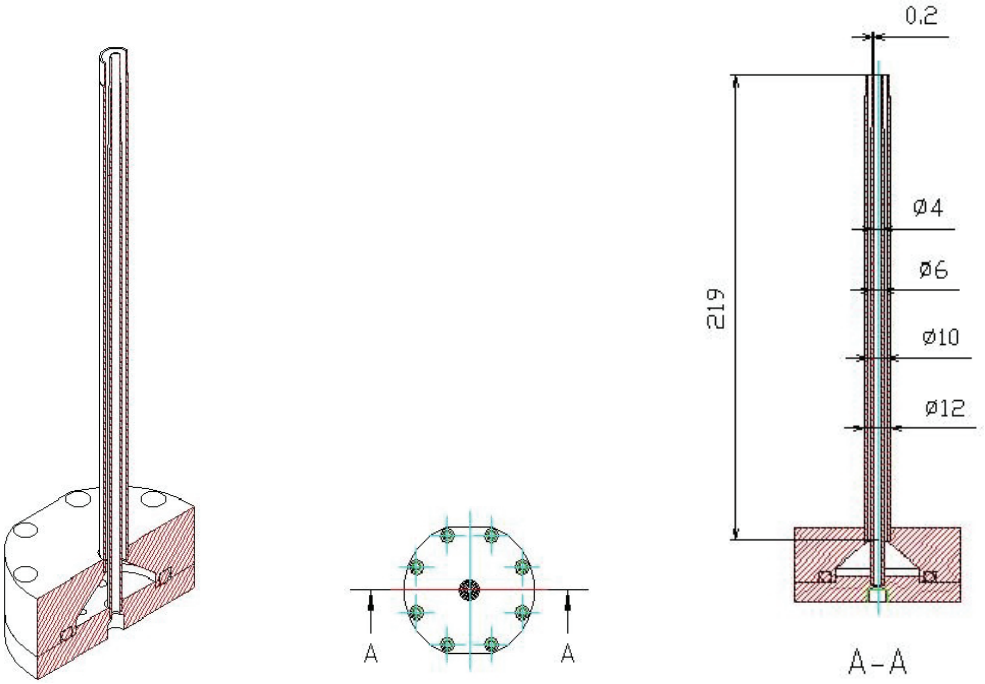


Figure 1-2 : Détail du brûleur

Les expériences sont réalisées dans l'air ambiant à pression atmosphérique et les conditions initiales sont à la température ambiante (T=293K). Le débit injecté de chacun des gaz est déterminé par la pression en sortie de cols soniques dont l'orifice est calibré.
Un étalonnage des cols soniques utilisés est effectué au préalable.
L'étendue des conditions expérimentales est donnée dans le tableau 1 : à partir des débits massiques de sortie on en déduit les vitesses moyennes en utilisant la surface de sortie des gaz.
A partir de ces données, il est possible de déterminer le nombre de Reynolds dynamique $Re=uD/\nu$ défini à partir de la vitesse moyenne u et du diamètre de sortie du carburant D_c et de l'air D_a et de la viscosité dynamique de chacun des gaz ν (valeurs accessible en annexe A).
Les données obtenues montrent que les 2 écoulements sont laminaires.
La composition du mélange réactif par rapport à la quantité stoechiométrique est donnée par le calcul du rapport d'équivalence ou richesse Φ. La richesse est donnée par :

$$\Phi = \frac{(A/F)_{stoic}}{(A/F)} = \frac{(\dot{m}_{air}/\dot{m}_{carb})_{stoic}}{(\dot{m}_{air}/\dot{m}_{carb})} \qquad 1$$

Le rapport d'équivalence est utilisé pour indiquer quantitativement si un mélange de carburant et d'oxydant est riche, pauvre ou stoechiométrique ; pour $\Phi > 1$le mélange est riche (plus de carburant que d'air que pour la combustion stoechiométrique) et pour $\Phi < 1$ le mélange est dit pauvre.

	Méthane	Re	Air	Re	Φ
u m/s (en sortie) Débit volumique m^3/s	0,115 $1,45\ 10^{-6}$	26,6	0,079 $5\ 10^{-6}$	50	2,7
u m/s (en sortie) Débit volumique m^3/s	0,62 $7,77\ 10^{-6}$	143,4	1,42 $9\ 10^{-5}$	893	0,82

Tableau 1-1 : Gamme de débits d'injection de méthane et d'air

Selon les conditions dans lesquelles les expériences ont été effectuées le mélange varie de pauvre (Φ =0,15 pour un débit de méthane de $1,45\ 10^{-6}$ m^3/s et un débit d'air de $9\ 10^{-5}$ m^3/s) à très riche (Φ =14,75 pour un débit de méthane de $7,77\ 10^{-6}$ m^3/s et un débit d'air de $5\ 10^{-6}$ m^3/s).

Un système de 2 aimants permanents placés l'un en face de l'autre (figure 1-3) génère un champ magnétique horizontal. L'induction magnétique radiale B_r a été mesurée le long de l'axe vertical z en utilisant un Gaussmètre (BM421 Brochaus Messtechnik) associé à une sonde de mesure. La sonde est fixée sur une table de translation XYZ. On estime la précision de la mesure à 3% de la lecture et la précision de la position à 1%.
La distribution de l'induction magnétique B est reportée en fonction de (z) figure 1-4 pour 3 valeurs de r (r= -1 ; 0 et +1mm). Nous avons fixé l'axe z sur l'axe de symétrie vertical du dispositif d'aimants et l'origine au centre de celui-ci. La distribution mesurée est symétrique par rapport à l'axe z pour la mesure à r=0 ; sur l'axe, l'induction maximale est de 0,35T et atteint 0,395T à ±1mm. L'induction magnétique est de 0,01 T à z=±36mm.
L'estimation de la force magnétique nécessite de définir le produit du champ par le gradient du champ. C'est cette valeur sur l'axe z qui est représentée figure 1-5.
Les maxima du gradient magnétique sont situés à z=± 4,8mm où les forces magnétiques sont les plus intenses. Les forces s'annulent à z=±36mm.
Le système magnétique est fixe et c'est le brûleur qui est capable d'être déplacé verticalement ; l'axe du brûleur est aligné avec l'axe de symétrie des aimants. On peut visualiser la force magnétique sur les éléments paramagnétiques pour différentes configurations du brûleur par rapport à l'aimant sur la figure 1-6.

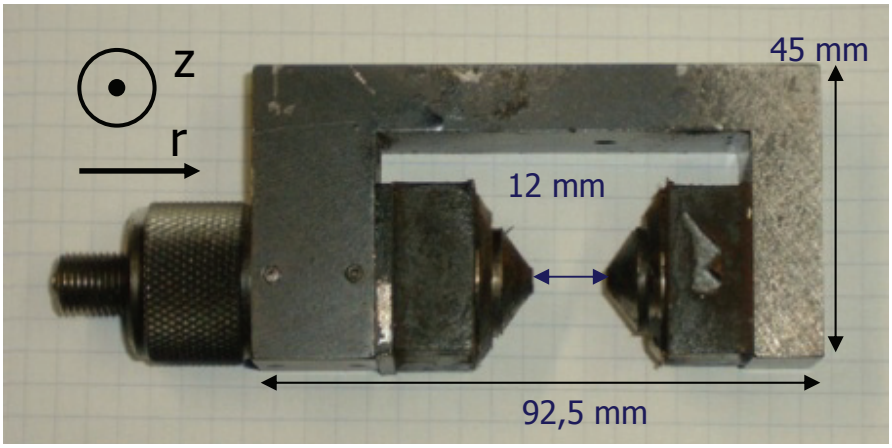


Figure 1-3 : Système d'aimants

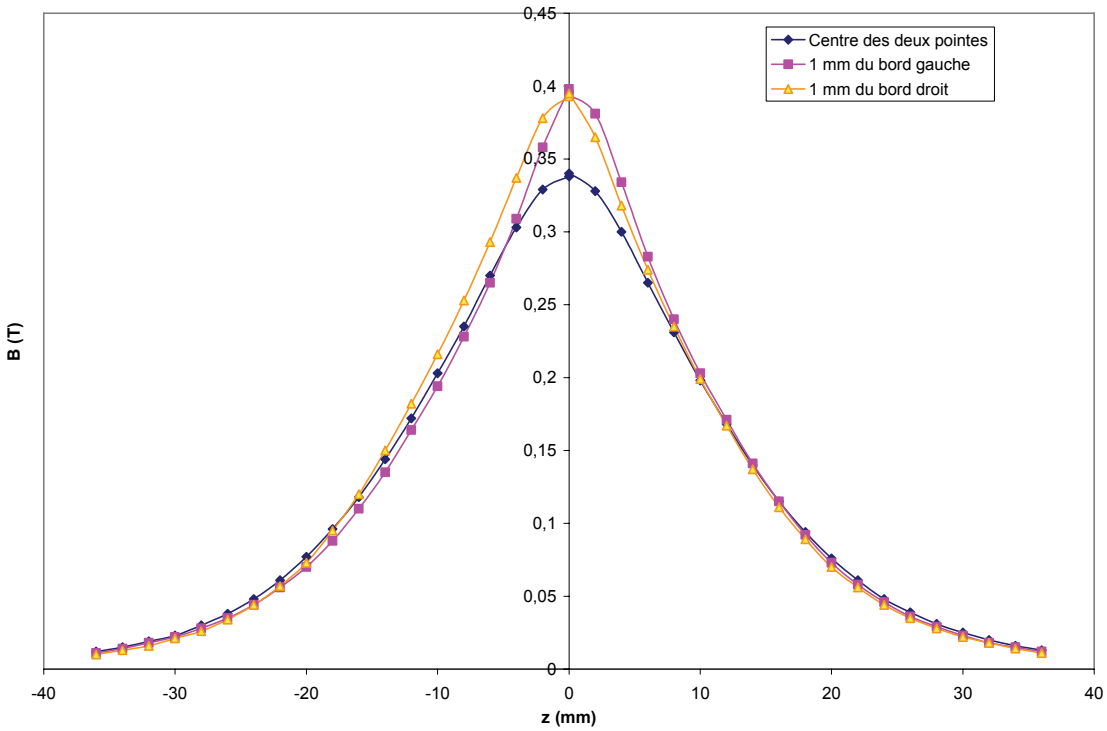


Figure 1-4 : Distribution de l'induction magnétique selon z à r=0, -1 et +1 mm

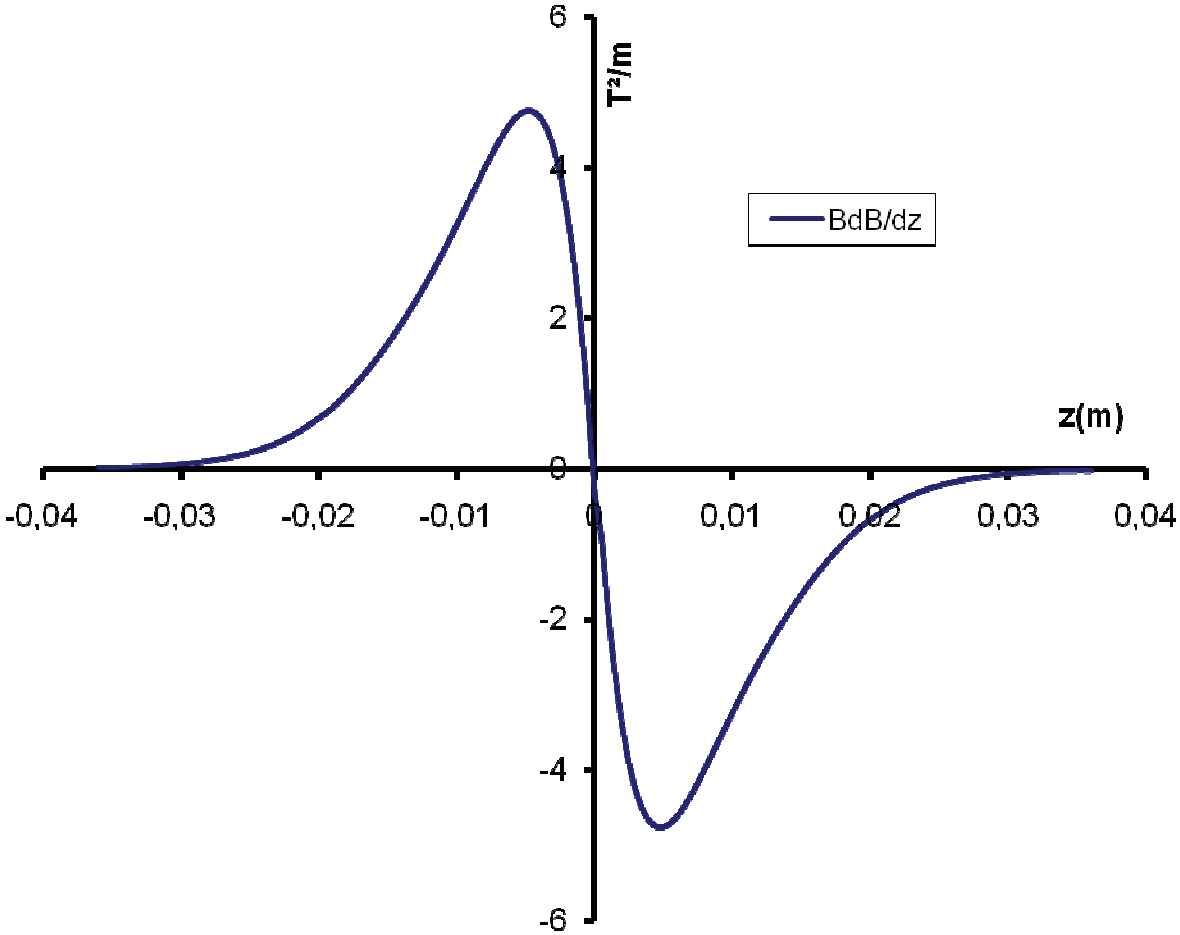


Figure 1-5 : Distribution selon z de BdB/dz ($\nabla(B^2)$) à r=0

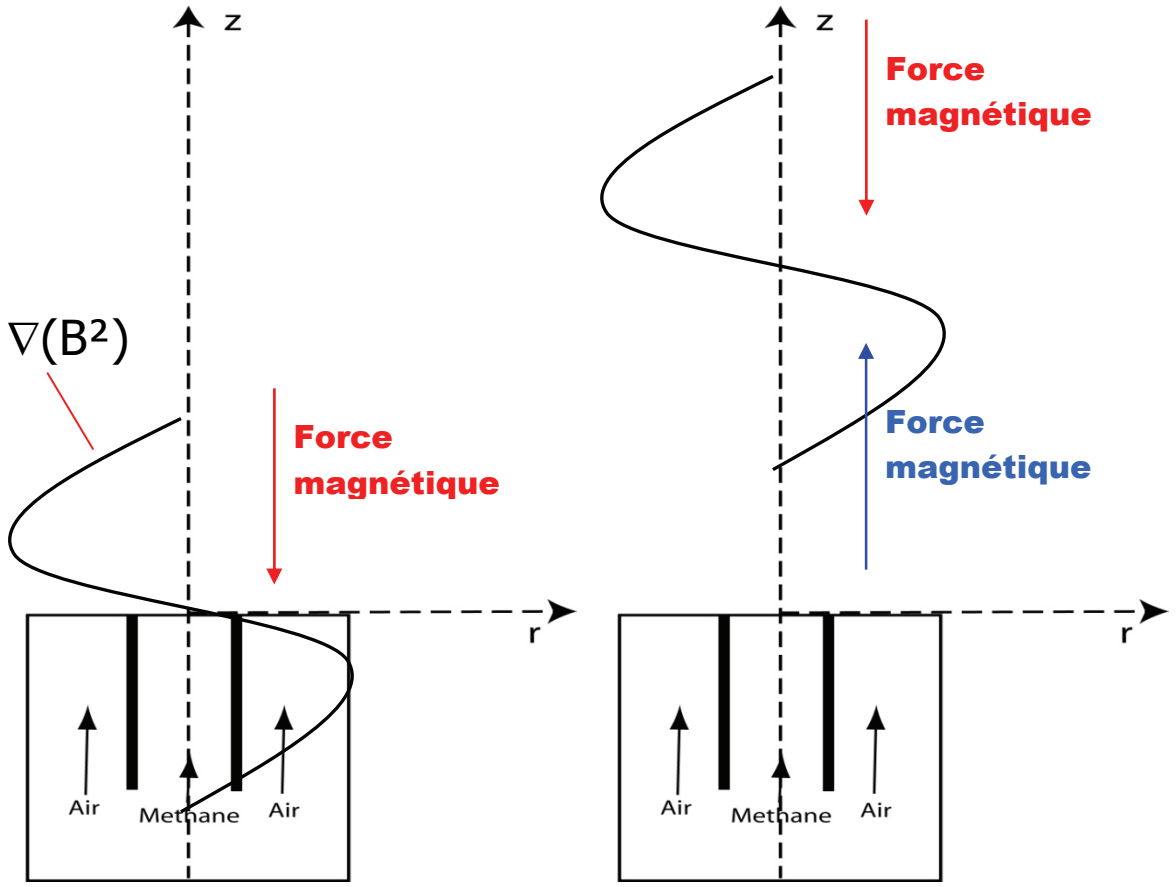


Figure 1-6 : Positions du brûleur vis-à-vis de l'aimant.

Pour visualiser la structure des écoulements nous avons adjoint aux systèmes d'alimentation de l'air comme du méthane un ensemencement par particules solides. Deux systèmes différents et des particules non magnétiques ont été utilisés. Pour l'air, ce sont des particules d'encens de 0,1 à 2µm de diamètre avec une valeur pic de 0,3 à 0,6µm. Produit par combustion d'un bâton d'encens dans un cyclone, l'encens est ensuite injecté dans l'écoulement d'air. Pour réduire les perturbations de la concentration en oxygène de l'air qui arrive au brûleur, seule une faible partie du courant d'air initial est dévié pour alimenter la combustion de l'encens puis renvoyé dans le courant d'air principal.

L'écoulement de méthane est ensemencé par des particules de silice qui sont injectées dans le courant de méthane à partir d'un système de mise en suspension par rotation mécanique construit au laboratoire. Les particules de silice d'une taille initiale de 10nm sont agglomérées sous forme de paquets d'une taille moyenne comprise entre 5 et 10µm et ne sont pas brûlées.

Résultats

Les résultats sont obtenus par comparaison du comportement de la flamme en présence ou non du champ magnétique. Les diagnostics mis en œuvre sont la visualisation de la flamme et l'imagerie par plan laser (Figure 1-7). Ils permettent d'accéder dans une gamme donnée de débits d'air et de méthane, à différents paramètres caractérisant le comportement de la flamme tels que la longueur visible de la flamme et sa position vis-à-vis du brûleur.

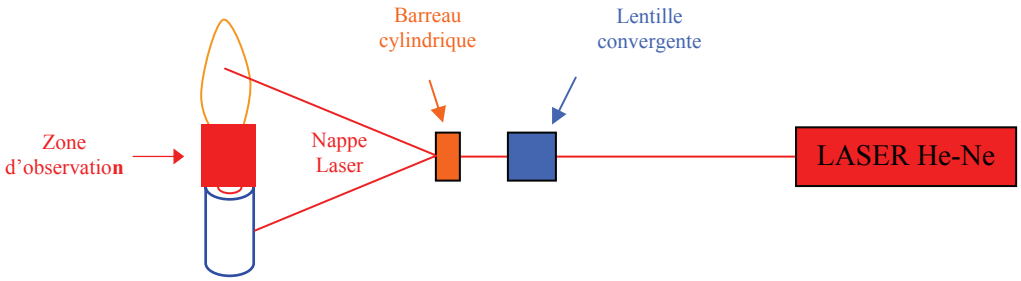


Figure 1-7 : Schéma du dispositif utilisé pour la visualisation laser de l'écoulement

Des photos de la flamme obtenues sans champ magnétique pour une vitesse débitante de méthane de 0,22m/s et des vitesses débitantes d'air croissantes sont présentées figure 1-8.

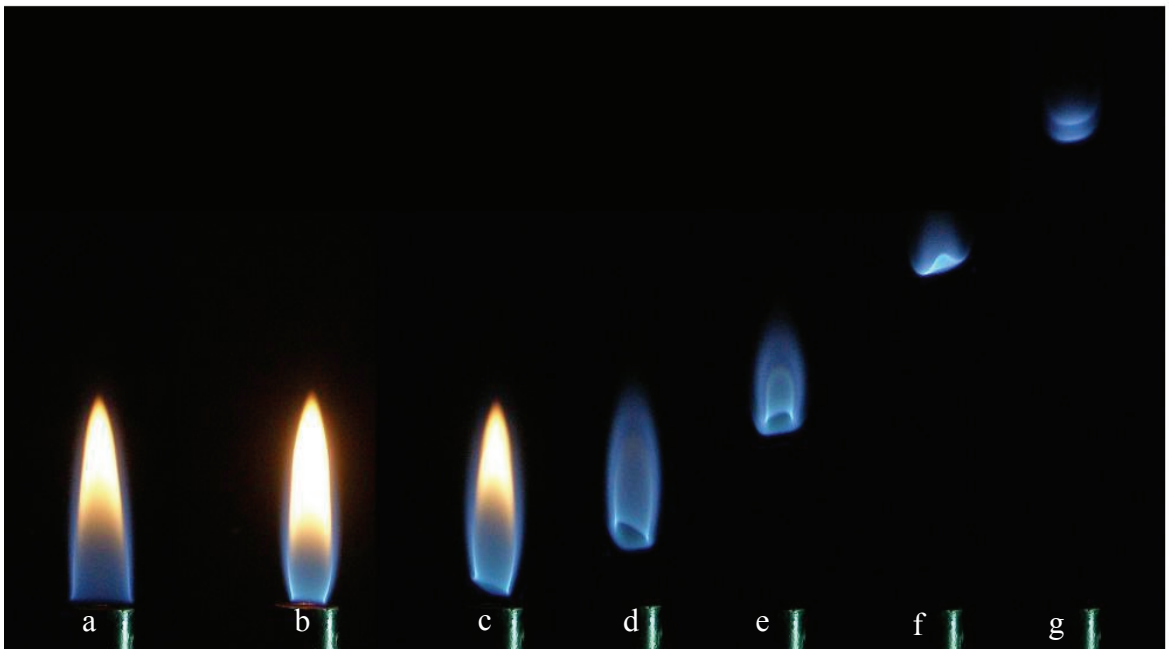


Figure 1-8 : Configurations de la flamme pour une vitesse fixe de méthane de 0,22m/s
vitesse d'air a) 0, b).34, c).52, d).7, e).87, f)1.05, g)1.09 m/s
Sans champ magnétique

Figure 1-8, sans champ magnétique, la flamme de référence adopte le comportement typique décrit par Chung et al (1991) : une flamme attachée aux bord de l'injecteur figure 1-8a), une flamme liftée ayant quitté l'injecteur pour se positionner à une certaine distance fig.1-8b-c-d-e), la flamme est liftée et retournée en f) puis se présente sous la forme d'une paraboloïde en g) juste avant l'extinction par soufflage.
L'influence de l'action du champ magnétique est mis en évidence figure 1-9 qui montre les images de flamme obtenues sans champ et pour un aimant placé à z=0 et z=10mm, la vitesse débitante de méthane est de 0,48 m/s ; les images du haut correspondent à une vitesse débitante d'air de 0,23 m/s, celles du bas à 0,48m/s.

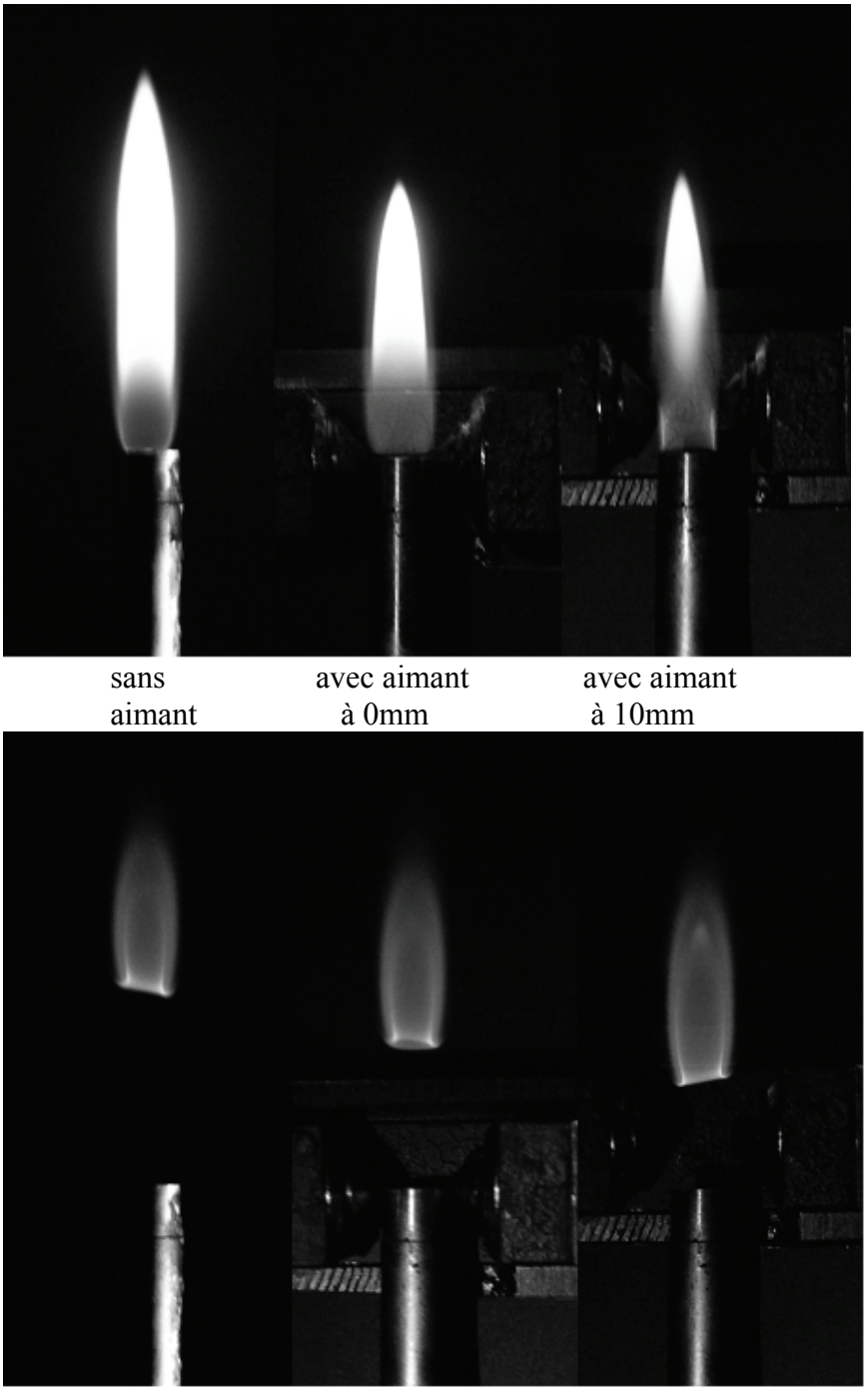


Figure 1-9 : Comparaison des images de flammes sans aimant et avec aimant à z=0 et z=10mm

CH_4 vitesse débitante 0,48m/s. air vitesse débitante : en haut 0,23m/s ; en bas 0,48 m/s

Quand l'aimant est à z=0 mm (c'est à dire quand le centre de l'aimant est aligné avec la section de sortie du brûleur); les gaz et la flamme sont dans un champ magnétique décroissant vers le haut (gradient négatif). Ça se traduit sur l'image de la flamme attachée par l'apparition d'une zone floue. Comme décrit dans l'article de Baker et al. (2003), pour une faible vitesse d'air la flamme est plus courte avec une base de flamme attachée plus large et plus bleue correspondant à une augmentation de l'intensité de la flamme. Si on compare avec la flamme de référence sans champ magnétique, on observe une diminution de la hauteur H de décrochage.

Quand l'aimant est à z=+10mm au-dessus du brûleur, la flamme attachée rencontre déjà une zone où le gradient magnétique est positif et maximum à z= +5,2 mm puis une zone où le gradient est négatif et maximum à z= +14,8 mm (cf. figure 1-6). Ce double effet de l'aimant est visible sur la flamme : la base de la flamme est clairement marquée d'une ligne intense

bleue tandis qu'en face du gradient négatif on retrouve la zone floue avec diffusion de la lumière.
Quand la flamme décroche au-dessus du brûleur, le gradient magnétique positif agit seulement sur l'écoulement des gaz tandis que le gradient négatif agit sur la flamme.
Néanmoins, on observe toujours une hauteur de décrochage moindre que dans le cas de référence.

Mesure de la hauteur de décrochage

Le débit de méthane est fixé et pour des valeurs croissantes du débit d'air, des images de la flamme sont enregistrées par une caméra CCD positionnée dans la direction transverse.
La position de la flamme (décrochage par rapport au brûleur) et sa longueur sont mesurées par analyse d'images. L'incertitude sur la mesure des débits est estimée à 5% et l'incertitude sur la mesure de la hauteur de décrochage est l'écart type sur 10 images. Les conditions correspondant à l'extinction de la flamme sont déterminées quand elle est observée dans la gamme des débits étudiés.

Les mesures de la hauteur de décrochage de la flamme laminaire sans champ magnétique pour toute la gamme de vitesse de méthane et d'air sont présentées figure 1-10. Deux mesures de la hauteur de décrochage ont été réalisées pour une même vitesse de méthane afin de s'assurer de la reproductibilité de la mesure.
Il apparaît que la hauteur de décrochage est fonction de la vitesse d'air et dans une moindre mesure de la vitesse de méthane. On distingue deux types de courbe selon que la vitesse de méthane est supérieure ou inférieure à 0,20 m/s. De 0 à 1 m/s en air, la hauteur de décrochage augmente avec la vitesse d'air et est plus importante pour une vitesse de méthane plus élevée. Au-delà d'une vitesse d'air de 1m/s, les mesures sont plus dispersées : pour une même vitesse d'air l'influence de la vitesse de méthane n'est plus si marquée.

A faibles vitesses de méthane, la visualisation par plan laser d'un vortex dans l'écoulement de méthane qui disparaît au-delà de 0,2 m/s permet d'expliquer les résultats de variation de la hauteur de décrochage sans champ.

Pour des vitesses de méthane plus élevées, on constate un deuxième type d'évolution qui montre un accroissement du lift avec l'accroissement de la vitesse du méthane sans présence du champ magnétique et ceci jusqu'au soufflage de la flamme ou « blow-out » au fur et à mesure qu'il y a augmentation de la vitesse de l'air.

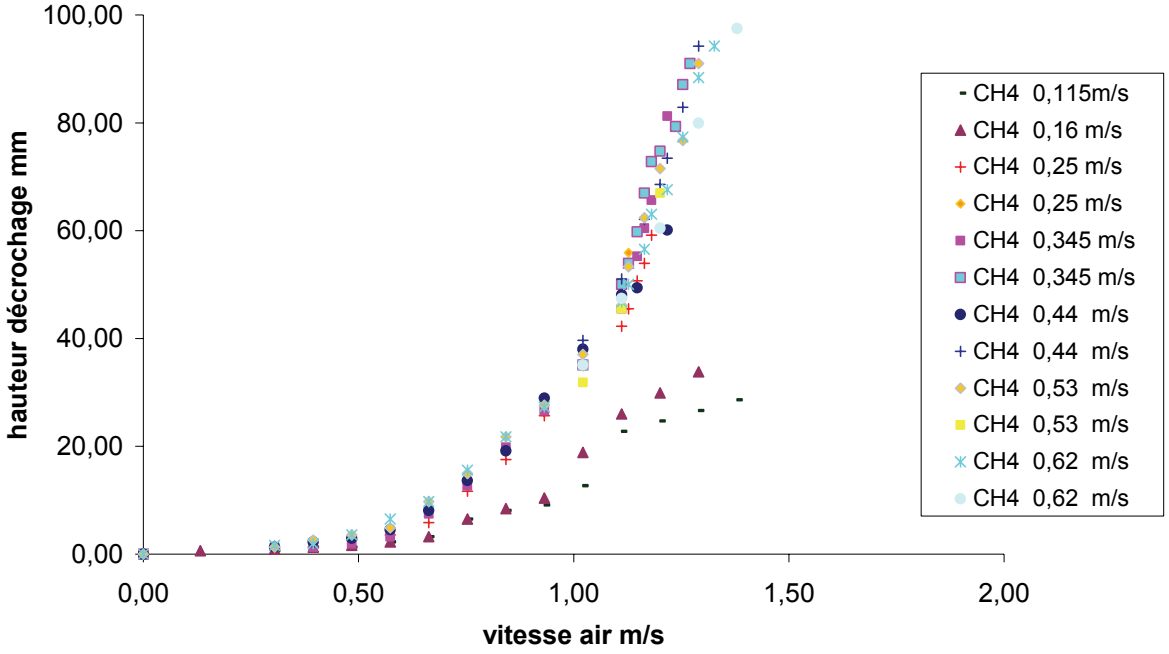


Figure 1-10 : Hauteur de décrochage en fonction de la vitesse moyenne d'air en sortie
Sans champ magnétique

La variation de la hauteur de lift en présence d'un champ magnétique avec l'aimant positionné à z=0 est reportée figure 1-11. Si l'on constate encore un accroissement du lift avec l'augmentation de la vitesse moyenne de l'air, on remarque d'une part que la dépendance vis-à-vis du CH_4 n'apparaît plus si nettement et d'autre part, une réduction de la hauteur de lift par rapport au cas sans champ magnétique.
La figure 1-12 rassemble sur une même figure les données de hauteur de décrochage avec champ quand l'aimant est à 0 et sans aimant. La hauteur de décrochage est réduite en présence de champ magnétique et ce quel que soient les vitesses d'air et de méthane appliquées dans la gamme étudiée. Les graphes de la figure 1-13 présentent pour une valeur de vitesse de méthane fixe de 0,44 et 0,53 m/s la hauteur de lift relevée à différentes valeurs de la vitesse d'air pour le cas sans champ (libre) et pour le cas avec champ z=0.
La figure 1-14 présente les résultats obtenus quand l'aimant est positionné à z= 10mm : la courbe présente un comportement similaire à celles obtenues précédemment. La hauteur de lift est diminuée en présence du champ magnétique.

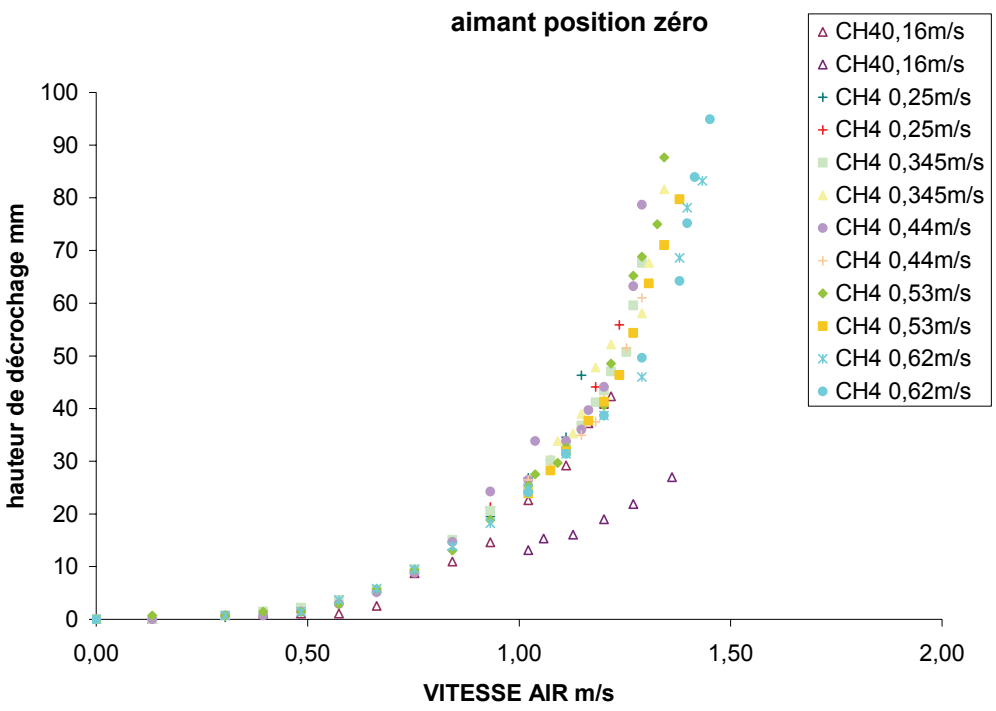


Figure 1-11 : Hauteur de décrochage en fonction de la vitesse moyenne d'air en sortie Aimant à z=0

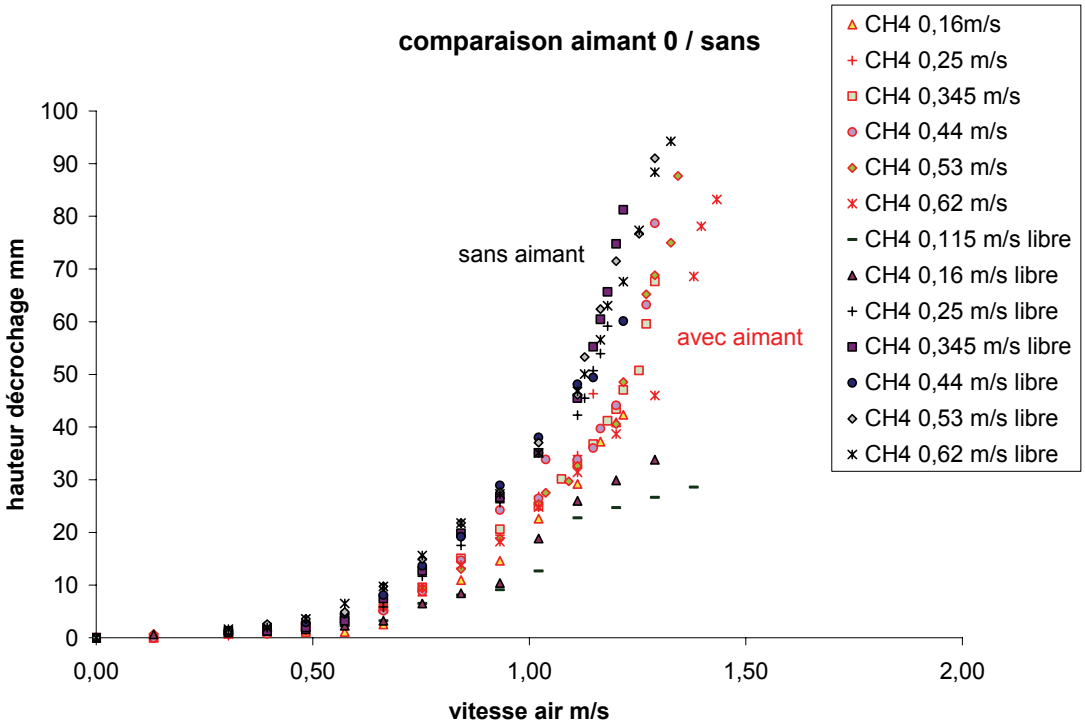
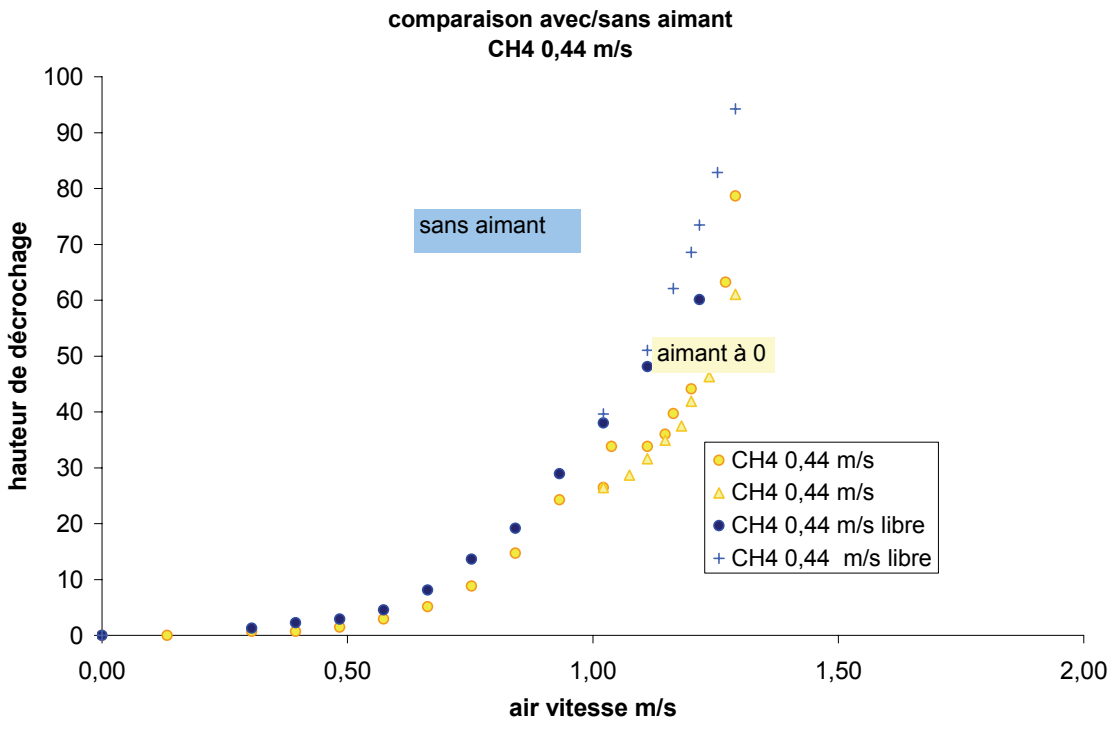


Figure 1-12 : Variation de la hauteur de décrochage de la flamme en fonction de la vitesse moyenne d'air à différentes vitesses moyennes de méthane. Symboles noir : sans aimants, symboles rouges : avec aimant



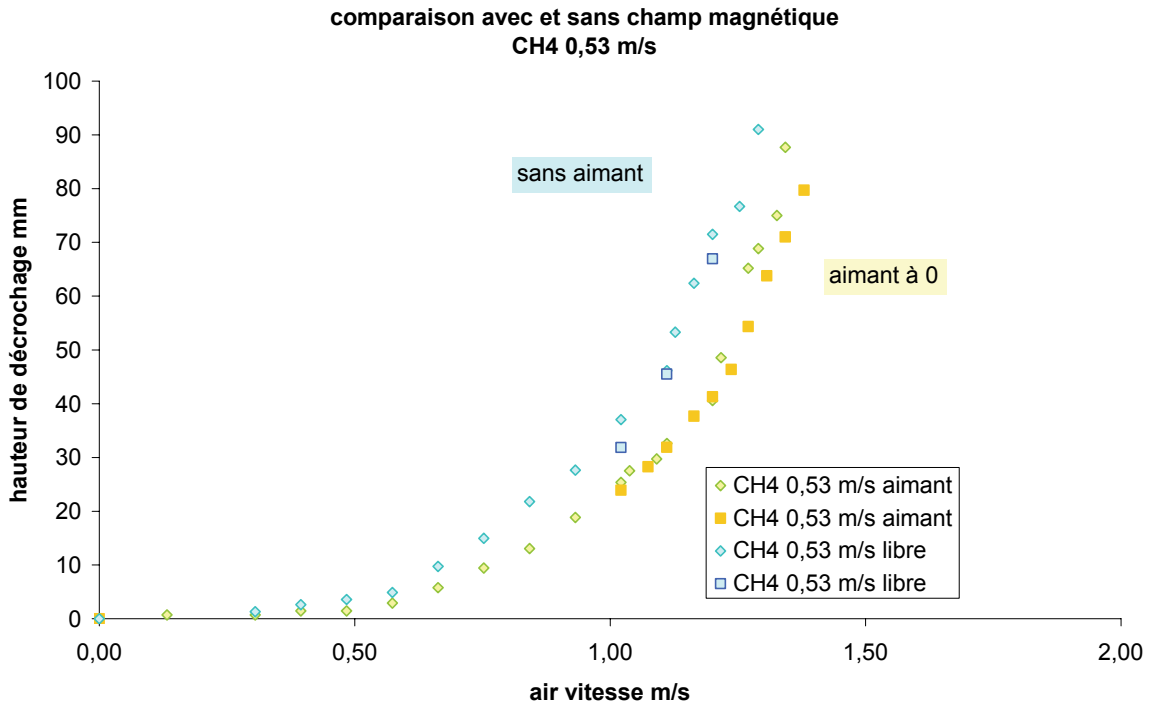


Figure 1-13 : Comparaison de la variation des hauteurs de décrochages de flammes obtenues en fonction de l'air avec aimant à z=0 et sans aimant pour 2 valeurs de vitesses moyenne de méthane à 0,44 m/s et 0,53 m/s

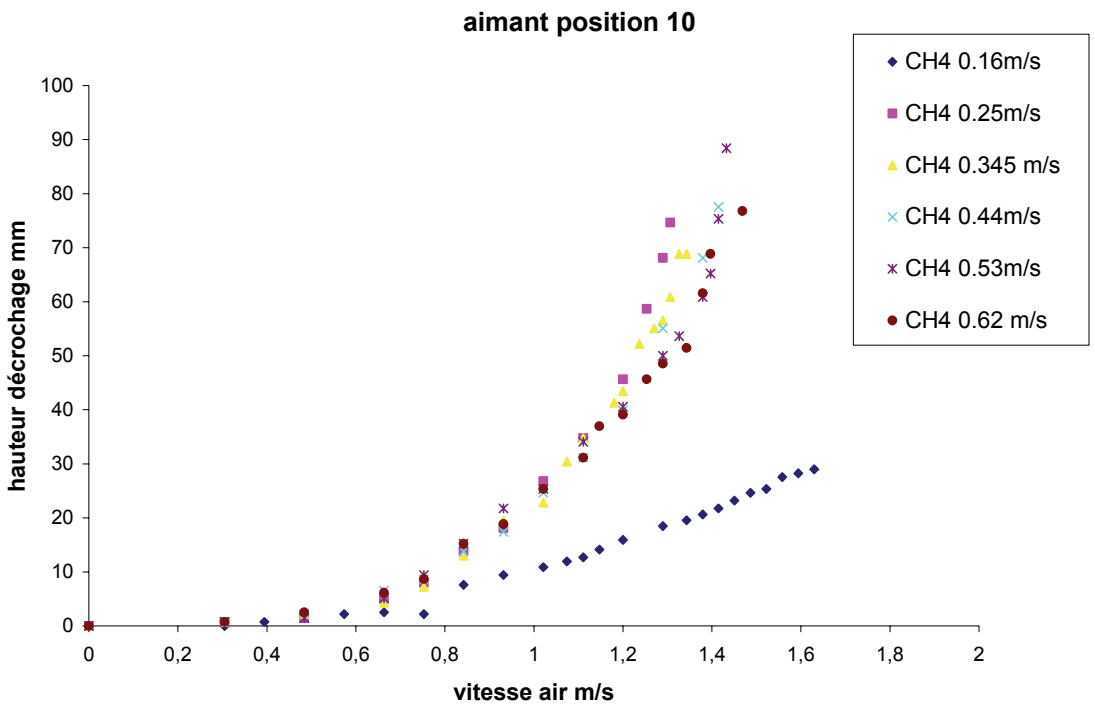


Figure 1-14 : Hauteur de décrochage en fonction de la vitesse moyenne d'air en sortie
Aimant à z=10 mm

Diagramme de stabilité

La figure 1-15 montre les caractéristiques d'extinction de la flamme et comment l'aimant placé à z=0 et z=10mm les influence.

Au-delà des lignes continues, pour les différentes vitesses moyennes de sortie d'air et de méthane, la flamme est soufflée. Il apparaît sur la figure 1-15 que le domaine de stabilité de la flamme est augmenté en présence de champ magnétique puisqu'il faut appliquer une vitesse d'air supérieure pour obtenir l'extinction.

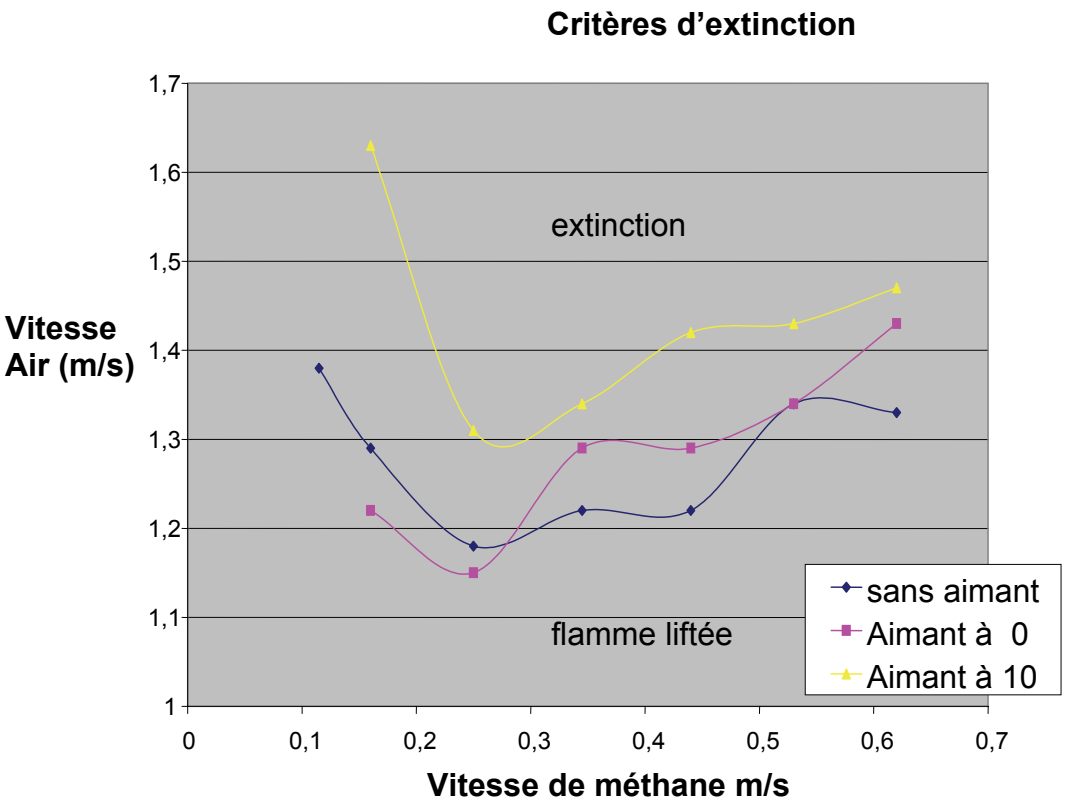


Figure 1-15 : Effet du champ sur la limite d'extinction de la flamme

Les figures 1-16 et 1-17 donnent un aperçu de la structure des écoulements d'air et de méthane sans champ magnétique quand ceux-ci sont visualisés par plan laser après ensemencement. Sur la figure 1-16 la flamme triple décrite dans la littérature est identifiée par l'écoulement d'air qui se divise en deux branches au niveau du front de flamme : une branche centrale le long de l'écoulement de méthane et une branche extérieure. La visualisation de l'écoulement de méthane montre un jet droit sans perturbation.

Figure 1-16 : Exemple de visualisation laser de l'écoulement d'air dans le cas d'une flamme liftée.

Figure 1-17 : Exemple de visualisation laser de l'écoulement de méthane dans le cas d'une flamme liftée.

Conclusions

Les expériences menées pour caractériser le comportement d'une flamme de diffusion laminaire issue de 2 jets coaxiaux de méthane et d'air ont mis en évidence les conditions dans lesquelles la flamme est ancrée au brûleur, celles où la flamme est décrochée du brûleur, liftée à une certaine distance de celui-ci et celles où la flamme est soufflée. L'action d'un aimant permanent placé en sortie de brûleur à deux positions verticales différentes montre que la hauteur de lift est réduite par l'action du gradient de champ magnétique ce qui entraîne une augmentation du domaine de stabilité : les débits d'air et de méthane nécessaires à l'extinction sont plus élevés. La visualisation laser des écoulements de méthane et d'air après ensemencement révèle un écoulement stable non perturbé. Ce comportement stable de l'écoulement justifie que l'étude numérique soit réalisée dans un premier temps en stationnaire.

Références bibliographiques

Chung, S.H. and Lee, B.J. (1991) "On the characteristics of laminar lifted flames in a nonpremixed jet", *Combustion and Flame,* ***86,*** *62.*

Baker, J. Calvert M.E. (2003) "A study of the characteristics of slotted laminar jet diffusion flames in the presence of non-uniform magnetic fields", *Combustion and Flame,* ***133,*** *345.*

Chapitre 2 : Modélisation numérique

Position du problème

L'objectif est de simuler une flamme de diffusion laminaire de méthane en situation de décrochage tel qu'elle est décrite dans le chapitre 1. Rappelons que le brûleur est composé de deux jets coaxiaux issus de deux tubes concentriques. Le jet rond central contient le carburant (CH_4) et le jet annulaire de l'air. La paroi du tube central crée des instabilités dynamiques en sortie de brûleur. Toutefois il est possible de réduire l'impact de ces instabilités en effilant l'épaisseur du tube central. Dans notre cas, la longueur de ces tubes est de 219 mm. Le tube central a un diamètre de 4 mm et une épaisseur à la base de 1 mm et de 0,2 mm en sortie. Le tube coaxial a un diamètre de 10 mm et une épaisseur de 1 mm (voir figure 2-1). La configuration de ce brûleur nous permet de réaliser une étude axisymétrique autour de l'axe central du brûleur.

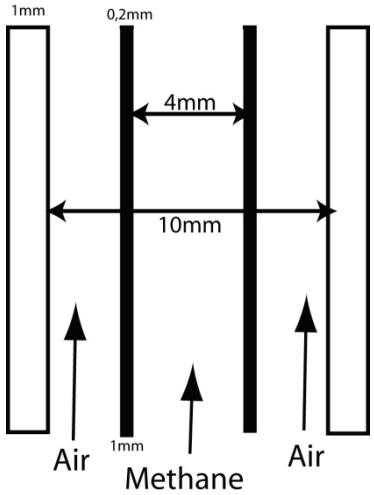


Figure 2-1 : Dimensions du brûleur coaxial.

Modélisation de la flamme laminaire décrochée

Dans cette étude le mélange est considéré comme un mélange de gaz parfait incompressible newtonien. L'écoulement est représenté par les équations de Navier-Stokes, l'équation de l'énergie, l'équation d'espèces chimiques et l'équation d'état.
L'étude de l'impact d'un gradient de champ magnétique va se faire aussi bien sur un mélange inerte que réactif. Lors de l'étude de l'écoulement non réactif la température est constante et égale à 300 K.
Les propriétés des gaz et du mélange sont donnés en détail dans l'annexe A.
Le décrochage de la flamme est un phénomène instationnaire. Nous nous intéressons au cas établi. C'est la raison pour laquelle cette étude est menée en stationnaire. Les équations du problème sont :

Equation bilan de masse
Décrit la conservation de la masse au travers du volume de contrôle.

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

ρ est la masse volumique et $\vec{v}$ le vecteur vitesse.

Equation de quantité de mouvement
Regroupe le bilan des forces qui s'appliquent sur le volume de fluide.

$$\nabla.\left(\rho\vec{v}\vec{v}\right) = -\nabla P + \nabla.\left(\overline{\overline{\tau}}\right) + \rho\vec{g} + \vec{F} \qquad \text{E-2}$$

P est la pression
$\vec{g}$ est l'accélération de la pesanteur
$\vec{F}$ représente les forces volumiques extérieures (Nm^{-3})
$\overline{\overline{\tau}}$ est le tenseur des contraintes ou encore les forces visqueuses par unité de volume. Il s'exprime de la manière suivante :

$$\overline{\overline{\tau}} = \mu\left[\left(\nabla\vec{v} + \nabla\vec{v}^{T}\right) - \frac{2}{3}\nabla.\vec{v}I\right] \qquad \text{E-3}$$

où μ est la viscosité dynamique.

Equation d'espèces
Décrit la conservation de masse d'espèce apportée par convection, par diffusion et enfin par réaction chimique.

$$\nabla.(\rho\vec{v}Y_i) = -\nabla.\vec{J}_i + \dot{\omega}_i \qquad \text{E-4}$$

Y_i est la fraction massique de l'espèce i.
$\dot{\omega}_i$ est le taux de production/destruction de l'espèce i ($mol.m^{-3}.s^{-1}$)
$\vec{J}_i$ est le flux de diffusion d'espèces qui obéit à la loi de Fick :

$$\vec{J}_i = -\rho D_{i,m}\nabla Y_i \qquad \text{E-5}$$

$D_{i,m}$ est le coefficient de diffusion massique de l'espèce :

$$D_{i,m} = \frac{1 - X_i}{\sum_{i,j\neq i}(X_i / D_{ij})} \qquad \text{E-6}$$

D_{ij} est le coefficient de diffusion binaire entre l'espèce i et j. Il se calcule par la loi de Chapman-Enskog basée sur la théorie cinétique des gaz :

$$D_{ij} = 0.0188\frac{\left[T^3\left(\frac{1}{M_{w,i}} + \frac{1}{M_{w,j}}\right)\right]^{1/2}}{P_{abs}\sigma_{ij}^2\Omega_D} \qquad \text{E-7}$$

M_w est la masse molaire et P_{abs} la pression absolue. Ω_D est l'intégrale de collision par diffusion qui mesure l'énergie d'interaction moléculaire du mélange. Sa valeur est calculée à partir du potentiel de Lennard-Jones et dépend de la quantité T^*_D :

$$T_D^* = \frac{T}{(\varepsilon / k_b)_{ij}} \qquad \text{E-8}$$

k_b est la constante de Boltzman

$$(\varepsilon / k_b)_{ij} = \sqrt{(\varepsilon / k_b)_i (\varepsilon / k_b)_j}$$
$$\sigma_{ij} = \frac{1}{2}\left(\sigma_i + \sigma_j\right) \qquad \text{E-9}$$

Equation de l'énergie

$$\nabla.\left(\vec{v}\left(\rho E+P\right)\right)=\nabla.\left(k\nabla T-\sum_i h_i\vec{J_i}+\left(\overline{\overline{\tau}}.\vec{v}\right)\right)+Q_{réaction}+Q_{rayonnement} \qquad \text{E-10}$$

E est l'énergie du volume $E=h-\frac{p}{\rho}+\frac{v^2}{2}$ où h est l'enthalpie. k est la conductivité thermique, $\vec{J_i}$ la diffusion d'espèce (détaillée plus haut).

Le terme de droite de l'équation représente le transfert de chaleur dû à la conduction, à la diffusion d'espèce et à la dissipation visqueuse. $Q_{réaction}$ représente le flux de chaleur apporté/retiré par différentes réactions chimiques, $Q_{rayonnement}$ est le flux de chaleur perdu/reçu par rayonnement.

Le modèle ne prend pas compte le travail des forces.

Equation d'état

Qui caractérise les gaz parfaits incompressibles.

$$\rho=\frac{P}{RT\sum_i\frac{Y_i}{M_{w,i}}} \qquad \text{avec P=101325 Pa} \qquad \text{E-11}$$

Le modèle de combustion sera explicité dans le chapitre 4.

D'une manière générale on représente le mécanisme réactionnel par :

$$\sum_{k=1}^{N_k}\nu'_{k,i}S_{k,i}\Rightarrow\sum_{k=1}^{N_k}\nu''_{k,i}S_{k,i}$$

où $\nu'_{k,i}$ et $\nu''_{k,i}$ sont les coefficients stœchiométriques molaires de l'espèces chimique S_k dans la réaction i et N_k est le nombre de réactions chimiques.

Le coefficient stœchiométrique $\nu_{k,i}$ représente le nombre de moles de l'espèces k intervenant réellement dans la réaction chimique. Il s'écrit :

$$\nu_{k,i}=\nu''_{k,i}-\nu'_{k,i}$$

On obtient ainsi :

$$\sum_{k=1}^{N_k}\nu_{k,i}M_{w,k}=0$$

Chaque réaction chimique i est caractérisée par une grandeur $k_{f,i}$ appelée taux de réaction direct et qui a pour relation (loi d'Arrhenius) :

$$k_{f,i}=A_iT^{\alpha_i}\exp(-\frac{E_i}{RT})$$

A_i est le facteur pré-exponentiel, α_i est l'exposant de la température et E_i est l'énergie d'activation.

Le taux d'avancement T_A de la réaction i s'écrit :

$$T_{A,i}=k_{f,i}\prod_{k=1}^{N_k}C_k^{\nu'_{k,i}}$$

On exprime alors le taux de production/destruction de l'espèce k :

$$\dot{\omega}_k=M_{w,k}\sum_{i=1}^{N_r}\nu_{k,i}T_{A,i}$$

La quantité de chaleur dégagée par la réaction est calculée par l'expression suivante :

$$Q_{réaction} = -\sum_i h_i^0 \dot{\omega}_i$$

Avec h^0_i l'enthalpie de formation de l'espèce i et $\dot{\omega}_i$ le taux de création/destruction de l'espèce

Méthode numérique

Nous avons ici détaillé les différentes équations qui permettent la modélisation de l'écoulement sans et avec réaction de notre étude. Ces équations seront résolues par le logiciel Fluent (FLUENT 6.3). Nous indiquerons les différentes améliorations apportées à ce logiciel, afin de mieux l'adapter à notre problématique. Enfin les dimensions du domaine de calcul seront précisées et les conditions aux limites et initiales seront présentées.

Pour résoudre les équations bilans, FLUENT utilise la méthode des volumes finis. Cette méthode consiste à intégrer sur un volume de contrôle les équations bilans.
Après que ces équations aient été discrétisées et les conditions aux limites définies, il faut résoudre le système d'équations. En raison de la non linéarité des équations de transport, il est nécessaire d'utiliser une méthode itérative dont les étapes pour cette étude sont les suivantes :

1. Mettre à jour les propriétés du mélange (masse volumique, viscosité, chaleur spécifique…) en utilisant la solution existante.
2. Résoudre l'équation bilan de quantité de mouvement en utilisant les dernières mises à jour.
3. Résoudre l'équation bilan de masse et mettre à jour la pression en utilisant le nouveau champ de vitesse.
4. Calculer le gradient de pression et résoudre les autres équations bilans (enthalpie, espèces).
5. Vérifier les critères de convergence.

Si le critère de convergence est vérifié alors le calcul est arrêté, sinon les nouvelles variables sont utilisées pour l'étape 1.
Il est important aussi de préciser qu'en raison de la non linéarité, les nouvelles variables calculées dépendent d'un facteur dit coefficient de relaxation 'a' : $\Phi^{n+1} = \Phi^n + a\Delta\Phi$. Φ est la variable, n le nombre de l'itération, $\Delta\Phi$ est la valeur calculée par le solver lors de l'itération. a est compris entre 0 et 1. Cela permet de stabiliser la convergence.
Le couplage pression-vitesse se fait avec l'algorithme SIMPLE (*Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations*, Pathankar 1980).

Eléments extérieurs ajoutés à FLUENT

Dans cette section deux éléments de modification dans le logiciel FLUENT vont être présentés. Tout d'abord l'ajout d'un modèle de rayonnement qui prend en compte uniquement les pertes thermiques. Enfin l'ajout de la force paramagnétique dans l'équation de quantité de mouvement.

Le rayonnement

Le rayonnement thermique est une perte de chaleur qui, dans le cas des flammes, a un impact sur la distribution de la température. Les flammes étudiées entrent dans le cadre des flammes optiquement minces (seulement émissives) dans un milieu considéré ici comme transparent. Le modèle radiatif, présenté ici, permet de ne prendre en compte que les pertes radiatives des

gaz chauds comme le CO_2, H_2O et CH_4. Ces pertes radiatives se formulent de la manière suivante :

$$Q_{rayonnement} = -4\sigma \sum_{i=1}^{N} \left(p_i a_{p,i} \right) \left(T^4 - T_{amb}^4 \right) \qquad \text{E-17}$$

p_i est la pression partielle (en atm) de l'espèce i (p_i=X_iP, P la pression X la fraction molaire de l'espèce i), σ est la constante de Stefan-Boltzmann (5,6704 x 10^{-8} $W.m^{-2}.K^{-4}$) et $a_{p,i}$ ($m^{-1}.atm^{-1}$)le coefficient moyen d'absorption de Planck de l'espèce i .

CO_2 et H_2O sont les deux molécules les plus émissives dans notre situation. CH_4 a une influence limitée mais nous la considérons pour l'estimation de la perte de chaleur.

Nous avons donc ajouté à l'équation de l'énergie un terme source $Q_{rayonnement}$.

L'estimation des coefficients d'absorption de Planck se fait de la manière suivante :

Pour CO_2 et H_2O :

$$a_p = c_0 + c_1(\frac{1000}{T}) + c_2(\frac{1000}{T})^2 + c_3(\frac{1000}{T})^3 + c_4(\frac{1000}{T})^4 + c_5(\frac{1000}{T})^5 \qquad \text{E-18}$$

Les coefficients sont :

	H_2O	CO_2
C_0	-0,23093	18,741
C_1	-1,1239	121,31
C_2	9,4153	273,5
C_3	-2,9988	-194,05
C_4	0,51382	56,31
C_5	1,8684x10^{-6}	-5,8169

Pour CH_4

$$a_p = 6,6334 - 0,0035686T + 1,6682*10^{-8}T^2 + 2,5611*10^{-10}T^3 - 2,6558*10^{-14}T^4 \qquad \text{E-19}$$

La force paramagnétique

L'influence du champ magnétique a été dans cette étude modélisée par l'ajout d'une force volumique au sein de l'équation de quantité de mouvement. Cette force est modélisée sur toute la hauteur du domaine mais se limite à la largeur totale du brûleur. La force est appliquée en chaque maille.

Dans le chapitre 1 nous avons montré que seul le champ magnétique évoluant suivant la hauteur nous intéresse. L'application de la force se fera donc uniquement par l'ajout d'un terme source dans l'équation de quantité de mouvement exprimée suivant la hauteur. De plus dans l'introduction il a été détaillé que l'élément le plus paramagnétique est le dioxygène et il possible de ne prendre en compte que l'influence du champ magnétique sur le dioxygène.

L'expression de la force paramagnétique sur le dioxygène s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{F} = \frac{1}{2\mu_0} \rho Y_{O_2} \chi_{m,O_2} \nabla(\vec{B^2}) \qquad \text{E-21}$$

$\chi_{m,i} = \chi_{O_2} / \rho_{O_2}$ où χ_{O2} est la susceptibilité paramagnétique du dioxygène.

Pour les matériaux paramagnétiques $\chi = C/T$ où C est la constante de Curie qui est une valeur positive. Pour le dioxygène à 300K χ=1,8517 x 10^{-6}.

On trouvera les détails relatifs à cette partie en Annexe C.

Hypothèses

L'aimant est un obstacle à l'écoulement du fait de sa géométrie non axisymétrique. Dans cette étude, nous allons nous concentrer uniquement sur les effets du champ magnétique et négliger la géométrie de l'aimant qui ne sera donc pas simulée dans toutes les études numériques.
Dans le chapitre 1 les mesures du champ magnétique montrent que celui ci évolue radialement (figure 1-4). Ceci entraîne un gradient du champ magnétique et donc une composante radiale à la force magnétique qui s'applique sur les éléments magnétique. Ici, cette évolution radiale du champ magnétique n'est pas prise en compte. On considère que le profil du champ magnétique au centre de l'aimant (sur l'axe de symétrie) s'applique uniformément quelque soit la position entre l'aimant.
La force magnétique n'est modélisée que sur le dioxygène paramagnétique.

Le domaine numérique

Domaine de calcul.

Dans ce dernier paragraphe, une étude sur les dimensions du domaine de calcul a été réalisée. Cette étude permet de placer les conditions limites du domaine du calcul afin qu'elles n'influent pas sur le résultat de la simulation. Le domaine numérique se divise en deux parties : une partie qui regroupe le brûleur et une partie qui simule le milieu ambiant. L'écoulement est simulé au sein du brûleur (figure 2-3) qui est identique au brûleur expérimental et prend en compte l'effilage du tube interne.

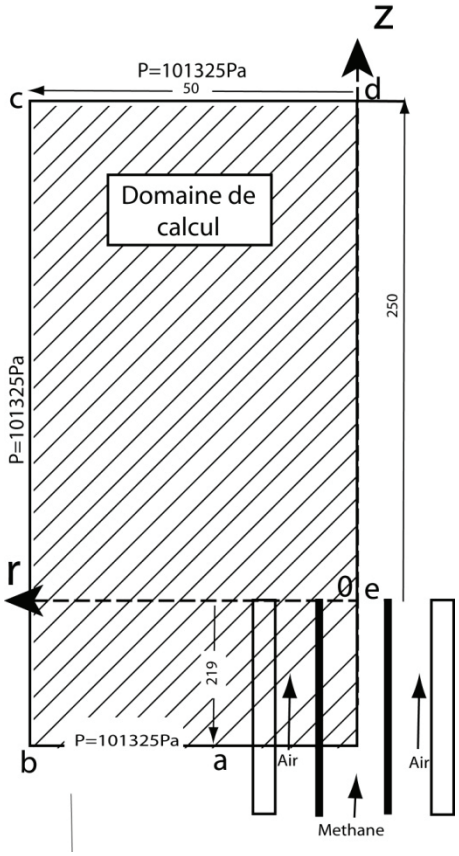


Figure 2-3 : Domaine de calcul. Valeur des distances en mm

Les conditions aux limites

Les conditions limites utilisées pour cette étude sont les suivantes :

- Condition de débit massique pour l'entrée d'air et de méthane.
Cette condition est utilisée lorsque l'on connaît le débit mais pas le profil de vitesse sur la section.
Le débit global d'entrée du méthane et de l'air est fixé au niveau du brûleur.
On impose pour ces conditions une température de 300K. Pour l'entrée de méthane Y_{CH4}=1 et pour l'entrée d'air Y_{O2}=0,2316.

- Condition de pression
La pression est fixée constante et égale à 101325 Pa sur les frontières extérieures du domaine du calcul comme indiqué sur la figure 2-3 (segment [a,b], [b,c], [c,d]).
Sur ces frontières on impose le mélange suivant : Y_{O2}=0,2316, Y_{CH4}=0, Y_{N2}=0,7684.
Sur le segment [a,b] on impose aussi les conditions suivantes à la vitesse : $\frac{\partial u}{\partial z} = 0, v = 0$.
Pour le segment [b,c] et [c,d] le solver adapte le vecteur vitesse en fonction de la cellule voisine présente sur la frontière.
Enfin la température est imposée à 300K

- Condition de paroi
Sur les parois du brûleur les vitesses axiale et normale sont nulles.
Si cette condition est présente, les conditions de paroi sont utilisées. Ici elles sont considérées comme isothermes à 300K.

- Condition d'axe de symétrie
On utilise l'hypothèse suivante $\frac{\partial}{\partial r} = 0$.

Positions des frontières

Cette étude a été réalisée afin de fixer les positions des frontières du domaine du calcul de la figure 2-3. Le repère de coordonnées spatiales (z, r) est placé sur l'axe de symétrie en sortie de brûleur. Pour cela :
- le débit de méthane est de $12{,}57 \times 10^{-6}$ m^3s^{-1}
- le débit d'air est de $50{,}27 \times 10^{-6}$ m^3s^{-1}
- le nombre de mailles est de 16872

La position du segment [a,b] a été étudiée par VOISIN Nathanaël (2005) montrant que la position axiale de cette frontière n'a pas d'influence sur le jet. Nous l'avons placée à la base du brûleur afin de l'éloigner du champ d'application du champ magnétique.

La position des segments [b,c] et [c,d] peut avoir une influence sur le développement du jet. Ces frontières ont été déplacées afin de vérifier leurs influences sur l'écoulement et de choisir l'emplacement adéquat.

Segment [b,c]

Nous allons déplacer cette frontière de 0,05 m en 0,05 m jusqu'à ce que son influence soit négligeable sur le jet. Les profils de la vitesse axiale et radiale seront comparés à différentes hauteurs : z= 0,1 m et 0,25 m.

Ce qui ressort des différentes courbes c'est que plus la condition limite s'éloigne, moins elle a d'influence sur le jet. A partir de 0,15 m, la condition sur le segment [b,c] devient négligeable que se soit pour la vitesse axiale que la vitesse radiale. Afin de ne pas augmenter le temps de calcul, positionner le segment [b,c] à r=0,2 m est le meilleur choix

Pour z=0,1 m

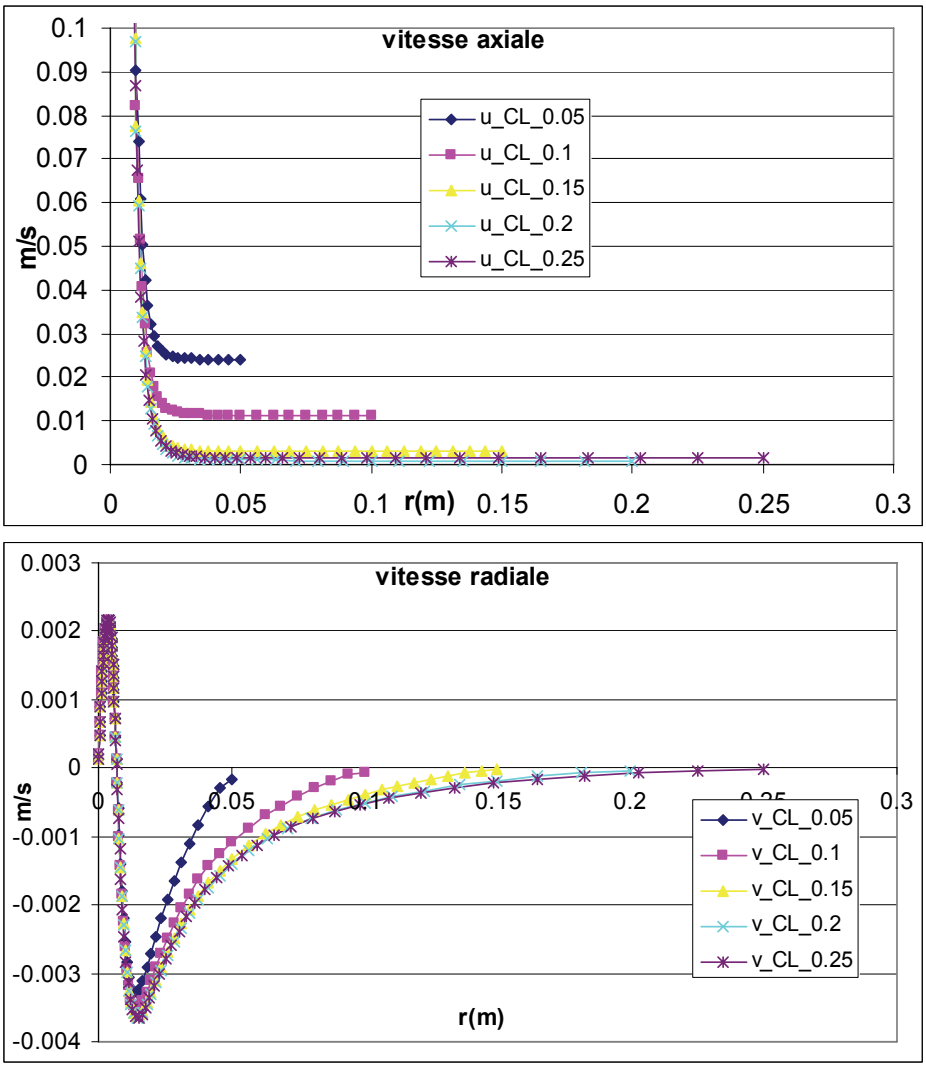


Figure 2-4 : Profils radiaux de la vitesse axiale et radiale pour différentes positions de la condition limite pour le segment [b,c].

Pour z=0,25 m

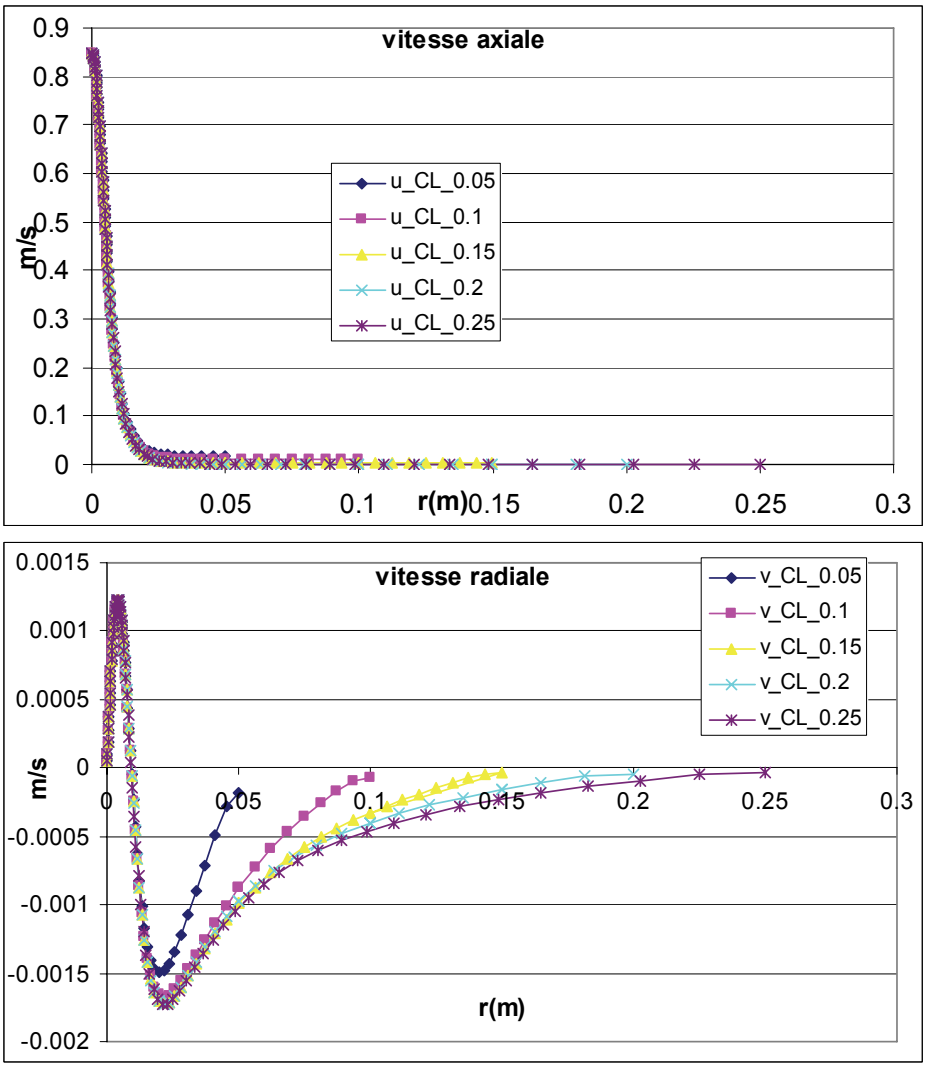


Figure 2-5 : Profils radiaux de la vitesse axiale et radiale pour différentes positions de la condition limite du segment [b,c].

Segment [c,d]

L'idée est de déplacer ce segment loin de la section de sortie du brûleur afin de réaliser des flammes longues et étudier ainsi le comportement des fumées à l'avenir. Nous allons donc déplacer ce segment en z=0,75 m. Ce déplacement ne doit avoir aucune influence sur la dynamique du jet. Les courbes qui vont suivre montrent bien que l'on peut placer ce segment en z=0,75 m.

Pour z=0.1m

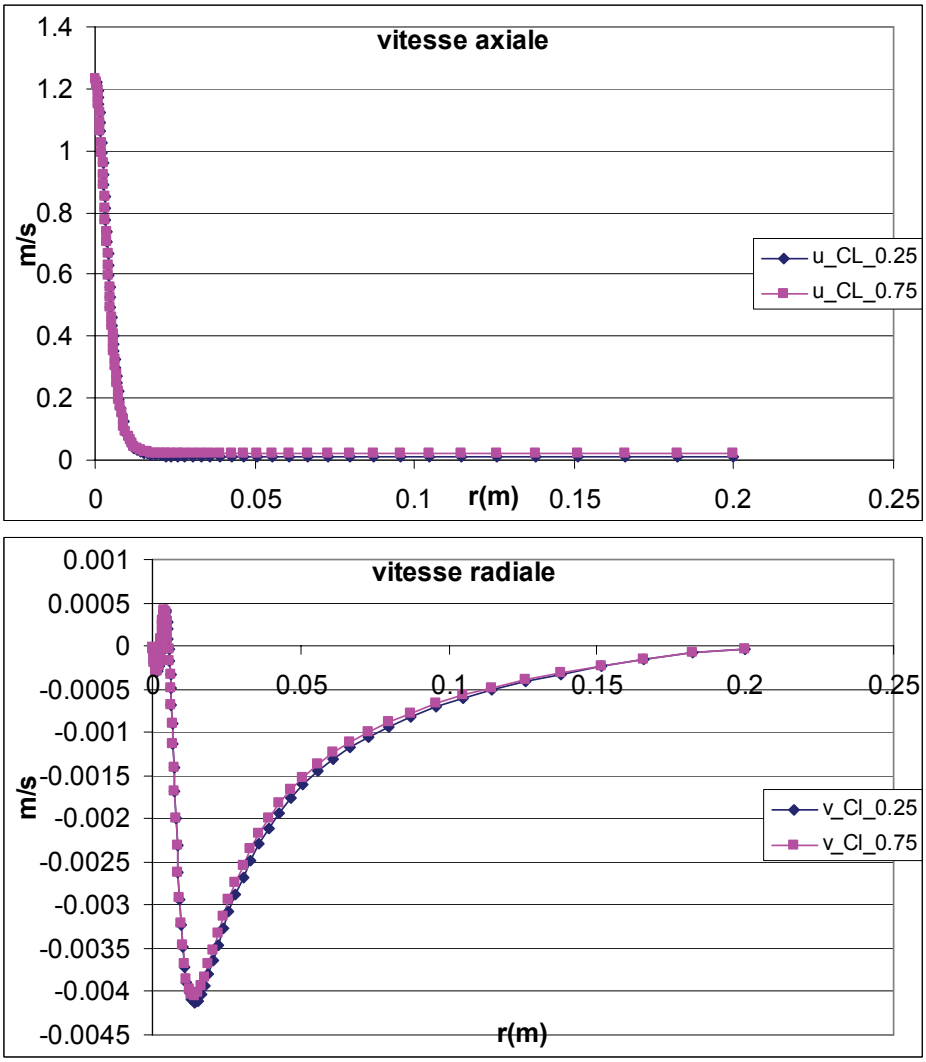


Figure 2-6 : Profils radiaux de la vitesse axiale et radiale pour différentes positions de la condition limite pour le segment [c,d].

Pour z=0.25m

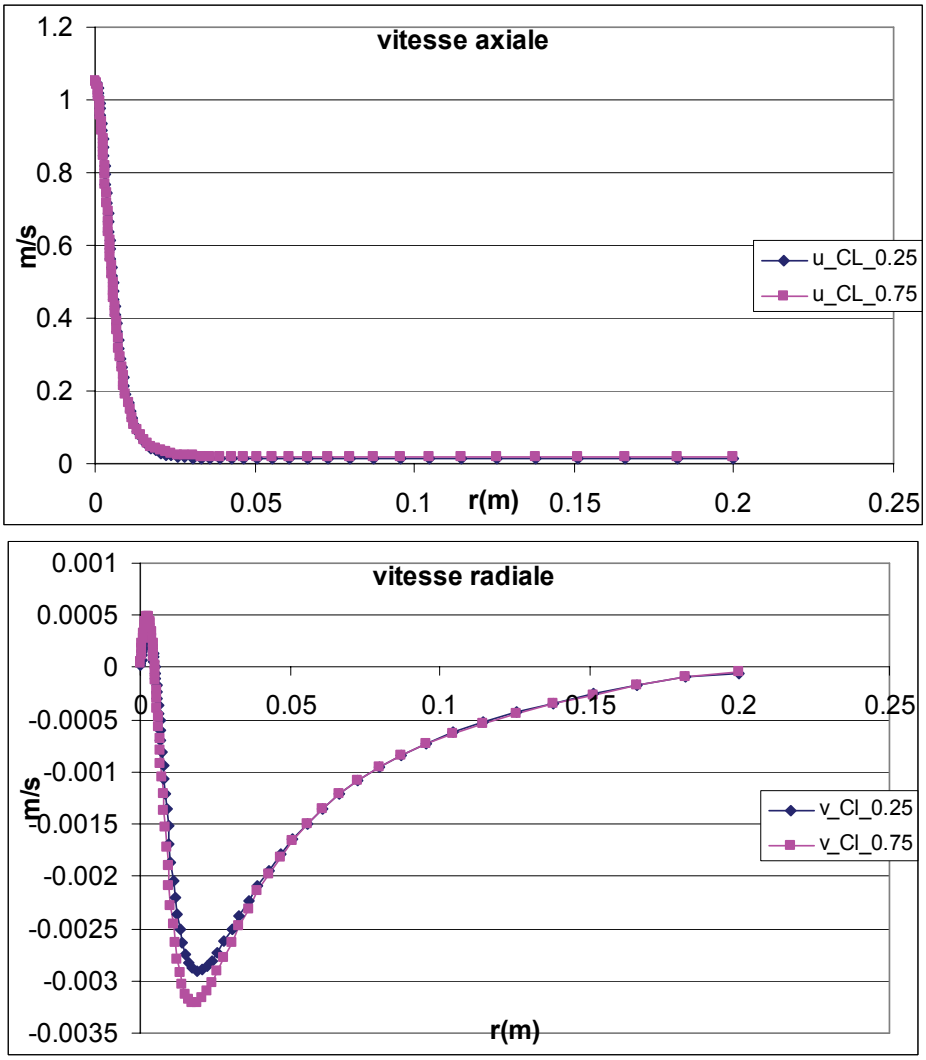


Figure 2-7 : Profils radiaux de la vitesse axiale et radiale pour différentes positions de la condition limite pour le segment [c,d].

.

Domaine de calcul final

Avec les nouvelles positions des frontières les dimensions du domaine numérique sont reportées sur la figure 2-12

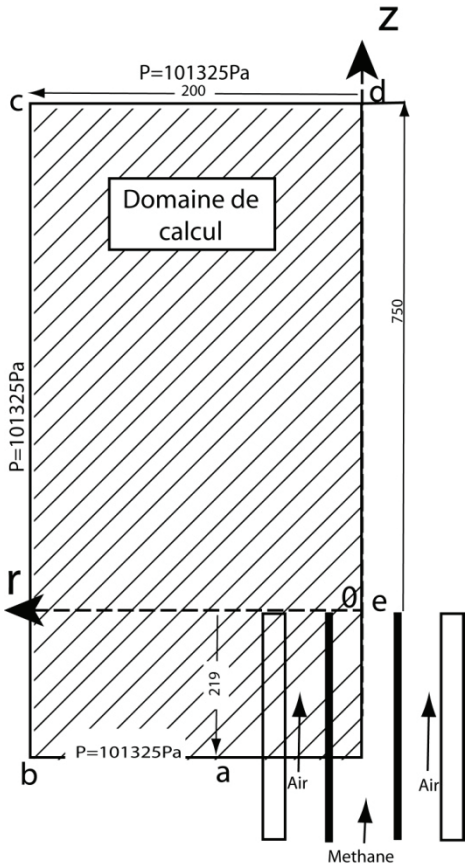


Figure 2-12 : Domaine numérique utilisé lors des études

Références bibliographiques

-Patankar S.V. (1980), « Numerical Heat Transfer Fluid Flow », Hemisphere, Washington D.C.

-Voisin Natanaël (2005), « Simulation d'une flamme de diffusion laminaire air-méthane », rapport stage Master 1 ,CNRS-LCSR, Université d'Orléans

Chapitre 3 : Influence du champ magnétique sur les jets coaxiaux

Introduction

En combustion, l'utilisation d'injecteurs de carburant débouchant dans une atmosphère de comburant est fréquente. Le mélange entre les deux fluides est essentiel pour que la combustion se développe. Nous proposons l'étude du mélange donc du comportement dynamique d'un système de jets coaxiaux laminaires. Les jets coaxiaux considérés seront ceux illustrant l'alimentation centrale en méthane et l'alimentation annulaire en air du brûleur que nous utilisons pour la combustion d'une flamme de diffusion méthane/air en écoulement co-courant dans l'air ambiant. Les écoulements de jets coaxiaux sont complexes. Ils sont caractérisés à la fois par la présence de gradients de vitesse transversaux et de gradients transversaux de densité liés au mélange de deux gaz de densité différente. Du fait de cette complexité, il nous a semblé nécessaire d'effectuer une étude préliminaire sur la configuration plus simple du jet rond. Le comportement des jets coaxiaux sera décrit par rapport à la situation d'un seul jet rond de carburant injecté dans l'air ambiant. Nous détaillerons les caractéristiques des jets coaxiaux tels que décrits dans la littérature. Le modèle numérique sera validé par rapport aux données théoriques sur le jet simple rond. Les effets de la force magnétique sur l'écoulement en jet coaxial seront mis en évidence par comparaison aux résultats obtenus numériquement sans champ magnétique.

Le jet rond laminaire

Les jets sont issus de l'éjection d'un fluide venant d'une conduite dans un autre fluide généralement pris au repos. Le comportement du jet dépend de nombreux facteurs comme la nature des fluides, la géométrie de la buse d'éjection, la dynamique des fluides….

Dans notre cas, nous nous intéressons au comportement d'un jet d'un gaz dans un autre gaz, issu d'une conduite circulaire à faible vitesse.

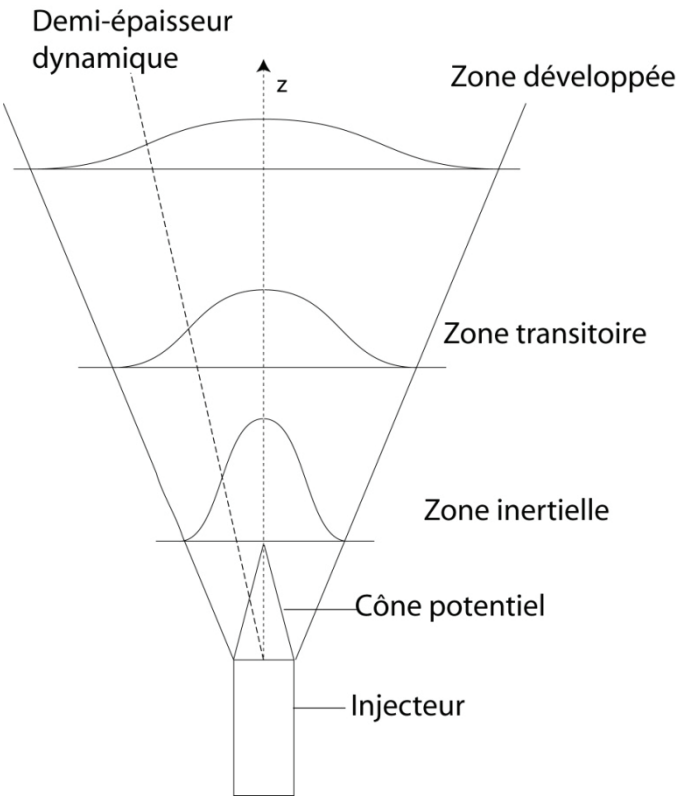


Figure 3-1 : Caractéristiques d'un jet rond simple

A partir du schéma figure 3-1, il est possible de dégager les caractéristiques générales des jets ronds simples.

Dans le processus de développement du jet, on distingue une première zone : la zone du **cône potentiel.** Les cônes potentiels sont les zones où les forces d'inertie prédominent et où les forces visqueuses sont extrêmement faibles. Le long du cône la vitesse est constante. Ici la longueur du cône potentiel sera définie comme étant la distance entre la sortie du brûleur et le point sur l'axe où la vitesse sera 99% de celle de la sortie. La longueur du cône potentiel d'un jet rond simple est admise à 4 ou 5 diamètres du jet initial.

A l'interface entre le fluide issu du jet et le fluide ambiant se développe une **couche de mélange**. C'est une couche d'interface où deux fluides sont à vitesse, température, densité, ou encore espèce différentes. La figure 3-2 montre une couche de mélange de deux fluides avançant à vitesses différentes et séparés par une plaque fine.

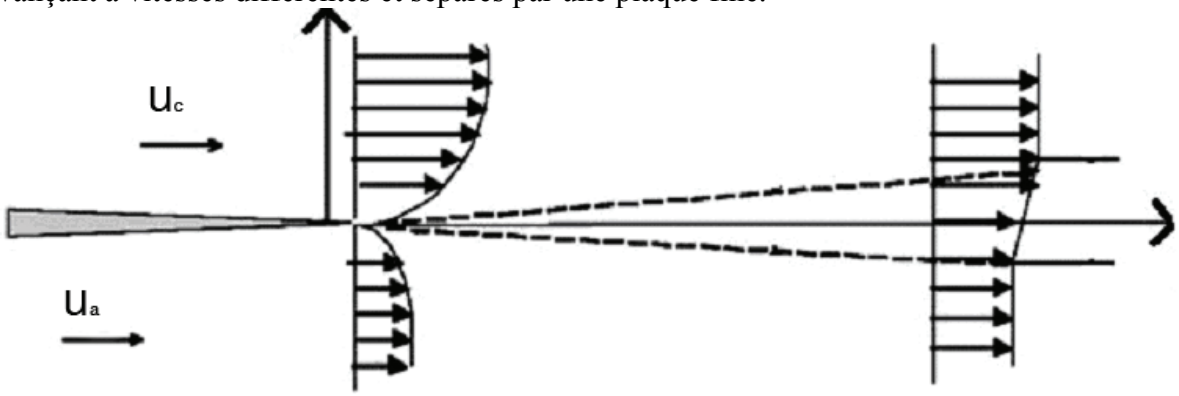


Figure 3-2 : Couche de mélange pour deux fluides séparés par une plaque fine

Il y a une accélération progressive du fluide le plus lent et une décélération simultanée du fluide le plus rapide tandis que l'épaisseur de la couche de mélange augmente dans la direction de l'écoulement. La principale caractéristique des couches de mélange est l'existence d'un fort cisaillement qui déstabilise le jet.
Pour deux fluides de natures différentes, ces couches sont importantes car c'est la zone où le mélange se fait.

L'**épanouissement** d'un jet est estimé via la demi épaisseur. Pour un jet simple, la demi épaisseur est le rayon entre l'axe et un point dont la valeur (de vitesse ou de fraction massique) est de moitié à celle sur l'axe. C'est un outil qui permet de visualiser l'épanouissement dynamique (vitesse) ou d'espèce (fraction massique).

Par **entraînement** on désigne la quantité de matière venant du fluide ambiant entraînée par un écoulement. Le processus d'entraînement est réalisé au travers des couches de mélange. Il peut être simplement visqueux ou animé par des instabilités qui entraînent du fluide dans leur sillage.
La dynamique des jets est complexe. Cependant il existe des cas où les équations du mouvement possèdent une solution exacte. H. Schlichting, (1987) dans son ouvrage sur la théorie des couches limites a montré que le problème du jet laminaire rond à pression constante et non pesant présentait une solution exacte. Le jet sort par un orifice circulaire et se mélange dans un fluide au repos. La géométrie est axisymétrique par rapport à l'axe du jet. Grâce à cette solution, on peut prévoir l'évolution dynamique du jet.
Ainsi la quantité de mouvement à travers n'importe quelle section du jet s'écrit :

$$J = 2\pi\rho\int_0^\infty u^2 r dr = const \qquad \text{E-3-1}$$

A partir de la variable de similitude $\eta = (r/z)\sqrt{3J/(16\pi\rho_\infty \nu_\infty^2}$, on peut écrire l'expression des vitesse axiale et radiale :

$$u = \frac{3J}{8\pi\rho_\infty \nu_\infty z}\frac{1}{(1+\eta^2/4)^2} \qquad \text{E-3-2}$$

$$v = \frac{1}{4*z}\sqrt{\frac{3J}{\rho_\infty \pi}}\frac{\eta - \frac{1}{4}\eta^2}{\left(1+\frac{1}{4}\eta^2\right)^2} \qquad \text{E-3-3}$$

Où l'indice ∞ désigne le fluide ambiant, ν la viscosité cinématique et ρ la masse volumique du fluide. Ces expressions indiquent que les vitesses axiales et radiales évoluent d'une manière hyperbolique suivant z.
Le débit massique au travers une section du jet est donné par :

$$\dot{m} = 2\pi\rho\int_0^\infty u r dr = 8\pi\upsilon z \qquad \text{E-3-4}$$

Le résultat est remarquable puisque le débit massique « du jet » augmente linéairement avec la distance avale z. Ce n'est pas en contradiction avec la loi de conservation de masse (valable uniquement en sortie d'injecteur). Le jet entraîne du fluide ambiant dans le processus qui le décélère par diffusion radiale de sa quantité de mouvement initiale.

Plusieurs études traitent du décrochage d'une flamme issue d'un jet laminaire de gaz axisymétrique. Nous reportons ici les travaux de Chen et Bilger (2000).Ces auteurs ont entrepris une étude sur les critères de stabilisation des flammes décrochées. Les brûleurs utilisés vont du jet simple aux jets coaxiaux. Les auteurs ont travaillé sur des formulations empiriques permettant de prédire la hauteur de décrochage ainsi que les conditions de soufflage de flamme. Des études expérimentales et numériques ont été réalisées pour obtenir ces données. Pour valider leur modèle numérique, les auteurs ont réalisé un jet rond laminaire non pesant. A partir des résultats obtenus par H. Schlichting, ils définissent des variables adimensionnées pour mieux décrire le jet. Les équations E-3-5 à E-3-12 sont valables pour des jets issus d'un écoulement où le profil de vitesse de sortie est un profil parabolique type écoulement de Poiseuille dans un tube.
La quantité de mouvement est donnée par :

$$J = \frac{\pi \rho_c u_c^2 D_c^{\,2}}{3} \qquad \text{E-3-5}$$

Le débit massique du carburant à la sortie :

$$\dot{m}_c = \frac{\pi \rho_c u_c^2 Y_{carburant,c}}{4} \qquad \text{E-3-6}$$

Pour ces deux variables, u_c est la vitesse débitante de sortie du jet, D_c le diamètre de la section de sortie, Y la fraction massique du carburant contenu dans le fluide éjecté.
L'évolution de la fraction massique de carburant suivant z est donnée ci-dessous : l'évolution est hyperbolique.

$$Y_{carburant} = \frac{(2Sc+1)\dot{m}_c}{8\pi \rho_\infty \nu_\infty z} \frac{1}{(1+\eta^2/4)^{2Sc}} \qquad \text{E-3-7}$$

Sc est le nombre de Schmidt $Sc \equiv \nu_\infty / D_{carburant,air}$, $D_{carburant,air}$ est le coefficient de diffusion du carburant dans l'air.
Les variables adimensionnées suivantes s'expriment en fonction d'une distance axiale adimensionnée $\xi = \frac{z}{D_e \,\mathrm{Re}_e}$ avec D_e le diamètre équivalent $De = D_c\sqrt{\rho_c/\rho_\infty}$, Re_e le nombre de Reynolds basé sur D_e $\mathrm{Re}_e = \frac{\rho_c u_c D_e}{\mu_c}$.

$$\frac{u_{r=0}}{u_{c,r=0}} = \frac{3}{16\xi} \qquad \text{E-3-8}$$

$$\frac{Y_{carburant,r=0}}{Y_{carburant,c}} = \frac{2Sc+1}{32\xi} \qquad \text{E-3-9}$$

$$\frac{\delta_u}{D_e} = 8\sqrt{2^{1/2}-1}\,\xi \qquad \text{E-3-10}$$

$$\frac{\delta_Y}{D_e} = 8\sqrt{2^{1/2Sc}-1}\,\xi \qquad \text{E-3-11}$$

On rappelle que u_c est la vitesse débitante à la sortie, que le profil de vitesse est un profil de Poiseuille donc $u_{c,r=0}=2u_c$. δ_U désigne la demi épaisseur dynamique, δ_Y désigne la demi épaisseur de mélange. Ces deux grandeurs caractérisent l'épanouissement du jet.
Le rayon stœchiométrique r_{st} est la distance radiale entre l'axe et le contour stœchiométrique. On rappelle que le contour stœchiométrique est l'emplacement où carburant et comburant sont présents en proportion stœchiométrique.

$$\frac{r_{st}}{D_e} = 8 * \xi \sqrt{\left(\frac{\xi_{st}}{\xi}\right)^{\frac{1}{2*Sc}} - 1} \qquad \text{E-3-12}$$

ξ_{st} est la hauteur où le contour stœchiométrique intersecte l'axe du jet. $\xi_{st} \equiv \frac{2Sc+2}{32Z_{st}}$ avec Z_{st} la valeur de la fraction de mélange stœchiométrique (pour le cas d'un jet de méthane pur dans l'air Z_{st}=0,0543).

Pour le cas d'un jet de méthane laminaire, non pesant, rond à partir de l'injecteur expérimental dont le diamètre est de 4mm, d'un débit de méthane de 1.26 x 10^{-5} m^3/s, les solutions des équations E-3-8 à E-3-11 sont décrites figures 3-3 et 3-4.
La figure 3-3 représente l'évolution axiale (en fonction de la variable adimensionnée ξ) des vitesse et fraction massique adimensionnées exprimées en E-3-8 et E-3-9. On observe la décroissance hyperbolique de la vitesse axiale et de la fraction massique du carburant. La figure 3-4 montre l'évolution linaire de l'épanouissement dynamique et de mélange du jet laminaire.

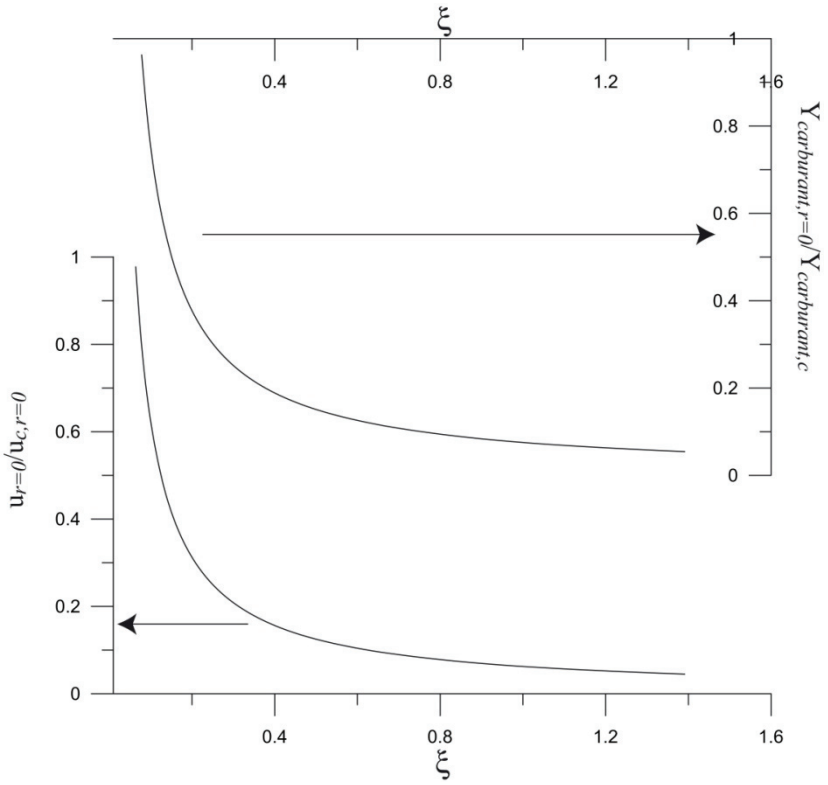


Figure 3-3 : Courbes d'évolution de la vitesse axiale et de la fraction massique de carburant sur l'axe de symétrie à partir des équations E-3-8 et E-3-9

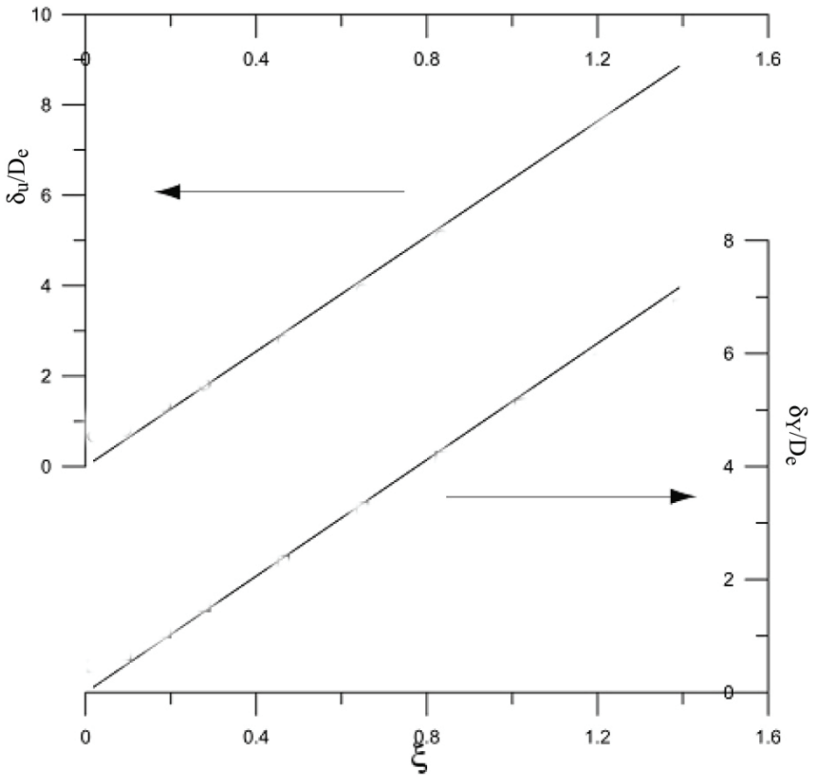


Figure 3-4 : Evolution axiale de la demi épaisseur dynamique et d'espèce d'un jet laminaire suivant la théorie des couches de mélanges.

La figure 3-5 représente l'évolution du rayon stœchiométrique en fonction de ξ. On constate que la distance radiale allant de l'axe à la ligne stœchiométrique passe par un maximum. Ce comportement s'explique par les faits suivants : près de la sortie du brûleur, la distance entre l'axe et le contour stœchiométrique augmente en raison de la diffusion du carburant dans le fluide ambiant. A partir d'une certaine distance, l'épanouissement continu du jet l'appauvrit en carburant au niveau de l'axe. Ainsi plus le jet s'éloigne, plus la richesse diminue pour s'approcher des conditions de mélange stœchiométrique. A partir de cette distance, il faut moins de distance radiale pour aller de l'axe au contour stœchiométrique.

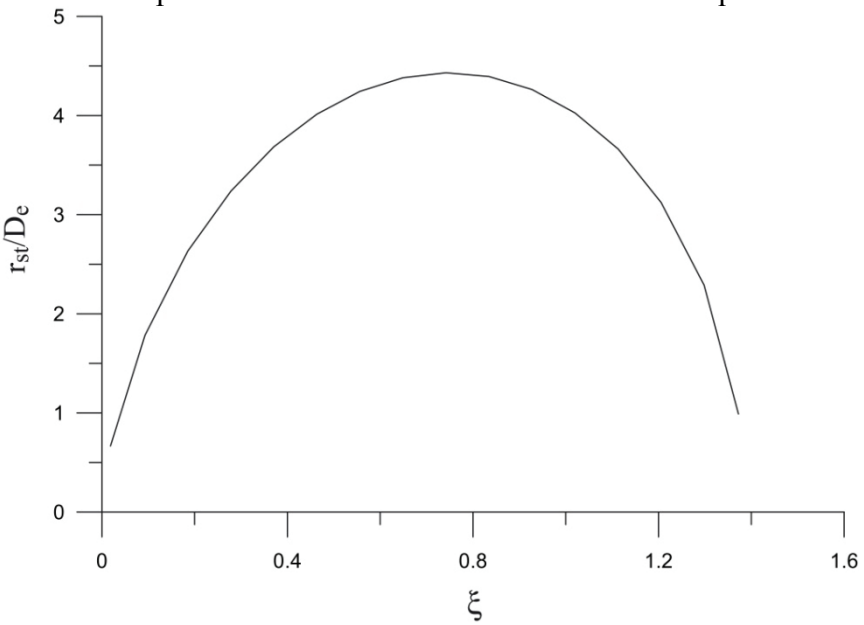


Figure 3-5 : Evolution du rayon stœchiométrique

Les jets coaxiaux

Amener carburant et comburant en contact et en proportions adaptées pour créer une flamme de diffusion s'obtient dans de nombreux cas par l'utilisation d'injecteurs à jets co-axiaux. Les jets coaxiaux ont été largement étudiés du fait de leur présence dans de nombreuses applications industrielles, spécifiquement dans les domaines de la propulsion et la combustion. La plupart des études considèrent des jets coaxiaux isothermes et homogènes.
Cependant, selon les vitesses de sortie des gaz et la géométrie de l'injecteur, les flammes peuvent décrocher des parois du brûleur, se positionnant à une certaine distance au-dessus de l'injecteur. Pour affiner l'étude de ces instabilités de flammes et les capacités d'un champ magnétique à interagir avec les mécanismes mis en jeu, nous avons mené une étude du comportement dynamique des jets coaxiaux.
La dynamique des jets coaxiaux en amont du front de flamme est un élément important de la compréhension du décrochage de flamme. Le champ magnétique ayant un impact sur la dynamique, il nous faut connaître avec précision le comportement des jets coaxiaux.
Les injecteurs sont composés de deux jets concentriques circulaires d'où parviennent le carburant et le comburant, qui ne sont pas prémélangés. La région d'étude est assez limitée dans l'espace : quelques diamètres en aval suffisent pour la combustion.
La dynamique des jets coaxiaux associe la dynamique d'un jet simple à celle d'un jet annulaire.
D'une manière générale, les jets coaxiaux sont caractérisés par deux couches de mélange axisymétriques : l'une, interne entre le jet central et le jet annulaire et l'autre, externe entre le jet annulaire et le fluide ambiant (qui sera toujours au repos dans cette étude). Elles sont le siège d'instabilités primaires 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 et une instabilité de type sillage apparaîtra dans la couche de mélange interne.
Dans la configuration de jets coaxiaux turbulents, on distingue trois zones. Le champ inertiel où règnent les cœurs potentiels et où commencent les couches de mélange, suivi par une zone intermédiaire et enfin la zone développée où le comportement devient analogue à celui d'un jet simple pleinement développé (figure 3-6).

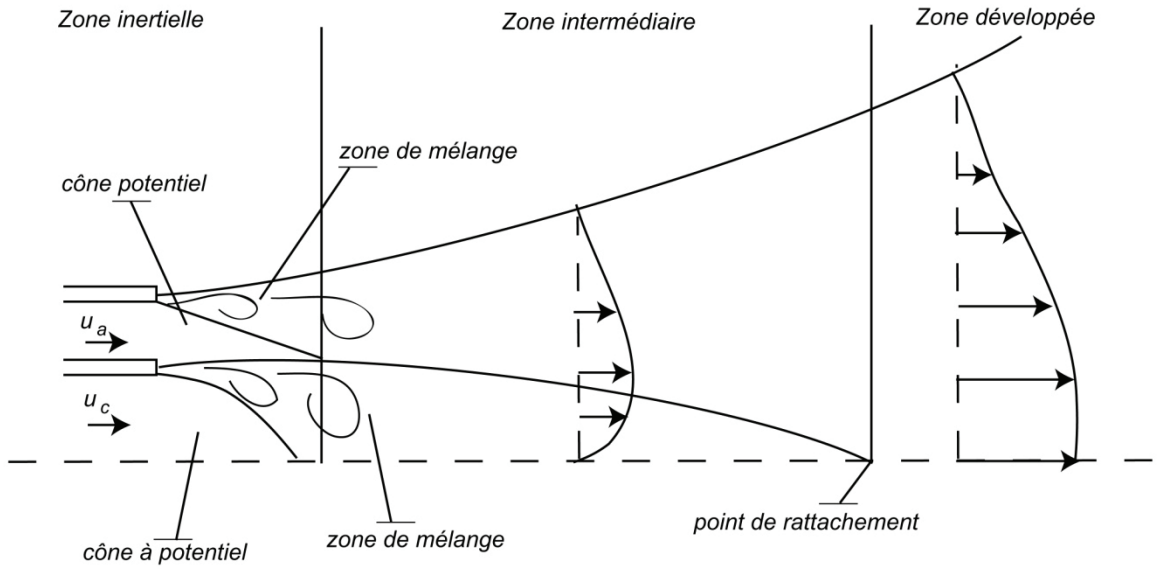


Figure 3-6 : Comportement schématique des jets coaxiaux

Pour les jets coaxiaux avec différence de densité, les paramètres importants sont les rapports initiaux des vitesses $r_v = u_a / u_c$ et des densité $r_d=\rho_a/\rho_c$. Les conditions des travaux expérimentaux de combustion situent l'étude dans une gamme de r_v de 0,3 à 3 et une valeur de r_d de 1,88 (ρ_a=1,205 et ρ_c = 0,6443 kg/m^3)
De nombreux travaux publiés traitent de jets coaxiaux à densité constante, isothermes, non réactifs et fortement turbulents.
Ko and Kwan (1976) s'intéressent à la région initiale des jets coaxiaux homogènes débouchant dans de l'air stationnaire. Leurs travaux présentent les cas où les vitesses intérieures sont plus grandes que les vitesses extérieures r_v<1 (0,3 ; 0,5 ; 0,7). Ils divisent le champ proche en trois zones. La zone de développement initial, la zone de développement intermédiaire et la zone pleinement développée (figure 3-7). La première s'étend de la sortie du brûleur jusqu'à la fin du cône potentiel annulaire. Dans cette zone ainsi que dans la zone développée les profils radiaux de vitesse sont en bon accord avec ceux d'un jet simple axisymétrique. Par contre la similarité n'est pas observée dans la zone intermédiaire. Les auteurs identifient la structure de l'écoulement des jets coaxiaux à celle de deux jets simples qui interagissent. Pour r_v<1, le jet annulaire agit comme un co-courant affectant peu le jet central. Le jet annulaire contribue seulement à élargir le jet central. Le jet coaxial se comporte alors globalement comme un jet simple. A partir de mesures de vélocimétrie et de pression, ils mettent en évidence des tourbillons à haute fréquence dans la couche de mélange centrale et montrent que des tourbillons à faible fréquence sont à l'origine de la couche de mélange externe. La fréquence et la dynamique de ces tourbillons dépendent du rapport r_v. Un rapport des vitesses moyennes faible indique une domination des hautes fréquences ; les basses fréquences étant favorisées à rapport des vitesses élevé.

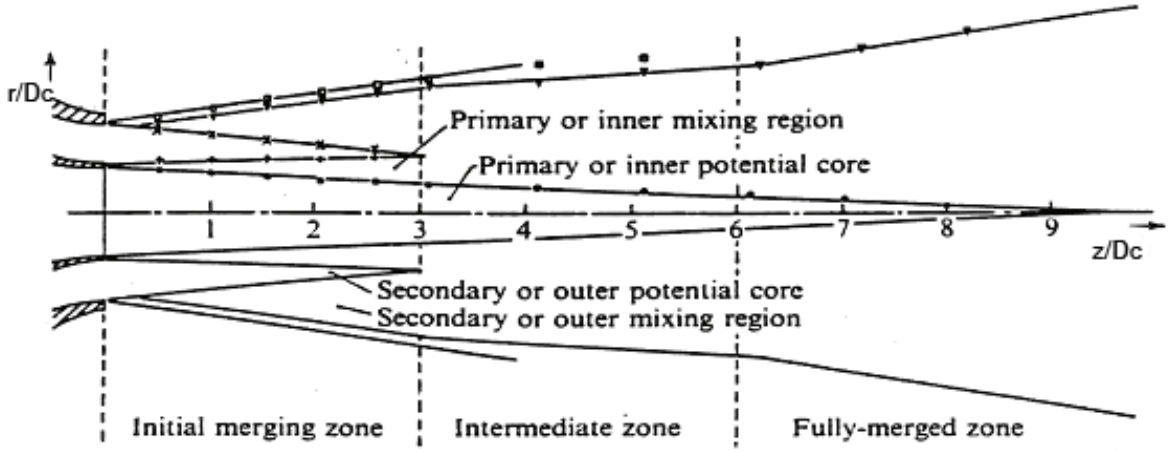


Figure 3-7 : Les trois différentes zones pour r_v<1 (Ko and Kwan, 1976)

Pour des jets à densité constante et r_v compris entre 1 et 6,7 Ko et Au (1985) et Au et Ko (1987) retrouvent les trois zones citées plus haut avec un comportement différent du fait que le jet annulaire prend plus d'importance.
Au-delà d'une certaine valeur de r_v, une région de recirculation apparaît près de la sortie d'injecteur, similaire à celle qui se développe dans le cas d'un jet annulaire en l'absence de jet central ($r_v=\infty$) Ko et Chan (1979). Cette recirculation sera étudiée plus en détail en fin de chapitre.
L'équipe de Grenoble a réalisé des études expérimentales sur les jets coaxiaux tant homogènes qu'hétérogènes Villermaux et al. 1994, Fave-Marinet et Camano 2001. Ils mettent en évidence en particulier l'importance du rapport des flux de quantité de mouvement

annulaire/ central r_M qui prend en compte à la fois les différences de vitesse et de densité des jets.
Pour les jets turbulents à masse volumique variable en vue de leur utilisation en combustion, l'étude de J.C. Sautet (1992) présente les mesures des vitesses axiales et de concentration par anémométrie laser mais aussi des mesures de densité par diffusion de MIE.

Couche de mélange

Dans le cas de jets coaxiaux où deux fluides de natures différentes émergent dans une atmosphère au repos, les couches de mélange sont importantes car c'est la zone où le mélange se fait.
Prenons le cas de deux fluides identiques mais animés de vitesses différentes. Si une perturbation extérieure vient à créer une oscillation de la zone de mélange, des différences de pression locales apparaissent. Avec l'accroissement de l'intensité des perturbations, les différences de vitesses qui résultent des différences de pression, peuvent créer des structures tourbillonnaires appelées tourbillons de Kelvin-Helmoltz (1868).
Si on s'intéresse à la couche de mélange de deux écoulements parallèles chacun animé d'une vitesse uniforme mais différente en intensité, des perturbations peuvent accentuer l'effet de surpression locale et engendrer des tourbillons. Ce sont des instabilités non visqueuses : la viscosité a un effet stabilisant
On retrouve aussi ce type d'instabilités dans des écoulements stratifiés en densité. Ils sont très nombreux dans la vie courante (ex. : onde d'une rivière, d'un lac, ou encore dans les couches de mélanges perturbées par des ondes acoustiques, de la dynamique – variations de vitesses –, ou les imperfections de la plaque séparant les écoulements).

Figures 3- 8 : Photos de tourbillon de Kelvin-Helmoltz dans les nuages.
http://hmf.enseeiht.fr/travaux/CD0001/travaux/optmfn/gpfmho/00-01/grp5/theo.htm (2008)

Eléments de caractérisation

Les cônes potentiels

Les cônes potentiels sont les zones où les forces d'inertie prédominent et où les forces visqueuses sont extrêmement faibles. Le long du cône la vitesse est constante. Ici la longueur du cône potentiel sera définie comme étant la distance entre la sortie du brûleur et le point sur l'axe où la vitesse sera 99% de celle de la sortie. Dans notre étude nous avons deux cônes potentiels, l'un pour le jet central (défini sur l'axe de symétrie) et l'autre pour le jet annulaire (l'axe annulaire est défini pour r=3,6mm). Dans le cas des régimes laminaires où les vitesses d'injection sont faibles, la zone potentielle est particulièrement réduite.

Epanouissement

L'épanouissement d'un jet simple est estimé via la demi épaisseur définie comme le rayon entre l'axe et un point dont la valeur est de moitié celle sur l'axe. Cependant, les jets coaxiaux sont complexes du fait de la présence du jet annulaire. Pour caractériser l'épanouissement des jets coaxiaux nous allons introduire plusieurs paramètres (figure 3-9 et 3-10).

- Par δ_1 on désigne la demi épaisseur dynamique (figure 3-9). Elle correspond à la distance radiale entre l'axe et le point où la vitesse est de moitié par rapport à celle sur l'axe. Cette définition n'est valide que pour les jets simples, elle ne s'appliquera que lorsque les jets annulaire et central auront fusionné.
- Par δ_2 on désigne les distances entre le maximum de vitesse et le point où la vitesse est de moitié du maximum (figure 3-10).

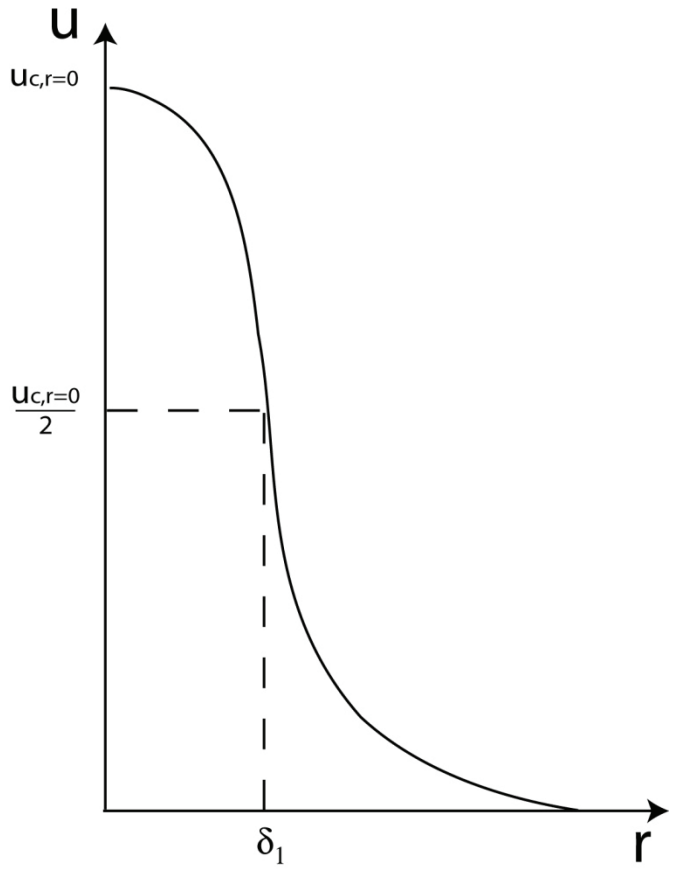


Figure 3-9 : Schéma de définition de la demi épaisseur pour un jet simple à une hauteur donnée

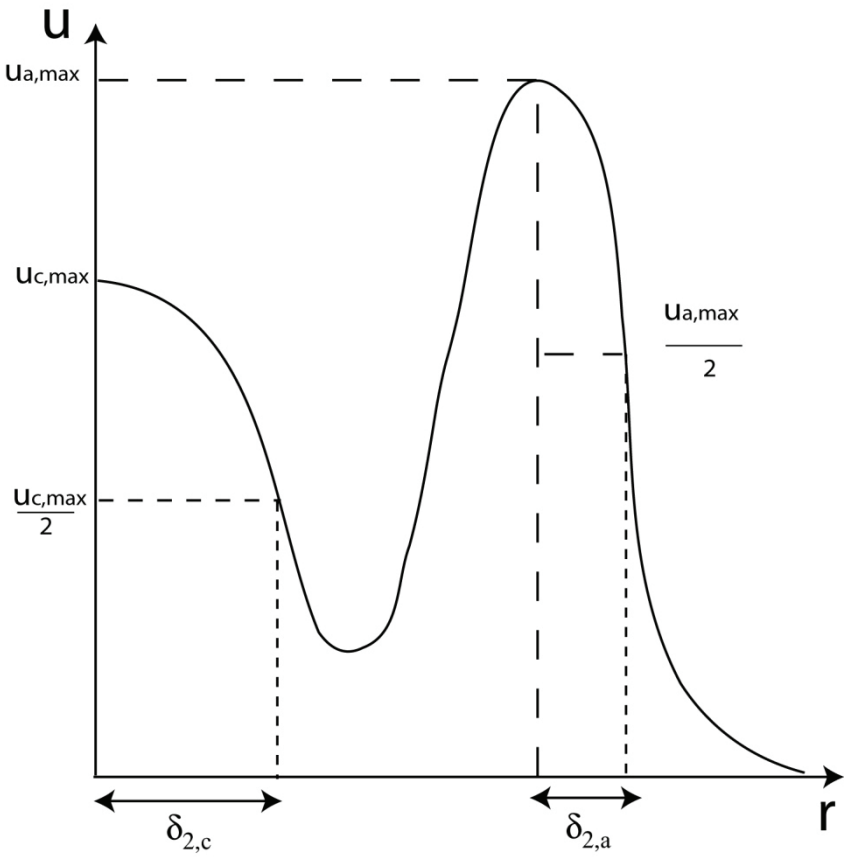


Figure 3-10 : Schéma de définition des demi-épaisseurs pour des jets coaxiaux à une hauteur donnée

Entraînement

Par entraînement on désigne la quantité de matière venant du fluide ambiant entraînée par un écoulement. L'entraînement est déduit du débit massique $\dot{m}$ passant au travers d'une section placée à une distance fixe au-dessus de la sortie. Si $\dot{m}$ est le débit total, $\dot{m}_i$ est le débit injecté, et $\dot{m}_e$ le débit entraîné, on a la relation suivante :

$$\dot{m} = \dot{m}_i + \dot{m}_e \qquad \text{E-3-13}$$

Le débit total $\dot{m}$ est calculé avec la relation suivante :
Pour une distance z donnée

$$\dot{m} = 2\pi \int_0^\infty \rho u r dr \qquad \text{E-3-14}$$

Pour des jets turbulents, Ricou et Spalding (1961), ont montré que le débit massique à une distance donnée de l'injecteur était dépendant du débit initial :

$$\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0} = C \frac{z}{d^*} \qquad \text{E-3-15}$$

avec $d^* = \frac{2\dot{m}_0}{(\pi \rho_\infty J_0)^{1/2}}$, $\dot{m}_0$ est le débit initial du jet, J_0 la quantité de mouvement initiale et C est le coefficient d'entraînement dont la valeur estimée par les auteurs est de 0,32 pour des jets libres. Donghee et Mungal (2001) montrent que ce coefficient est très dépendant des conditions aux limites comme la longueur du tube d'injection, la température des fluides, la vitesse du fluide ambiant en cas de co-courant.

Etude numérique

Validation du modèle numérique

Ici, nous avons réalisé un calcul numérique sous FLUENT simulant un jet rond simple, non pesant, de méthane débouchant dans de l'air au repos. L'injecteur a les mêmes dimensions et la même configuration que le brûleur expérimental avec une sortie de 4mm de diamètre. Le débit de méthane est imposé à 1,26 x 10^{-5} m^3/s. Les conditions aux limites et le maillage sont détaillés en Partie 2. Dans cette situation nous pouvons comparer les données numériques aux données théoriques et en particulier les variables adimensionnées citées de E-3-8 à E-3-12.

La figure 3-9 compare les résultats numériques et les résultats théoriques obtenus pour les équations E-3-8 et E-3-9 donnant vitesse et fraction massique en fonction de ξ. Les résultats numériques présentent une décroissance hyperbolique similaire à celle prévue par la théorie. Loin de l'injecteur, les valeurs numériques et théoriques coïncident. Proche de l'injecteur, des différences sont présentes, les résultats numériques décroissent moins rapidement que ce que prédit la théorie.

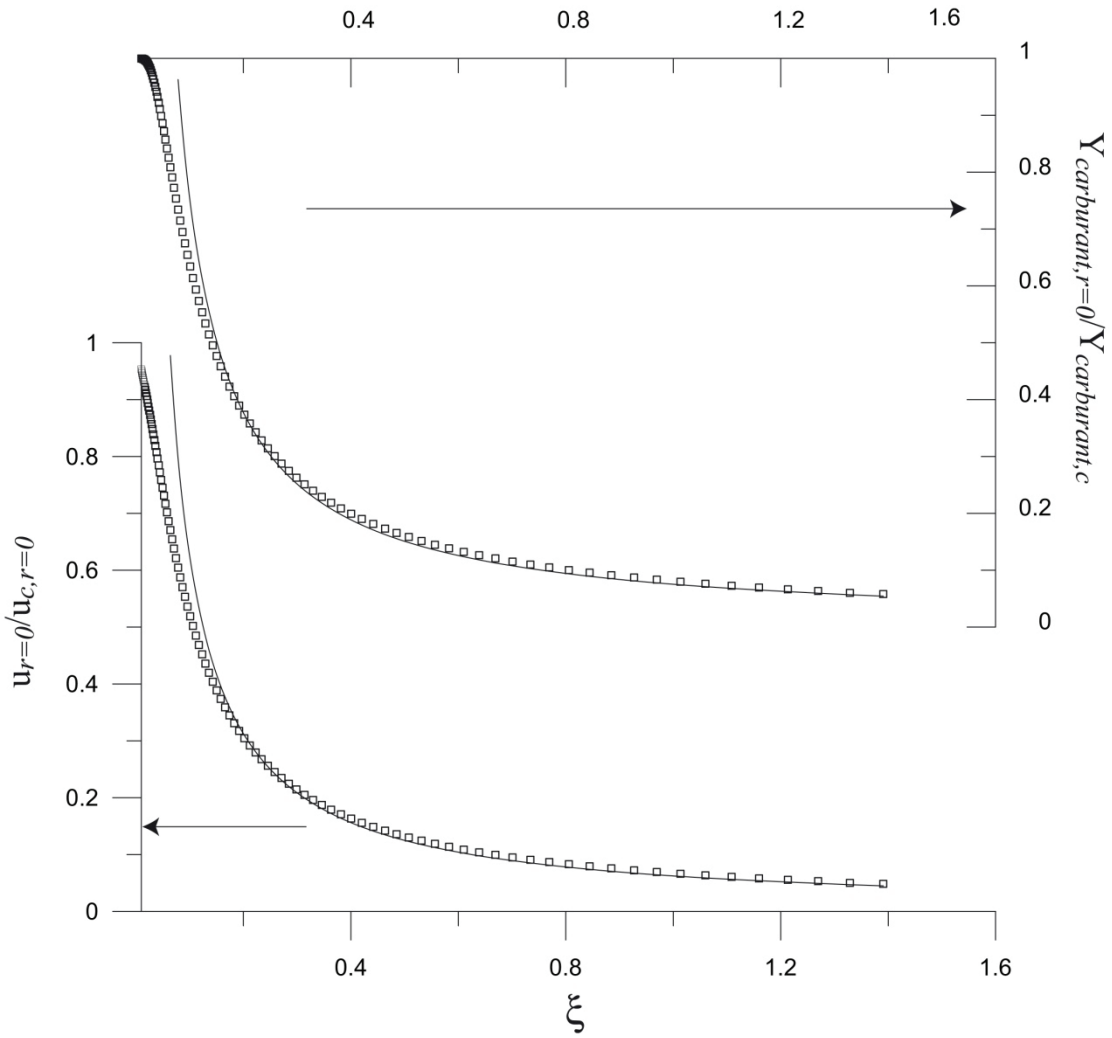


Figure 3-11 : Comparaison numérique/ théorique des variables adimensionnées de vitesses et de fraction massique sur l'axe (symboles : résultats numérique, ligne : théorie)

La figure 3-12 compare l'épanouissement obtenu numériquement à celui donné théoriquement. Que ce soit la demi épaisseur dynamique ou d'espèce, l'épanouissement linéaire est confirmé. Les valeurs aussi sont similaires. Néanmoins des différences apparaissent à proximité de la sortie.

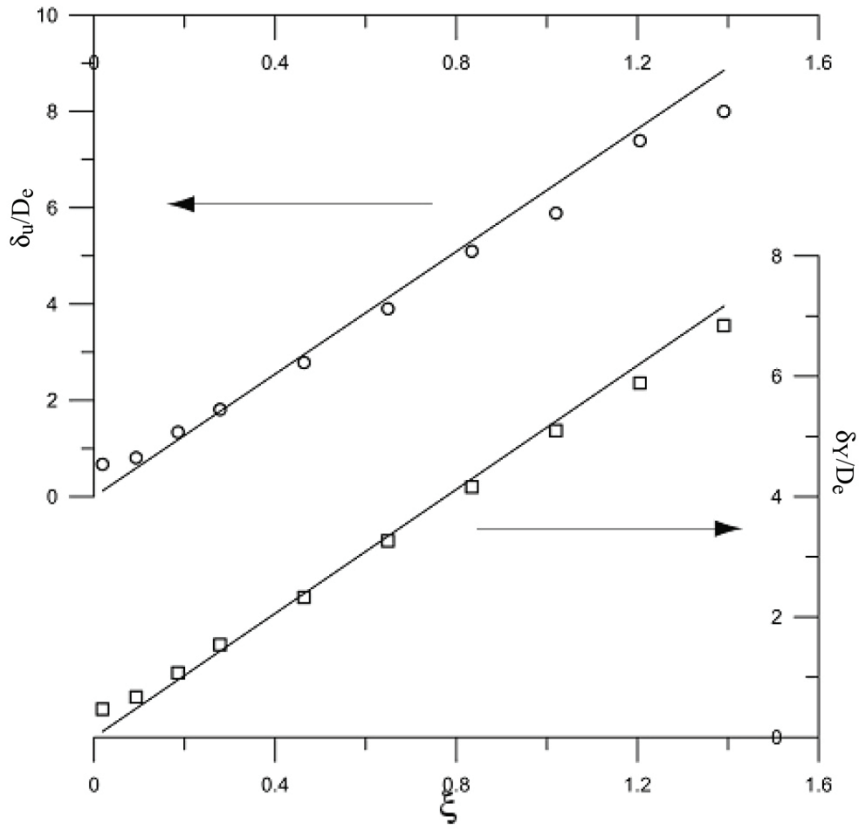


Figure 3-12 : Comparaison numérique/théorique des demi épaisseurs (dynamique et d'espèces) (symboles : résultats numériques, ligne : théorie)

La figure 3-13 représente l'évolution du rayon stœchiométrique. Les résultats numériques évoluent de manière similaire aux résultats théoriques. Des différences de valeurs apparaissent néanmoins. Dans la zone proche de l'injecteur, le rayon stœchiométrique numérique est plus grand (événement que l'on peut prévoir grâce à la figure 3-19, proche de la sortie la demi épaisseur numérique est plus large que la demi épaisseur théorique). Le maximum, de valeur plus faible, arrive à une distance plus faible que prévu par la théorie. (là aussi, le fait que les valeurs du rayon stœchiométrique soient inférieures à celles théoriques sont déductibles de la figure 3-9 où loin de la sortie, la demi épaisseur numérique est inférieure à la demi épaisseur théorique).

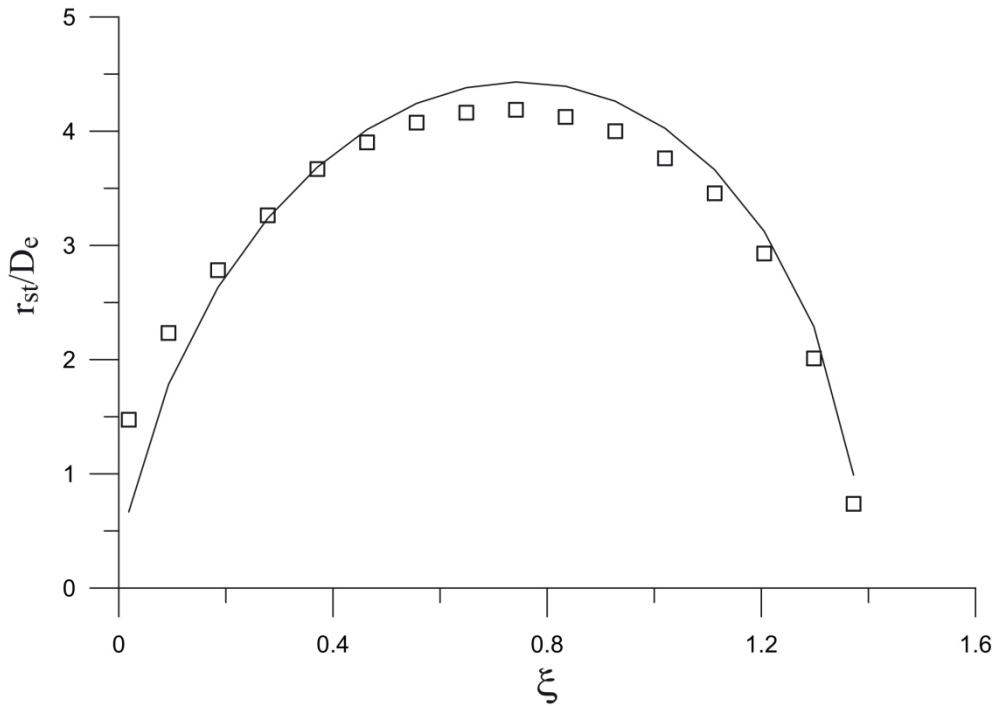


Figure 3-13 : Comparaison numérique/théorique du rayon au contour stœchiométrique

Pour toutes les variables adimensionnées étudiées, les résultats numériques s'accordent assez bien avec la théorie des couches limites appliquée au jet laminaire rond. L'accord est meilleur à mesure que l'on s'éloigne de la sortie de l'injecteur. Par contre, plus on se rapproche des lèvres de l'injecteur plus les différences entre les résultats théoriques et ceux du numérique sont importantes. L'approche par couche limite ne prend pas en compte l'impact du brûleur à la sortie.

Conclusion : Par cette étude nous avons montré la validité du modèle numérique employé pour résoudre les équations de Navier Stokes dans le régime laminaire. Les résultats obtenus comparables à ceux produits en utilisant la théorie des couches limites valident la démarche numérique.

Simulation numérique du comportement dynamique de jets coaxiaux

Pour identifier les mécanismes d'interaction d'un champ magnétique sur la combustion d'une flamme de diffusion et sa stabilité nous avons développé une étude de l'effet du champ magnétique sur l'écoulement des gaz sans réaction de combustion. Les caractéristiques de l'influence magnétique sur l'écoulement seront déduites d'une comparaison avec les résultats obtenus sans champ.

Nous nous sommes intéressés à dynamique des jets coaxiaux monophasiques, isothermes (à 300K) avec différence de densité. Pour ce faire nous avons simulé le comportement d'un jet coaxial Air/CH_4 à 300K débouchant dans de l'air ambiant à 300K. L'injecteur numérique est identique au brûleur expérimental. Les conditions sont reportées tableau T-3-1. Les données adimensionnées caractérisant le jet coaxial sont spécifiées tableau T-3-2.

	Diamètre mm	Débit $m^3.s^{-1}$	Vitesse moyenne initiale $m\ s^{-1}$	Densité $kg\ m^{-3}$
Jet intérieur Méthane	D_c= 4	4,32 x 10^{-6}	u_c=0,344	ρ_c=0,6517
Jet extérieur Air	D_a= 10	5,13 x 10^{-5}	u_a=0,809	ρ_a= 1,172
Air ambiant				ρ_∞=1,172

Tableau T-3-1 : Conditions d'injection

Rapport des diamètres	$r_{Di}= D_a/D_c$	2,5
Rapport des vitesses	$r_v = u_a/u_c$	2,35
Rapport des densités	$r_d= \rho_a/ \rho_c$	1,8
Rapport des quantités de mouvement	$r_M=(\rho_a u_a^2)/(\rho_c u_c^2)$	9,94
Nombre de Reynolds central	Re_c	78
Nombre de Reynolds annulaire	Re_a	509
Nombre de Froude	Fr	3,78

Tableau T-3-2 : Valeurs adimensionnées caractérisant le jet

Dans les écoulements à densité variable, il est important d'estimer les effets de gravité. Les effets de gravité sont caractérisés par le nombre de Froude Fr qui exprime le rapport des forces d'inertie à la gravité. Pour un jet simple de diamètre D_c une vitesse initiale de U_c et une densité ρ_c sortant dans un fluide de densité ρ_∞, le nombre de Froude peut être défini par :

$$Fr = \frac{\rho_c u_c^2}{(\rho_\infty - \rho_c) g D_c} \qquad \text{E-3-16}$$

Selon Chen and Rodi (1980), le jet est dominé par l'inertie jusqu'à une distance L de la sortie injecteur définie par :

$$L = 0,5 D_i Fr^{1/2} \mathrm{rd}^{1/4} \qquad \text{E-3-17}$$

Dans notre situation avec les valeurs citées dans les tableaux 3-1 et 3-2, la région dominée par l'inertie s'étend sur 8,3D_c. Au-delà les effets de gravité joueront un rôle sur le mélange des deux gaz.

Les résultats sont obtenus après résolution des équations de conservations de masse, quantité de mouvement, d'espèces et d'énergie. En raison des grandeurs de vitesses, le mélange est considéré comme incompressible, et obéit aux lois de la théorie cinétique des gaz. On rappelle que l'étude est indépendante du temps.
Le maillage du domaine est décrit au chapitre 2. On rappelle que nous avons appliqué des conditions de pression sur les limites entourant le domaine de calcul. Les fluides sont injectés à débit imposé avec un profil de vitesse plat. Le code résout les équations de l'écoulement dans l'injecteur. Ainsi en sortie le profil de vitesse de l'écoulement est un profil parabolique en raison des conditions de parois imposées. Les parois sont considérées isothermes à 300K.
Nous allons nous intéresser aux lignes de courant afin visualiser l'écoulement. Les variations de vitesse et de fraction massique de méthane sur les axes z et r apporteront des compléments sur le comportement du jet. Des informations concernant l'épanouissement du jet seront données grâce aux demi épaisseurs. L'étude de l'entraînement finalisera la caractérisation des jets coaxiaux.

Résultats sans champ

Lignes de courant

Les lignes de courant du jet coaxial en sortie de brûleur sont représentées figure 3-14. Deux zones apparaissent : la zone de sortie des jets et celle du fluide ambiant. Concernant le comportement des jets les lignes de courant sont verticales et parallèles dans la zone proche de l'injecteur (caractéristiques des jets laminaires) et s'évasent vers les z croissants du fait de l'épanouissement. A noter la visualisation du sillage dans la zone de sortie entre les 2 jets : ce sillage est attribué au choix du profil de vitesse en sortie où les vitesses sont nulles sur les parois des tubes de sortie. Il est clair que cet effet aura une influence sur le développement de la couche de mélange interne et sur sa stabilité. Il est important aussi de remarquer que du fait d'une vitesse de sortie de l'air en co-courant plus importante que celle du méthane, le jet annulaire d'air contribue à l'entraînement de méthane. Le fluide ambiant est animé d'un mouvement provoqué par l'entraînement du jet.

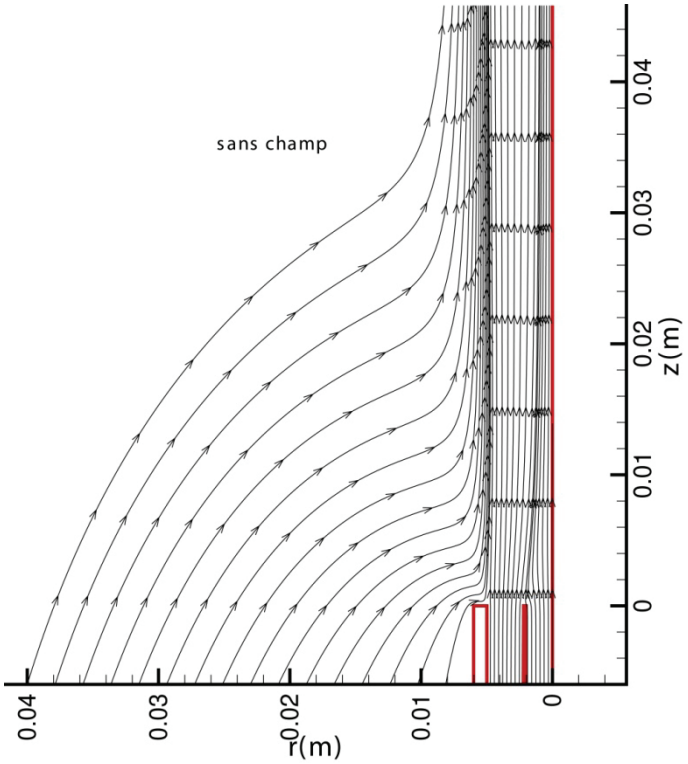


Figure 3-14 : Lignes de courant du jet coaxial sans champ magnétique

Evolution axiale

Vitesse

La figure 3-15 représente l'évolution de la vitesse axiale sur l'axe de symétrie.

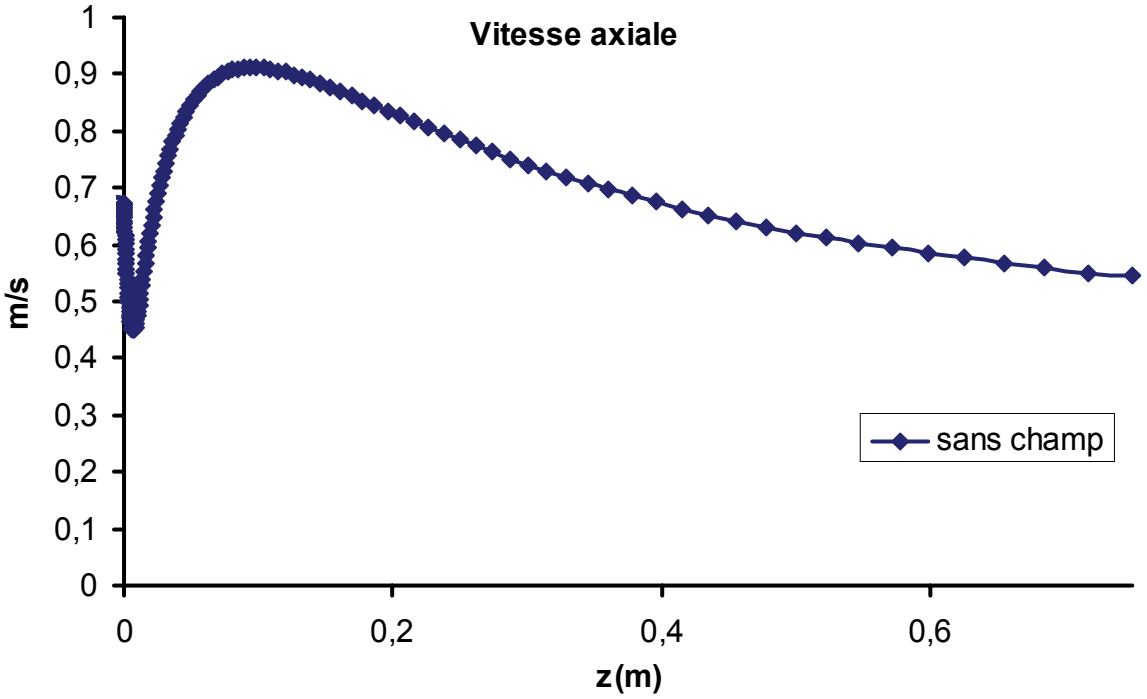


Figure 3-15 : Vitesse axiale sur l'axe de symétrie

La courbe se décompose en trois zones : la première s'étend sur 7mm, la deuxième de 7 à 100mm et enfin la troisième de 100 à 750mm.

La première zone est caractéristique du jet de méthane, la deuxième de la couche de mélange air/méthane du jet annulaire et enfin la troisième zone est le jet simple résultant de la fusion des jets coaxiaux.

Les première et deuxième zones sont cependant singulières. On remarque une chute et une remontée brusque de la vitesse. Ce comportement particulier est attribué au sillage résultant de la paroi séparant le jet annulaire et central. En effet le profil de vitesse en sortie est parabolique et une couche de mélange à faible vitesse se développe. Le tableau 3-2 montre clairement que le jet annulaire prédomine sur le jet central. La couche de mélange interne est donc dominée par l'épanouissement du jet annulaire qui la pousse vers l'axe. Voila pourquoi la première zone correspond à une chute de la vitesse, c'est le sillage issu de la paroi qui arrive sur l'axe de symétrie. La deuxième zone est l'épanouissement du jet annulaire avant qu'il ne fusionne avec le jet de méthane en un jet simple (troisième zone). La figure 3-16 résume ces observations dans l'espace 2D et en sortie d'injecteur. On voit clairement le jet annulaire qui domine le jet de méthane et la couche de mélange interne qui est poussée radialement par l'épanouissement du jet annulaire.

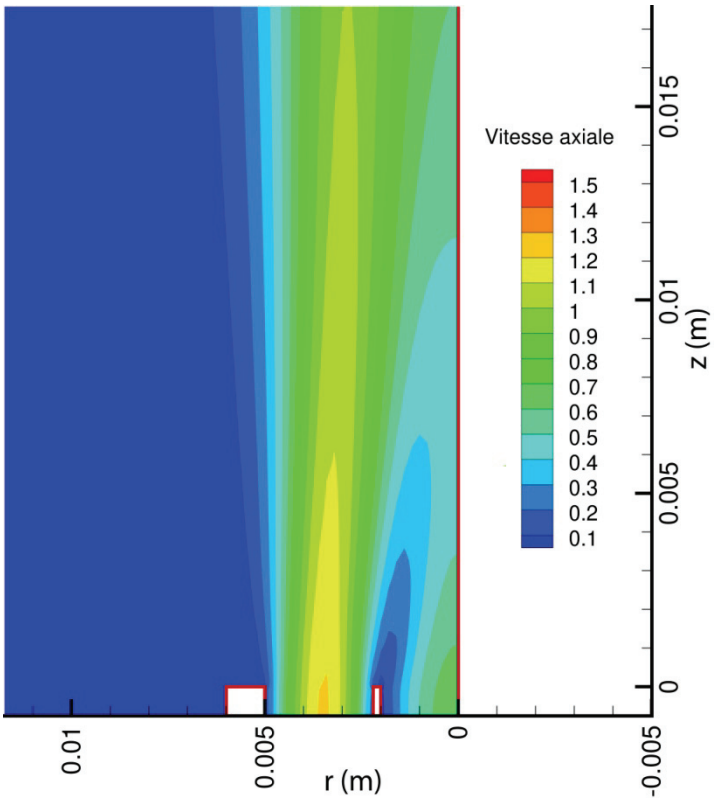


Figure 3-16 : Iso vitesses en sortie de l'injecteur

Sur l'axe de symétrie

Des espèces

La courbe figure 3-17 représente l'évolution de la fraction massique de méthane sur l'axe de symétrie.

On a d'abord un plateau où la fraction massique n'évolue pas (le méthane n'a pas été encore mélangé et ce sur une longueur de 5mm, cela correspond à la partie du jet de méthane qui est en amont du sillage), puis la valeur chute et suit une tendance hyperbolique (similaire au développement d'un jet simple), c'est le début du mélange du méthane.

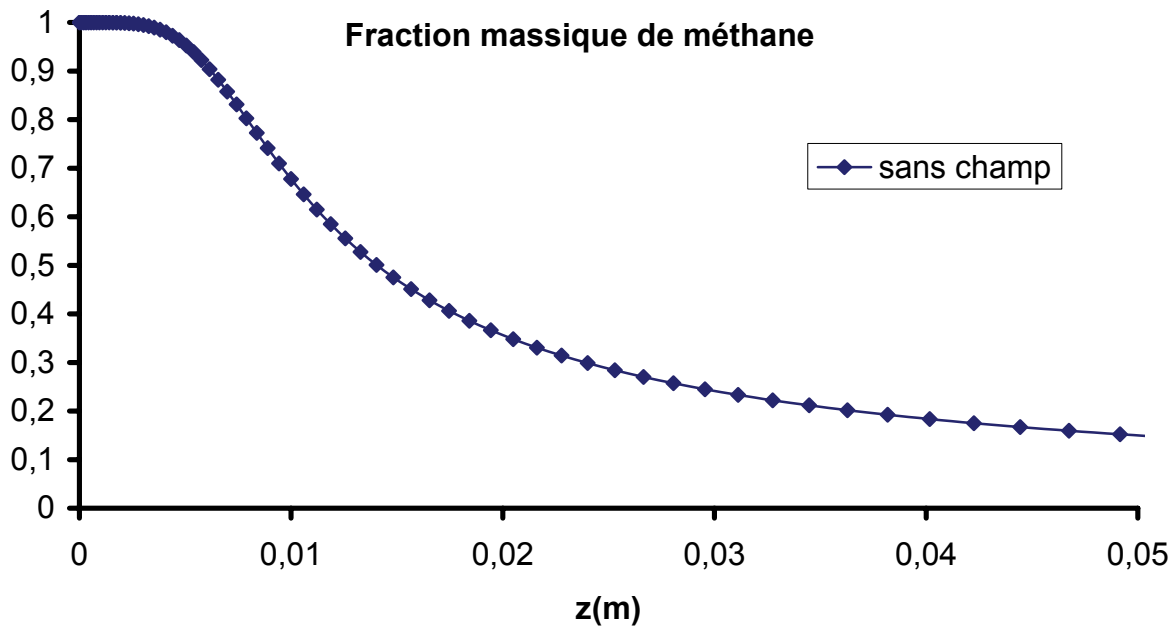


Figure 3-17 : Fraction massique de méthane sur l'axe central en sortie du brûleur

Cônes potentiels

Le tableau suivant regroupe les longueurs des cônes potentiels de notre étude. On peut noter que pour le jet central cette longueur est $0{,}05D_c$ et $0{,}055D_a$ pour le jet annulaire.

	Interne	Annulaire
sans champ	0,20	0,55

T-3-3 : Valeurs en mm des cônes potentiels des jets

Evolution radiale

Les courbes figure 3-18 représentent l'évolution de la vitesse axiale en fonction du rayon : pour différentes valeurs de z : 5mm, 10mm, 15mm, 20mm.
On distingue trois zones sur ces courbes. La première va de l'axe au point où la vitesse commence à remonter (pour z=5mm 0<r<1.2mm, z=10mm 0<r<0.6mm, z=15mm 0<r<0.2mm, z=20mm r=0mm). Cette zone représente la partie du jet central. Plus z augmente, plus cette zone se rétrécit jusqu'à disparaître. Le jet central a fusionné avec le jet annulaire. La deuxième zone (z=5mm 1.2mm<r<3.2mm, z=10mm 0.6mm<r<3mm, z=15mm 0.2mm<r<3mm, z=20mm 0<r<2.8mm) correspond à la moitié interne du jet annulaire. Cette zone croit quand z augmente (épanouissement). Enfin la troisième zone, moitié externe du jet annulaire s'expand dans l'air ambiant avec z.

La figure 3-18 comporte toutes les données permettant de caractériser l'écoulement étudié en sortie de jet coaxial.

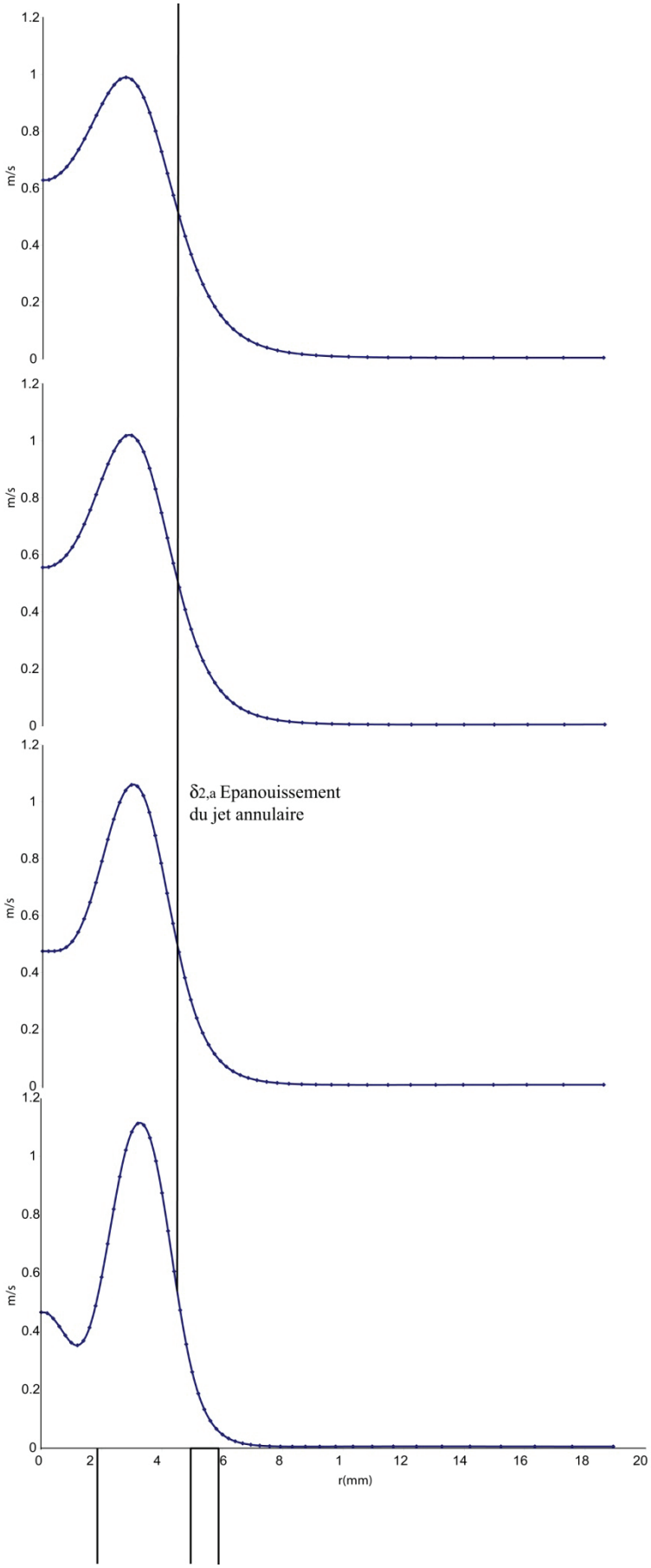


Figure 3-18 : Courbes d'évolution radiale de la vitesse axiale à z= 5, 10, 15, 20 mm

Epanouissement

Demi épaisseur dynamique

La figure 3-19 représente l'évolution de la demi épaisseur dynamique δ_1. De z allant de 0 à 0,1m, δ_1 n'est pas définie car les jets annulaire et central n'ont pas encore fusionné pour former un jet seul jet. Après z=0,2m, l'évolution de δ_1 est linéaire, caractéristique des jets simples pleinement développés.
La figure 3-20 représente l'évolution de δ_2. Dans cette figure seule $\delta_{2,a}$ est représentée car $\delta_{2,c}$ n'existe pas du fait de la trop grande importance du jet annulaire sur le jet central (sur la figure 3-16 on voit que le jet annulaire diffuse largement dans le jet central dès z=0,005m). Le profil de $\delta_{2,a}$ est linéaire.

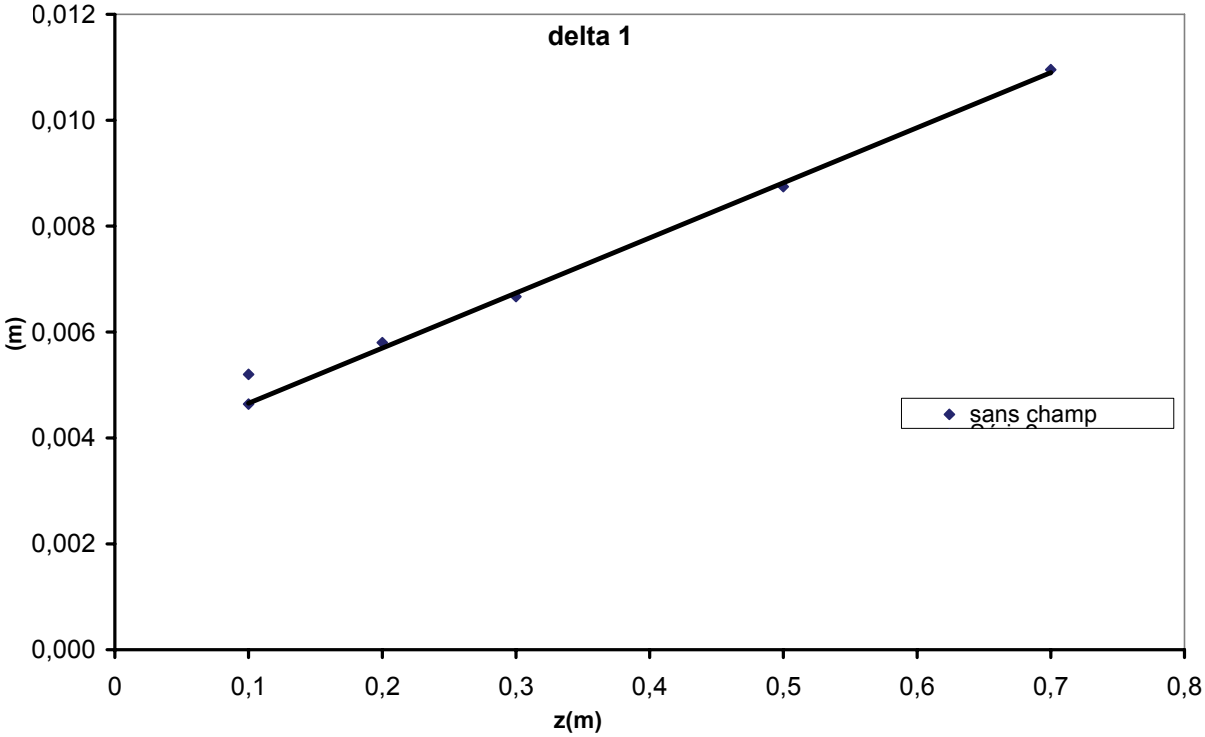


Figure 3-19 : Evolution axiale de δ_1

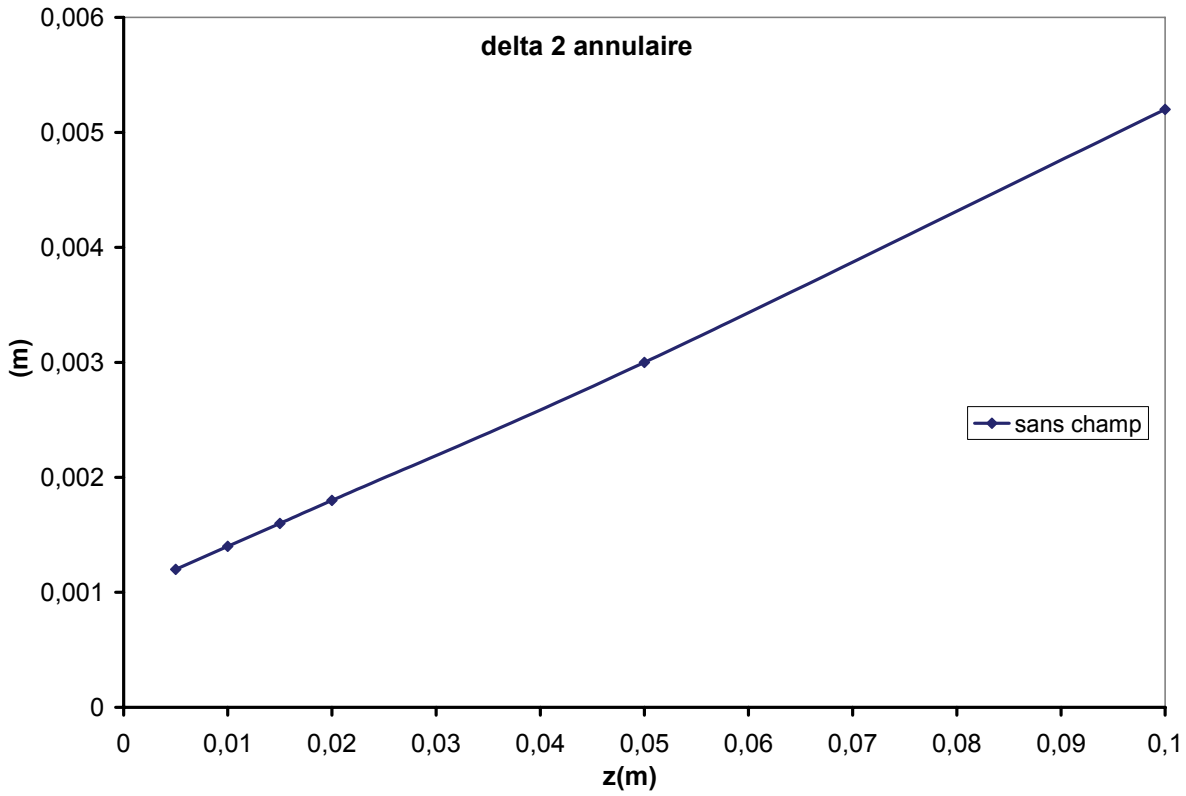


Figure 3-20 : Evolution axiale de $\delta_{2,a}$

Demi épaisseur d'espèces

La figure 3-21 présente la variation de la demi épaisseur d'espèces en fonction de z : on distingue 2 zones. La première s'étend de z=0m à z=0,02m. L'épanouissement est nul. L'inertie du jet annulaire empêche le méthane de diffuser radialement. Au-delà de z=0,02m, la demi épaisseur croit signifiant la diffusion du méthane. On retrouve l'observation que l'on a fait pour δ_1 : après une distance de 0.2m l'épanouissement est linéaire caractéristique des jets simples pleinement développés (figure 3-10 et équation E-3-11)

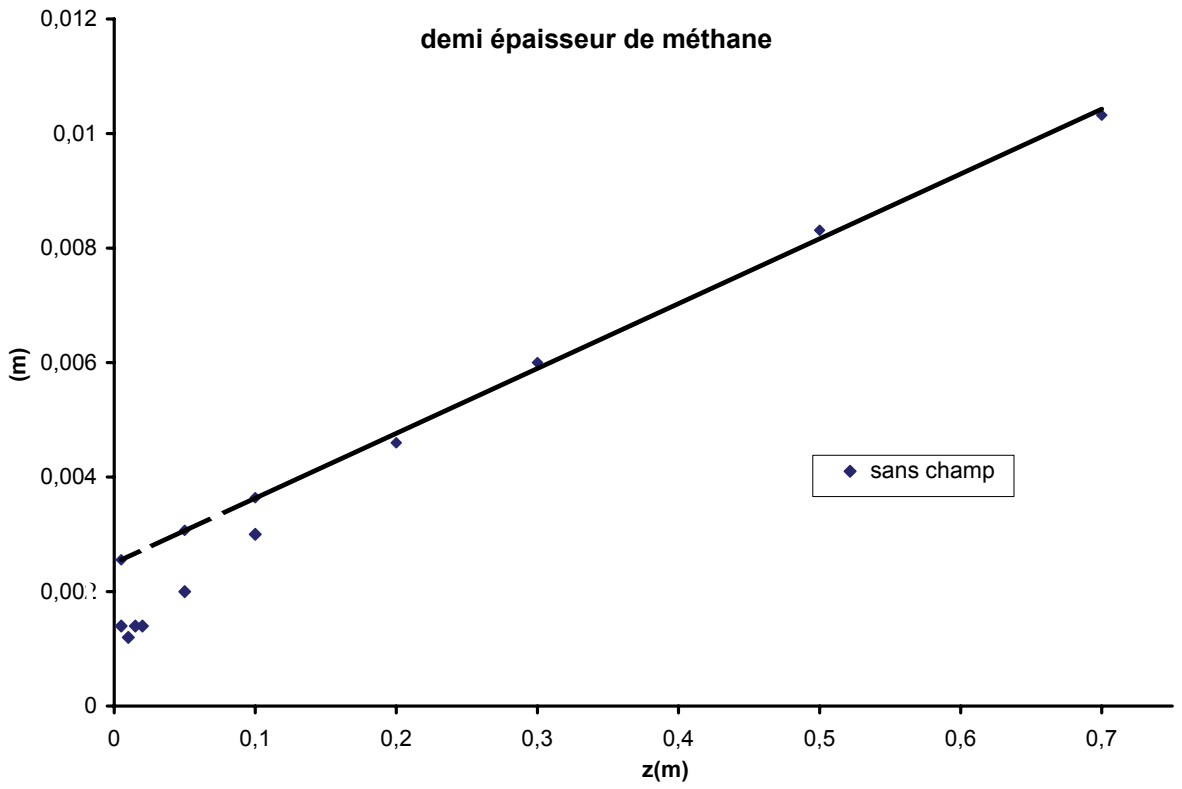


Figure 3-21 : Demi épaisseur de méthane

Entraînement

Les figures 3-22 et 3-23 se rapportent à l'évolution du débit massique évoluant au travers du domaine. La figure 3-22 est pour l'évolution du débit total définit par l'équation E-3-14 : le débit croit en fonction de z. On note un point d'inflexion pour z=0,25m.

La figure 3-23 représente le profil du rapport $\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0}$ en fonction de la variable adimensionnée z/D_a, avec $\dot{m}_0$ le débit entrant total, c'est-à-dire le débit injecté dans l'injecteur et le débit d'air ambiant entrant par la condition de pression sur le segment [a,b] (cf chapitre 2 partie numérique). Ce rapport est égal à 1 en bas du brûleur (z=-219 mm) car c'est la position des conditions limites d'entrée. Ensuite le rapport augmente en raison de l'air ambiant entraîné le long du brûleur pour atteindre une valeur de 1,14 en sortie de brûleur. Ensuite la figure 3-23 montre que la quantité d'air ambiant entraînée augmente avec la hauteur.

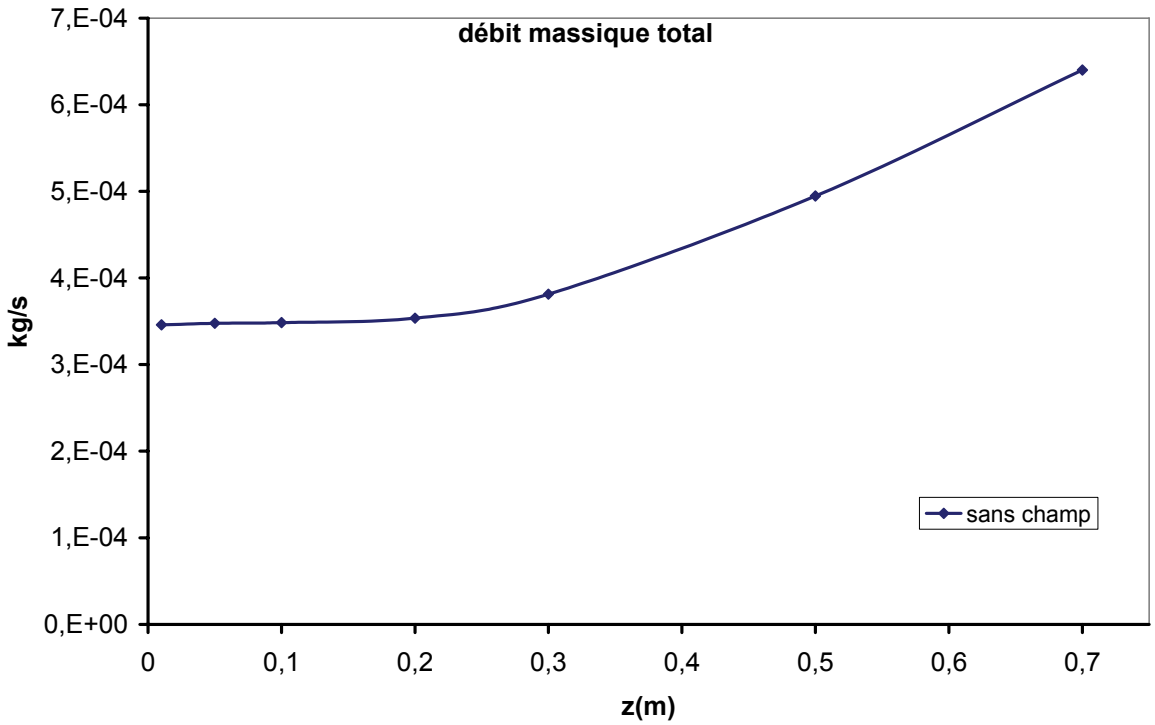


Figure 3-22 : Courbe du débit massique calculé à différentes hauteurs

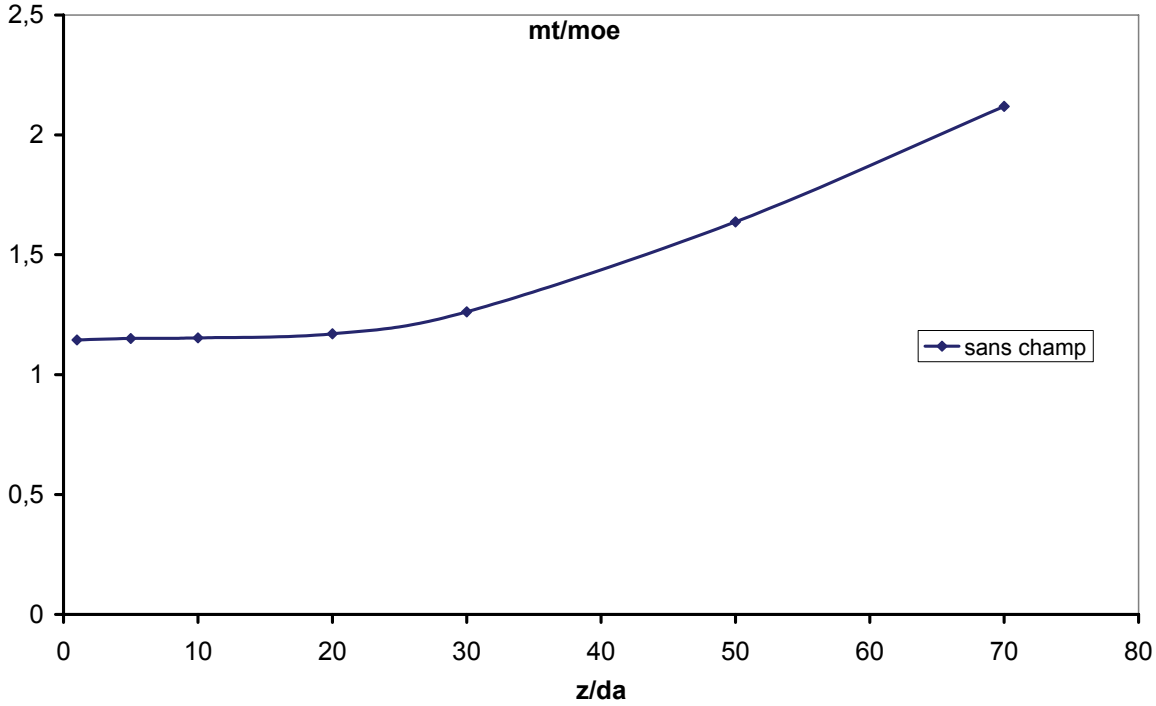


Figure 3-23 : Profil du rapport du débit total mesuré sur le débit total injecté

Résultats avec champ

Nous allons nous concentrer sur les effets du champ magnétique sur l'écoulement. Deux positions d'aimant sont étudiées ici : centre de l'aimant à z=0mm et à z=10mm. Pour ces deux positions d'aimant 3 intensités du gradient magnétique sont simulées : 4,76T²/m, 14,28T²/m, 30T²/m.

En terme de notation le centre sera caractérisé par c0 (centre à 0mm) ou c10 (centre à 10mm). On rappelle que le maximum du gradient magnétique est situé à 5mm au-dessus et 5mm en dessous du centre de l'aimant. Ces positions seront rappelées par une flèche bleue pour le gradient positif et rouge pour le gradient négatif sur les figures avec application de la force magnétique.
Nous résolvons le même système d'équations que précédemment avec l'addition de la force magnétique dans l'équation de la quantité de mouvement suivant z.

Comme nous avons défini un nombre de Froude pour caractériser l'importance relative des effets d'inertie et de gravité nous proposons ici de caractériser les effets magnétiques par un nombre adimensionnel le Froude magnétique. Ce nombre est le rapport des effets d'inertie aux forces conjuguées de gravité et magnétique. Ici il n'est défini qu'à partir des données du jet annulaire car lui seul contient de l'oxygène. La force magnétique est définie selon :

$$F_m = \frac{1}{\mu_0} \rho Y \chi_{m,O_2} B \frac{dB}{dz}$$

Dans le cas d'un jet isotherme non réactif, le nombre de Froude magnétique est défini de la façon suivante :

$$Fr_m = \frac{\rho_{air} u_a^2}{\Delta\rho D_a (g \pm F_m)} \qquad \text{E-3-18}$$

U_a est la vitesse moyenne de sortie du jet annulaire, D_a le diamètre du jet annulaire, χ_{m,O_2} la susceptibilité magnétique massique de l'oxygène.

Cas c0 où le centre de l'aiment est placé à z=0

La force magnétique est négative sur l'air (c'est-à-dire dirigée vers le bas) quand le gradient magnétique est négatif (dans la partie supérieure de l'aimant). Dans ce cas elle s'additionne à la gravité. Ces conditions conduisent à une valeur de Froude plus faible en présence du champ magnétique que sans champ comme montré dans le tableau T-3-4.
L est la distance sur l'axe à partir de laquelle les forces conjuguées magnétique et de gravité dominent sur les effets d'inertie, elle est donnée tableau T-3-4. Cette distance diminue avec l'intensité du gradient magnétique appliqué.

	Sans Champ	c0 4,76	c0 14,28	c0 30
Fr_m	15	13,15	10,5	7,9
L 10^{-2} m	2,25	2,1	1,88	1,63

Tableau T-3-4 : Valeurs du nombre de Froude

Lignes de courant

La figure 3-24 représente l'évolution des lignes de courant de l'écoulement au niveau des lèvres du brûleur (avec et sans champ).
Les lignes de courant provenant de l'injecteur s'écartent les unes des autres. Plus le champ magnétique est intense plus cet écart augmente. Néanmoins il reste faible.
Loin de l'injecteur, dans le fluide ambiant, des différences apparaissent. Les lignes se redressent suivant l'axe z, les distances entrent elles s'agrandissent et elles rejoignent le jet à des hauteurs plus élevées. Ceci est caractéristique de plus faibles vitesses du jet.

Proche de la sortie du brûleur le champ magnétique a un impact important dans la zone du gradient maximum qui est proche des parois du brûleur, là où les vitesses sont faibles. Dans cette zone le champ magnétique entraîne le fluide ambiant en sens opposé à l'écoulement. Ce résultat est important, car les résultats expérimentaux montrent une forte dépendance du décrochage aux instabilités provenant de la couche de mélange air/air.

En comparant la figure obtenue sans champ avec celles obtenues avec champ nous n'observons pas de différence dans l'écoulement des jets. Le jet de méthane comme le co-courant d'air du jet annulaire ne semblent pas affectés par l'application du champ magnétique. C'est au niveau de l'entraînement de l'air ambiant qu'apparaît l'effet magnétique le plus marqué. Peu sensible quand le gradient magnétique est faible, l'effet est visible pour les cas à 14 et 30 T²/m

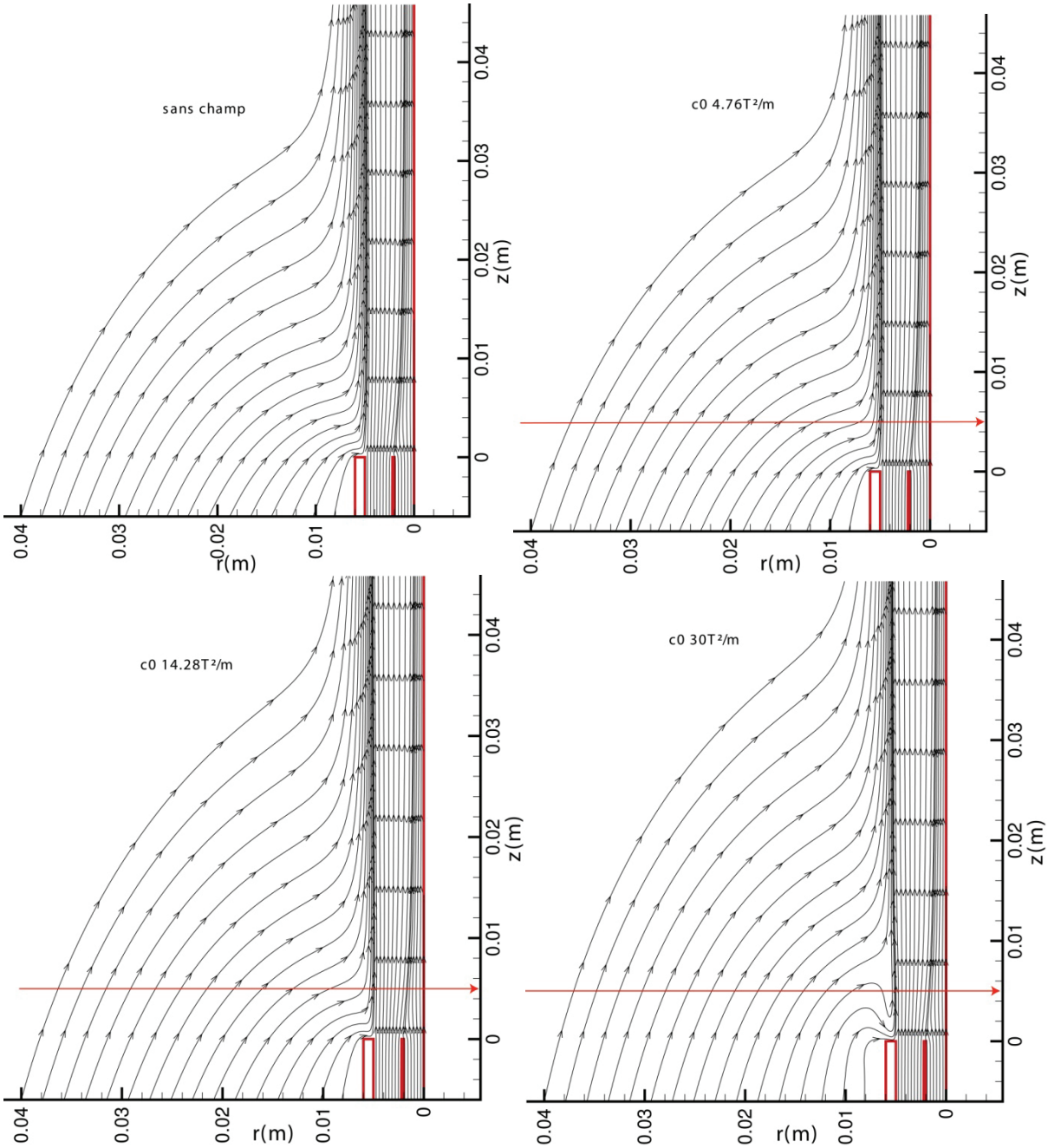


Figure 3-24 : Lignes de courant en sortie de brûleur. En haut à gauche sans champ, puis, par intensité de champ magnétique croissante

Evolution axiale

Dans ce paragraphe nous allons commenter l'influence du champ magnétique sur la vitesse axiale et la fraction massique de méthane.

Vitesse sur l'axe de symétrie

La figure 3-25 représente l'évolution comparée de la vitesse axiale sur l'axe de symétrie pour différentes intensités de gradient magnétique
Les courbes présentent une évolution globale similaire quelle que soit l'intensité du champ. Les 3 zones de l'écoulement sont toujours présentes. Sur la première zone, plus le champ est puissant, moins la vitesse chute, et sur les deuxième et troisième zones, plus le champ est puissant, plus la vitesse est faible par rapport au cas sans champ. Ces observations sont attribuées au fait que la force magnétique agit sur l'air, ralentissant ainsi le jet annulaire permettant ainsi au jet central d'être moins gêné par le jet annulaire. Le jet annulaire atteint l'axe avec une vitesse plus faible du fait de l'action du champ magnétique. Pour la troisième zone l'écart de vitesse peut atteindre 0,1m/s pour le cas 30T²/m à z=0,1m.

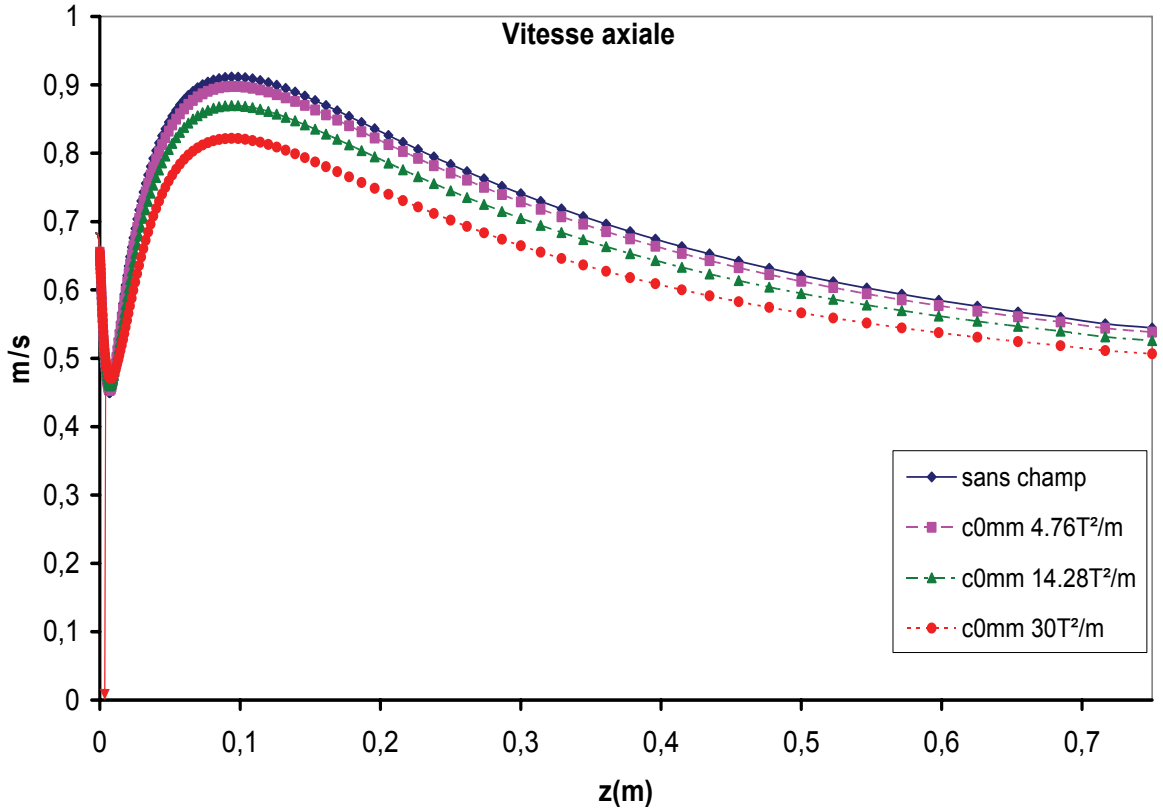


Figure 3-25 : Courbes d'évolution de la vitesse axiale sur l'axe

Méthane

Aucun impact du champ magnétique n'est observé sur l'évolution de la fraction massique de méthane sur l'axe. Ceci est dû au fait que le champ magnétique n'a pas d'impact direct sur le jet de méthane même si le jet annulaire atteint l'axe avec une vitesse moindre.

Cônes potentiels

Aucune variation des longueurs n'est à observer pour les cônes potentiels. Les cônes représentent la zone où l'inertie du jet est maximale. Gravité et champ magnétique n'ont aucune influence dans cette zone. C'est pourquoi la longueur des cônes potentiels est constante.

Radial

On s'intéresse désormais à l'évolution radiale de la vitesse axiale (figure 3-26) sur quatre hauteurs (z = 5 (position du gradient magnétique), 10, 15, 20 mm).
La comparaison des courbes obtenues pour les 4 conditions de gradient magnétique permet d'identifier la localisation de l'effet magnétique sur l'écoulement et son transport par inertie et diffusion vers l'aval. A z= 5mm, l'effet magnétique est particulièrement notable au niveau de la couche externe du jet d'air annulaire. A 30T²/m on observe une inversion du sens de l'écoulement du fluide ambiant autour du jet qui se caractérise par une vitesse axiale négative. Au-delà de 5 mm, l'effet du champ magnétique est entraîné et est présent sur toute l'épaisseur du jet d'air.
Ainsi l'épanouissement du jet annulaire est modifié par le champ magnétique. Le maximum de vitesse est réduit par le champ magnétique. Ceci se répercute sur la couche de mélange air/méthane et confirme les observations faites pour la vitesse axiale sur l'axe où le jet annulaire atteint l'axe avec une vitesse moindre. L'effet magnétique agit aussi au niveau de la couche de mélange air/air. La pente de la vitesse n'est pas modifiée par le champ magnétique mais les valeurs sont plus faibles. L'effet du champ magnétique se remarque surtout sur la zone de faible vitesse due à la paroi de l'injecteur. En raison de la faible inertie locale, le champ magnétique influe fortement sur l'écoulement.

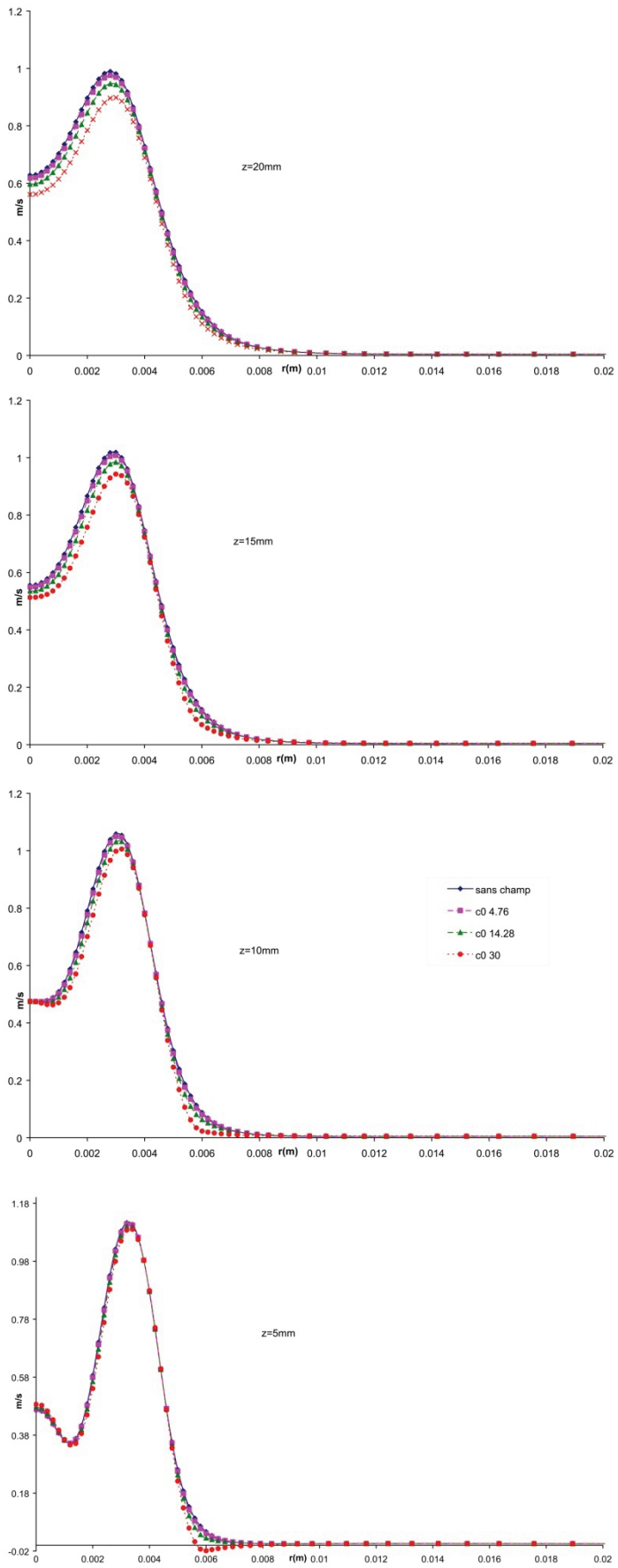


Figure 3-26 : Evolution radiale de la vitesse axiale pour différentes hauteurs

Epanouissement

La figure 3-27 représente l'évolution de la demi épaisseur dynamique δ_1.
On constate que les faibles champs magnétiques n'ont pas d'impact notable sur cette demi épaisseur. C'est à partir de 30T²/m que l'on peut noter une influence. Le champ magnétique permet au jet développé d'être plus large.
La figure 3-28 représente l'évolution de δ_2. Là aussi seul les champs magnétiques puissants ont une influence. Avec le champ δ_2 diminue en valeur. Ce résultat s'explique car le champ magnétique appuie fortement sur la couche de mélange air/air allant jusqu'à inverser le sens des vecteurs vitesses (figure 3-26). Ainsi le champ magnétique empêche le jet annulaire de s'épanouir dans l'air ambiant.

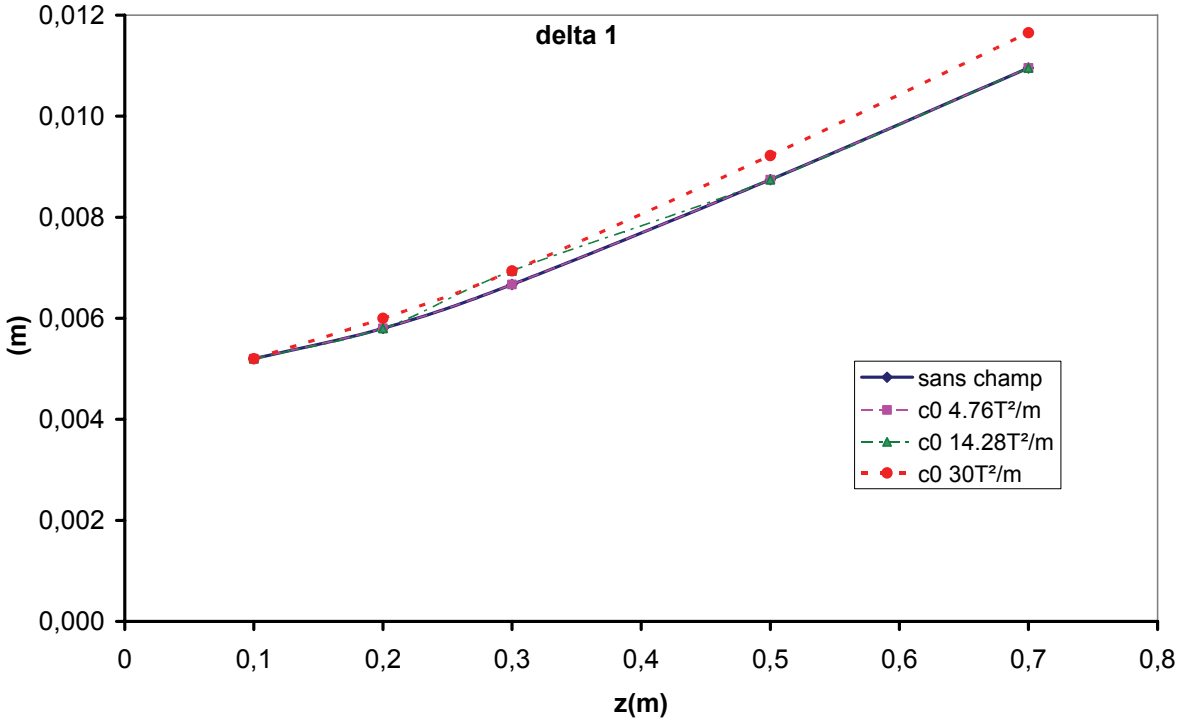


Figure 3-27 : Evolution axiale de δ_1

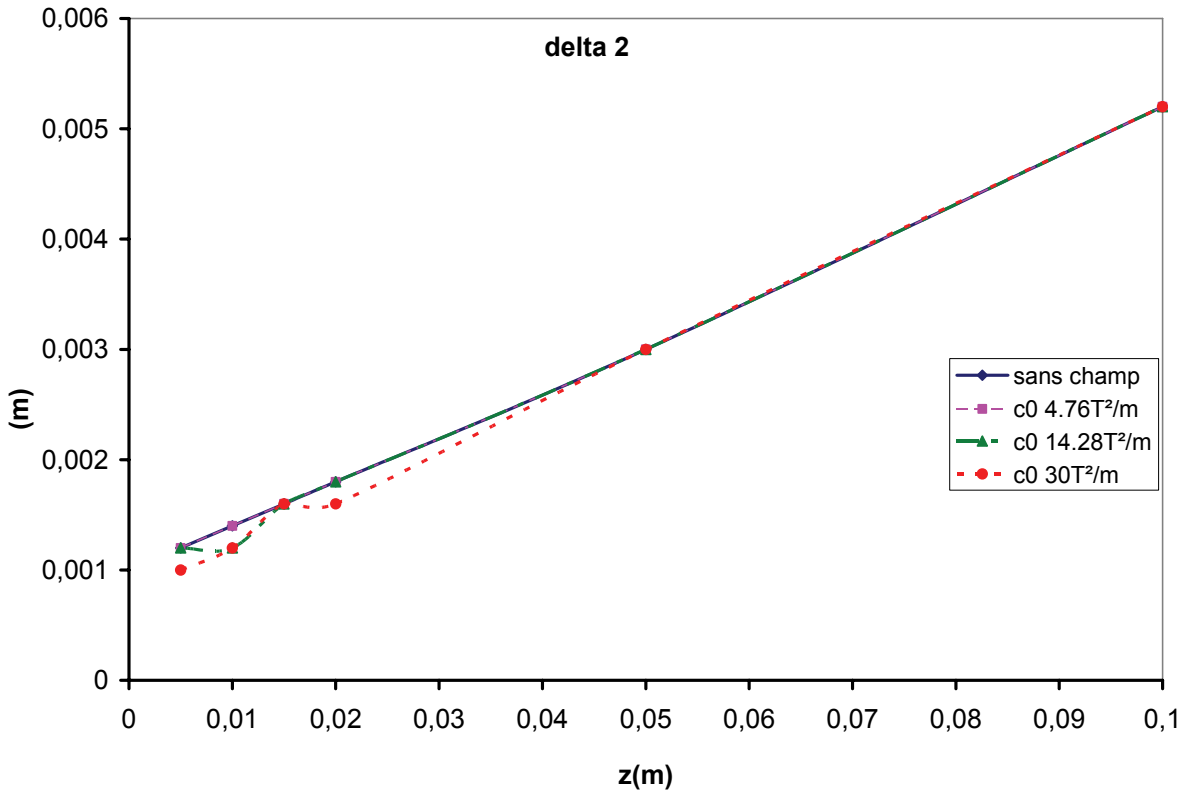


Figure 3-28 : Evolution axiale de δ_2

Diffusion du méthane

La figure 3-29 représente la demi épaisseur de méthane. L'incertitude des résultats ne permet pas d'apporter de conclusion à partir de ce graphique.

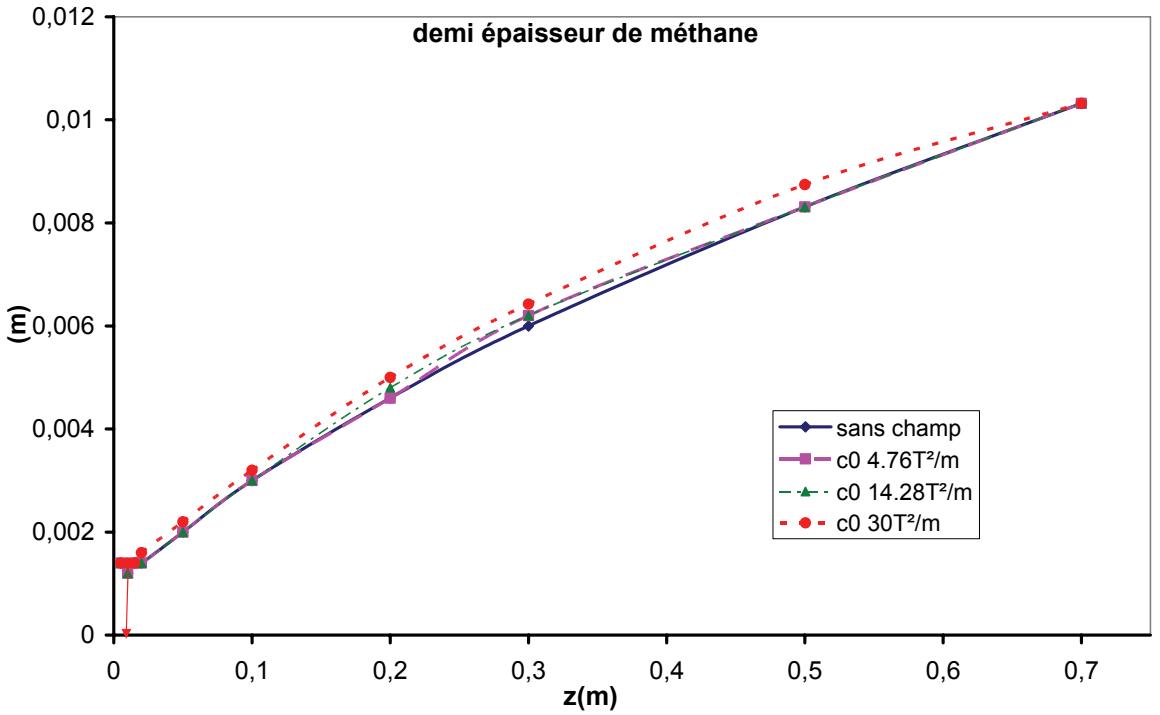


Figure 3-29 : Evolution axiale de la demi épaisseur de méthane

Rayon stœchiométrique

La figure 3-30 représente l'évolution du rayon stœchiométrique dans l'espace (r,z). On rappelle que le rayon stœchiométrique est la distance radiale entre l'axe et le point où la valeur de la fraction de mélange correspond à la valeur stœchiométrique.
La courbe sous l'effet magnétique est déplacée vers l'extérieur des jets (le rayon augmente). Cet effet est d'autant plus important que l'intensité du champ est élevée.
Dans la zone proche de l'injecteur jusqu'à z=10mm, on observe une réduction du rayon puis son accroissement qui provient du sillage entraîné par le jet d'air. Ce sillage empêche la diffusion du méthane.
On sait que le champ magnétique appuie sur le jet d'air annulaire ce qui réduit la convection favorisant la diffusion radiale du méthane. Ainsi avec le champ magnétique, la ligne stœchiométrique se situe à des distances radiales plus importantes.

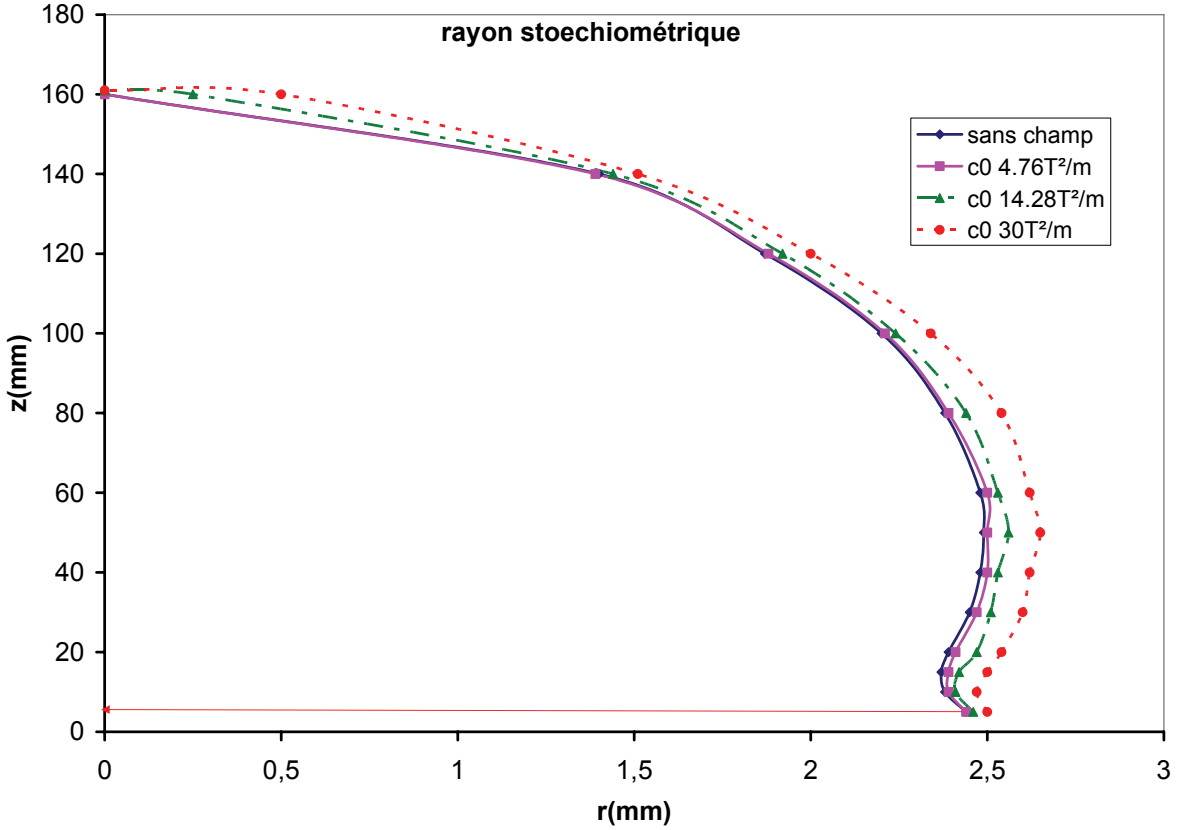


Figure 3-30 : Evolution du rayon stœchiométrique

Entraînement

Concernant le débit massique total traversant le domaine à différentes hauteurs, la figure 3-30 montre que l'application du champ magnétique permet de réduire le débit total. L'intensité de l'induction magnétique ne modifie pas la chute du débit calculé.

Pour le rapport $\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0}$ la figure 3-32 montre que le rapport est plus élevé en présence du champ magnétique.
Le champ magnétique ralentit le mélange, ainsi le jet entraîne moins de fluide ambiant (figure 3-31). La figure 3-32 confirme ce comportement car $\dot{m}_0$ est la somme du débit injecté dans l'injecteur (constant quel que soit les différents cas d'étude) et le débit de fluide ambiant

entrant dans le domaine. Comme le rapport augment $\dot{m}_0$ diminue, donc le débit de fluide ambiant entrant diminue.

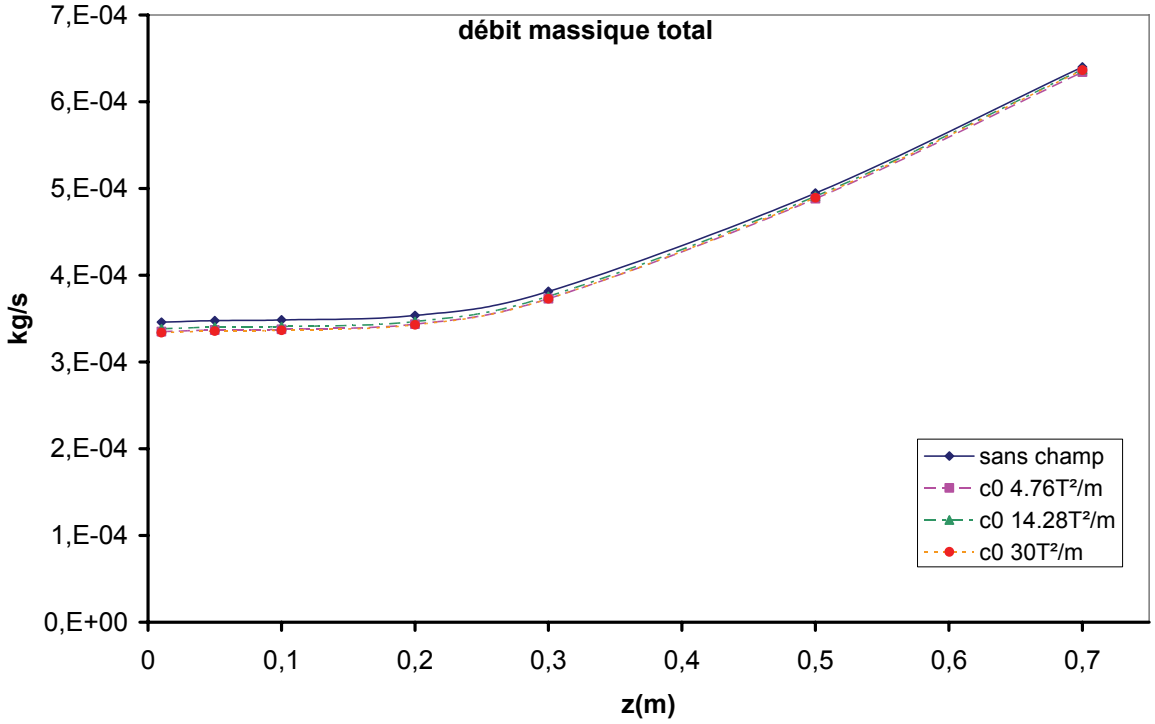


Figure 3-31 : Courbe du débit massique calculé à différentes hauteurs

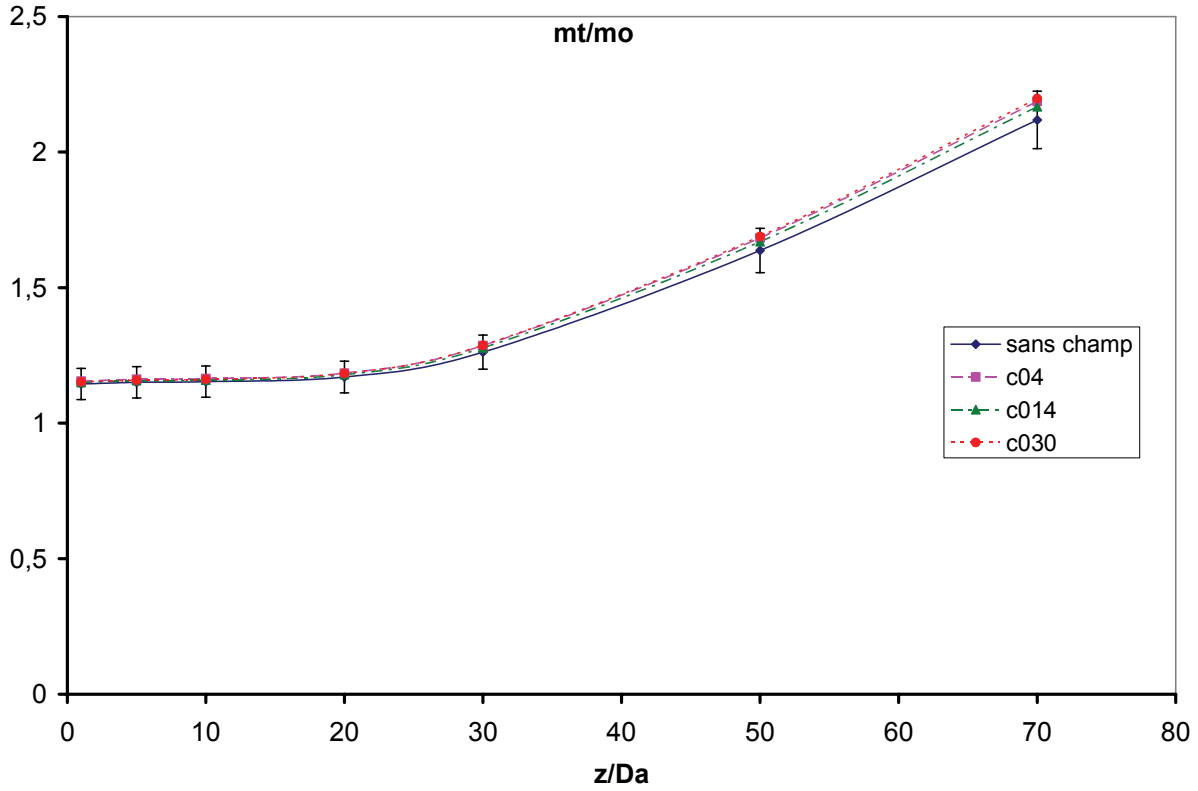


Figure 3-32 : Profil du rapport du débit total mesuré sur le débit total injecté

Cas c10 où le centre de l'aimant est à z=10mm

Dans le cas où le centre de l'aimant est placé à 10mm, l'écoulement traverse successivement un gradient de champ positif à z=5mm et un gradient de champ négatif à z=15mm. La force magnétique est successivement positive (dirigée vers le haut selon z) puis négative sur l'air. Il n'est alors plus possible de calculer un nombre de Froude magnétique qui prenne en compte les effets de la force magnétique.

Lignes de courant

Les lignes de courant représentées sur la figure 3-33 nous apportent les informations suivantes :
- on retrouve le sillage laissé par la paroi intérieure du brûleur et les conditions d'écoulement Poiseuille.
- les deux jets sont peu modifiés, néanmoins on constate qu'après le passage des 2 gradients magnétiques que les lignes de courant sont légèrement plus espacées avec champ que sans.
- l'impact le plus important concerne le jet annulaire et la couche de mélange air/air. L'impact magnétique dépend du sens du gradient : pour $0<z<10$mm les lignes de courant sont plus inclinées et plus resserrées. Pour $z>10$mm, l'écart entre les lignes augmente et la pente est moindre. L'écart entre les lignes est moindre que dans le cas c0.

Lors de son passage dans le premier gradient (dont le maximum est à z=5mm) le jet d'air est accéléré et dans le deuxième gradient (situé en z=15mm) il est ralenti.

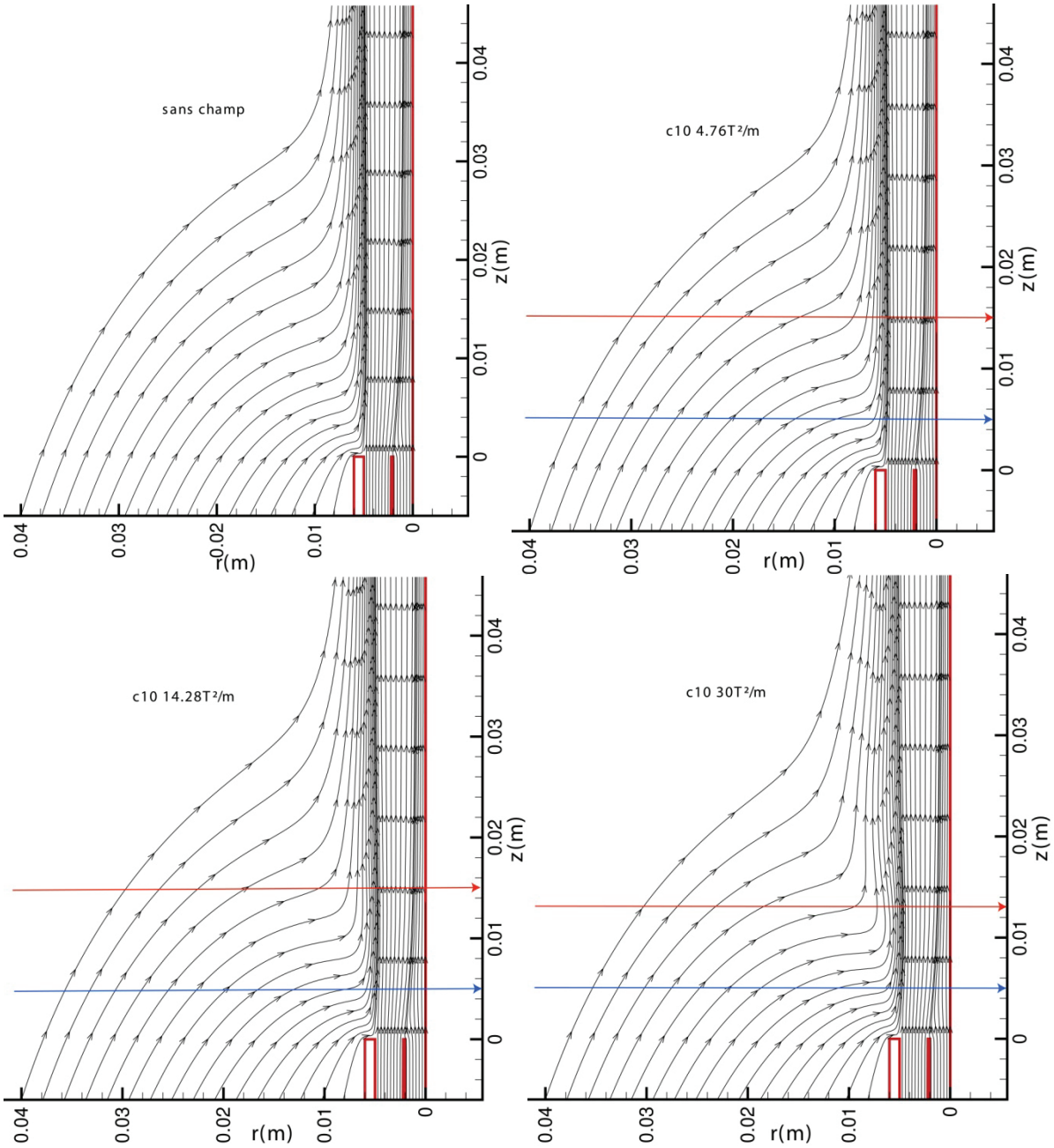


Figure 3-33 : Lignes de courant en sortie de brûleur. En haut à gauche sans champ, puis, par intensité de champ magnétique croissante

Evolution axiale

Dans ce paragraphe nous allons commenter l'influence du champ magnétique sur la vitesse axiale et la fraction massique de méthane.

Vitesse

La figure 3-34 représente l'évolution de la vitesse axiale.
Quelles que soient les intensités de l'induction magnétique, le profil est le même. Par rapport au cas présenté précédemment, on observe une plus grande vitesse après le passage du premier gradient. Ensuite l'effet du second gradient est similaire au cas c0.

Le premier gradient aide le jet annulaire en le poussant, le résultat est ici une augmentation de la vitesse du jet annulaire. Le second gradient ralentit le mélange et réduit sa vitesse.

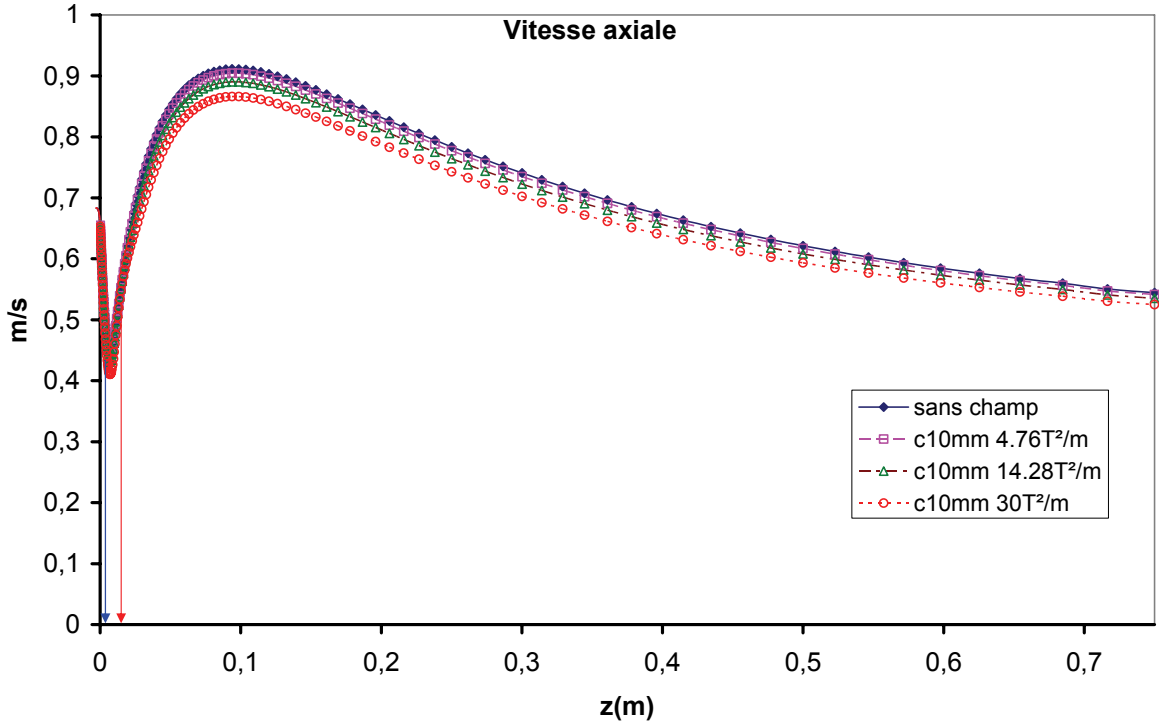


Figure 3-34 : Courbes d'évolution de la vitesse axiale sur l'axe

Méthane

Aucun impact du champ magnétique n'est à observer sur la fraction massique de méthane sur l'axe. Ceci est dû au fait que le champ magnétique n'a aucun impact sur le méthane même si le jet annulaire arrive sur l'axe avec une vitesse moindre.

Cônes potentiels

Aucune variation des longueurs n'est à observer pour les cônes potentiels.

Radial

L'évolution radiale de la vitesse axiale est représentée figure 3-35.
Pour z=5 et 10mm, les courbes montrent l'effet du champ magnétique aidant le jet annulaire en accroissant sa vitesse et en perturbant la couche de mélange air/air. Pour z=15 et 20mm, le champ s'oppose au mélange. Contrairement au cas c0 où le champ magnétique s'oppose constamment au jet, ici il l'aide dans un premier temps puis s'oppose à lui. Ainsi il y a une augmentation de la vitesse du mélange puis une réduction de celle ci. La couche de mélange subit elle aussi une augmentation de vitesse d'abord par l'augmentation des vitesses du jet puis du champ magnétique. Après le passage du deuxième gradient on voit l'influence locale du champ magnétique sur la couche de mélange en réduisant les vitesses (z=20mm).

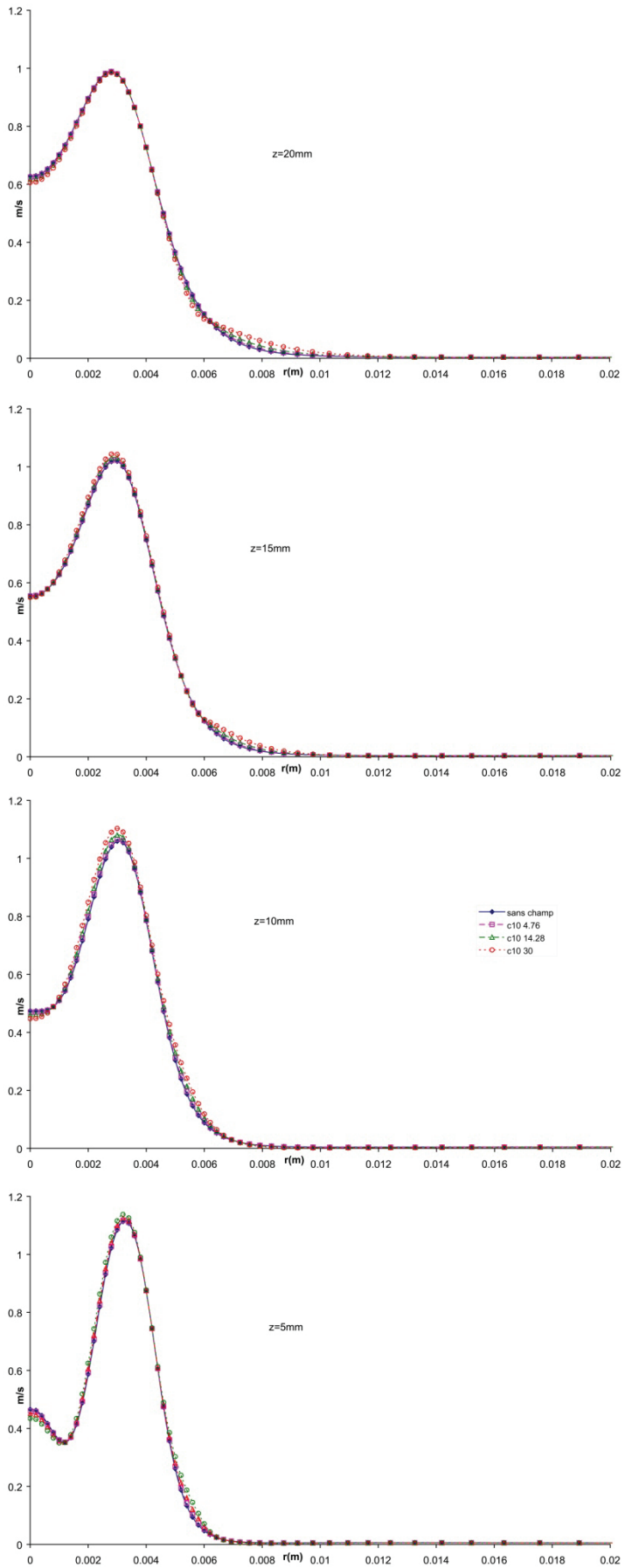


Figure 3-35 : Evolution radiale de la vitesse axiale pour différentes hauteurs.

Epanouissement

La figure 3-36 représente l'évolution de la demi épaisseur dynamique δ_1.
On constate que les faibles champs magnétiques n'ont pas un impact suffisant sur cette demi épaisseur du fait de la taille des mailles. Seul le gradient de champ à 30T²/m influe. Néanmoins on constate que le champ magnétique permet au jet développé d'être plus large. Les résultats sont similaires au cas c0.
La figure 3-37 ne montre aucun impact du champ magnétique sur l'épanouissement du jet annulaire.

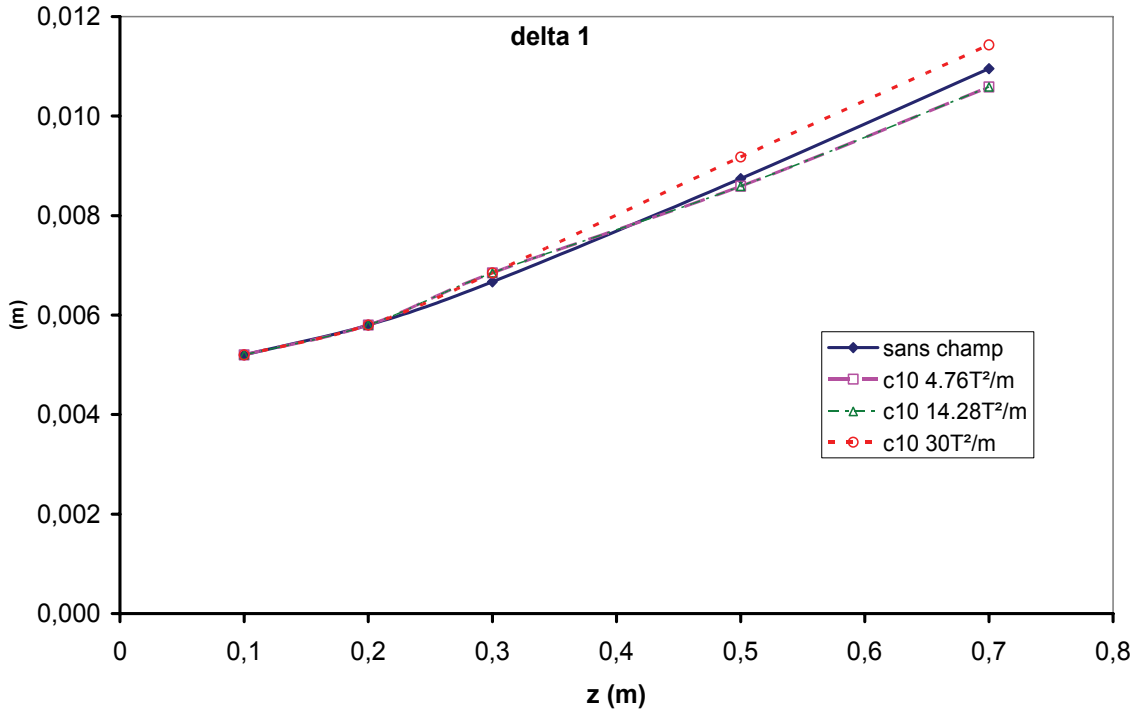


Figure 3-36 : Evolution axiale de δ_1

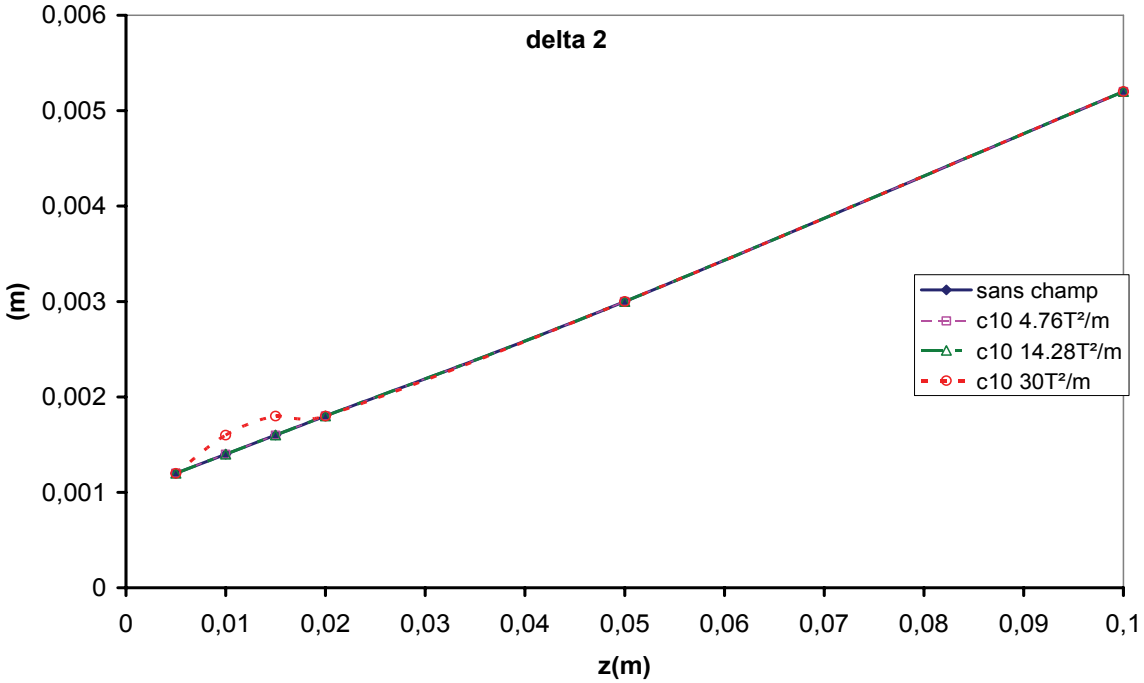


Figure 3-37 : Evolution axiale de δ_2

Diffusion du méthane

La figure 3-38 montre que la demi épaisseur de méthane est plus importante en présence de l'aimant.

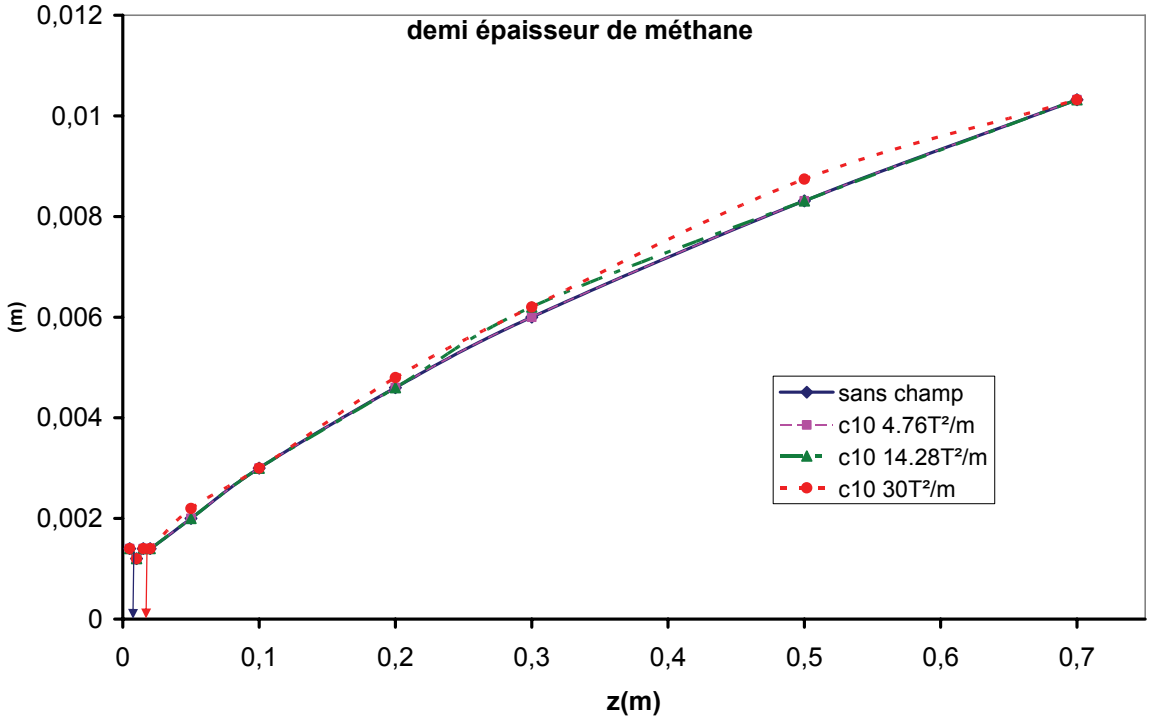


Figure 3-38 : Evolution axiale de la demi épaisseur de méthane

Rayon stœchiométrique

La figure 3-39 représente l'évolution du rayon stœchiométrique selon z. Elle met en évidence l'effet de chacun des gradients magnétiques : le premier gradient du champ magnétique réduit le rayon, puis au-dessus de 20mm, le rayon est plus grand qu'au cas sans champ. Dans le cas c0, le fait d'appuyer sur le jet d'air permet la diffusion du méthane.

Dans le cas c10, le premier gradient soutient le jet annulaire et diminue la diffusion du méthane, le rayon stœchiométrique diminue, alors que le second gradient joue le même effet que dans le c0 mais son impact est moindre car le jet a d'abord subit une poussée dans le cas c10 alors que dans c0 il ne subit qu'une contrainte.

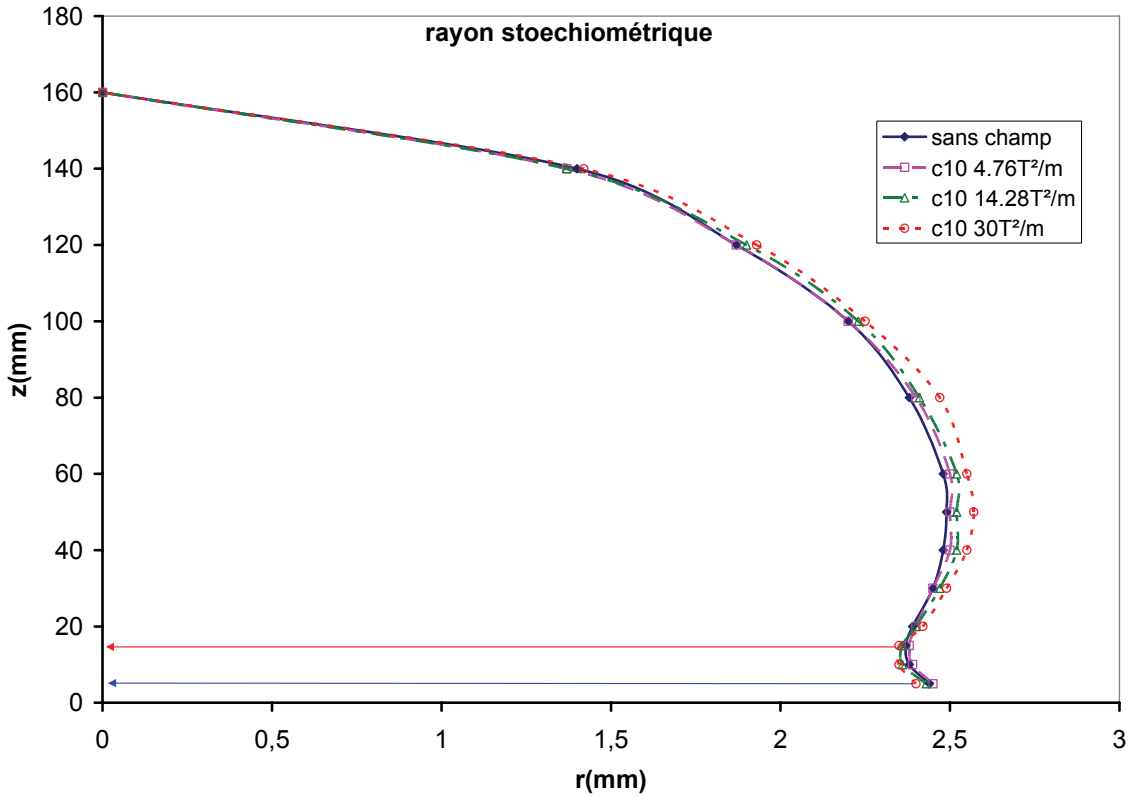


Figure 3-39 : Evolution du rayon stœchiométrique

Entraînement

Les courbes 3-40 et 3-41 montrent que le champ magnétique n'a qu'un impact relativement faible et similaire à celui observé dans le cas c0.

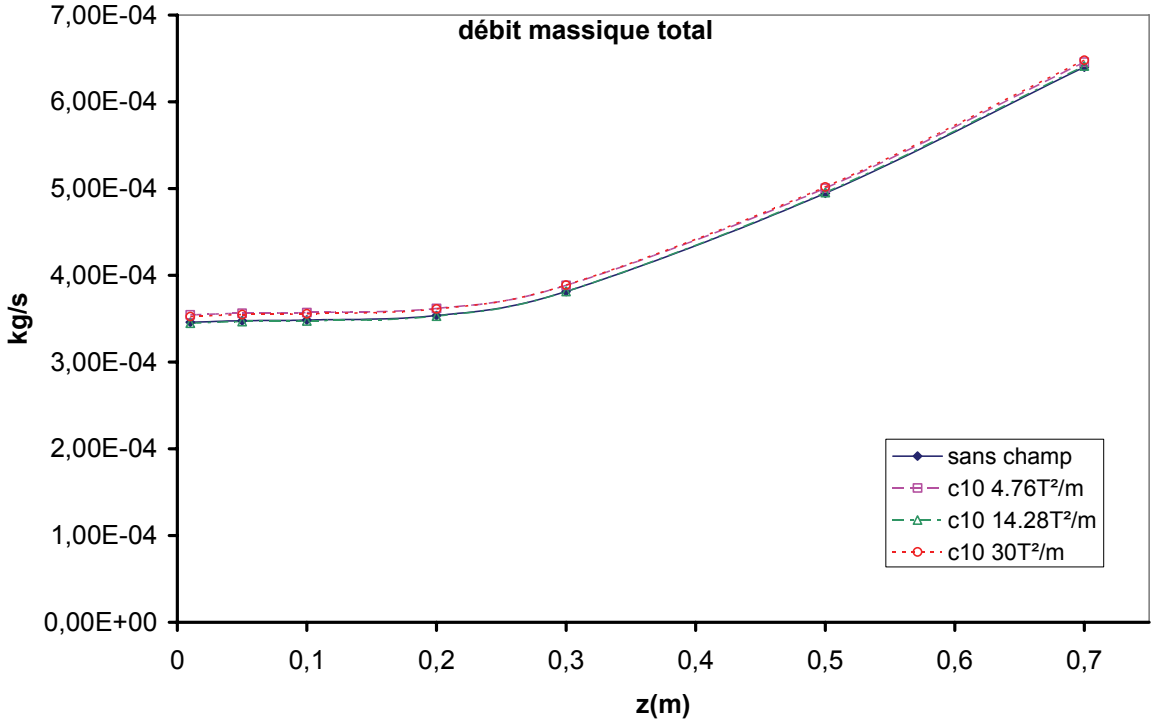


Figure 3-40 : Profil du rapport du débit total mesuré sur le débit total injecté

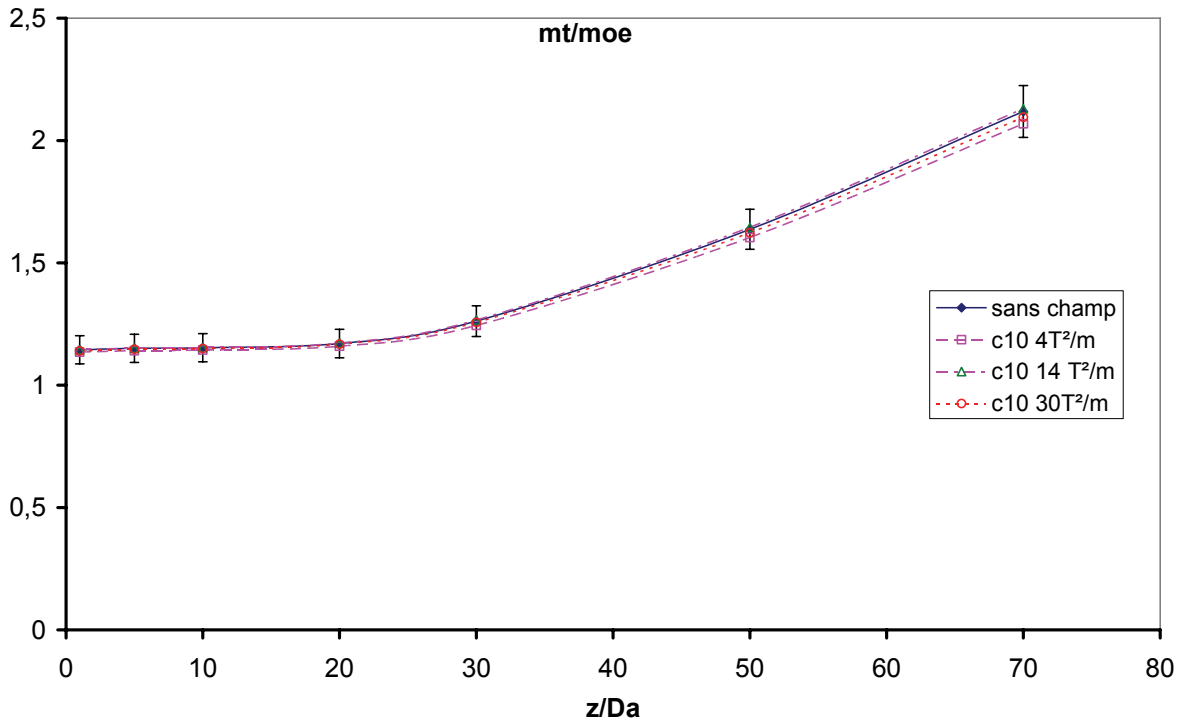


Figure 3-41 : Courbe du débit massique calculé à différentes hauteurs

Etude sur la recirculation en sortie de brûleur

Les résultats expérimentaux présentés au chapitre 1 ont mis en évidence que pour de faibles débits fixes de méthane < 2,5 10^{-6} m^3/s (ce qui correspond à une vitesse moyenne de sortie d'injecteur de 0,20m/s), la variation de la hauteur de lift en fonction du débit d'air se singularise. Il a été montré par des visualisations de l'écoulement de méthane, la présence d'un tourbillon qui disparaît quand la vitesse moyenne de méthane augmente au-delà de 0,20m/s.
Nous avons donc réalisé le calcul de l'écoulement dans la zone en face du jet de méthane. Les conditions sont données dans le tableau T-3-5. Le rapport des vitesses r_v dans ce cas est de 6,1.

	Méthane	Air
débit m^3/s	2,025 x 10^{-6}	6,22 x 10^{-5}
Vitesse moyenne m/s	0,16	0,98
Re	346	19

Tableau T-3-5 : Débits d'injection pour la simulation de la recirculation

La température du domaine est de 300K

La courbe représentée figure 3-42 montre l'évolution de la vitesse axiale sur l'axe de symétrie. Le comportement global de cette courbe est similaire aux courbes de vitesses présentées au début de ce chapitre. On constate, ici, qu'à partir de 2mm, la vitesse devient négative, et ce jusqu'à 6mm.

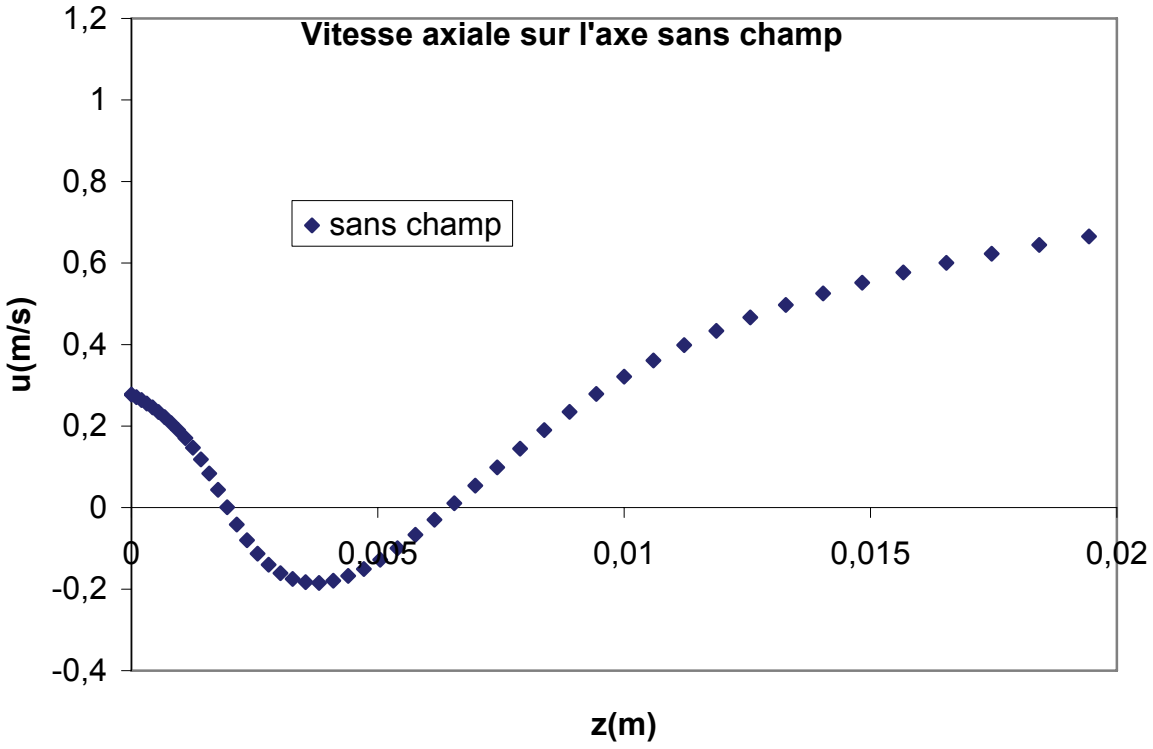


Figure 3-42 : Vitesse axiale sur l'axe

Si l'on représente la distribution des vecteurs vitesse figure 3-43, on constate la présence d'un tourbillon en sortie du jet de méthane.

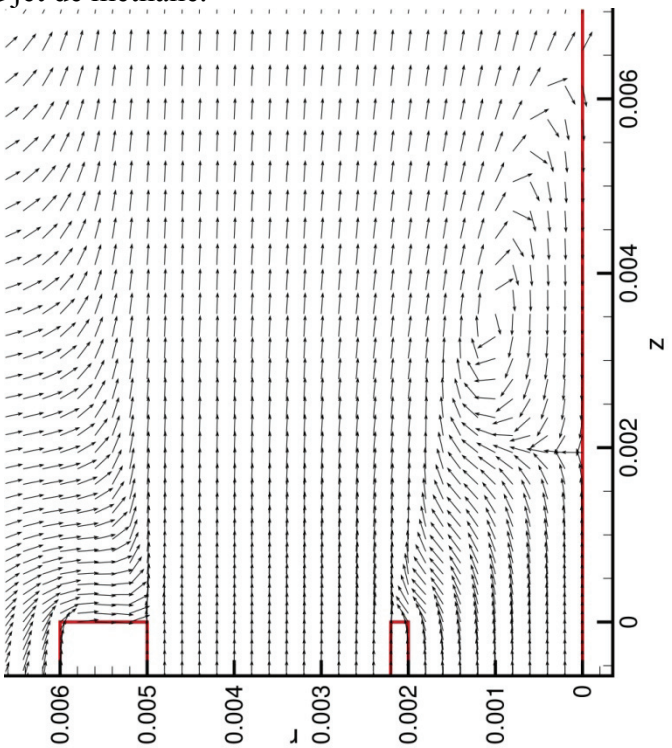


Figure 3-43 : Distribution des vecteurs vitesse dans l'espace proche du brûleur.

Comme indiqué dans les travaux de Ko et Chan (1979), au-delà d'une certaine valeur de r_v, une région de recirculation apparaît près de la sortie d'injecteur, similaire à celle qui se développe dans le cas d'un jet annulaire en l'absence de jet central ($r_v=\infty$). Dans cette situation, la vitesse du jet annulaire, élevée par rapport à celle du méthane, crée une dépression par entraînement du fluide interne. Dans ces cas la dépression est suffisamment forte pour générer un vortex qui joue un rôle important sur le décrochage de flamme.

La variation de la vitesse axiale sur l'axe en fonction du débit de méthane, à débit d'air fixé à 6,22 x 10^{-5} m^3/s est représentée figure 3-44 dans les conditions définies Tableau T-3-6. On constate que plus la vitesse moyenne d'injection du méthane augmente plus l'effet initiateur du tourbillon diminue. Le débit de méthane à partir duquel le tourbillon disparaît est compris entre 2,64 et 2,76 10^{-6} m^3/s ; ce qui correspond à une vitesse moyenne comprise entre 0,21 et 0,22 m/s en accord avec les observations expérimentales.

	Débit Air = 6,22 x 10^{-5} m^3/s				Vitesse moyenne air 0,981m/s				
Débit CH_4 $10^{-6}m^3/s$	2,025	2,14	2,26	2,39	2,51	2,64	2,76	2,9	3,2
Vitesse moy. CH_4 m/s	0,161	0,17	0,18	0,19	0,20	0,21	0,22	0,23	0,25
$r_v = u_a / u_c$	6,1	5,8	5,45	5,16	4,9	4,67	4,46	4,26	3,92

Tableau T-3-6 : Gamme de débits d'injection méthane et air pour simuler l'impact du champ magnétique sur la recirculation

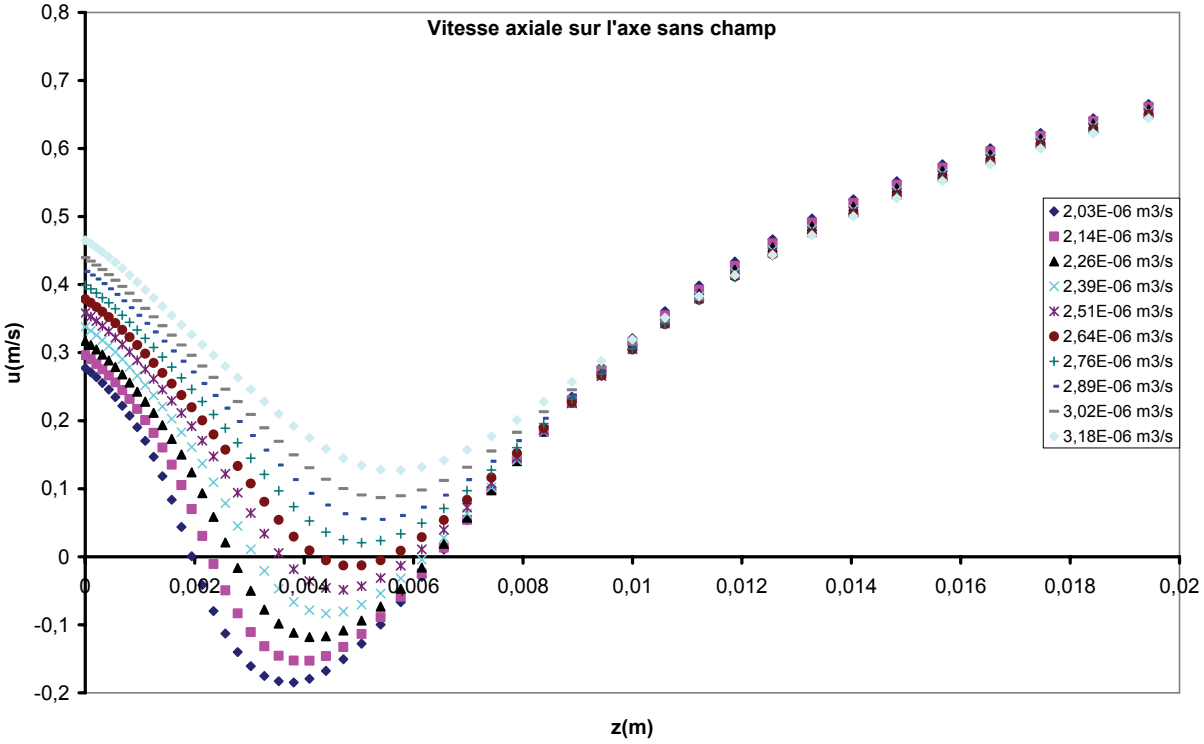


Figure 3-44 : Variation de la vitesse axiale sur l'axe à différents débits de méthane à débit d'air fixe de 6,22 x 10^{-5} m^3/s sans champ magnétique

L'influence du champ magnétique est étudiée dans les conditions définies au tableau 3-5. Les résultats sont reportés figure 3-45.

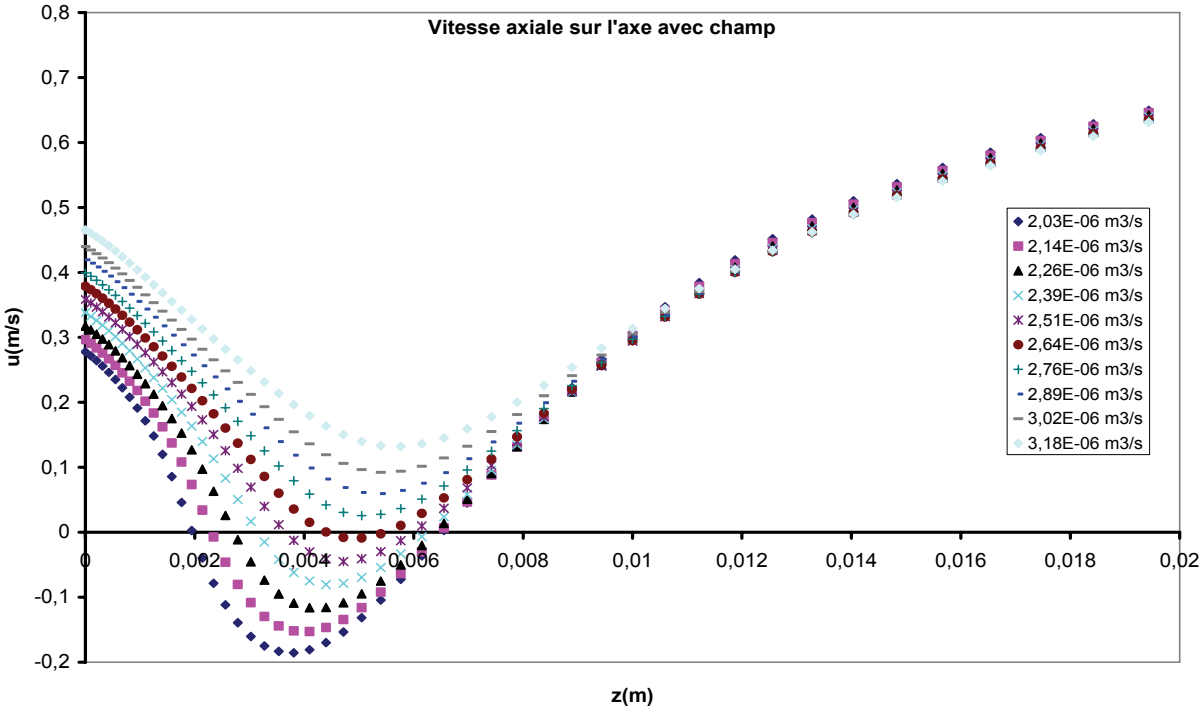


Figure 3-45 : Vitesse axiale sur l'axe de symétrie en présence du champ magnétique

Ces courbes montrent que le champ magnétique a une très faible influence. Celui ci, dans la configuration actuelle, s'oppose à l'écoulement d'air. Il favorise donc le jet de méthane. Mais pas assez pour lui permettre de franchir le tourbillon. Au-delà du tourbillon (z>7mm), le jet d'air affaibli par le champ magnétique atteint l'axe avec une vitesse légèrement plus faible.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons validé le modèle de simulation présenté au chapitre 2 en montrant qu'il était apte à simuler des jets de gaz en régime laminaire. Ce modèle a ensuite été utilisé pour représenter des jets coaxiaux à densité variable et rapport de vitesse élevé (supérieur à 2). Nous avons pu ainsi décrire en détail la structure et le comportement en régime stationnaire d'un jet coaxial méthane/air. Enfin, grâce aux caractéristiques paramagnétiques de l'oxygène nous avons étudié l'influence d'une force magnétique sur l'écoulement du jet coaxial. Nous avons constaté que cette force (quelque soit la configuration étudiée ici) permet de réduire la vitesse du mélange riche en oxygène modifiant ainsi l'épanouissement du jet coaxial. La chute de vitesse du mélange riche en oxygène permet une meilleure diffusion du méthane dans le mélange. Ceci est caractérisé par l'évolution du rayon stœchiométrique qui est plus élevé. Chute de vitesse et déplacement du rayon stœchiométrique sont deux résultas ayant une influence sur le décrochage de flamme.
Ces résultats permettent de passer à l'étude d'une flamme de diffusion issue de ce jet modifié par le champ magnétique et de son impact sur le décrochage de flamme.
Il est important de rappeler que l'étude non réactive et l'étude réactive sont en régime stationnaire. Cela implique que toutes les instabilités ne sont pas prises en compte en sachant que celles-ci ont un impact important sur l'écoulement et le mélange et donc sur le décrochage de flamme.

Enfin, on remarque que le cas c0 et c10 sont très similaires. Il est important de noter que dans le dispositif expérimental, l'aimant à un rayon intérieur de 6mm et que sa forme est conique. Ceci influe sur l'écoulement car d'après la figure 3-33 pour z=10mm, à r=6mm l'aimant va gêner la couche de mélange et donc l'écoulement aval ; l'impact du gradient magnétique négatif sera différent que celui étudié ici.

Références bibliographiques

-Au H. & Ko, N. W. M (1987), « Coaxial jets of different mean velocity ratios », J. Sound and Vibr. 116, (2), 427-443
-Chen Y.C and Bilger R.W. (2000) « Stabilization Mechanisms of lifted laminar flames in axisymetric jet flow » Combustion And Flame 123:23-45
-Chen and Rhodi (1980) « Vertical buoyant jets – a review of experimental data,» The Science and Application of Heat and Mass Transfer, Pergamon Press, New York
-Donghee et Munghal (2001) « Direct measurement of entrainment in reacting/non-reacting turbulent jets », Combustion and Flame, 124, 370-386
-Favre Marinet & Camano S. E.B.(2001) « The density field of coaxial jets with large velocity ratio and large density differences », International Journal of Heat and Mass transfer. 44, 1913-1924
-Kon. W. M & Au, H. (1985) « Coaxial jets of different mean velocity ratios », J. Sound and Vibr. 100, (2), 211232
-Kon. W. M & Chan (1979) « The inner region of annular jets », J. Fluid Mech. 93, (3), 549-584
-Kon. W. M. and Kwan A. S. H. (1976) « The initial region of subsonic coaxial jets» J. Fluid Mech. 73:305-332
-Sautet J.C. (1992) «Effets des différences de densité sur le développement scalaire et dynamique des jets turbulents» Thèse de l'université de Rouen France
-Schlichting, H. (1987) « Boundary layer theory (sixth edition) », McGraw-Hill, New-York
-Ricou, F.P & Spalding, D.B (1961) « Measurements of entrainment by axisymetrical turbulent jets », J. Fluid Mech. 11, 21-32
-Villermaux, E., Rehab, H., & Hopfinger E.,(1994) «Breakup regimes and self-sustained pulsations in coaxial jets», Meccanica 29, (4), 393-401.

Chapitre 4 : Influence du champ magnétique sur les flammes décrochées

Introduction

La recherche sur les flammes laminaires non prémélangées a connu un essor important ces dernières années et plus particulièrement la compréhension des mécanismes conduisant à leur stabilisation. Diverses études expérimentales et numériques ont eu pour objet la compréhension des mécanismes de décrochage (liftoff) des flammes. Ces flammes décrochées sont des flammes triples qui présentent une aile riche, une aile pauvre et une queue de diffusion (Figure 4-1).

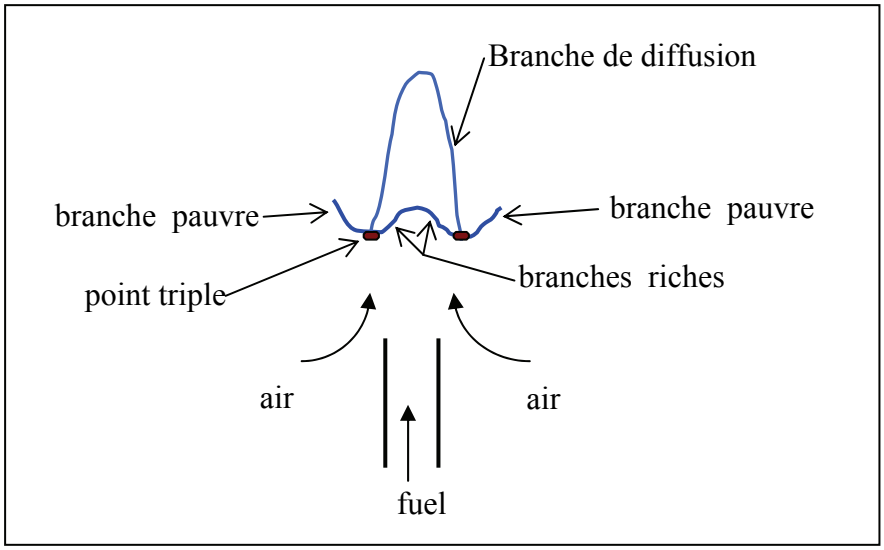


Figure 4-1 : Description d'une flamme triple

Elles ont été observées la première fois par Philips (1965) dans une couche de mélange 2D avec une concentration de méthane stratifié, et par Echekki and Chen (1998) qui ont étudié numériquement la structure et la propagation d'une triple flamme de méthanol/air dans une couche de mélange 2D.

Dans des flammes de jets laminaires de fuel, débouchant dans de l'air ambiant, Savas and Ghollahalli (1986) ont proposé une solution exacte pour le champ de concentration d'un jet rond laminaire et ont montré une interdépendance entre ce champ de concentration et le nombre de Schmidt. De même, ils ont proposé un critère pour la stabilité spatiale du front de flamme ainsi que les conditions de décrochage et de soufflage de flammes laminaires. Chung and Lee, (1991) ont observé et étudié des flammes triples laminaires issues d'un jet simple de carburant. Les études portent sur le propane et le n-butane car les flammes de méthane (et d'éthane) ne décrochent pas en jet simple. Les auteurs montrent aussi que la hauteur de soufflage de flamme est dépendante du diamètre de l'injecteur. Ruetch et al. (1995), Boulanger et al. (2003) ont étudié numériquement l'effet d'un gradient de dégagement de chaleur sur la propagation de la flamme triple. Ruetch et al. (1995), ont montré que le premier effet du dégagement de chaleur est l'augmentation de la vitesse de propagation de la flamme due au changement des lignes de courants au voisinage de la flamme. Lee and Chung (1997),

ont analysé le mécanisme de stabilisation des flammes laminaires non prémélangées à partir de mesures expérimentales. Ils ont montré que pour un nombre de Schmidt Sc<1, les flammes sous la forme d'une flamme triple sont instables. Lee and Chung (2001), ont étudié les caractéristiques de réacrochage et de soufflage de flamme laminaire de propane partiellement prémélangées. Ils ont utilisé le concept de l'origine virtuelle du jet pour capter l'effet d'hystérésis avec des solutions auto similaires. Chen et al. (2005) et Lee and Chung (2006), ont extrapolé les caractéristiques de la hauteur de décrochage pour déterminer le nombre de Schmidt effectif dans des compositions de fuel, principalement pour des fuels ayant un nombre de Schmidt Sc<1, en les mélangeant avec des fuel ayant un nombre de Schmidt Sc>1 (propane/méthane, propane/éthane).
Dans les jets avec co-courant (coflow), Plessing et al. (1998) ont étudié expérimentalement et numériquement la structure et la propagation d'une triple flamme laminaire produite par un jet de CH_4 entouré d'un jet coaxial de fuel dilué CH_4/air, lui-même entouré d'un large jet coaxial (coflow) d'air. Un modèle de combustion avec un mécanisme réactionnel réduit à 13 espèces et 10 équations. Le champ dynamique a été étudié expérimentalement par la technique PIV, le champ de fraction massique par la technique d'imagerie PLIF-OH et la technique Raman 1D, et le champ de température par la technique de diffusion Rayleigh. Les auteurs montrent que la structure de la flamme triple dépend fortement des échanges de chaleur entrent les branches pauvre et riche de la flamme triple, et des pertes thermiques au niveau de la courbure de la flamme proche du point triple.
Lee et al. (2003) ont observé les caractéristiques des flammes laminaires de jet de propane avec un co-courant (coflow) d'air. Ils ont proposé une solution pour le champ de vitesse et de concentration tenant compte des origines virtuelles pour quantifier la hauteur de décrochage. Won et al. (2005) ont recherché expérimentalement et numériquement les mécanismes de stabilisation des bords de flammes décrochées de méthane dilué avec de l'azote, ayant un nombre de Schmidt proche de l'unité, évoluant dans co-courant. Kim et al. (2007) ont examiné les caractéristiques de flammes laminaires décrochées de propane dilué avec de l'azote, évoluant dans un co-courant d'air, avec une température initiale variable.

Etude d'une flamme laminaire de méthane décrochée

A partir des écoulements laminaires, non réactifs, étudiés dans le chapitre 3, nous proposons ici de simuler des flammes de diffusion issues de jets coaxiaux méthane/air. Les caractéristiques des flammes sont obtenues par résolution des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, d'énergie, d'espèces et d'état (décrites chapitre 2). Dans l'équation d'énergie, les pertes dues au rayonnement sont prises en compte ainsi que les émissions de chaleur des réactions chimiques. Apparition et destruction d'espèces chimiques du fait des réactions chimiques sont incluses dans l'équation d'espèce. La force magnétique est ajoutée dans l'équation de quantité de mouvement. Dans ce chapitre, on reprend les configurations spatiales c0 et c10 du champ magnétique : c0 le champ magnétique est centré en sortie du brûleur et c10, le champ magnétique centré à 10 mm au dessus de la sortie de brûleur.
Le jet coaxial issu du brûleur dans la configuration expérimentale est enflammé sur une hauteur de 4 mm et sur un rayon de 6 mm. La température initiale d'inflammation est de 1700 K, ce qui initie la combustion.
Dans un premier temps, nous présentons la démarche que nous avons suivie au niveau numérique et qui nous a permis d'optimiser les conditions dans lesquelles le calcul de la flamme sous champ magnétique est effectué. Les résultats sont ensuite présentés et interprétés pour en dégager l'influence du et / ou des gradients magnétiques sur le comportement de la flamme laminaire décrochée.

Méthode d'évaluation de la longueur et de la hauteur de décrochage de flamme

Pour estimer la longueur et la hauteur de décrochage de flamme, nous avons choisi d'utiliser la fraction de mélange stœchiométrique. La fraction de mélange stœchiométrique pour une réaction méthane/air est de 0,0543. Le calcul de la fraction de mélange se fait de la manière suivante :

$$Z = \frac{2\frac{Y_C}{M_{w,C}} + 0,5\frac{Y_H}{M_{w,H}} + \frac{Y_{O,\infty} - Y_O}{M_{w,O}}}{2\frac{Y_{C,c}}{M_{w,C}} + 0,5\frac{Y_{H,c}}{M_{w,H}} + \frac{Y_{O,\infty}}{M_{w,O}}}$$

Où Y_C, Y_H et Y_O sont les fractions massiques de carbone, hydrogène et oxygène. Les indices c et ∞ sont respectivement dans le carburant et le milieu ambiant. M_w désigne la masse molaire. Au niveau du point triple, le méthane est consommé provoquant ainsi une modification du profil (figure 4-2), puis les nouvelles espèces et réactions chimiques entrent en jeu jusqu'à ce qu'il n'y ait plus assez de réactifs pour permettre une réaction, c'est la fin de la flamme. Ainsi la hauteur de décrochage est définie comme la distance entre la base de la flamme, au niveau du point triple, et la section de sortie du brûleur. Tandis que la longueur de flamme est définie comme la distance entre la position horizontale du point triple et la fin de flamme.

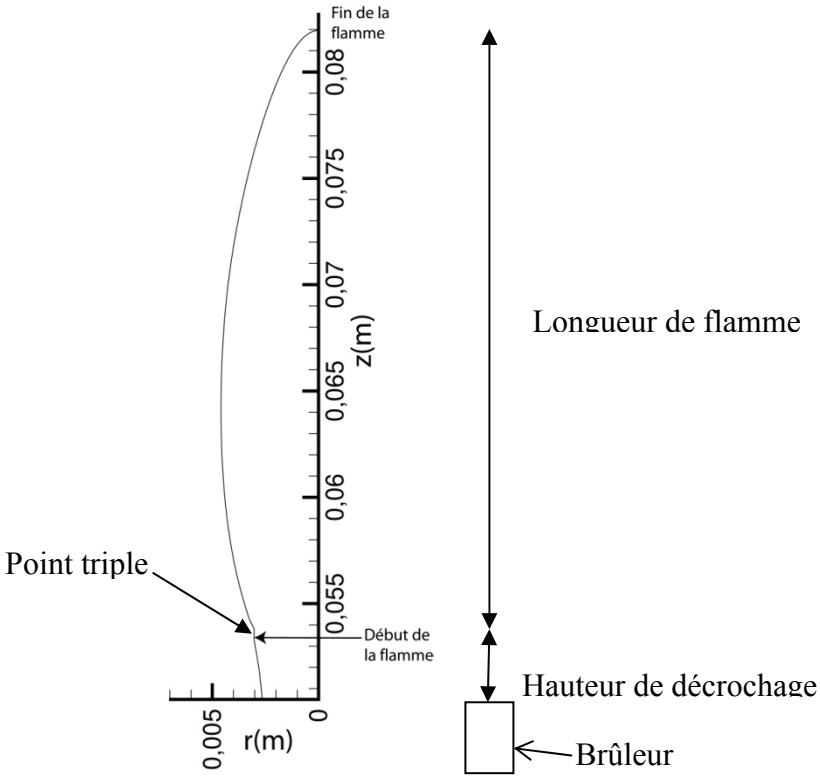


Figure 4-2 : Evaluation de la hauteur de décrochage et de la longueur de flamme suivant la fraction de mélange.

Evolution du maillage

Dans cette étude, nous avons repris le maillage utilisé dans le cas non réactif (voir chapitre 2). Le modèle de combustion est un modèle à une équation globale (voir Annexe B) :

$$CH_4 + 2O_2 \longrightarrow CO_2 + 2H_2O + Q_{réaction}$$

Les conditions d'injection des jets de CH4 et d'air sont données dans les tableaux suivants :

	Diamètre intérieur mm	Débit $m^3.s^{-1}$	Vitesse moyenne initiale m s^{-1}	Densité kg m^{-3}
Jet intérieur Méthane	D_c= 4	4,32 x 10^{-6}	u_c=0,344	ρ_c=0,6517
Jet extérieur air	D_a= 10	5,13 x 10^{-5}	u_a=0,809	ρ_a= 1,172
Air ambiant				ρ_∞=1,172

Tableau T-4-1 : Conditions d'injection

Rapport des diamètres	$r_{Di}= D_a/D_c$	2,5
Rapport des vitesses	$r_v = u_a/u_c$	2,35
Rapport des densités	$r_d= \rho_a/ \rho_c$	1,8
Rapport des quantités de mouvement	$r_M=(\rho_a u_a^2)/(\rho_c u_c^2)$	9,94
Reynolds central	Re_c	78
Reynolds annulaire	Re_a	509

Tableau T-4-2 : Valeurs adimensionnées caractérisant le jet

Les distributions spatiales de température et de vitesse axiale sont représentées sur la figure 4-3. La flamme obtenue est décrochée du brûleur à une hauteur H_L de 22,9 mm ; elle présente une longueur L_f de 41,5mm. La température maximale est de 2236K. Pour les vitesses, on observe une chute pour les gaz non brûlés à l'approche du front de flamme, puis une hausse dans les gaz brûlés à la traversée du front de flamme. La valeur expérimentale de la hauteur de décrochage dans les conditions d'injection est de 35 mm. Numériquement, nous obtenons une hauteur de décrochage inférieure à celle mesurée expérimentalement. D'autres flammes ont été calculées dans des conditions de débits différents. Les résultats des hauteurs de décrochage en fonction des conditions d'injection sont donnés dans le tableau T-4-3 avec les données expérimentales correspondantes. On constate que le modèle numérique simule une hauteur de décrochage toujours inférieure à celle issue de l'expérience. De plus, l'écart devient très important à débits d'air élevé.

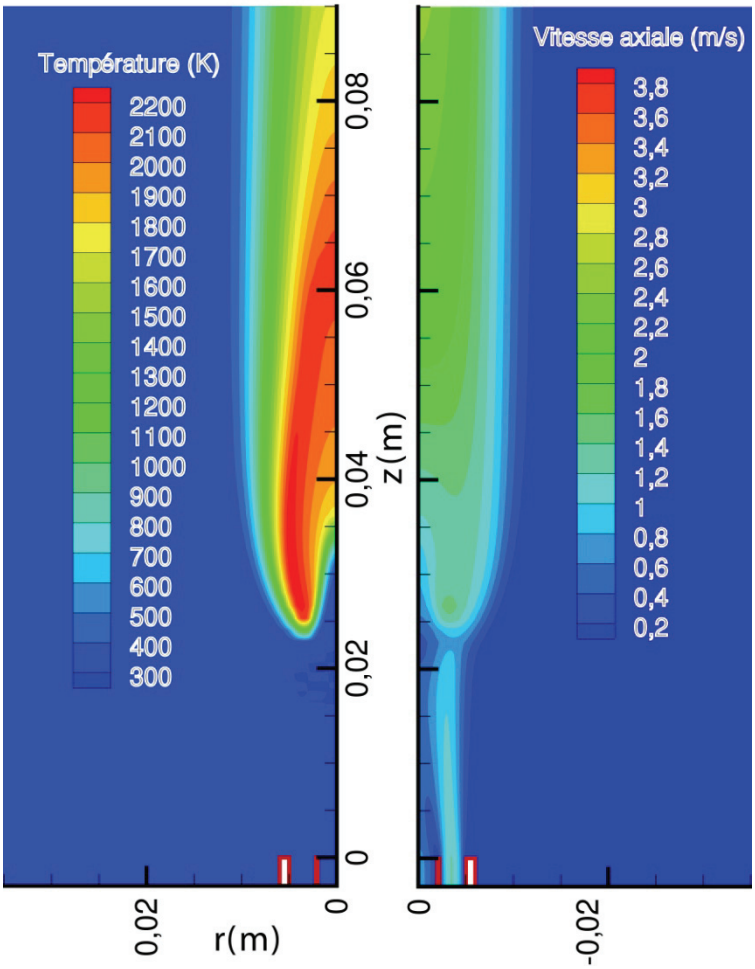


Figure 4-3 : Distribution spatiale de la température et de la vitesse axiale

Débit de méthane m^3/s	$7,76 \times 10^{-6}$	$4,32 \times 10^{-6}$	$7,76 \times 10^{-6}$	$7,76 \times 10^{-6}$
Débit d'air m^3/s	0	$5,13 \times 10^{-5}$	$5,13 \times 10^{-5}$	$6,66 \times 10^{-5}$
H_L Expérimental mm	0	35	35,1	94,25
H_L Numérique mm	0	22,9	21,7	34,7

Tableau T-4-3 : Evolution de la hauteur de décrochage pour différents débits.

L'obtention de hauteurs de décrochage numériques fortement différentes de celles obtenues expérimentalement a conduit à mettre en cause l'utilisation d'un modèle chimique simplifié. En effet, si l'on introduit dans le calcul un modèle de combustion du méthane comportant un plus grand nombre de réactions chimiques, le dégagement de la chaleur de réaction sera modifié et la présence d'espèces intermédiaires permettra de prédire un comportement et une structure de flamme plus proche de la réalité. De plus il serait intéressant de connaître l'impact du champ magnétique sur la distribution des espèces intermédiaires comme le CO et OH.

Nous avons donc adopté un autre modèle plus détaillé, le modèle de Smooke (1994). C'est un mécanisme réactionnel à 26 réactions et 16 espèces chimiques (voir détail en Annexe B). A partir des jets dont les caractéristiques sont données dans les tableaux T-4-1 et T-4-2, une flamme a été simulée. Les résultats en température et vitesse axiale sont présentés figure 4-4. La flamme est liftée et se stabilise à une hauteur de 19,7 mm avec une longueur de 37,4 mm. La température maximale est de 2234 K. L'utilisation du modèle chimique détaillé apporte

des modifications de la répartition de la température : le corps de flamme est plus chaud. La longueur de la flamme est réduite. La répartition de la vitesse axiale est aussi modifiée : impact du front de flamme sur la vitesse locale au niveau du point triple.
Avec un débit de méthane de 7,76 x 10^{-6} m^3/s et un débit d'air de 6,66 x 10^{-5} m^3/s, les résultats donnent une hauteur de décrochage de 20 mm à comparer avec 94 mm obtenus expérimentalement. Ces résultats montrent que la hauteur de décrochage est mal simulée.

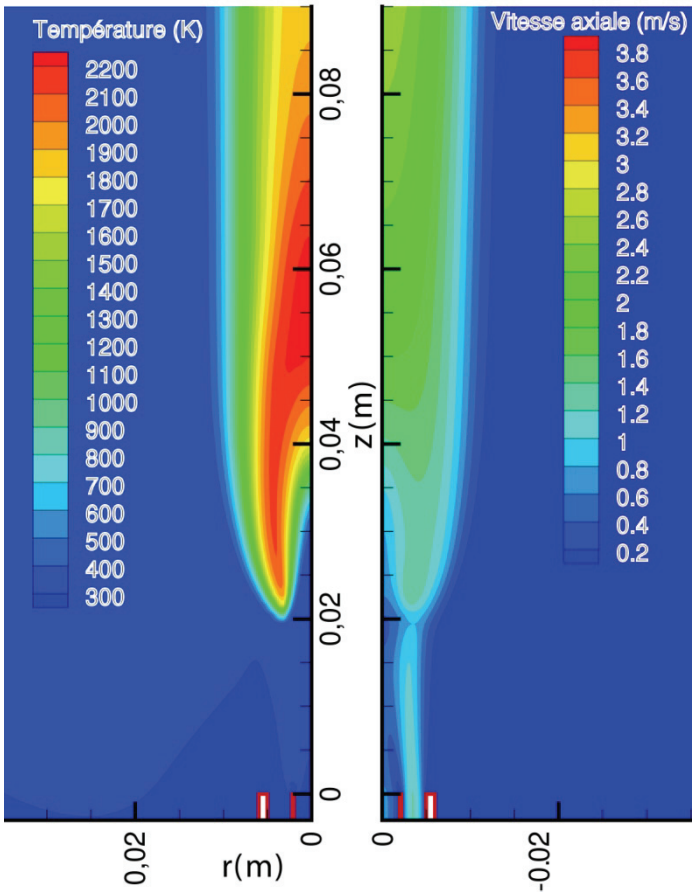


Figure 4-4 : Distribution spatiale de la température et de la vitesse axiale avec une combustion du méthane simulée avec le modèle de Smooke.

Pour optimiser le calcul et en particulier pour affiner les résultats au niveau de la position de la flamme décrochée, nous avons choisi de tester l'influence d'une modification du maillage. On peut visualiser les tailles des mailles sur le contour de température sur la figure 4-5.
Sur l'espace compris entre 0<z<250 mm et 0<r<6 mm, nous utilisons une grille de mailles carrées d'arrête constante de 0,2 mm (figure 4-6). Au-delà, le maillage devient non-uniforme (maillage évolutif). En raison du grand nombre de mailles suivant z, un procédé consistant à regrouper 5 mailles en une seule a été utilisé (voir figure 4-6) afin de diminuer le temps de calcul. Ce procédé a été utilisé 2 fois afin de diviser par 25 le nombre de mailles présentes. Au final le premier maillage de 16872 mailles est modifié pour obtenir un nouveau maillage contenant 74516 mailles.

Une flamme est à nouveau calculée dans les conditions données tableaux T-4-1 et T-4-2. La chimie est régie par le modèle de Smooke. La hauteur de décrochage obtenue est de 53,42 mm et la longueur de flamme est de 28,54 mm. Température et vitesse axiale sont représentées sur la figure 4-7. Sur la figure 4-5 les iso-contours de température et les mailles sont représentés. La température maximale est de 2108 K. Des instabilités numériques apparaissent à partir de z=250mm, ce qui correspond à l'endroit où le maillage devient non

uniforme suivant z et où intervient la transformation de 5 mailles en une seule (figure 4-8). Pour remédier à ce problème nous avons supprimé le procédé qui consiste à transformer 5 mailles en une seule et rectifié le taux d'évolution des mailles suivant z. Il s'ensuit un très grand nombre de mailles sur lesquelles le solver doit résoudre l'ensemble des équations. Pour diminuer le temps de calcul, la longueur du domaine suivant z a été réduite de 750 mm à 450 mm ce qui réduit la plage de calcul des gaz brulés. Enfin nous n'avons conservé des mailles carrées que sur une longueur z=150 mm. Au-delà, le maillage devient évolutif (voir figure 4-9). Cela porte le nombre de mailles à 118650 pour ce nouveau maillage.

Les résultats obtenus montrent une flamme décrochée à une hauteur de 53,41 mm et ayant une longueur de 28,54 mm. La flamme ainsi simulée est identique à la précédente (figure 4-10) et les instabilités initialement présentes au niveau des gaz brûlés à la hauteur de 250 mm ont disparu.

Pour terminer, la figure 4-11 regroupe les hauteurs de décrochages calculées à partir de simulation numérique sans et avec champ magnétique (cas c0 30T²/m). Les valeurs montrent que la hauteur de décrochage évolue avec le débit d'air mais peu avec le débit de méthane. L'application du champ magnétique permet de réduire dans tous les cas la hauteur de décrochage. Ces observations montrent que les résultats numériques suivent une évolution similaire au cas expérimental.

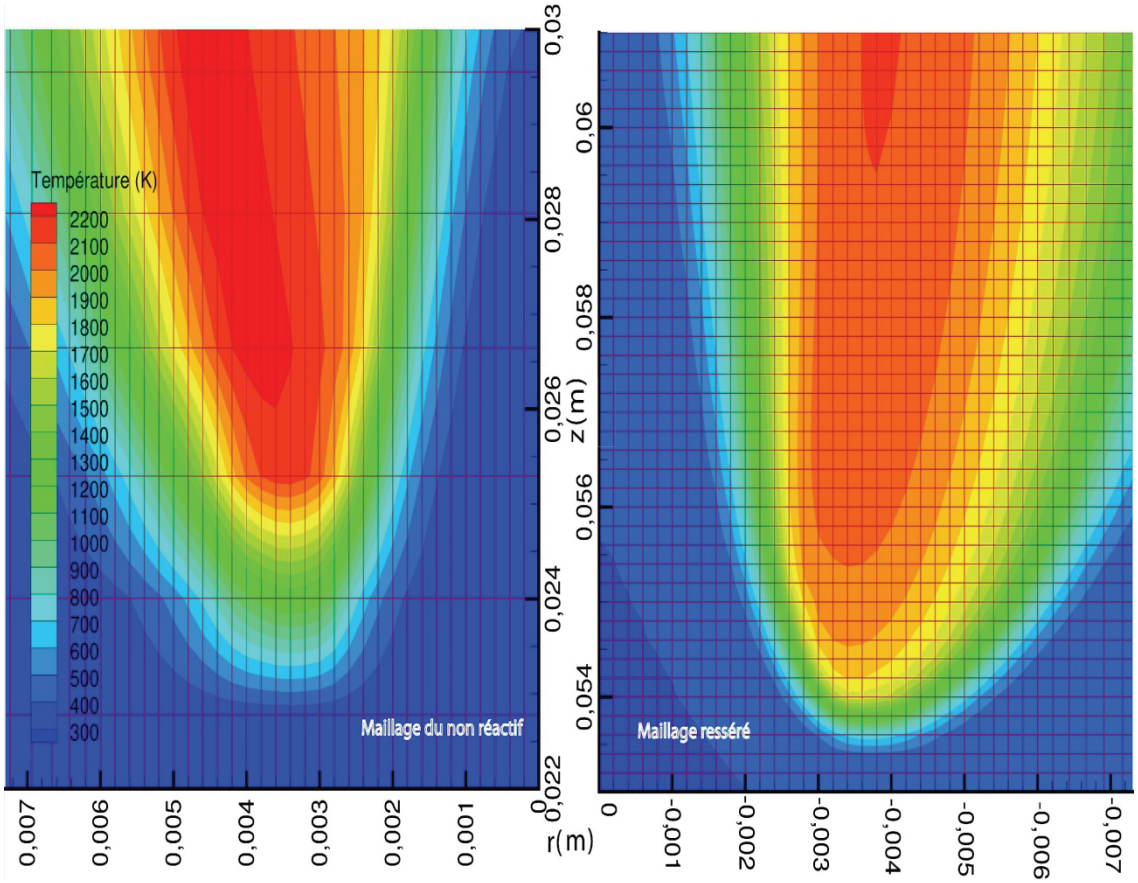


Figure 4-5 : Contour de température et maillage

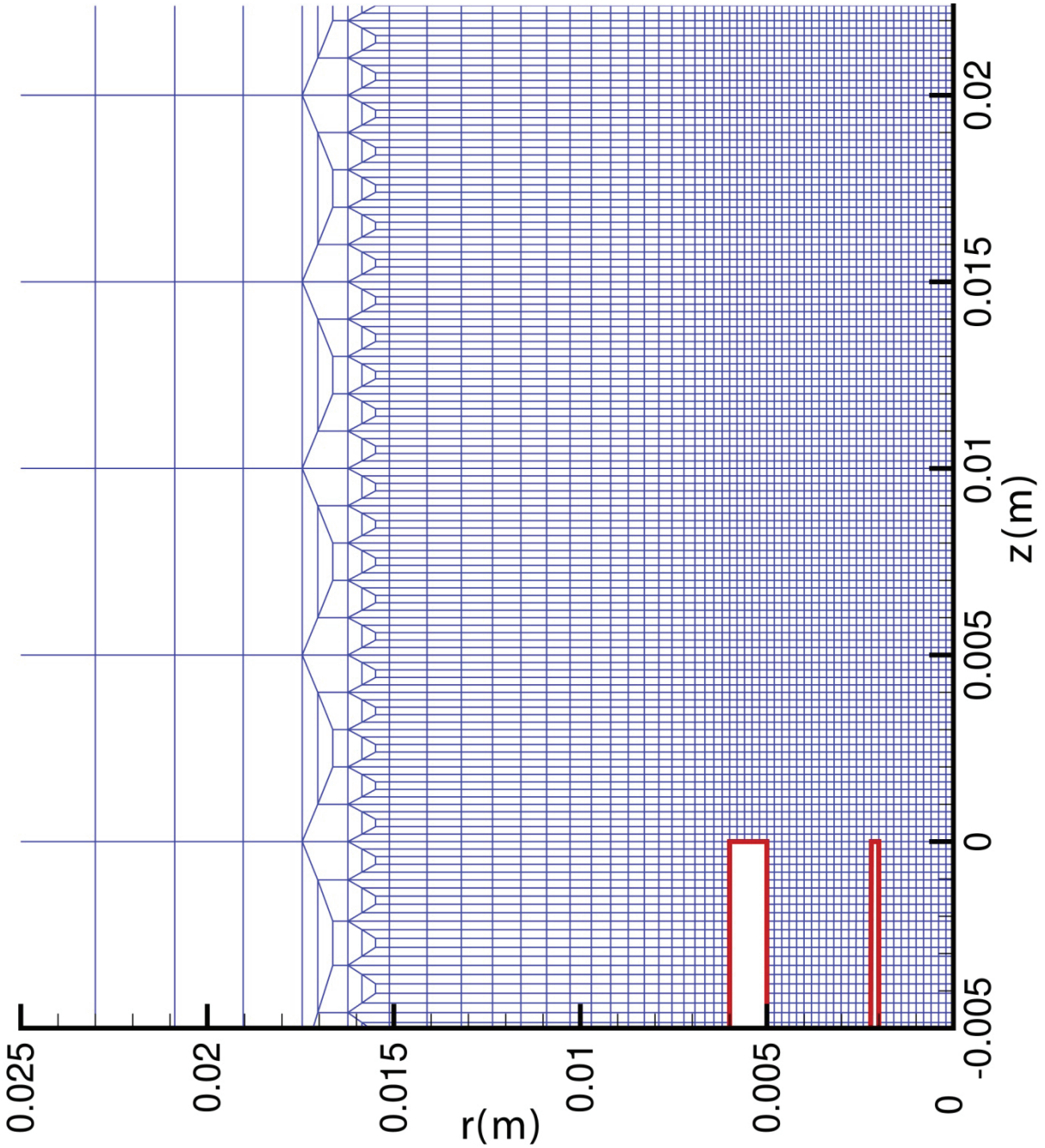


Figure 4-6 : Maillage en sortie de brûleur.

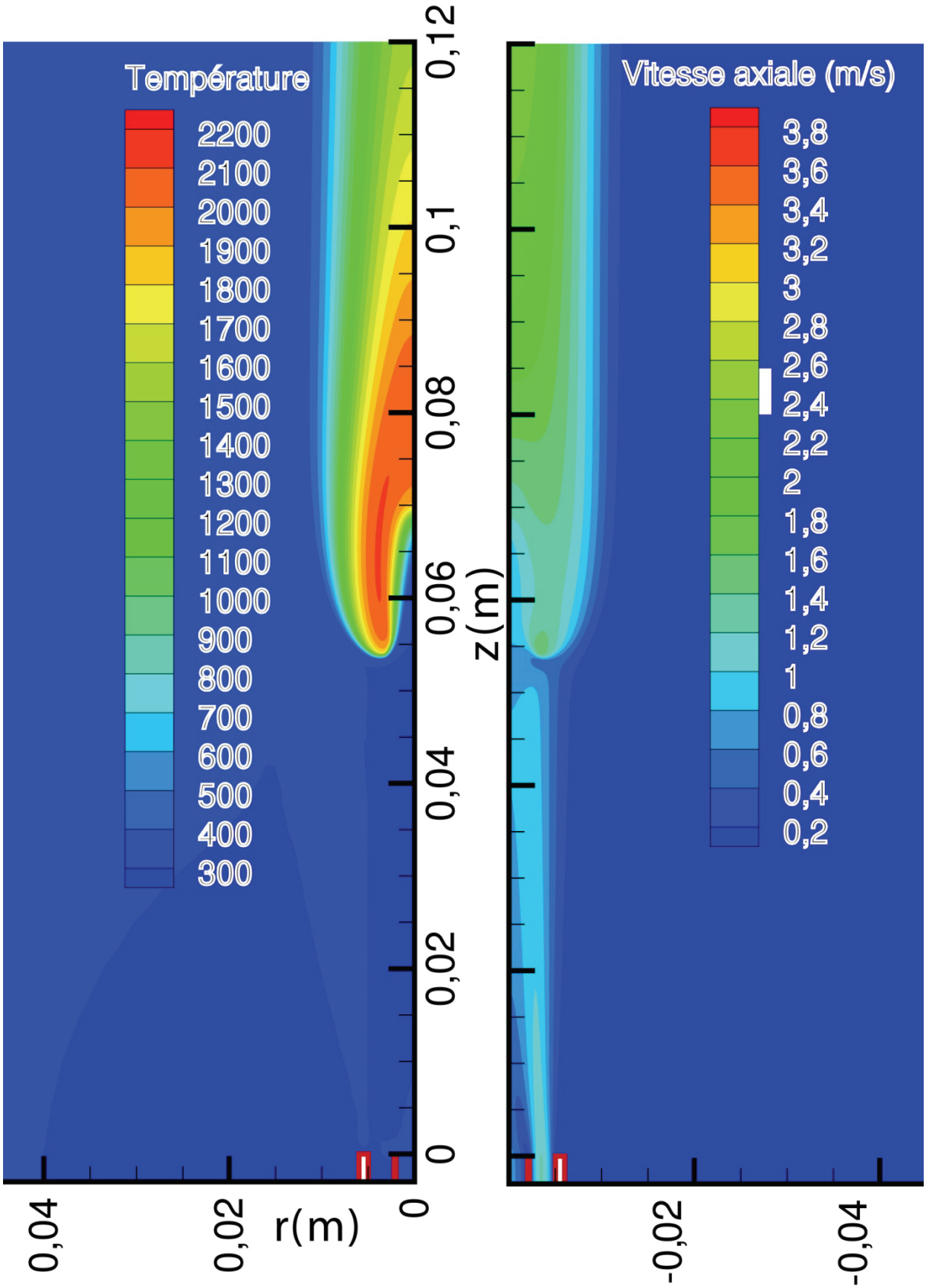


Figure 4-7 : Distribution spatiale de la température et de la vitesse axiale avec une combustion du méthane simulée avec le modèle de Smooke et le maillage de la figure 4-6.

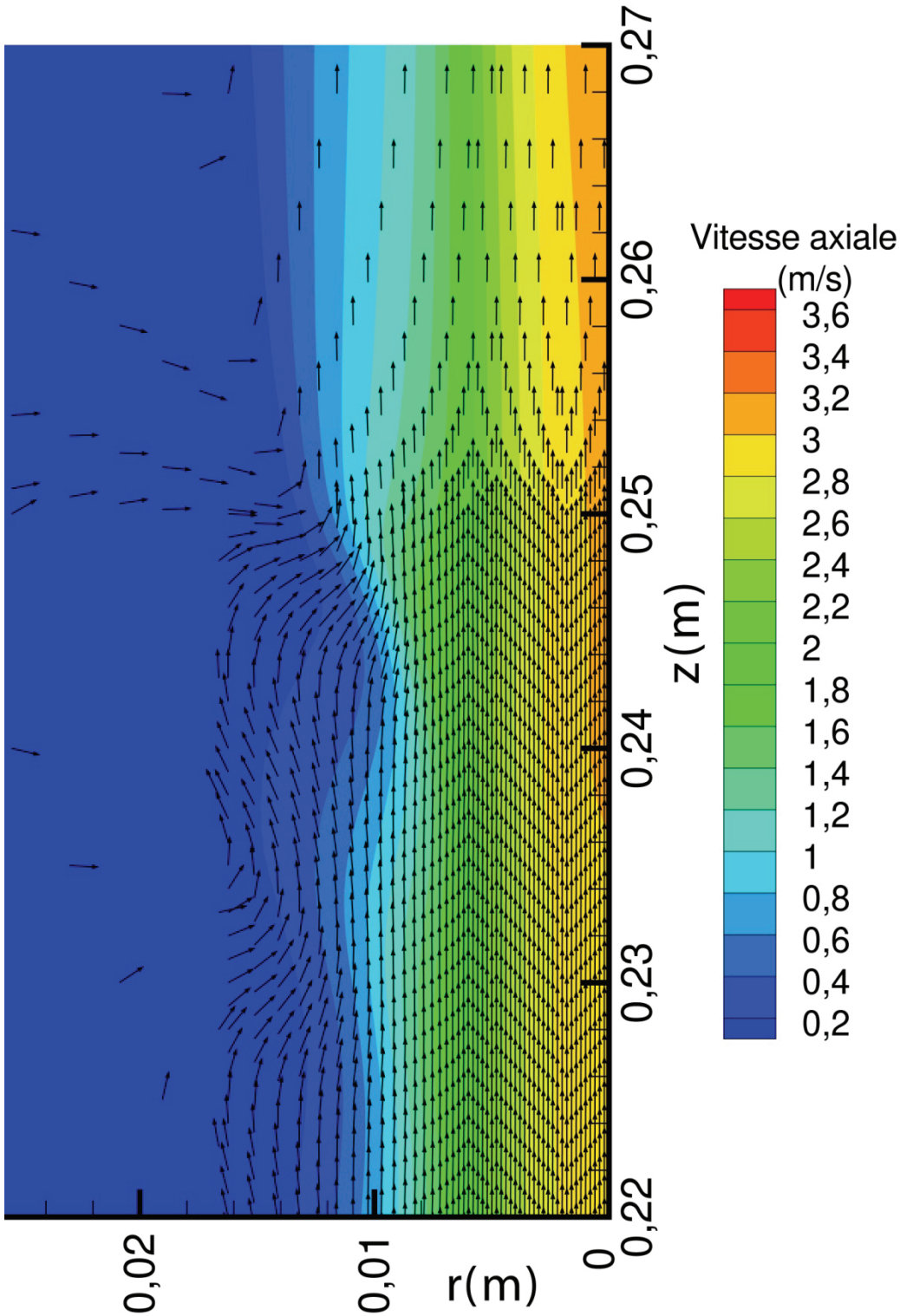


Figure 4-8 : Instabilités dynamiques.

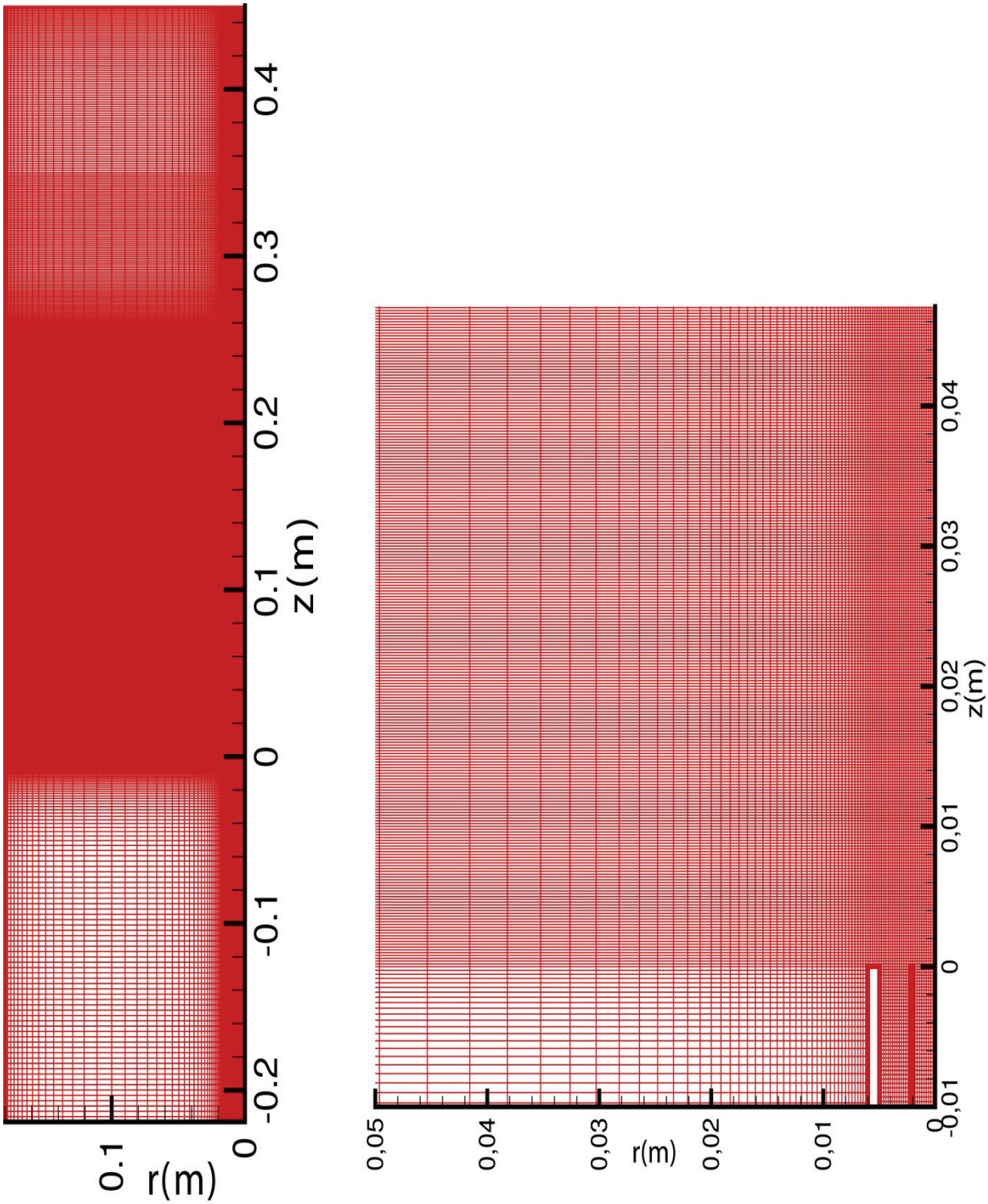


Figure 4-9 : Maillage final du domaine de calcul.

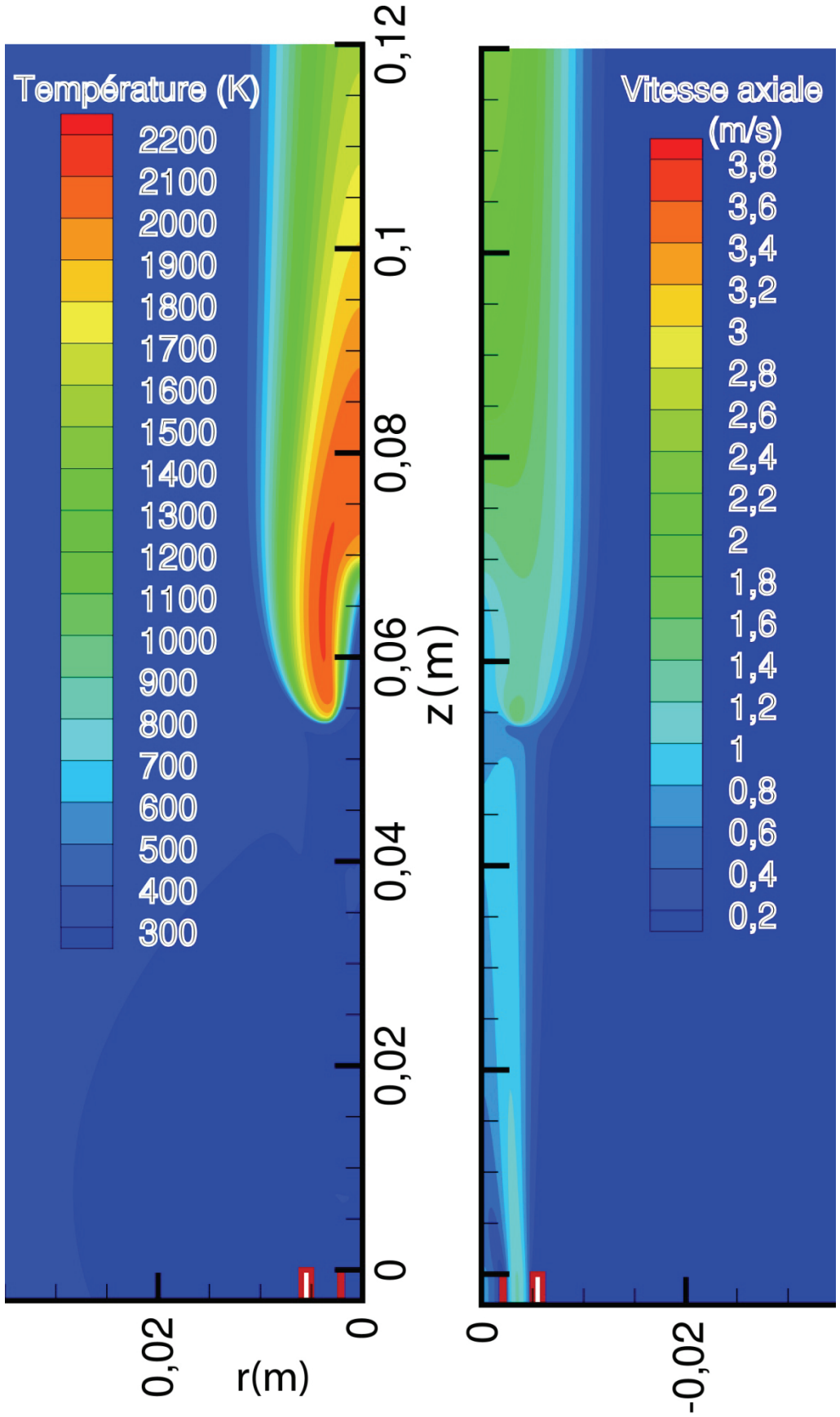


Figure 4-10 : Distribution spatiale de la température et de la vitesse axiale avec une combustion du méthane simulée avec le modèle de Smooke et le maillage de la figure 4-9

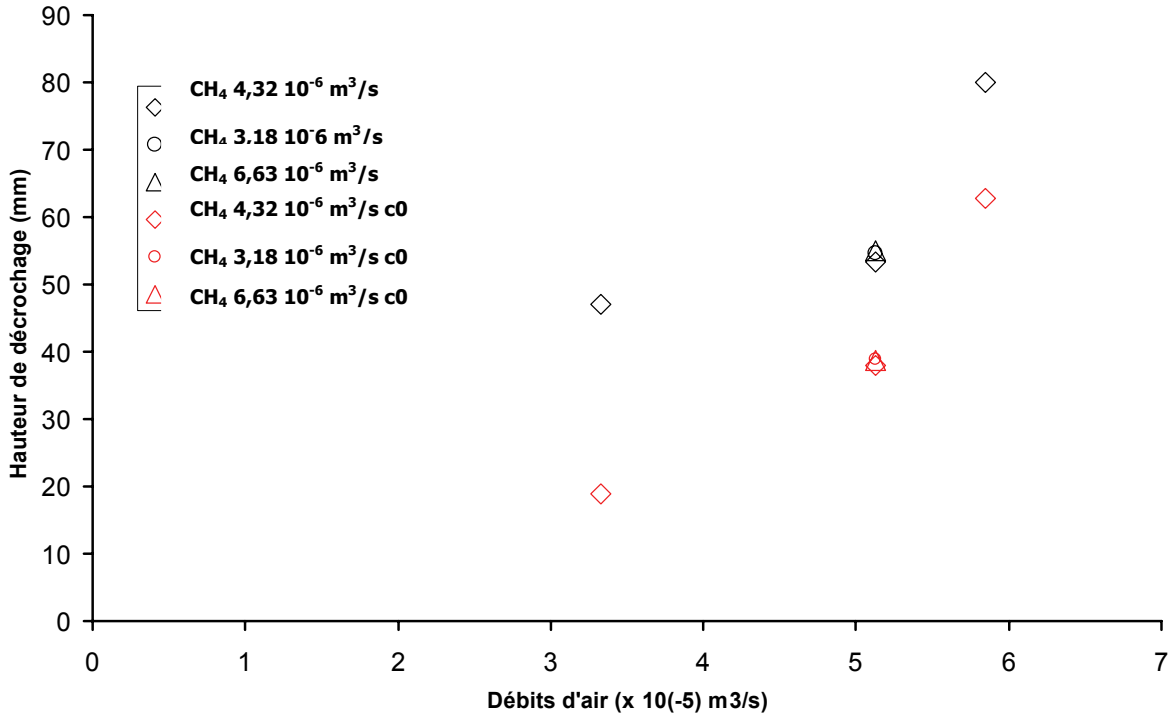


Figure 4-11 : Evolution de la hauteur de décrochage avec et sans champ magnétique

Comparaison entre une flamme sans champ magnétique et le cas c0

A partir du domaine de calcul validé plus haut pour le calcul de la flamme sans champ magnétique, nous avons entrepris le calcul de la flamme avec champ magnétique

La configuration du champ magnétique est c0 : le centre de l'aimant est en z=0m donc en sortie de brûleur. Deux intensités d'induction magnétique ont été utilisées permettant de travailler avec une force magnétique dont le terme magnétique $\nabla\left(B^2\right)$ sera égal à 4,76T²/m (cas expérimental) et 30T²/m. Nous présentons que le cas c0 30T²/m afin avoir une meilleure quantification de l'effet magnétique.

Les conditions d'injection des jets coaxiaux sont précisées dans les tableaux T-4-4 et T-4-5.

	Diamètre intérieur mm	Débit $m^3.s^{-1}$	Vitesse moyenne initiale $m\ s^{-1}$	Densité $kg\ m^{-3}$
Jet intérieur Méthane	D_c= 4	4,32 x 10^{-6}	u_c=0,344	ρ_c=0,6517
Jet extérieur air	D_a= 10	5,13 x 10^{-5}	u_a=0,809	ρ_a= 1,172
Air ambiant				ρ_∞=1,172

Tableau T-4-4 : Conditions d'injection

Rapport des diamètres	$r_{Di}= D_a/D_c$	2,5
Rapport des vitesses	$r_v =u_a/u_c$	2,35
Rapport des densités	$r_d= \rho_a/ \rho_c$	1,8
Rapport des quantités de mouvement	$r_M=(\rho_a u_a^2)/(\rho_c u_c^2)$	9,94
Reynolds central	Re_c	78
Reynolds annulaire	Re_a	509

Tableau T-4-5 : Valeurs adimensionnées caractérisant le jet

Nous comparons ci-après les caractéristiques des deux flammes ainsi obtenues: la flamme sans champ magnétique et la flamme en présence du champ magnétique.

Evolution de la hauteur de décrochage

Les hauteurs de décrochage, les longueurs de flamme et les températures maximales sont indiquées dans le tableau T-4-6. Les figures 4-12 et 4-13 comparent vitesse axiale et température. Sur ces figures nous avons indiqué la position de la ligne stœchiométrique. Une première constatation est que le champ magnétique réduit la hauteur de décrochage et augmente la longueur de flamme. Le tableau T-4-6, résume ces différentes grandeurs.

	Sans champ	c0 4,76T²/m	c0 30T²/m
H_L (mm)	53,41	49,81	38,01
L_f (mm)	28,54	29,74	33,79
Tmax (K)	2109	2109	2106

Tableau T-4-6 : Hauteur de décrochage, longueur de flamme et température maximale

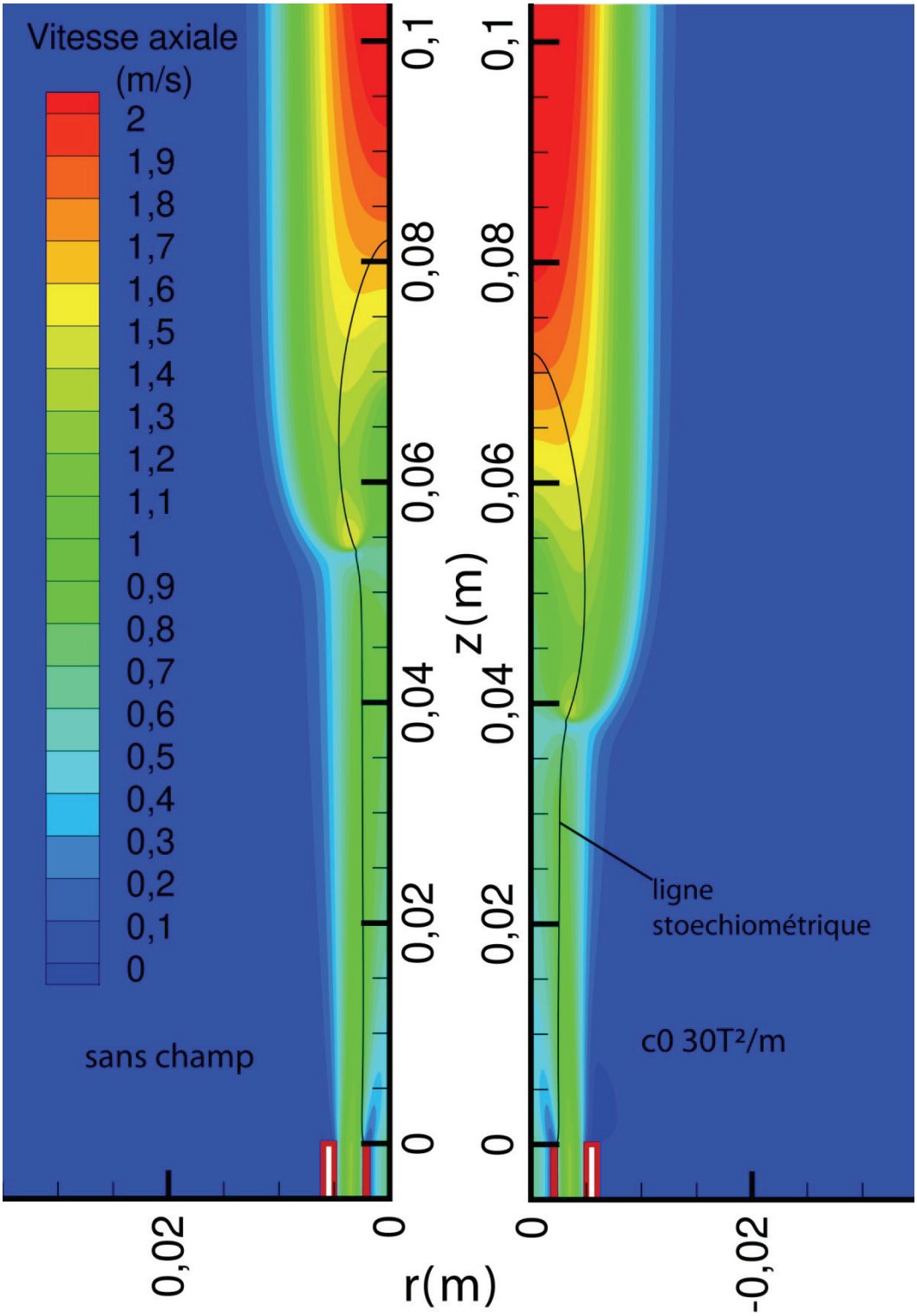


Figure 4-12 : Distribution spatiale de la vitesse axiale avec et sans champ magnétique.

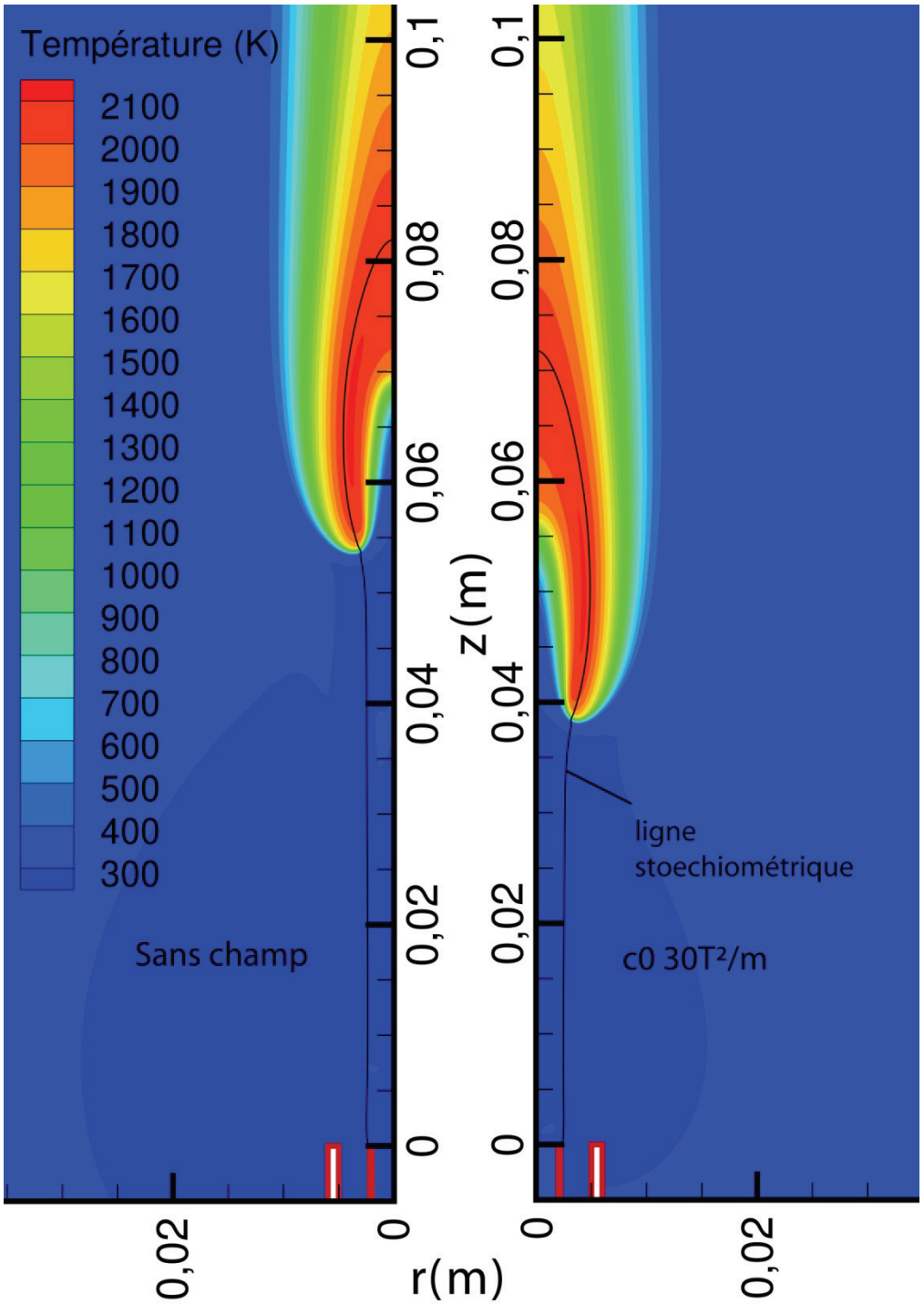


Figure 4-13 : Distribution spatiale de la température avec et sans champ magnétique

Au chapitre précédent nous avons montré que le champ magnétique avait un impact sur la vitesse et le rayon stœchiométrique. Chung and Lee (1991) ainsi que Chung (2007) ont travaillé sur l'estimation de la hauteur de décrochage d'une flamme triple, laminaire, de diffusion issue d'un jet simple. A partir de la théorie des jets (rappelée dans le chapitre 3), les auteurs ont estimé la hauteur de décrochage de la flamme. Elle se stabilise à l'endroit où la fraction massique de carburant est égale à la fraction massique stœchiométrique et avec une vitesse est égale à la vitesse de propagation de flamme stœchiométrique.

$$\frac{H_L}{D^2} Y_{carburant,c}^{\frac{1}{Sc-1}} = Cste * u_c^{\frac{2Sc-1}{Sc-1}} \qquad \text{E-4-1}$$

Sc est le nombre de Schmidt, $Y_{carburant,c}$, u_c sont respectivement la fraction massique de carburant et la vitesse moyenne en sortie de jet. La constante est spécifique à chaque carburant. Ainsi la hauteur de décrochage est fonction de la fraction massique et de la vitesse du jet. Cette formule montre aussi que le décrochage augmente pour tout carburant dont le nombre de Schmidt est supérieur à 1 ou inférieur à 0,5. Des carburants dont le nombre de Schmidt est compris entre 0,5 et 1 comme le méthane (Sc=0,716) ou l'éthane (Sc=1,06) en jet simple n'obéissent pas à cette formule : la flamme ne décroche pas du brûleur.
Les travaux de Lee et al (2003) et Chung (2007) portent sur l'estimation de la hauteur de décrochage dans la situation où le jet de carburant est en présence d'un co-courant. Les auteurs proposent une formule pour calculer la hauteur de décrochage en fonction de la vitesse maximale du jet de carburant et de la vitesse moyenne du co-courant. Cette estimation du décrochage n'est valide que si la vitesse moyenne du co-courant est très faible comparée à la vitesse du jet central de carburant.
Dans notre configuration, vitesse et fraction massique en sortie de jet sont identiques dans les deux cas avec et sans champ magnétique. De plus nous n'avons pas un co-courant mais un jet coaxial dont la vitesse peut être très élevée comparée à la vitesse du jet central. Nous ne pouvons donc pas utiliser la formule qui estime la hauteur de décrochage en fonction du co-courant. Cependant le jet coaxial d'air permet le décrochage de la flamme. C'est pourquoi nous avons choisi dans une première approximation d'utiliser la formule destinée aux jets simples. Vitesse et fraction massique en sortie de jet sont identiques avec et sans champ. Pour prendre en compte l'influence de la force magnétique sur la hauteur de décrochage,nous avons utilisé les valeurs de la vitesse et de la fraction massique sur l'axe de symétrie et à la hauteur où le gradient magnétique négatif est maximum (voir figure 4-14). Ainsi la comparaison des hauteurs de décrochage à partir de l'équation E-4-1 se fera de la manière suivante :

$$\frac{H_L}{H_L^*} = \left(\frac{u}{u^*}\right)^{\frac{2Sc-1}{Sc-1}} \left(\frac{Y_{CH_4}^*}{Y_{CH_4}}\right)^{\frac{1}{Sc-1}}$$

Où l'exposant * désigne les valeurs prises lorsque le champ magnétique est appliqué.
Dans le cas c0, les valeurs d'Y_{CH4} et de u sont prises à (z= 4,8mm et r=0). Les valeurs mesurées sont u=0,465, u^*=0,484, Y_{CH4}=0,959, Y_{CH4}^*=0,960. Ainsi le rapport des hauteurs de décrochages ainsi déduites a une valeur de 1,06, confirmant la chute de la hauteur de décrochage en présence du champ magnétique. Le rapport calculé à partir des hauteurs de décrochage obtenues numériquement est de 1,41.

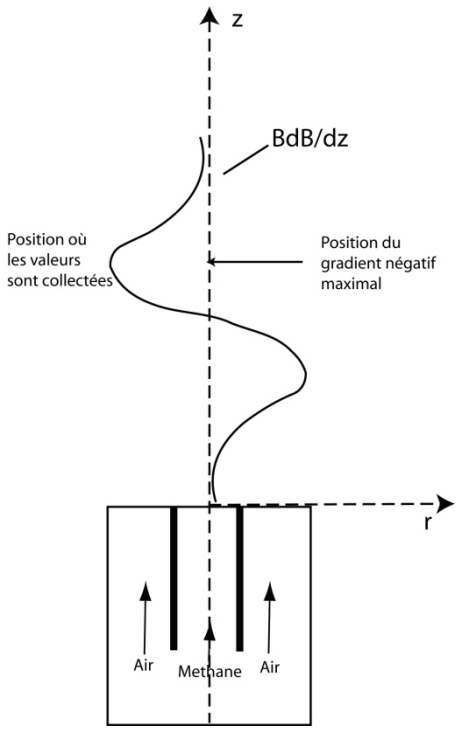


Figure 4-14 : Position de la collecte des données

Comme la hauteur du décrochage de la flamme est réduite dans le cas avec champ magnétique par rapport au cas sans champ, on peut en conclure que la vitesse de propagation de la flamme a augmenté dans le cas avec champ magnétique. Or d'après Ko and Chung (1999), la vitesse de propagation de la flamme augmente quand le gradient de fraction de concentration décroît. Kim et al. (2005) ont montré dans le cas du méthane et du propane qu'il existe une limite critique pour ce gradient de concentration de fuel. En effet, si le gradient de concentration est supérieur au gradient de concentration critique, la hauteur de flamme croit avec le gradient de concentration. Par contre, si le gradient de concentration est inférieur au gradient de concentration critique, la hauteur de flamme décroît avec le gradient de concentration. Ils ont aussi prouvé que le gradient de concentration critique dépend de la vitesse moyenne initiale du jet.

Nous avons donc déterminé l'évolution du gradient de concentration à partir des résultats de la fraction massique de CH_4, obtenus dans le cas de l'écoulement non réactif (chapitre 3) pour le cas sans et avec champ magnétique. Sur les figures 4-15 et 4-16 nous avons tracé l'évolution du gradient de la fraction massique de CH_4 respectivement, suivant l'axe z et suivant le rayon pour une hauteur z=20 mm. A partir de la figure 3-30 du chapitre 3, on détermine, pour z=20 mm, le rayon pour lequel nous avons la valeur stœchiométrique de la fraction de mélange. Nous notons r=2,4 mm pour le cas sans champ et r=2,55 mm pour le cas avec champ c0 30 T^2/m. Sur la figure 4-15 on voit qu'à r=2,4 mm le gradient de concentration dans le cas sans champ est supérieur au gradient de concentration pour r=2,55 mm dans le cas avec champ. Comme le gradient de fraction massique décroît entre le cas sans champ et le cas avec champ, la vitesse de propagation de la flamme croit entre le cas sans champ et le cas avec champ conduisant ainsi à une réduction de la hauteur de décrochage.

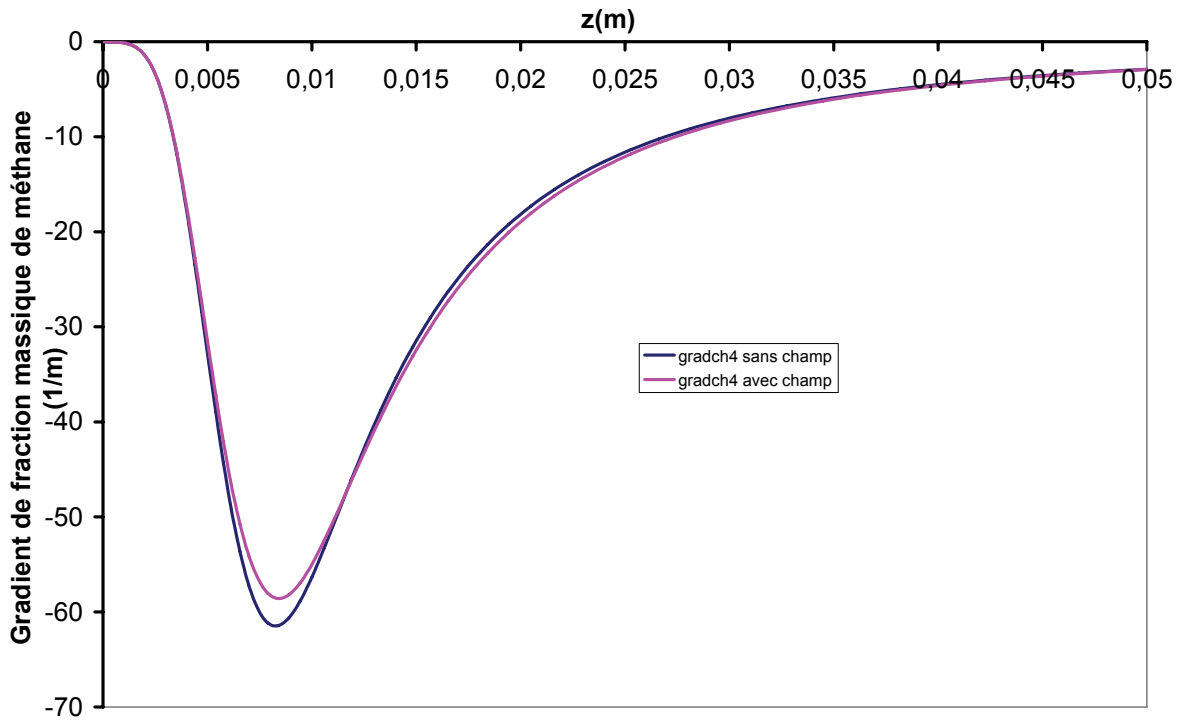


Figure 4-15 : Evolution du gradient de fraction massique de méthane sur l'axe de symétrie

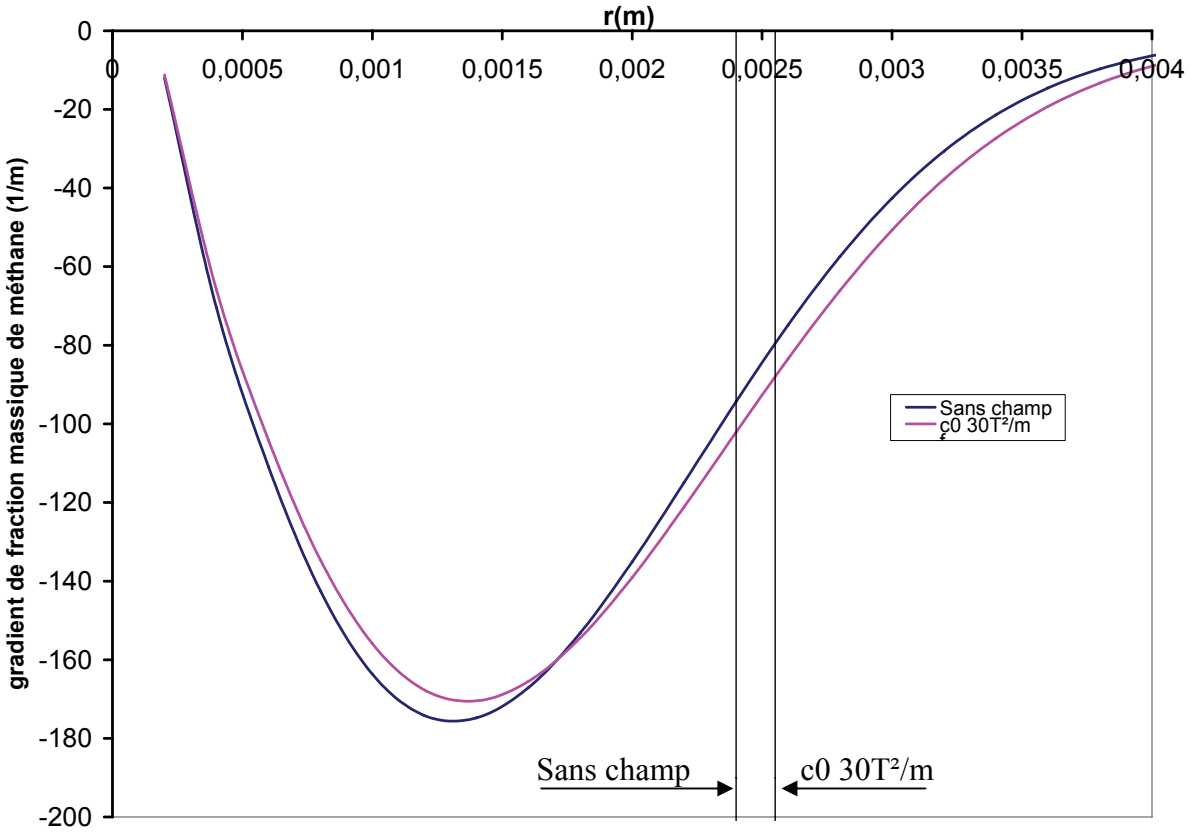


Figure 4-16 : Evolution du gradient de fraction massique de méthane pour z=20mm

Impact du champ magnétique sur la structure de flamme

Nous avons montré précédemment (chapitre 3) que le champ magnétique influe sur la vitesse et la fraction massique de méthane. Ces modifications sur les jets coaxiaux entraînent une diminution de la hauteur de décrochage (paragraphe précédent). Le jet amont étant modifié, la structure de la flamme subira des changements.

La figure 4-17 présente l'évolution du champ de température des flammes dans le cas sans champ et avec champ c0 30 T²/m. Il faut souligner que l'axe z a été décalé de la hauteur de décrochage pour permettre une meilleure comparaison. Tandis que la figure 4-18 présente l'évolution axiale de la température pour les cas le cas sans champ et avec champ, c0 4,76 T²/m et c0 30 T²/m. On constate que les températures maximales sur l'axe sont identiques (2090 K pour le cas sans champ et 2075 K pour le cas avec champ) mais leur position est différente : z=0,0804 m pour le cas sans champ, z=0,0776 m pour le cas c0 4,76 T²/m et z=0,0683 m pour c0 30 T²/m.

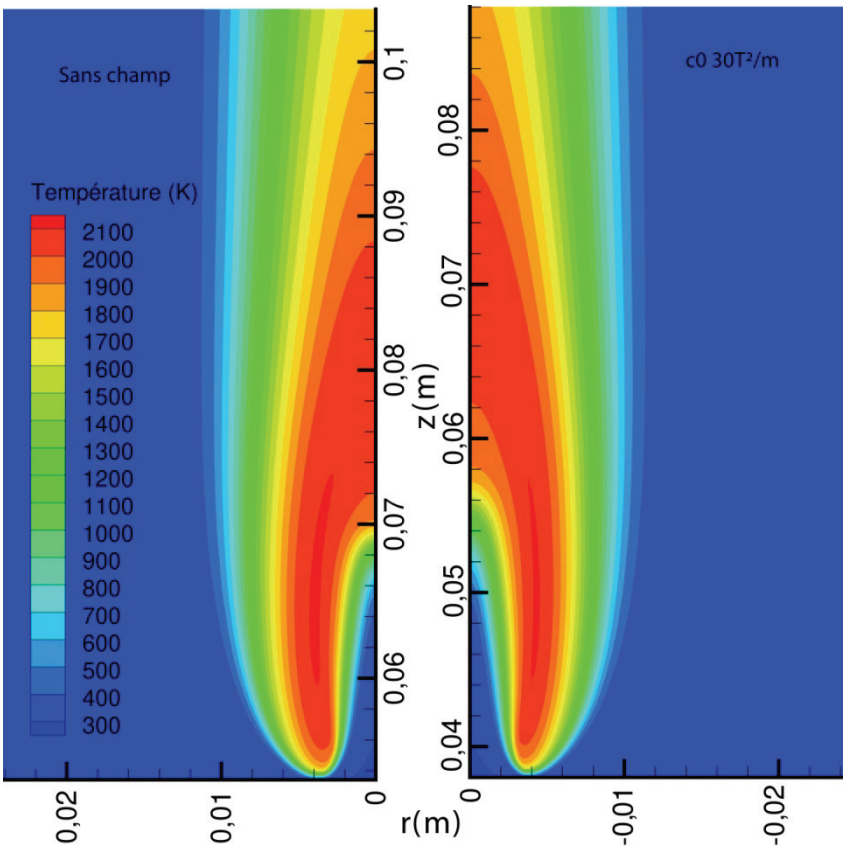


Figure 4-17 : Distribution spatiale de la température entre le cas sans champ et c0 30T²/m

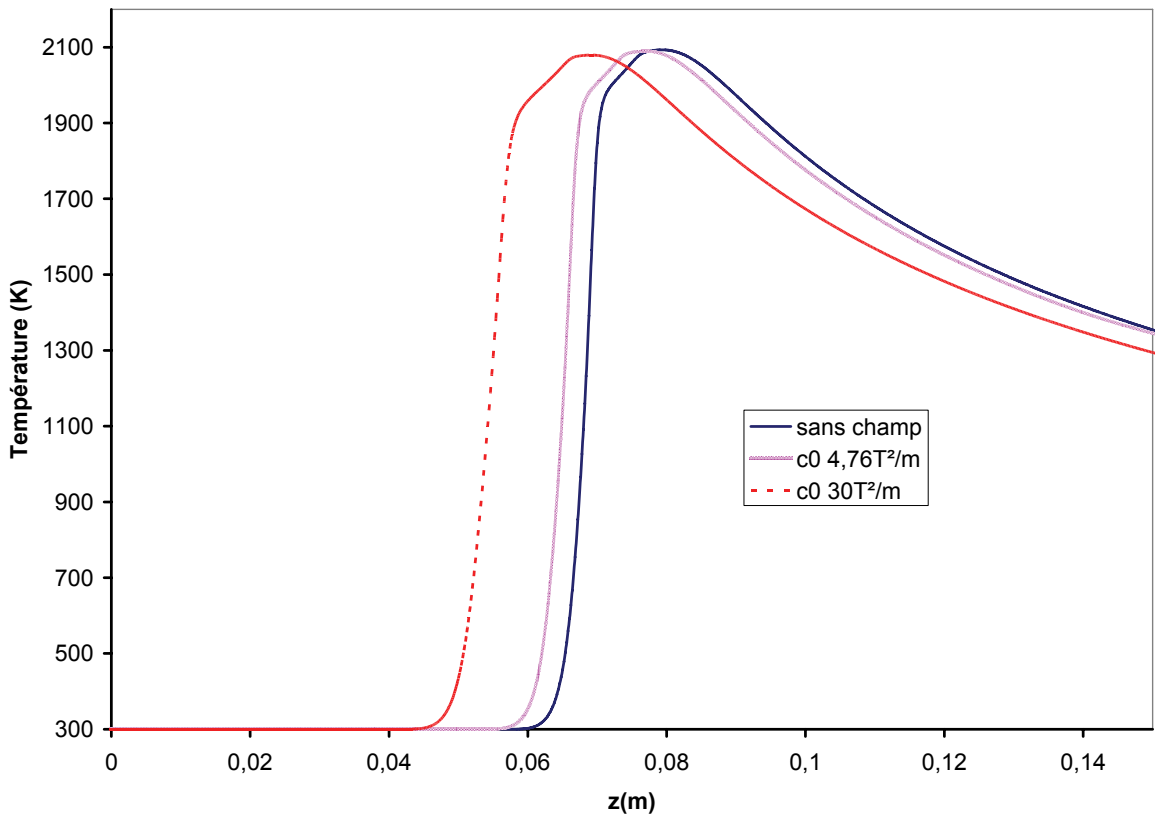


Figure 4-18 : Comparaison axiale de la température

Concernant les longueurs de flammes, on constate que la flamme sous champ magnétique c0 30 T²/m présente une longueur visible de flamme et une longueur des branches riches supérieures à celles du cas sans champ. Le rapport entre ces dimensions respectivement est de 1,35. Cette augmentation de la longueur visible de la flamme et des branches riches est à corréler avec les évolutions des champs de fraction massique de CH_4 et d'O_2 respectivement sur les figures 4-19 et 4-20. En effet, comme la hauteur de décrochage a été diminuée sous l'action du champ magnétique, la flamme sous champ magnétique se stabilise à une hauteur où le mélange central contient plus de méthane que dans le cas sans champ. A l'inverse, la fraction massique d'oxygène, O_2, se trouve en proportion réduite par rapport au cas sans champ. Cette fraction massique d'O_2 moins importante dans le cas avec champ conduit à une longueur de flamme supérieure à celle observée dans le cas sans champ (Stephen R. Turns, 1996). Concernant l'évolution sur l'axe de la fraction massique de CH_4 et de O_2, on constate sur la figure 4-21 que ces deux grandeurs décroissent rapidement dans la zone de préchauffage située dans la région comprise entre z=0,05 et z=0,06 m.

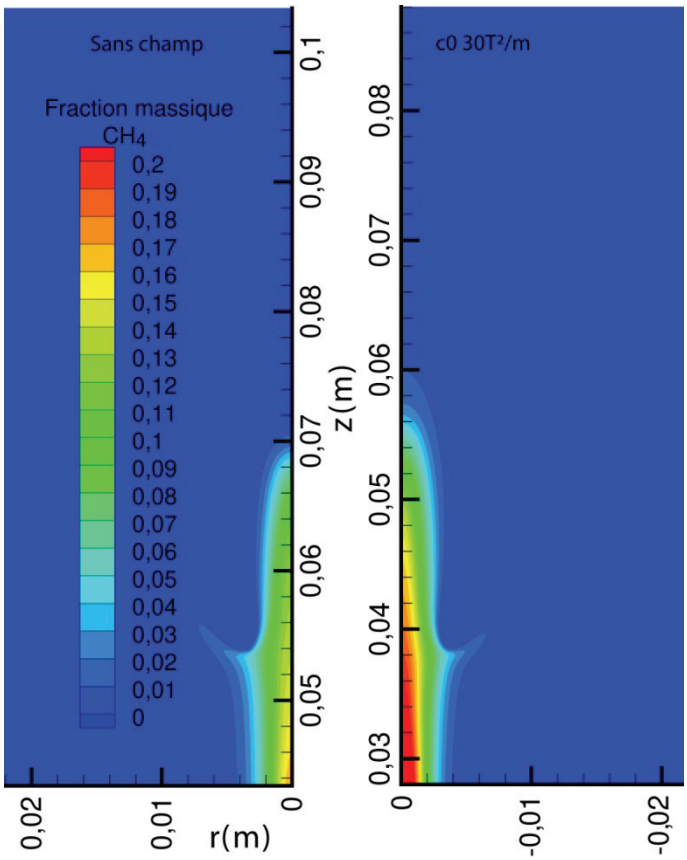


Figure 4-19 : Distribution spatiale du méthane

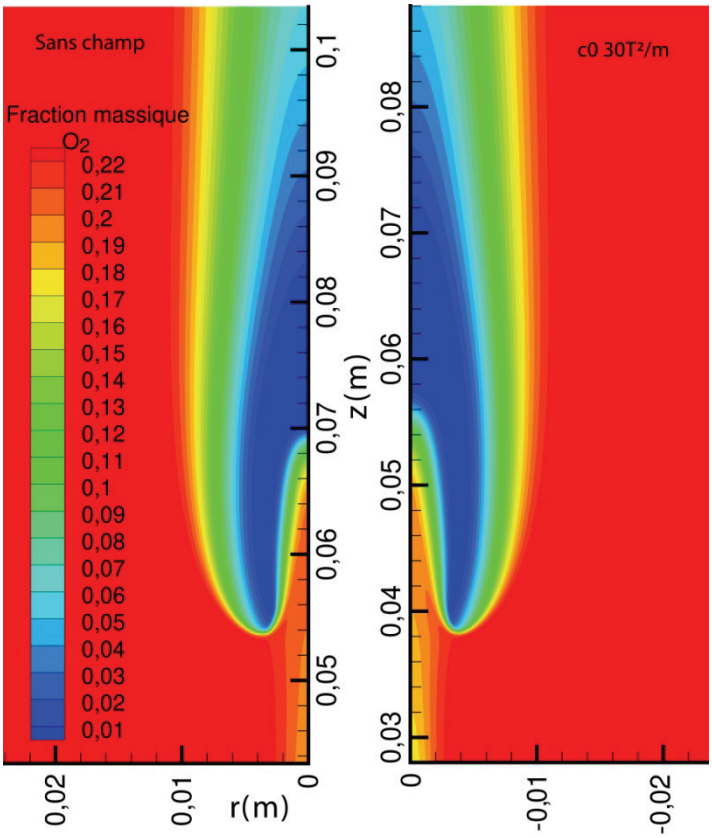


Figure 4-20: Distribution spatiale d'O_2

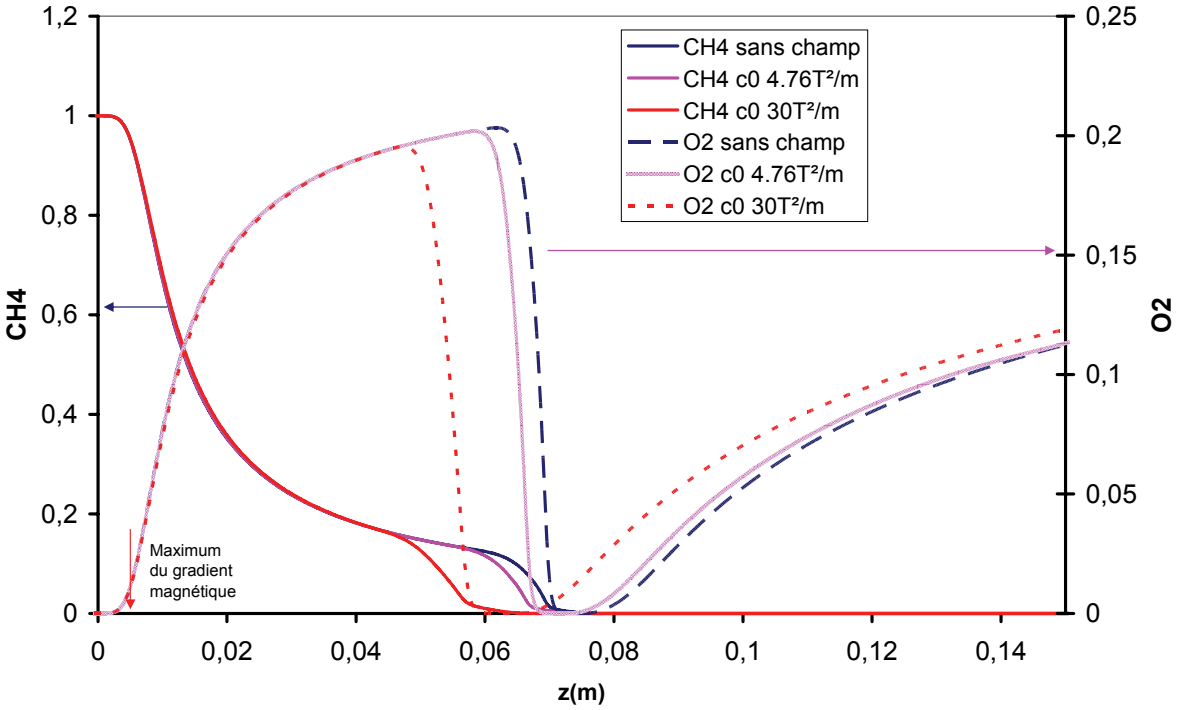


Figure 4-21 : Profil axial de la fraction massique de CH_4, d'O_2

Concernant la largeur de la flamme, pour pouvoir opérer une comparaison entre les différents cas, nous avons tracé sur la figure 4-22 le rayon stœchiométrique suivant les différents champs. Les valeurs sont identiques à la figure 3-30 du chapitre non réactif jusqu'à 30mm (pour c0 30) et 40mm pour les autres cas. Ensuite le front de flamme dévie radialement le jet amont qui entraîne le carburant et augmente donc le rayon stœchiométrique. On remarque que le lieu du décrochage se fait à un rayon plus élevé avec champ que sans champ. Le rayon continue de croître jusqu'à atteindre un maximum (augmentation des produits pouvant être brûlés) puis tend vers 0 (absence de carburant).
Ces courbes montrent que le ralentissement du jet annulaire et la meilleure diffusion du méthane (voir chapitre 3) à cause du champ magnétique, permettent au point triple de se positionner à des valeurs de rayons plus élevées que dans le cas sans champ. Ceci décale les branches de réactions et augmente la largeur de la flamme.

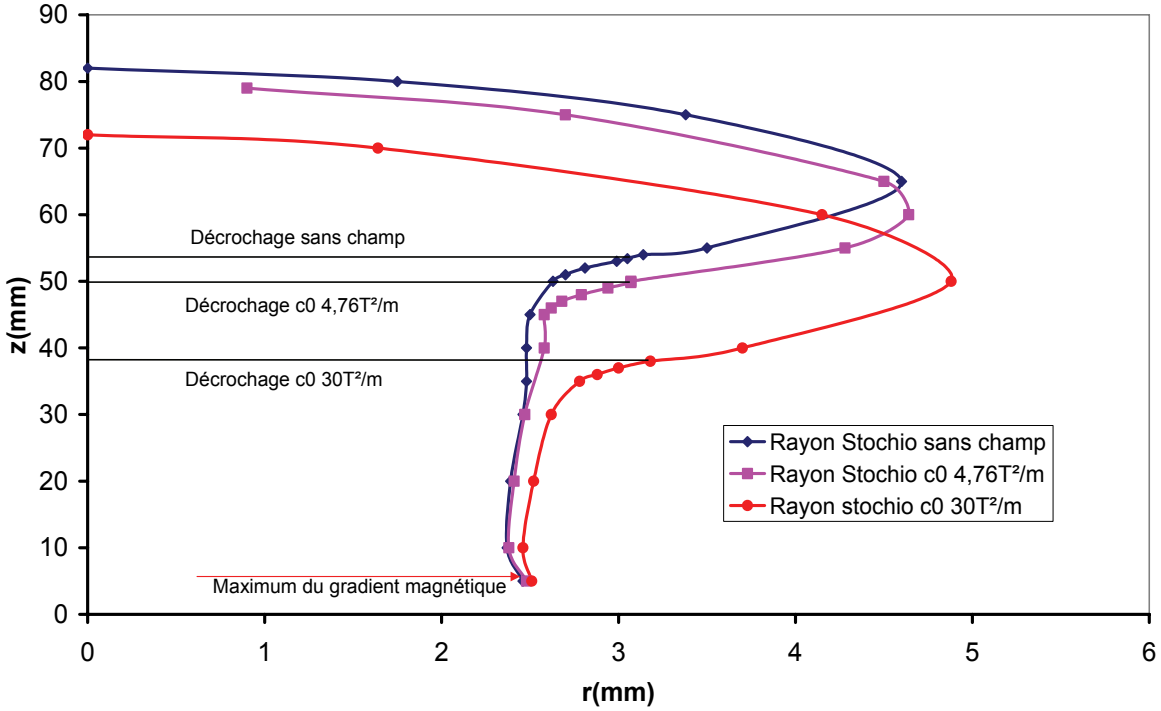


Figure 4-22 : Evolution du rayon stœchiométrique suivant les différentes configurations de champ magnétique.

Sur la figure 4-23 nous présentons l'évolution suivant la hauteur z de la vitesse pour les deux cas sans et avec champ magnétique au rayon du point triple. On constate qu'au niveau du point triple les vitesses longitudinales sont réduites et atteignent des valeurs de l'ordre de 0,4-0,5 m/s. Ces valeurs sont à rapprocher de la valeur de la vitesse laminaire stœchiométrique de la flamme 0,40 m/s pour le méthane. Lorsque l'on observe le champ des vecteurs vitesses (voir figure 4-25), on constate que les vecteurs vitesses sont déviés à l'approche du front de flamme du coté des branches pauvres, et qu'il y a un saut de vitesse après le front de flamme. La valeur de la vitesse relevée derrière le front de flamme au niveau du point triple est de 1,58 m/s pour le cas sans champ et 1,42 m/s pour le cas c0 30T²/m. On peut comparer cette valeur à celle déterminée par la relation proposée par Ruetch et al. (1995) :

$$Vfp \approx S_L^0 \sqrt{\rho_u / \rho_b}$$

Où S_L^0 est la vitesse de propagation laminaire stoechiométrique de la flamme, ρ_u est la masse volumique des gaz non brûlés et ρ_b la masse volumique des gaz brûlés.
On trouve ainsi Vfp= 1,07 m/s pour les deux cas.

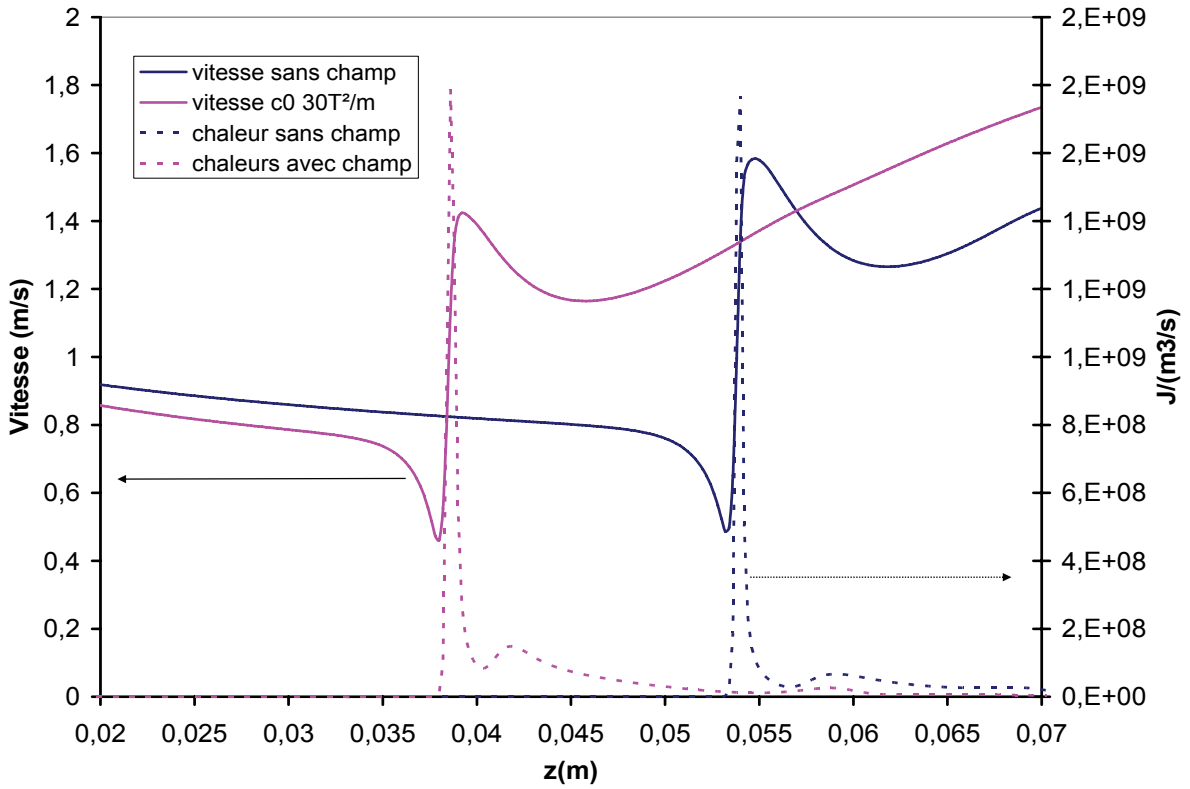


Figure 4-23 : Evolution de la vitesse et de la chaleur de réaction le long d'une ligne passant par le triple point pour les différents cas

Les valeurs du saut de vitesse pour les différents cas sont présentées sur le tableau T-4-7

	Rapport vitesse
Sans champ	3,18
C0 30 T²/m	3,07

Tableau T-4-7 : Valeurs du saut de vitesse au niveau du front de flamme dans le cas sans champ et c0 30T²/m

Les modifications provoquées par le champ magnétique sur la répartition de la fraction massique de méthane sont responsables d'une structure différente de la vitesse axiale interne à la flamme (figure 4-24). En effet on observe que sur une première moitié de la flamme (z=0,07 m pour le cas sans champ, z=0,058 m pour c0 30 T²/m) que les vitesses longitudinales sont plus faibles lorsque le champ magnétique est appliqué. On explique ce comportement grâce au jet amont qui arrive au niveau de la flamme avec une température de 300 K (avec ou sans champ) mais avec une vitesse réduite en présence du champ magnétique réduisant ainsi la vitesse dans la flamme.

Dans la seconde moitié, on constate que désormais la vitesse est supérieure dans le cas c0 par rapport au cas sans champ magnétique. Cet effet provient du préchauffage du mélange présent dans la partie non réactive interne à la flamme (entre la hauteur du point triple et la hauteur de la branche riche rejoignant l'axe de symétrie). Dans le cas c0 cette zone non réactive est plus grande comme il a été expliqué plus haut. Ainsi le préchauffage des gaz non brûlés par la branche riche se fait sur une plus grande longueur et les gaz arrivent sur le front de flamme avec une température plus élevée (voir figure 4-24, 4-17, 4-25). Cela diminue l'expansion thermique (définie comme étant le rapport des masses volumiques des gaz non brûlés sur les masses volumiques des gaz brûlés), augmentant ainsi la vitesse de flamme.

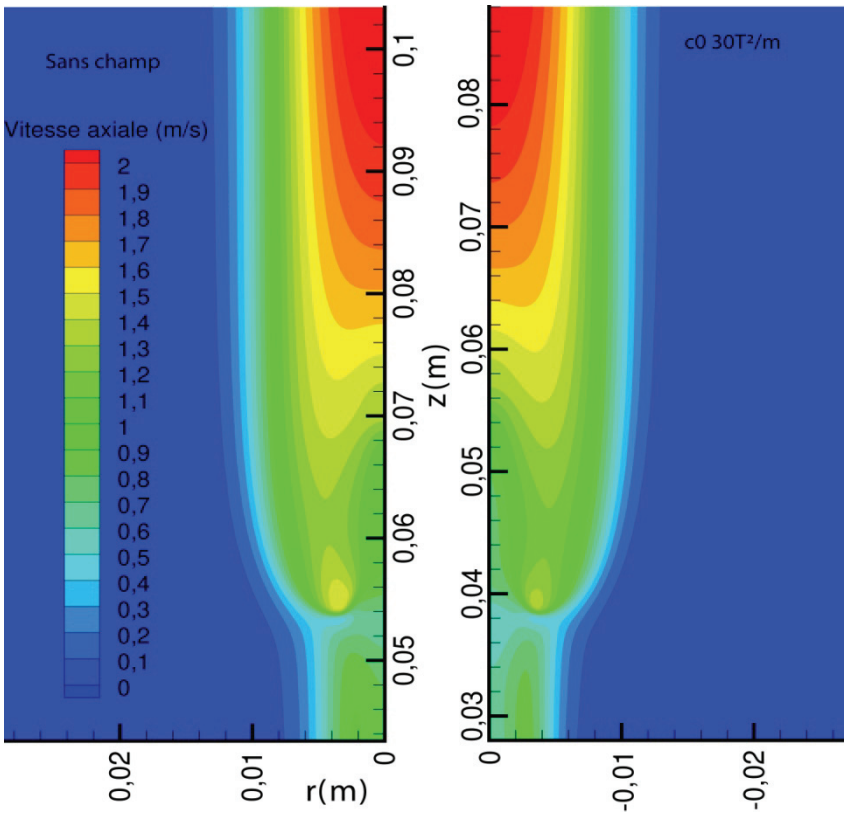


Figure 4-24 : Distribution spatiale de la vitesse axiale

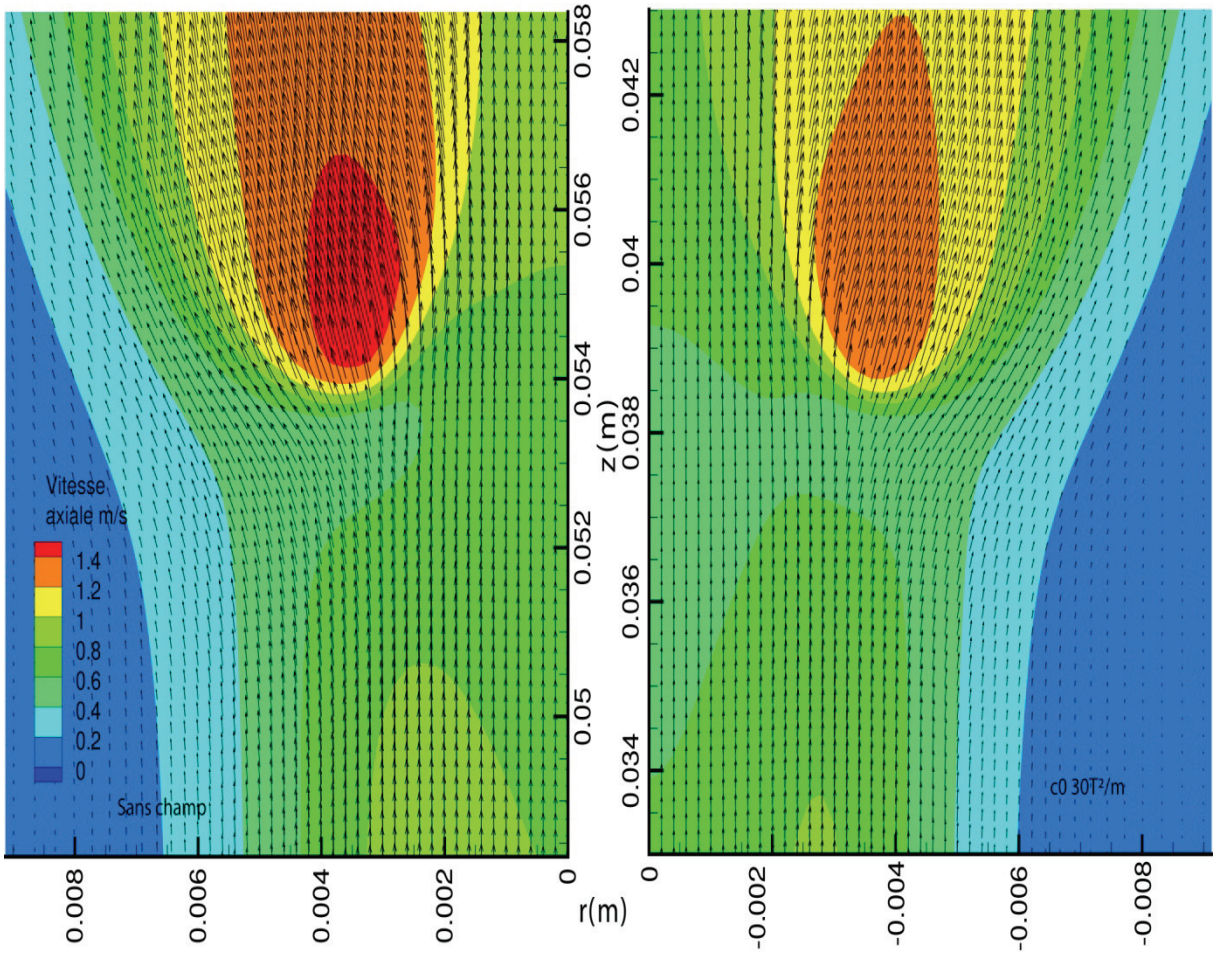


Figure 4-25 : Vecteurs vitesse au niveau du front de flamme

Une flamme alimentée par un jet préchauffé voit sa température de flamme augmenter. Selon les résultats de la figure 4-17 la température de flamme dans le cas c0 est similaire au cas sans champ malgré le préchauffage plus intense dans le cas c0. Afin d'interpréter ce résultat nous avons tracé la distribution du dioxygène (figure 4-20, 4-21). Ces résultats rejoignent l'observation faite pour le méthane : la hauteur de décrochage étant plus basse, le mélange air/méthane est moins complet sur l'axe diminuant ainsi la présence de dioxygène autour de l'axe. A cause de cela, la chaleur de réaction diminue sur la branche riche (figure 4-26) ce qui doit entraîner une chute de la température. Mais le préchauffage du jet compense la chute de température résultant de la diminution de la chaleur de réaction.

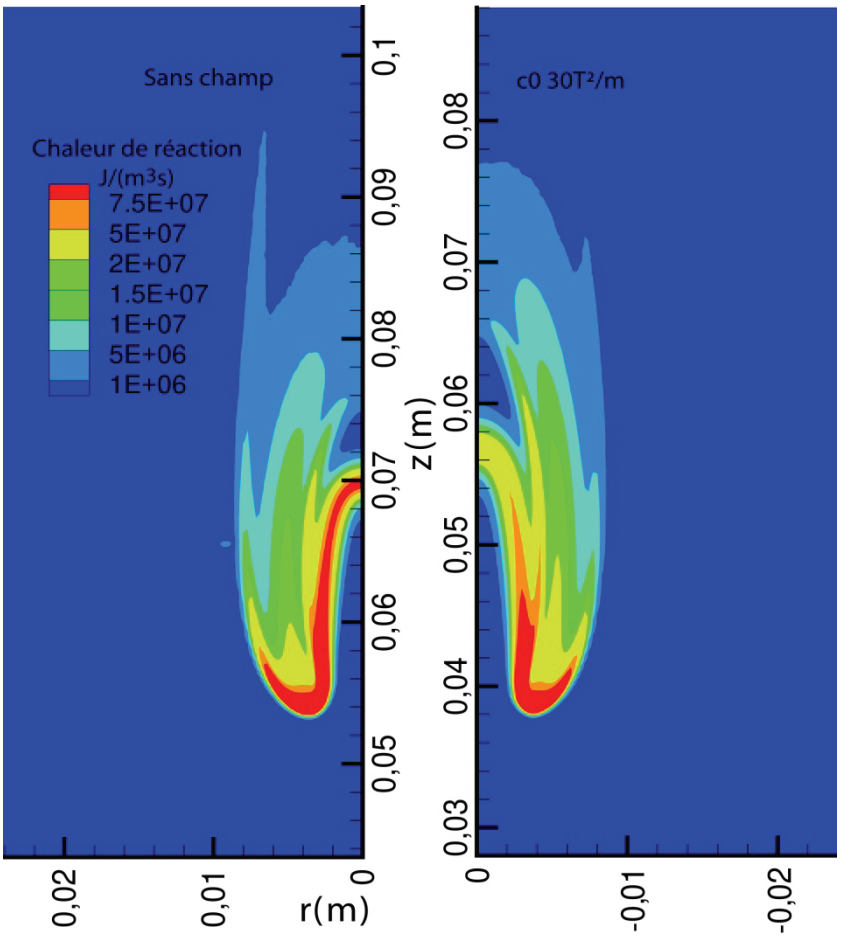


Figure 4-26 : Distribution spatiale de la chaleur de réaction.

Sur les figures 4-27, 4-28, 4-29, 4-30 la distribution de fraction massique de CO_2, H_2O, CO et OH est représentée. On remarque sur la figure 4-29, que le CO qui est une espèce intermédiaire, produit dans les branches riches de la flamme est plus important dans le cas avec champ que dans le cas sans champ magnétique. De même, le CO_2 qui est formé principalement au niveau de la flamme de diffusion par ce CO et de l'oxygène qui arrive du coté des branches pauvres, présente une fraction massique supérieure dans le cas avec champ que dans le cas sans champ magnétique.
Concernant le OH, on remarque, figure 4-25, qu'il est produit principalement au niveau du point triple dans la flamme de diffusion et diffuse rapidement dans les branches pauvres. Cette diffusion est plus importante dans le cas sans champ que dans le cas avec champ.

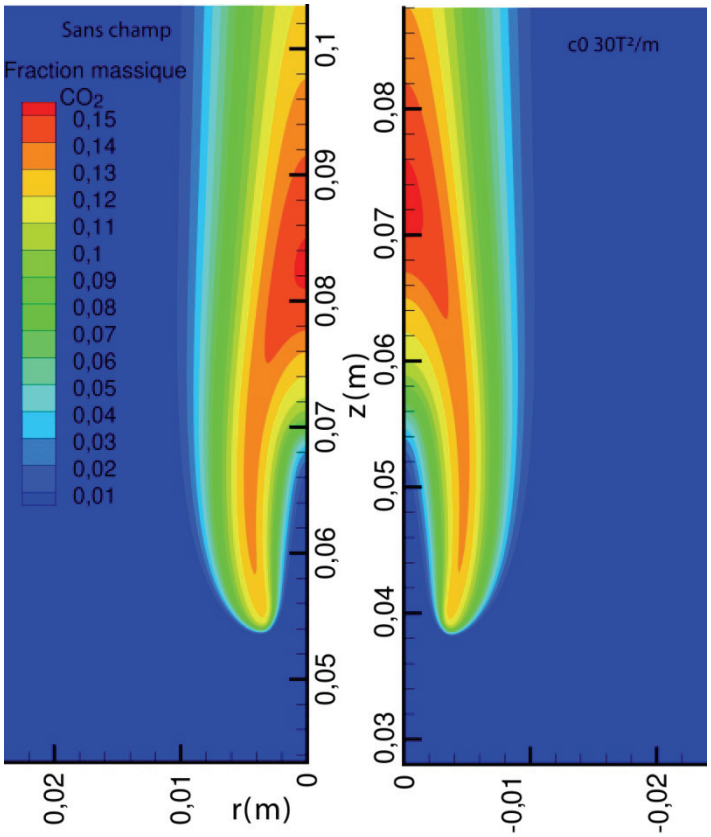


Figure 4-27 : Distribution spatiale de CO_2

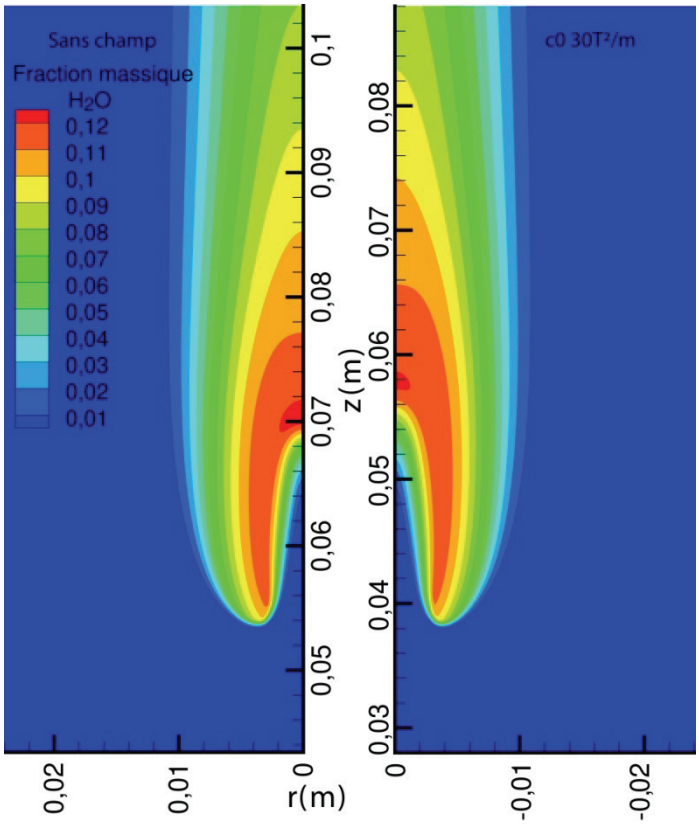


Figure 4-28 : Distribution spatiale de H_2O

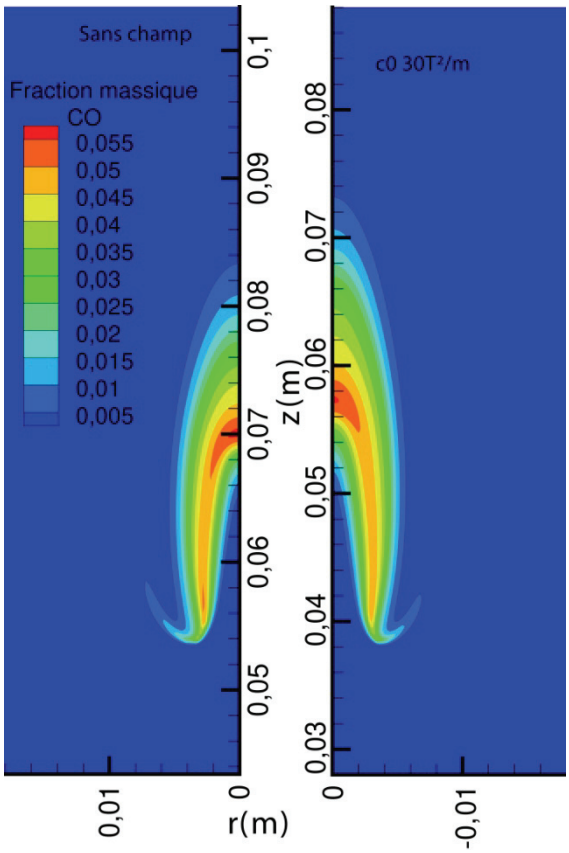


Figure 4-29 : Distribution spatiale de CO

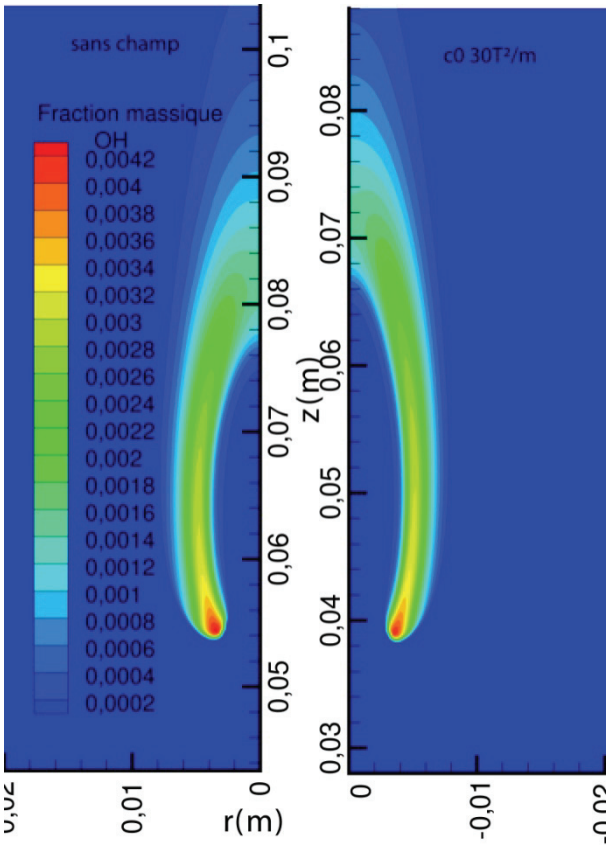


Figure 4-30 : Distribution spatiale d'OH.

Pour mieux distinguer l'impact du champ magnétique sur le changement de structure des espèces, nous avons tracé les débits molaires de ces espèces. Ce débit est calculé à partir des profils des fractions massiques, vitesse longitudinale et masse volumique. Ces débits ont été tracés à chaque section d'une valeur adimensionnelle z* pour le cas sans champ et c0 30T²/m. Les expressions sont les suivantes :

$$\dot{m}_i = \frac{2\pi \int_0^R \rho Y_i u r dr}{M_{w,i}}$$

$$z^* = \frac{z - H_L}{L_f}$$

Ainsi, pour z*=0 la position est celle du point triple et pour z*=1 la position est celle de la fin de flamme.

Les résultats sont tracés sur la figure 4-31. Le débit de dioxygène est inférieur dans le cas c0 par rapport au cas sans champ en raison du ralentissement produit par le champ magnétique. Pour le méthane, avant le front de flamme riche sur l'axe (z*=0,6), le débit est plus élevé car il y a plus de méthane dans le cas avec champ. Ensuite après le passage du front de flamme le débit chute d'un facteur 20, caractérisant la consommation du méthane par la réaction. Pour le CO_2 et H_2O les changements de valeur de débit sont provoqués par le changement de vitesse au sein de la flamme puisque les fractions massiques sont similaires (figure 4-23, 4-24). Enfin la diminution de la fraction massique de dioxygène augmente la production de CO. Par contre le champ a permis une réduction du débit d'OH.

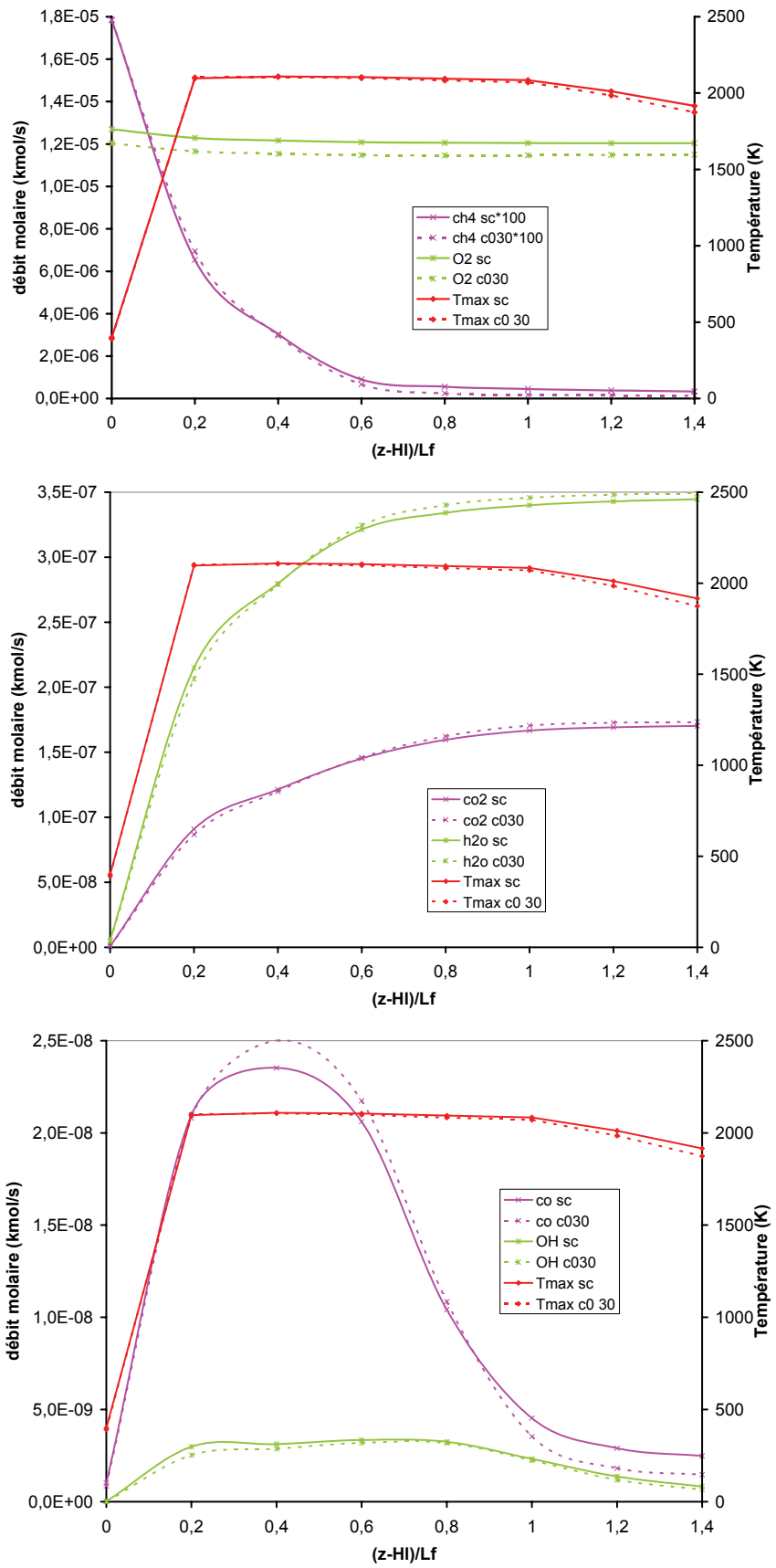


Figure 4-31 : Variation des différents débits molaires et de la valeur maximale de température en fonction de z* (sc : sans champ)

Comparaison entre une flamme sans champ magnétique et le cas c10

Le cas c10 est le cas où le centre de l'aimant est placé à z= 10mm, l'écoulement traverse successivement un gradient de champ positif à z=4,8mm et un gradient de champ négatif à z=14,8mm. La force magnétique sur l'air est successivement positive (dirigée vers le haut selon z) puis négative.

Evolution de la hauteur de décrochage

Hauteurs de décrochage, longueurs de flamme et températures maximales sont indiquées dans le tableau T-4-8. Les figures 4-32 et 4-33 comparent vitesse axiale et température.
Les résultats montrent une chute de la hauteur de décrochage et une augmentation de la longueur de flamme comme dans le cas c0. On remarque que l'impact du champ magnétique est moindre dans le cas c10 par rapport au cas c0. On rappelle que la hauteur de décrochage pour c0 30 T²/m est de 38,01 mm comparée au 44,88 mm du c10 30 T²/m. Cette observation rejoint l'observation faite au chapitre 3, où le jet traverse le gradient positif (qui accélère le jet) réduisant ainsi l'effet du gradient négatif (qui ralentit le jet).

	Sans champ	c10 4,76T²/m	c10 30T²/m
H_L (mm)	53,41	51,82	44,88
L_f (mm)	28,54	29,03	31,59
Tmax (K)	2109	2109	2107

Tableau T-4-8 : Hauteur de décrochage, longueur de flamme et température maximale

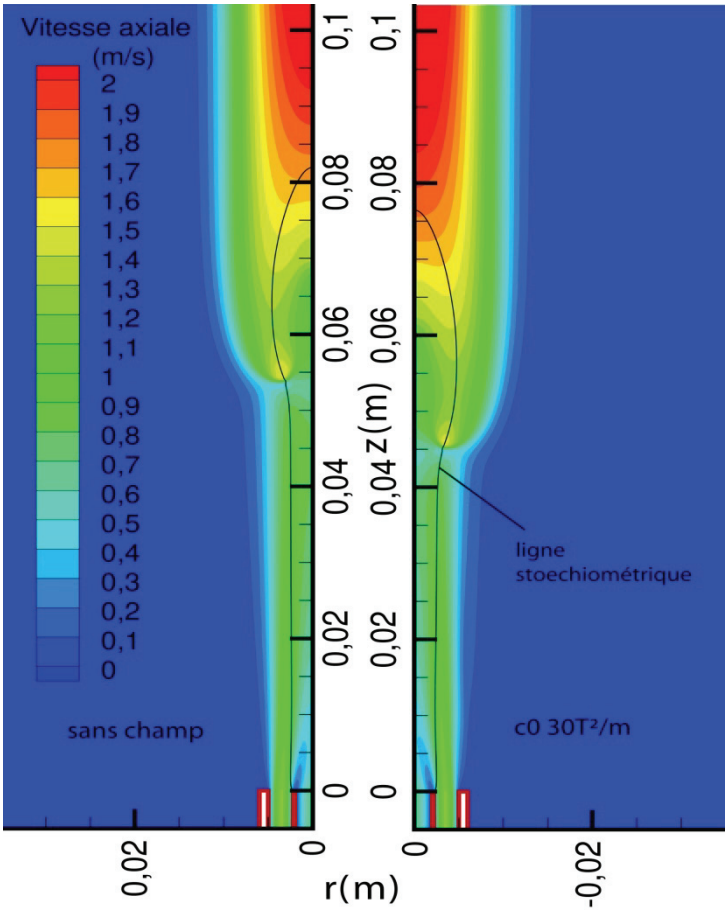


Figure 4-32 : Distribution spatiale de la vitesse axiale avec et sans champ magnétique.

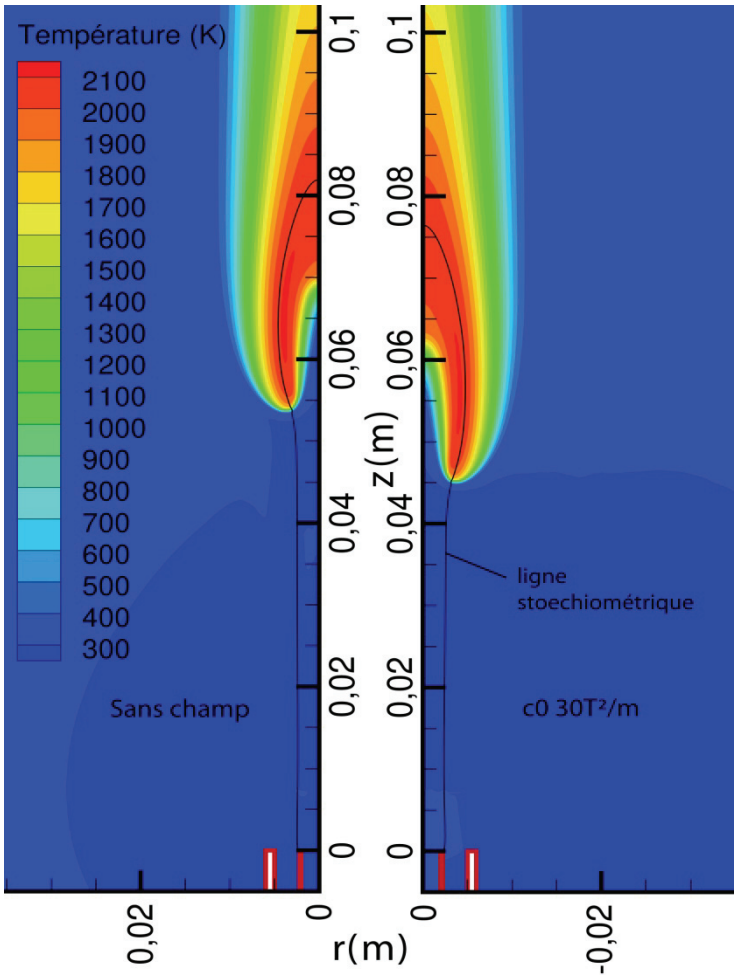


Figure 4-33 : Distribution spatiale de la température avec et sans champ magnétique

En réutilisant la formule qui compare les hauteurs de décrochage avec et sans champ et à la hauteur du gradient négatif (z=14,8mm), on obtient les valeurs suivantes u=0,552, u^*=0,547, Y_{CH4}=0,47, Y_{CH4}^*=0,456. Ce qui donne un rapport de hauteur de décrochage de 1,09. Le rapport des hauteurs numériques est de 1,19.

$$\frac{H_L}{H_L^*} = \left(\frac{u}{u^*}\right)^{\frac{2Sc-1}{Sc-1}} \left(\frac{Y_{CH_4}^*}{Y_{CH_4}}\right)^{\frac{1}{Sc-1}}$$

Impact du champ magnétique sur la structure de flamme

Dans le cas c10 l'impact du champ magnétique est plus faible que dans le cas c0 en raison du gradient positif mais il a permis néanmoins de diminuer le décrochage. Ce déplacement de flamme entraîne un changement de structure de flamme similaire au cas c0 mais amoindri. On retrouve ainsi une augmentation de la longueur de flamme à cause de la moindre quantité de dioxygène sur l'axe (figure 4-34, 4-37), une vitesse (figure 4-35) dans la flamme plus petite dans la première moitié (z< 0,07m pour le sans champ et z<0,064m pour le c10) et plus grande dans la seconde moitié. Une diminution de la chaleur de réaction (figure 4-38) en raison de la présence moindre de dioxygène (figure 4-37).

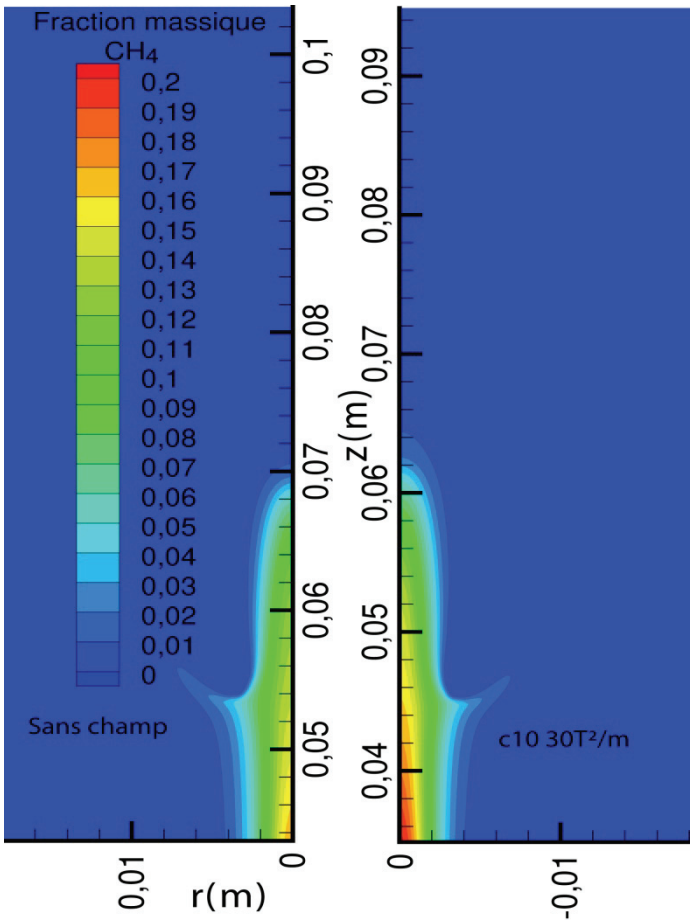


Figure 4-34 : Distribution spatiale du méthane

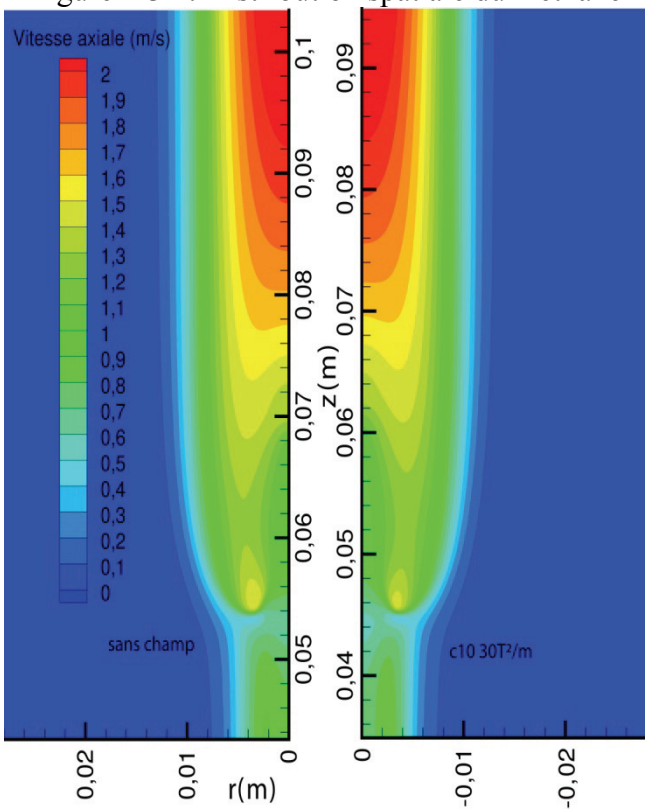


Figure 4-35 : Distribution spatiale de la vitesse axiale

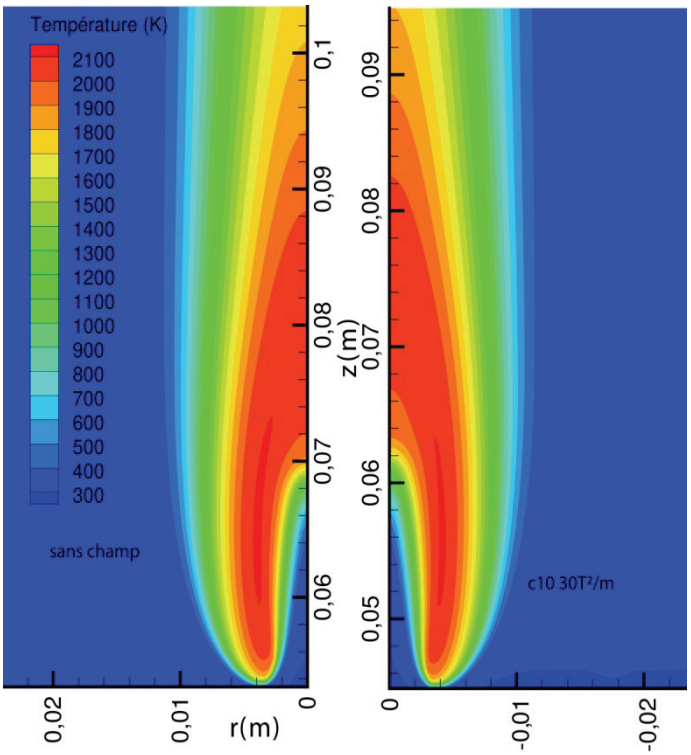


Figure 4-36 : Distribution spatiale de la température entre le cas sans champ et c0 30T²/m

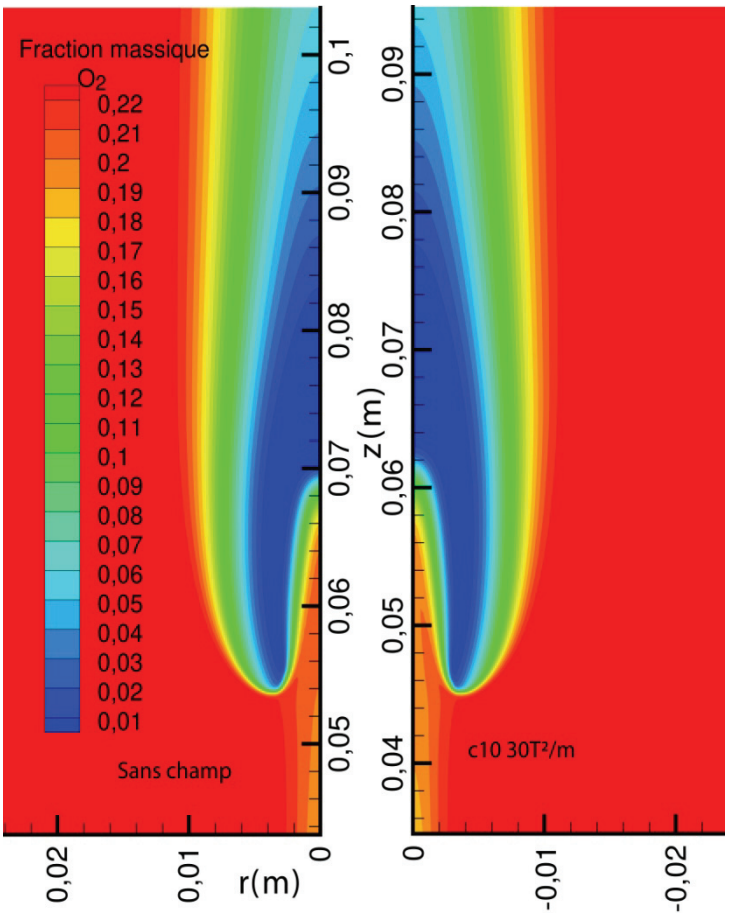


Figure 4-37 : Distribution spatiale d'O_2

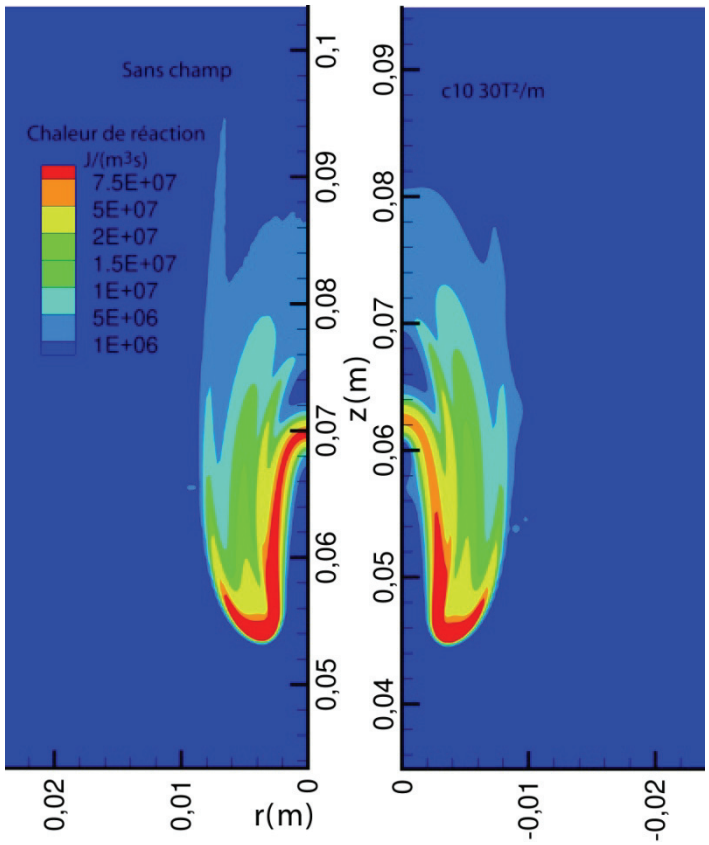


Figure 4-38 : Distribution spatiale de la chaleur de réaction.

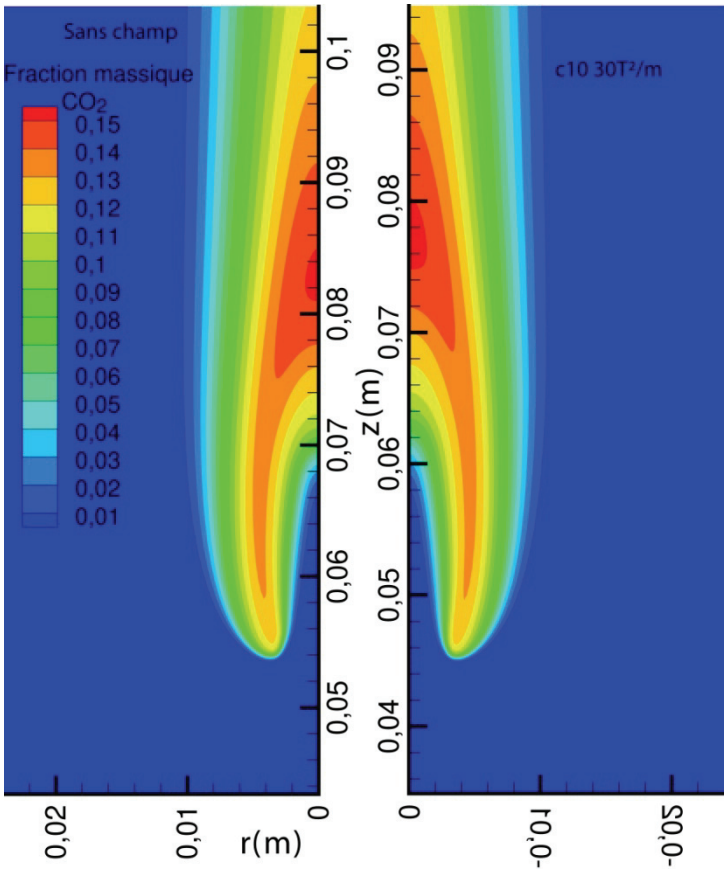


Figure 4-39 : Distribution spatiale de CO_2

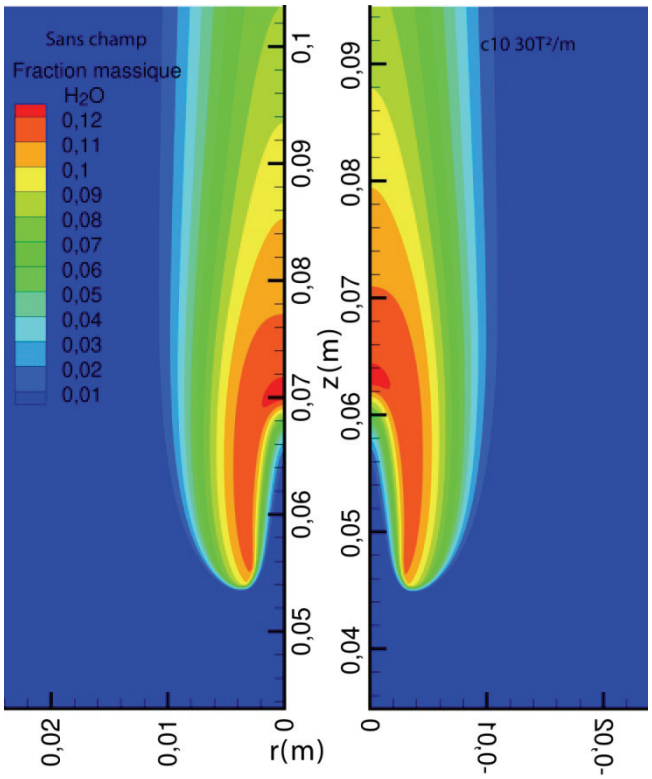


Figure 4-40 : Distribution spatiale de H_2O

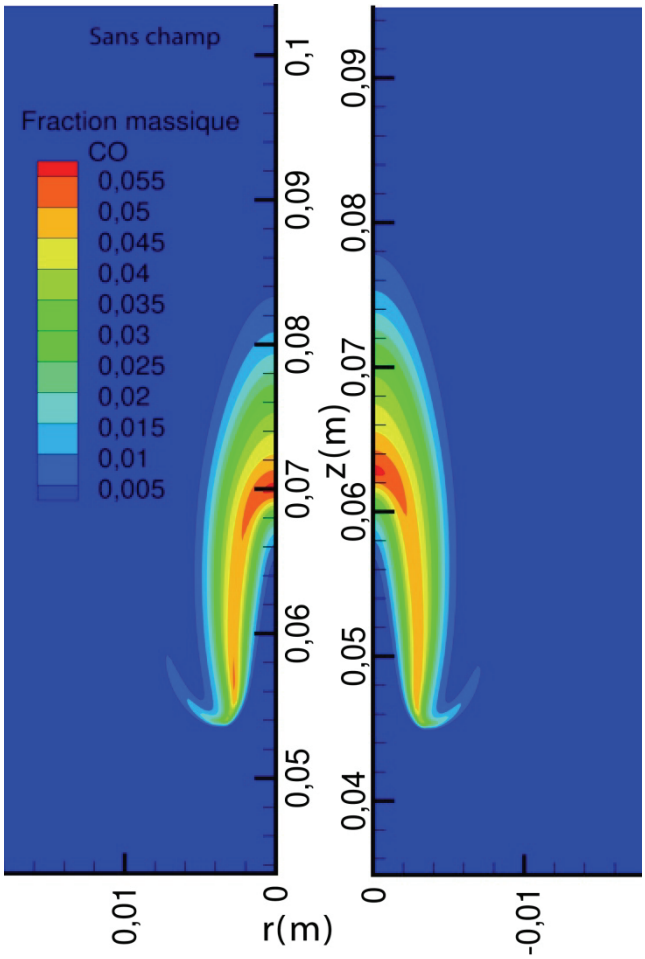


Figure 4-41 : Distribution spatiale de CO

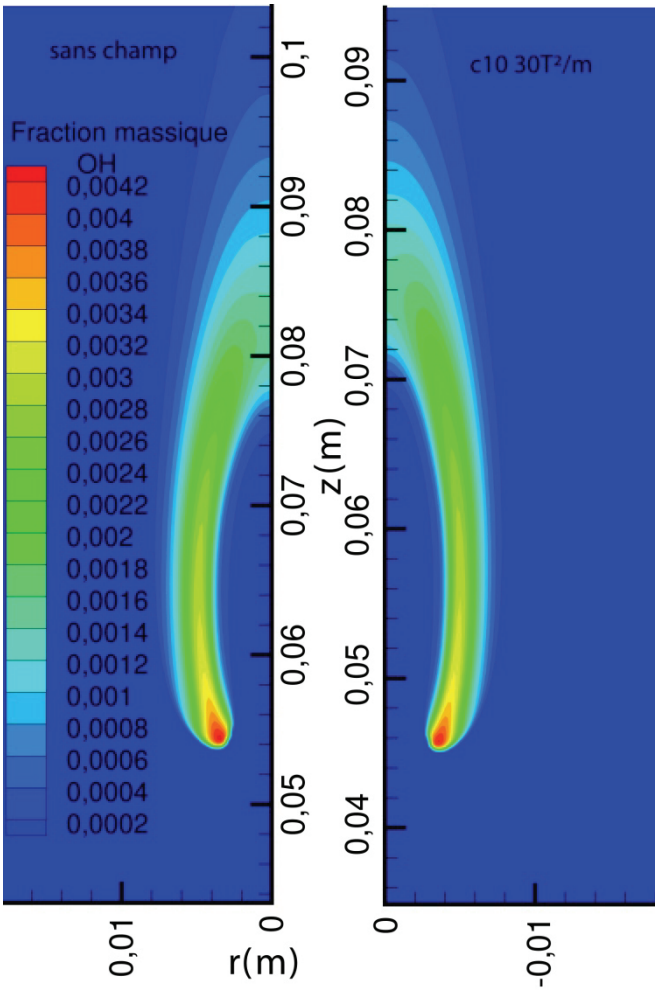


Figure 4-42 : Distribution spatiale d'OH.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons validé le modèle de simulation en montrant qu'il était apte à simuler des flammes laminaires en situation de décrochage issues d'un jet coaxial. Ce modèle a ensuite été utilisé pour comparer des flammes méthane/air avec ou sans champ magnétique en régime stationnaire. Nous avons constaté que quelque soit la configuration étudiée ici, la force paramagnétique s'appliquant sur le dioxygène permet de réduire la hauteur de décrochage de flamme. Le champ magnétique permet de réduire la vitesse du mélange amont au front de flamme permettant une meilleure diffusion du méthane (comme nous l'avons expliqué au chapitre 3). Ces deux effets combinés réduisent la hauteur de décrochage. Enfin nous avons montré que la diminution de la hauteur de décrochage permet de modifier la structure de la flamme.

Références bibliographiques

- Boulanger J., Vervisch L., Reveillon J., Ghosal S. (2003) , «Effects of heat release in laminar diffusion flames lifted on round jets », Combustion and Flame, 134, 354-368
- Chen R.H., Kotawala A., Chaos M., Chew L.P., (2005), « Schmidt number effects on laminar jet diffusion flame liftoff », Combustion and Flame 141, 469-472
- Chung S.H., Lee B.J. (1991), « On the characteristics of laminar lifted flames in a nonpremixed jet », Combustion and Flame 86, 62-72
- Chung S.H. (2007), « Stabilization, propagation and instability of tribrachial triple flames », Proceeding of the Combustion Institute 31, 877-892
- Echekki T. and H. Chen H. J. (1998) , «Structure and Propagation of Methanol-Air triple flames », Combustion and Flame, 114, 231-245
- Hirota M., Yokomori T., Yasuda K., Nagai Y., Mizomoto M., Masuya G., (2007) «Burning velocity of triple flames with gentle concentration gradient » Proceedings of the Combustion Institute, 31, 893-899.
- Kim I. N., Seo I.J., CHUL OH K., SHIN H.D., (2005) «Lift-off Characteristics of triple flame with concentration gradient » Proceedings of the Combustion Institute, 30, 367-394.
- Kim I. N., Won S.H.., Chung S.H., (2007) «Characteristics of laminar lifted flames in coflow jets with initial temperature variation » Proceedings of the Combustion Institute, 31, 947-954.
- Lee J. and Chung S.H., (1997) «Stabilisation of kifted tribrachial flames in a laminar nonpremixed jet », Combustion and Flame 109, 163-172
- Lee J. and Chung S.H., (2001) «Characteristics of reattachment and blowout of laminar lifted flames in partially premixed propane jets », Combustion and Flame 127, 2194-2204
- Lee J. and Chung S.H., (2006) «Determination of Schmidt number of mixed fuels by the characteristics of laminar lifted jet flames », Fuel 85, 68-74
- Lee J., Won S.H., Jin S.H., Chung S.H., « Lifted flames in laminar jets of propane in coflow air », Combustion and Flame 135, 449-462
- Phillips H. (1965), «Flame in buoyant methane layer», Proc. Combust. Inst. 10 (1965) 1277-1283
- Plessing T., Terhoeven P., Peters N., Mansour M.S. (1998), «An experimental and numerical study of a laminar triple flame», Combustion and Flame 115: 335-353
- Ruetsch G.R., Vervisch L., Liñàn A. (1995), «Effects of heat release on triple flames», Phys. Fluids 7(6), 1447
- Savas Ö. Gollahalli S.R., (1986) «Stability of lifted laminar gas-jet flame», J. Fluid Mech. 165, 297-318
- Smooke M.D., Giovangigli V., (1994), « Simplified Transport and Reduced Chemistry Models on Premixed and Nonpremixed Combustion », pp. 81-106 in: J.Buckmaster and T.Takeno (Eds.) Modeling in Combustion Science, Proc. of the US-Japan Seminar, Kapaa, Kauai, Hawaii, 24-29 July 1994 Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1995
- Stephen R. TURNS «An introduction to combustion Concept and application» Mac Graw Hill, Inc. 1996)
- Won S.H., Kim J., Hong K.J., Cha M.S., Chung S.H., (2005) «Stabilization mechanism of lifted flame edge in near field of coflow jets for diluted methane », Proceedings of the Combustion Institute, 30 339-347

Conclusion Générale

L'objectif principal de cette étude était de comprendre les mécanismes mis en jeu lors de l'application d'un champ magnétique non homogène sur une flamme de diffusion en situation de décrochage. Dans les flammes de diffusion, le mélange du carburant avec le comburant est un facteur essentiel sur la qualité de la combustion. C'est pour cette raison que nous avons choisi de travailler avec des jets coaxiaux et du méthane. Un inconvénient des flammes réalisées avec des jets coaxiaux, est qu'il arrive que ces flammes décrochent du brûleur et se stabilisent à une certaine hauteur au-dessus du brûleur. L'application d'un champ magnétique non homogène avec un gradient vertical permet de modifier le décrochage de flamme en ralentissant les mélanges riches en dioxygène.

L'étude a débuté avec des travaux expérimentaux nécessitant d'abord d'observer les formes de flammes issues de différents débits d'air : la flamme est d'abord accrochée au brûleur, puis se décroche, prend ensuite une forme paraboloïde et enfin est soufflée. On remarque que la hauteur du décrochage dépend essentiellement du débit d'air et non du débit de méthane. On peut, en cas de faibles débits de méthane, observer une recirculation dans l'écoulement en dessous de la flamme qui perturbe ce décrochage. Si on place un aimant, on observe que le champ magnétique permet de diminuer la hauteur de décrochage et diminue le domaine de soufflage de flamme.

Nous avons ensuite présenté le modèle numérique utilisé pour simuler une flamme de méthane/air décrochée sous FLUENT. Les différentes lois qui régissent le système ont été développées, ainsi que les diverses modifications faites au solver FLUENT comme la prise en compte du rayonnement, d'une chimie complexe et surtout de la force magnétique.

Pour comprendre comment le champ magnétique joue sur la hauteur de décrochage nous avons d'abord commencé par simuler des jets coaxiaux méthane/air non réactifs. Nous avons montré que le modèle numérique était apte à simuler des jets coaxiaux et nous l'avons utilisé pour détailler la structure d'un jet coaxial à fort rapport de vitesse et à densité variable. Nous avons ensuite appliqué le champ magnétique à différentes positions et à différentes intensités. Ce qui ressort de cette étude est que le champ magnétique accélère et ralentit le jet d'air lorsque celui traverse les gradients du champ magnétique. Ainsi après le passage du dernier gradient, l'écoulement a une vitesse réduite. L'impact le plus important se situe sur la couche de mélange air/air en raison des faibles vitesses des gaz. Ainsi l'épanouissement du jet annulaire est modifié. De plus le ralentissement de ce jet annulaire permet une meilleure diffusion du méthane provoquant ainsi une augmentation du rayon stœchiométrique, ce qui pourrait déplacer la position radiale du point triple en cas d'inflammation. L'étude montre également que la paroi interne de l'injecteur crée un sillage qui perturbe l'écoulement et le mélange des deux jets pouvant aller jusqu'à créer une recirculation en face du jet central en cas d'une très grande différence de vitesse entre le jet annulaire et central. Notre étude a montré que le champ magnétique a peu d'influence sur cette recirculation.

Ensuite nous avons enflammé le mélange afin d'étudier l'impact du champ magnétique sur la flamme. Notre étude a commencé par une modification du maillage et de la cinétique chimique en les rendant plus complexes afin de pouvoir simuler une flamme décrochée. Les résultats montrent que les modifications apportées par le champ magnétique sur le jet amont de la flamme, permettent de réduire la hauteur de décrochage. En utilisant des formules qui estiment la hauteur de décrochage en fonction de la vitesse et de la fraction massique, nous

avons montré que la nouvelle structure des jets coaxiaux permet à la flamme de se stabiliser à une distance plus faible du brûleur. Cet effet est provoqué par la diminution du gradient spatial de fraction massique de carburant grâce à la diminution de la vitesse du mélange riche en dioxygène par le champ magnétique. Cette diminution du gradient augmente la vitesse de propagation de flamme permettant au front de flamme de se stabiliser plus près du brûleur.

Perspectives

Dans l'étude présentée, nous avons simulé une flamme de diffusion laminaire dans une configuration axisymétrique et stationnaire avec un seul débit d'air et de méthane.
Cette étude devra être complétée avec une plus grande gamme de débits d'injection. Ceci permettra une étude de l'efficacité du champ magnétique sur toutes les positions possibles de la flamme et sur les conditions de soufflage de flamme.

Dans cette étude nous n'avons pas pris en compte les effets 3D provoqués par la présence physique de l'aimant. En effet l'aimant utilisé lors des expériences est de configuration non axisymétrique Cette présence modifie le comportement des jets et du milieu ambiant qui est entraîné par les jets coaxiaux. Ces travaux pourraient donc être complétés par une étude 3D prenant en compte la géométrie du brûleur ainsi que la distribution complète du champ magnétique dans l'espace.

Il serait intéressant d'étudier l'influence d'une variation de la richesse des composants injectés : diluer le méthane avec du diazote ou encore enrichir le jet annulaire en oxygène (travaux actuellement en cours au sein de l'institut ICARE).
La présente étude a été réalisée dans un régime stationnaire qui se justifie par la gamme de débits choisis. A des débits injectés plus élevés et à des différences de débits élevés, il faut s'attendre aux développements d'instabilités d'écoulements perturbant les jets, provoquant un impact important sur le décrochage. Celles-ci n'ont pas été prises en compte comme les instabilités de Kelvin-Helmoltz.
Enfin, il ne faut pas oublier que le champ magnétique est également capable d'agir sur les réactions chimiques, d'une part sur les variables thermodynamiques modifiées par l'addition d'un terme d'énergie magnétique,comme l'ont montré *Baker et Saito* ou *Gupta et Baker* et d'autre part, par une action directe sur les radicaux produits par la réaction chimique qui sont des espèces paramagnétiques. Ces actions pourraient être intégrées dans le modèle de cinétique chimique.

Références bibliographiques

-Au H. & Ko, N. W. M (1987), « Coaxial jets of different mean velocity ratios », J. Sound and Vibr. 116, (2), 427-443
-Baker J., Calvert M. E., (2003), « A study of the characteristic of slotted laminar jet diffusion flames in the presence of non uniform magnetic fields» Combustion and Flame 133,345-357
-Baker J., Saito K., (2000), « Magnetocombustion: a thermodynamic analysis» Journal of Propulsion and Power 15 (2),263-268
-Boulanger J., Vervisch L., Reveillon J., Ghosal S. (2003) , «Effects of heat release in laminar diffusion flames lifted on round jets », Combustion and Flame, 134, 354-368
-Burke S. P., Schumann T. E. W., (1928), « Diffusion flames» Industrial and Engineering Chemistry 20 (10) ,998
-Chen and Rhodi (1980) « Vertical buoyant jets – a review of experimental data,» The Science and Application of Heat and Mass Transfer, Pergamon Press, New York
-Chen R.H., Kotawala A., Chaos M., Chew L.P., (2005), « Schmidt number effects on laminar jet diffusion flame liftoff », Combustion and Flame 141, 469-472
-Chen Y.C and Bilger R.W. (2000) « Stabilization Mechanisms of lifted laminar flames in axisymetric jet flow » Combustion And Flame 123:23-45
-Chung S.H. (2007), « Stabilization, propagation and instability of tribrachial triple flames », Proceeding of the Combustion Institute 31, 877-892
-Chung S.H., Lee B. J., (1991), « On the characteristics of laminar lifted flames in a nonpremixed jet» Combustion and Flame 86,62-72
-Donghee et Munghal (2001) « Direct measurement of entrainment in reacting/non-reacting turbulent jets », Combustion and Flame, 124, 370-386
-Echekki T. and H. Chen H. J. (1998) , «Structure and Propagation of Methanol-Air triple flames », Combustion and Flame, 114, 231-245
-Faraday M. (1847), « On the diamagnetic conditions of flame and gases», The London Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 31 (210), 401-421
-Favre Marinet & Camano S. E.B.(2001) « The density field of coaxial jets with large velocity ratio and large density differences », International Journal of Heat and Mass transfer. 44, 1913-1924
-Gupta A., Baker J., (2005), « Effect of uniform magnetic field on equilibrium combustion composition: Constant volume» AIAA journal 43 (11),2438-2444
-Hirota M., Yokomori T., Yasuda K., Nagai Y., Mizomoto M., Masuya G., (2007) «Burning velocity of triple flames with gentle concentration gradient » Proceedings of the Combustion Institute, 31, 893-899.
-Kajimoto T., Yamada E., Shinoda M., Kitahawa K. (2003) « Dependence of magnetically induced change in OH distribution in a methane-air premixed flame on equivalence ratio» Combustion Science and Technology 175,:1611-1623
-Khaldi F. (2004), «Flammes de diffusion laminaires dans un gradient magnétique vertical», Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble.
-Kim I. N., Seo I.J., CHUL OH K., SHIN H.D., (2005) «Lift-off Characteristics of triple flame with concentration gradient » Proceedings of the Combustion Institute, 30, 367-394.
-Kim I. N., Won S.H.., Chung S.H., (2007) «Characteristics of laminar lifted flames in coflow jets with initial temperature variation » Proceedings of the Combustion Institute, 31, 947-954.
-Kinoshita S., Takagi T., Kotera H., Wakayama N. I.(2004) « Numerical simulation of diffusion flames with and without magnetic field» IEEE Transactions on Applied Superconductivity 14 (2),:1685-1688

-Kon. W. M & Au, H. (1985) « Coaxial jets of different mean velocity ratios », J. Sound and Vibr. 100, (2), 211232
-Kon. W. M & Chan (1979) « The inner region of annular jets », J. Fluid Mech. 93, (3), 549-584
-Kon. W. M. and Kwan A. S. H. (1976) « The initial region of subsonic coaxial jets» J. Fluid Mech. 73:305-332
-Landau L.D. et Lifshitz E.M. (1960), Electrodynamics of continuous media, Pergamon
-Lee J. and Chung S.H., (1997) «Stabilisation of kifted tribrachial flames in a laminar nonpremixed jet », Combustion and Flame 109, 163-172
-Lee J. and Chung S.H., (2001) «Characteristics of reattachment and blowout of laminar lifted flames in partially premixed propane jets », Combustion and Flame 127, 2194-2204
-Lee J. and Chung S.H., (2006) «Determination of Schmidt number of mixed fuels by the characteristics of laminar lifted jet flames », Fuel 85, 68-74
-Lee S. H., Won H., Jin H., Chung S. H. (2003) « Lifted flames in laminar jets of propane in coflow air» Combustion and Flame 135,449-462
-Patankar S.V. (1980), « Numerical Heat Transfer Fluid Flow », Hemisphere, Washington D.C.
-Philips H. (1965), «Flame in buoyant methane layer», Proc. Combust. Inst. 10 (1965) 1277-1283
-Plessing T., Terhoeven P., Peters N., Mansour M.S. (1998), «An experimental and numerical study of a laminar triple flame», Combustion and Flame 115: 335-353
-Ricou, F.P & Spalding, D.B (1961) « Measurements of entrainment by axisymetrical turbulent jets », J. Fluid Mech. 11, 21-32
-Ruetsch G.R., Vervisch L., Liñàn A. (1995), «Effects of heat release on triple flames», Phys. Fluids 7(6), 1447
-Sautet J.C. (1992) «Effets des différences de densité sur le développement scalaire et dynamique des jets turbulents» Thèse de l'université de Rouen France
-Savas Ö. Gollahalli S.R., (1986) «Stability of lifted laminar gas-jet flame», J. Fluid Mech. 165, 297-318
-Schlichting, H. (1987) « Boundary layer theory (sixth edition) », McGraw-Hill, New-York
-Smooke M.D., Giovangigli V., (1994), « Simplified Transport and Reduced Chemistry Models on Premixed and Nonpremixed Combustion », pp. 81-106 in: J.Buckmaster and T.Takeno (Eds.) Modeling in Combustion Science, Proc. of the US-Japan Seminar, Kapaa, Kauai, Hawaii, 24-29 July 1994 Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1995
-Stephen R. TURNS «An introduction to combustion Concept and application» Mac Graw Hill, Inc. 1996)
-Ueno S. (1988) « Quenching of flames by magnetic fields» J. Appl. Phys. 65 (3), 1243-1245
-Ueno S. and Harada K. (1987) « Effects of magnetic fields on flames and gas flow» IEEE Transactions on Magnetics 23 (5),:2752-2754
-Ueno S., Iwasaka M., Eguchi H., Kitajima T. (1993) « Dynamic behaviour of gas flow in gradient magnetic fields» IEEE Transactions on Magnetics 29 (6),:3264-3266
-Villermaux, E., Rehab, H., & Hopfinger E.,(1994) «Breakup regimes and self-sustained pulsations in coaxial jets», Meccanica 29, (4), 393-401.
-Voisin Natanaël (2005), « Simulation d'une flamme de diffusion laminaire air-méthane », rapport stage Master 1 ,CNRS-LCSR, Université d'Orléans
-Wakayama N. I.(1995) « Magnetic acceleration and deceleration of O_2 gas streams injected into air» IEEE Transactions on Magnetics 31 (1), 897-901
-Wakayama N. I., Ito H., Kuroda Y., Fujita O., Ito K. (1996*), « Magnetic support of combustion in diffusion flames under microgravity» Combustion and Flame 107,187-192

-Wakayama N. I., Sugie M. (1996) « Magnetic promotion of combustion in diffusion flames» Physica B 216,:403-405
-Won S.H., Kim J., Hong K.J., Cha M.S., Chung S.H., (2005) «Stabilization mechanism of lifted flame edge in near field of coflow jets for diluted methane », Proceedings of the Combustion Institute, 30 339-347
-Yamada E., Shinoda M., Yamashita H., Kitagawa K., (2003), « Influence of four kinds of gradient magnetic fields on hydrogen-oxygen flame» AIAA journal, 41 (8), 1535-1541
-Yamada E., Shinoda M., Yamashita H., Kitagawa K., (2003*), « Experimental and numerical analyses of magnetic effect on OH radical distribution in hydrogen-oxygen diffusion flame» Combustion and Flame 135,365-379

Annexe A : Caractéristiques des espèces chimiques

Nous allons ici détailler les différentes lois qui régissent les caractéristiques physiques des différentes espèces chimiques. Ensuite un groupe de tableaux détaillera les valeurs de ces caractéristiques à 300K.

Masse volumique

On utilise la loi des gaz parfaits incompressibles dans un milieu à pression constante de 101325Pa.

Pour un mélange d'espèce :

$$\rho = \frac{P}{RT\sum_i \frac{Y_i}{M_{w,i}}} \qquad \text{avec P=101325Pa} \qquad \text{E-A1}$$

Pour une espèce i pure

$$\rho_i = \frac{P}{\frac{RT}{M_{w,i}}} \qquad \text{avec P=101325Pa} \qquad \text{E-A2}$$

Viscosité

La viscosité du mélange comme des espèces est calculée à partir de la théorie cinétique.

Pour une espèce pure :

$$\mu_i = 2.67\frac{\sqrt{M_w T}}{\sigma_i^2 \Omega_\mu}10^{-6} \qquad \text{E-A3}$$

$$\Omega_\mu = \Omega_\mu(T_\mu^*)$$

$$T_\mu^* = \frac{T}{(\varepsilon / k_b)_i} \qquad \text{E-A4}$$

σ_i et $(\varepsilon / k_b)_i$ sont les paramètres de Lennard-Jones.

Pour le mélange :

$$\mu = \sum_i \frac{X_i \mu_i}{\sum_j X_i \phi_{ij}}$$

$$\phi_{ij} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{w,i}}{M_{w,j}}\right)^{\frac{1}{4}}\right]^2}{\left[8\left(1 + \frac{M_{w,i}}{M_{w,j}}\right)\right]^{\frac{1}{2}}} \qquad \text{E-A5}$$

Conductivité Thermique

De la même manière, la conductivité thermique suit la loi de la théorie cinétique.

Pour une espèce pure :

$$k_{T,i} = \frac{15R}{4M_{w,i}}\mu_i\left[\frac{4}{15}\frac{C_p M_{w,i}}{R} + \frac{1}{3}\right] \qquad \text{E-A6}$$

Pour le mélange :

$$k_T = \sum_i \frac{X_i k_{T,i}}{\sum_j X_i \phi_{ij}}$$

$$\phi_{ij} = \frac{\left[1 + \left(\frac{k_{T,i}}{k_{T,j}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{w,i}}{M_{w,j}}\right)^{\frac{1}{4}}\right]^2}{\left[8\left(1 + \frac{M_{w,i}}{M_{w,j}}\right)\right]^{\frac{1}{2}}} \qquad \text{E-A7}$$

Chaleur spécifique

La chaleur spécifique du mélange est calculée à partir d'une moyenne en fraction massique des chaleurs spécifique des espèces pures, qui elles sont des polynômes de température.
La chaleur spécifique d'une espèce est constituée de 2 polynômes : un polynôme pour des variations de température de 300K à 1000K, et un deuxième pour des variations de 1000K à 5000K. Les valeurs des coefficients seront donnés dans les tableaux d'espèces ci-dessous.

$$300K < T < 1000K$$

$$C_{p,i} = \sum_k a_{k,1} T^k$$

$$1000K < T < 5000K \qquad \text{E-A8}$$

$$C_{p,i} = \sum_k a_{k,2} T^k$$

Pour le mélange :

$$C_p = \sum_i Y_i C_{p,i} \qquad \text{E-A9}$$

Tableaux de valeurs

Ces tableaux regroupent pour chaque espèce étudiée, les valeurs à 300 K de la densité, de la viscosité, de la conductivité et du C_p ainsi que toutes les autres variables qui caractérisent l'espèce chimique.

CH_4

Densité (kg/m^3)	Viscosité (kg.m^{-1}.s^{-1})	Cp (J/(kg.K))	Conductivité thermique (W/(m.K))
0,61517	1,15E-05	2197,92487	0,032596
Masse molaire (g/mol)	**Enthalpie standard (J/mol)**	**σ (Angstrom)**	**(ε/kb)**
16,04276	-7,49E+07	3,746	141,4
k	**$a_{k,1}$**	**$a_{k,2}$**	
1	403,5915	872,4813	
2	9,057485	5,305562	
3	-0,01442533	-0,002008328	
4	1,58E-05	-0,002008328	
5	-6,34E-09	-2,33E-11	

Tableau A-1 : caractéristiques à 300 K du méthane

O_2

Densité (kg/m^3)	Viscosité (kg.m^{-1}.s^{-1})	Cp (J/(kg.K))	Conductivité thermique (W/(m.K))
1,26071	2,07E-09	900,0158567	0,0256451
Masse molaire (g/mol)	**Enthalpie standard (J/mol)**	**σ (Angstrom)**	**(ε/kb)**
31,9988	-847,6404	3,458	107,4
k	**$a_{k,1}$**	**$a_{k,2}$**	
1	834,8264	960,7523	
2	0,292958	0,1594126	
3	-1,50E-04	-3,27E-05	
4	3,41E-07	4,61E-09	
5	-2,28E-09	2,95E-13	

Tableau A-2 : caractéristiques à 300 K du dioxygène

N_2

Densité (kg/m^3)	Viscosité (kg.m^{-1}.s^{-1})	Cp (J/(kg.K))	Conductivité thermique (W/(m.K))
1,13789	1,81E-06	1037,901097	0,025475
Masse molaire (g/mol)	**Enthalpie standard (J/mol)**	**σ (Angstrom)**	**(ε/kb)**
28,0134	0	3,621	97,053
k	**$a_{k,1}$**	**$a_{k,2}$**	
1	979,046	868,6229	
2	0,4179639	0,4416295	
3	-1,18E-03	-0,000168723	
4	1,67E-06	3,00E-08	
5	-7,26E-10	-2,00E-12	

Tableau A-3 : caractéristiques à 300 K du diazote

Annexe B : Mécanisme réactionnel

Chimie à une réaction globale

La combustion du méthane se fait via une réaction chimique globale :

$$CH_4 + 2O_2 \xrightarrow{k_f} CO_2 + 2H_2O$$

La constante de réaction se calcul grâce à la loi d'Arrhenius :

$$k_f = A_i T^{\alpha} \exp(-\frac{E}{RT})$$

Pour cette réaction

A=2.119 x 10^{11} cm^3/(mol.s)

α=0

E= 2.027 x 10^8 J/mol

Chimie à plusieurs réactions

Le mécanisme adopté pour la flamme de méthane est le mécanisme détaillé de Smooke (Smooke et Giovangigli 1994) à 26 étapes. La constante de vitesse de réaction s'exprime de la manière suivante :

$$k_{f,i} = A_i T^{\alpha_i} \exp(-\frac{E_i}{RT})$$

Les unités de A sont cm^3, mol et s enfin E_i est en cal/mol

```
ELEMENTS
  H O C N
END

SPECIES
  H2   H
  O2   O
  OH   H2O
  HO2  H2O2
  CO   CO2
  CH4  CH3
  HCO  CH2O  CH3O
  N2
END

REACTIONS                          Ai          αi       Ei
H   + O2  =  OH  + O              2.000E+14    0.00    16800.00
             !REV/                1.575E+13   0.00    690.00  /
O   + H2  =  OH  + H              1.800E+10   1.00   8826.00
             !REV/                8.000E+09   1.00   6760.00  /
H2  + OH  =  H2O + H              1.170E+09   1.30   3626.00
             !REV/                5.090E+09   1.30  18588.00  /
OH  + OH  =  O   + H2O            6.000E+08   1.30      0.00
             !REV/                5.900E+09   1.30  17029.00  /
H +O2 + M => HO2 + M              2.300E+18  -0.80      0.00
   CH4/6.5/ H2O/6.5/ CO2/1.5/ CO/0.75/ O2/0.4/ N2/0.4/
H   + HO2 => OH  + OH             1.500E+14   0.00   1004.00
H   + HO2 => H2  + O2             2.500E+13   0.00    700.00
```

```
OH  + HO2 => H2O + O2     2.000E+13   0.00   1000.00
CO  + OH  =  CO2 + H                1.510E+07   1.30   -758.00
              !REV/                 1.570E+09   1.30  22337.00  /
! Frequency factor is multiplied by 2.2 to agree with the modified Lindemann formalism
CH4(+M)   => CH3 +H(+M)             1.386E+15   0.00 104000.00
   LOW /                            2.200E+17 0.00  86000.00
CH3+H(+M) => CH4(+M)                1.144E+13   0.00  -1310.00
   LOW /                            1.816E+15 0.00  -19310
CH4 + H   =  CH3 + H2               2.200E+04   3.00   8750.00
              !REV/                 9.570E+02   3.00   8750.00  /
CH4 + OH  =  CH3 + H2O              1.600E+06   2.10   2460.00
              !REV/                 3.020E+05   2.10  17422.00  /
CH3 + O   => CH2O + H               6.800E+13   0.00      0.00
CH2O + H  => HCO + H2               2.500E+13   0.00   3991.00
CH2O + OH => HCO + H2O              3.000E+13   0.00   1195.00
HCO  + H  => CO  + H2               4.000E+13   0.00      0.00
HCO  + M  => CO + H + M             1.600E+14   0.00  14700.00
CH3  + O2 => CH3O + O               7.000E+12   0.00  25652.00
CH3O + H  => CH2O + H2              2.000E+13   0.00      0.00
CH3O + M  => CH2O + H + M           2.400E+13   0.00  28812.00
HO2 + HO2 => H2O2 + O2              2.000E+12   0.00      0.00
H2O2 + M  =  OH + OH + M            1.300E+17   0.00  45500.00
              !REV/                 9.860E+14   0.00  -5070.00  /
H2O2+ OH  =  H2O + HO2              1.000E+13   0.00   1800.00
              !REV/                 2.860E+13   0.00  32790.00  /
OH +H + M => H2O  + M               2.200E+22  -2.00      0.00
   CH4/6.5/ H2O/6.5/ CO2/1.5/ CO/0.75/ O2/0.4/ N2/0.4/
H + H + M => H2 + M                 1.800E+18  -1.00      0.00
   CH4/6.5/ H2O/6.5/ CO2/1.5/ CO/0.75/ O2/0.4/ N2/0.4/
END
```

Références bibliographiques

Smooke M.D., Giovangigli V., (1994), « Simplified Transport and Reduced Chemistry Models on Premixed and Nonpremixed Combustion », pp. 81-106 in: J.Buckmaster and T.Takeno (Eds.) Modeling in Combustion Science, Proc. of the US-Japan Seminar, Kapaa, Kauai, Hawaii, 24-29 July 1994 Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1995

Annexe C : Fichier source intégré dans FLUENT

Le fichier regroupant la force magnétique et le rayonnement va être ici dévoilé. On note que pour la force magnétique deux termes peuvent être modifiés pour déplacer axialement la force magnétique ainsi que son intensité. Ces termes sont :

deltax pour déplacer le centre de l'aimant (donc du maximum de l'induction magnétique). deltax = 0 pour le cas c0, et deltax = 0.01 pour le cas c10.

Boost pour l'intensité de la force. Boost=1 pour la force magnétique expérimental (4,76T²/m pour le maximum du gradient magnétique).

Le fichier qui suit concerne l'application de la force magnétique dans le cas c0 4,76T²/m.

```
#include "udf.h"

#define nuL  9.2274e-24
#define nu0  1.25664e-06
#define k    1.38e-23
#define Na   6.0221353e23
#define gl   2.0
#define Vm   0.022414

#define S_O2  1.0
#define Wm_O2 0.0319988

#define i_O2   2.0
#define rho_a  1.171777
#define T_a    300.0

#define X1B1 0.0
#define X2B1 0.02

#define C6B1 (-7374770721.5)
#define C5B1   625184509.03
#define C4B1 (-21681632.875)
#define C3B1   399307.0069
#define C2B1 (-3836.0994787)
#define C1B1   0.86860466335
#define C0B1   0.34

#define X1B2 X2B1
#define X2B2 0.034

#define C6B2 (-6510416670.4)
#define C5B2   1050681090.3
#define C4B2 (-69881810.935)
#define C3B2   2443329.3283
#define C2B2 (-46921.854631)
#define C1B2   456.73463898
#define C0B2 (-1.6000209804)

#define deltax 0.0

#define A0exp 0.470150063
#define A1exp 101.0320543
```

```
#define Boost 1.0
/*-----------------------------------------------------------------------------------------*/

#define stefan  5.6704e-8

#define Tamb  300.0
#define Pamb  101325.0

#define mwH2O  18.01534
#define mwCO2  44.00995
#define mwCH4  16.04303

#define c0H2O  -0.23093
#define c1H2O  -1.1239
#define c2H2O  9.4153
#define c3H2O  -2.9988
#define c4H2O  0.51382
#define c5H2O  -1.8684e-5

#define c0CO2  18.741
#define c1CO2  -121.31
#define c2CO2  273.5
#define c3CO2  -194.05
#define c4CO2  56.31
#define c5CO2  -5.8169

#define c0CH4  6.6334
#define c1CH4  -0.0035686
#define c2CH4  1.6682e-8
#define c3CH4  2.5611e-10
#define c4CH4  -2.6558e-14

/*-----------------------------------------------------------------------------------------*/

DEFINE_SOURCE(force_magnetique, cell, thread, ds, eqn)
{
	double r[ND_ND], x, y,x1, xa, ya, source, Y_O2, T, rho, Fm_O2, Fm_O2_a, coef_chi, rho_O2;
	double B, dB;

	C_CENTROID(r, cell, thread);
	x = r[0] - deltax;
	x1 = r[0];
	y = r[1];

	Y_O2 = C_YI(cell, thread, i_O2);

	T = C_T(cell, thread);
	rho = C_R(cell, thread);
	rho_O2=101325 / (T * 8.314 / Wm_O2);

	coef_chi = (Na*nuL*nuL*S_O2*(S_O2+1)*4*nu0)/(3*k*Vm*rho_O2);

	xa = fabs(x);
	ya = fabs(y);
if (ya <= 0.006)
{
	if (xa <= X1B1)
	{
		B  = C0B1;
```

```
                dB = 0.0;
        }
        else if (xa <= X2B1)
        {
                B  = C0B1 + xa*(C1B1 + xa*(C2B1 + xa*(C3B1 + xa*(C4B1 + xa*(C5B1 +
xa*C6B1)))));
                dB = C1B1 + xa*(2.0*C2B1 + xa*(3.0*C3B1 + xa*(4.0*C4B1 + xa*(5.0*C5B1 +
xa*6.0*C6B1))));
        }
        else if (xa <= X2B2)
        {
                B  = C0B2 + xa*(C1B2 + xa*(C2B2 + xa*(C3B2 + xa*(C4B2 + xa*(C5B2 +
xa*C6B2)))));
                dB = C1B2 + xa*(2.0*C2B2 + xa*(3.0*C3B2 + xa*(4.0*C4B2 + xa*(5.0*C5B2 +
xa*6.0*C6B2))));
        }
        else
        {
                B  = A0exp*exp(-A1exp*xa);
                dB = B*(-A1exp);
        }

        if (x < 0.0) dB = -dB;

        Fm_O2   = rho   * Y_O2   / T;

        source = Fm_O2 * coef_chi * B * dB * Boost / nu0;
}
else
{
        source=0.0;
}

        ds[eqn] = 0.0;

return source;
}

/*-----------------------------------------------------------------------------------------*/

DEFINE_SOURCE(Perte_rayonnement, cell, thread, ds, eqn)
{
        double source, apH2O, apCH4, apCO2, PH2O, PCH4, PCO2,P, XH2O, XCH4, XCO2, mwm,
T, T1, Q, deltaT;

        T = C_T(cell, thread);
        deltaT=T*T*T*T-Tamb*Tamb*Tamb*Tamb;

        mwm=8314.5/C_RGAS(cell, thread);
        XH2O=C_YI(cell, thread, 6)*mwm/mwH2O;
        XCH4=C_YI(cell, thread, 10)*mwm/mwCH4;
        XCO2=C_YI(cell, thread, 9)*mwm/mwCO2;

        P=(C_P(cell, thread)+Pamb)/101325.0;

        PH2O= XH2O * P;
        PCH4= XCH4 * P;
        PCO2= XCO2 * P;

        T1=1000/T;
```

```
	apH2O= c0H2O + T1 * (c1H2O + T1 * (c2H2O + T1 * (c3H2O + T1 * (c4H2O + T1 *
(c5H2O)))));
	apCO2= c0CO2 + T1 * (c1CO2 + T1 * (c2CO2 + T1 * (c3CO2 + T1 * (c4CO2 + T1 *
(c5CO2)))));
	apCH4= c0CH4 + T * (c1CH4 + T * (c2CH4 + T * (c3CH4 + T * (c4CH4))));

	Q=apH2O * PH2O+ apCO2 * PCO2 + apCH4 * PCH4;

	source = -4.0 * stefan * deltaT * Q;

	ds[eqn] = 0.0;

return source;
}
```