

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté de Génie Mécanique et de Génie des Procédés



THESE

Présentée pour l'obtention du **grade** de **DOCTEUR EN SCIENCES**

En : GENIE MECANIQUE

Spécialité : Thermo-Energétique

Par: Nadjib GHITI

Sujet

**Etude numérique et expérimentale des flammes turbulentes
de diffusion -Flammes d'impacts.**

Soutenue publiquement, le 14/04/2014, devant le jury composé de :

M. Rabah DIZENE	Professeur (USTHB)	Président
M. Abdelhalim BENTEBBICHE	Professeur (USTHB)	Directeur de thèse
M. Noureddine SETTOU	Professeur (U. Ouargla)	Examineur
M. Bouzid BENKOUSSAS	Maitre de conférences A (ENP)	Examineur
M. Mourad BALISTROU	Maitre de conférences A(UMBB)	Examineur
M. Salah BOUHOUCHE	Docteur et Directeur du centre de recherche (URASM) Annaba	Invité

Sommaire

Partie I Introduction

I-1	Introduction	01
	Problématique scientifique	01
	Objectifs de l'étude	02
	Organisation du mémoire	03
I-2	Flamme de diffusion stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt	05
I-2.1	Écoulement inerte à point d'arrêt	05
I.2.1a	Cas d'un écoulement laminaire	06
I.2.1b	Cas d'un écoulement turbulent	06
I.3	Écoulement d'impact parallèle	09
I-4	Phénomènes d'extinction	10
I.4.1	Par étirement	11
I.4.2	Par pertes thermiques (convection)	13
I.4.3	Par rayonnement	14
I.4.4	Par dilution	14
I. 5	Stabilité de flamme	14
I-5.1	Stabilité de flamme en milieu non prémélangé	17
I-5.2	Structure d'une flamme de diffusion	17
I-5.3	Stabilisation d'une flamme de diffusion	18

Partie II Modèle mathématique

II-1	Modèles de turbulence	20
II-1-1	Les modèles physiques employés	20
II-1-1	Pour la turbulence	20
II-1-1-1	Introduction	20
II-1-1-2	Modélisation de la turbulence	20
II-1-1-3	Les équations instantanées	21
II-1-1-4	Principes de l'approche statistique	23
II-1-1-5	Les équations moyennes	24
II-1-1-5-1	Introduction au modèle $k - \epsilon$ incompressible	24
II-1-1-5-2	Constantes du modèle $k-\epsilon$ standard	28
II-1-1-5-3	Le modèle $k - \epsilon$ étendu aux écoulements à masse volumique variable	29
II-1-1-6	Loi de paroi	35
II-1-1-7	Modèle à bas nombre de Reynolds : Modèle de Chien	38
II-2	Approche non pré-mélangée	41
II-2-1	Fraction de mélange	41
II-2-2	Équations de transport pour la fraction de mélange	41
II-2-3	Fraction de mélange - Rapport d'équivalence	42
II-2-4	Relation de f avec les fractions massiques d'espèces, la densité et la température	43
II-2-5	Prolongements non-adiabatiques du modèle non-pré-mélangé	43
II-3	Schémas de discrétisation	45

Partie III Expérimentale jets Impacts

III. 1	Maquette	
	Dispositif expérimental	
	Le chalumeau	46
	Alimentation en gaz	
III. 2	Camera et logiciel	48
III.2.1	Principe	49
III.2.2	Notion sur la thermographie infrarouge	49
III.2.2.1	Buts de la thermographie	49
III. 2.2.2	Spectre électromagnétique	49
III.2.2.3	Rayonnement du corps noir	49
III.2.3	Description de la caméra	
	Matériel utilisé	
	Montage	50
III.2.4	Description du logiciel	51
III.2.5	Notice d'utilisation	51
III.2.5.1	Conseils d'utilisation de la caméra	51
III.2.5.2	Notice d'utilisation simplifiée du logiciel	52
III.2.6	Exemple d'utilisation de la camera	54
III.2.6.1	Vision d'une flamme de diffusion d'un jet d'impact	54
III.2.6.2	recherche d'émissivité d'une flamme de diffusion d'une flamme de méthane	54

Partie IV Résultats numériques

N. GHITI, A. BENTEBCICHE, S. HANCHI “*Interaction entre une flamme de diffusion et une paroi verticale*“ X^{ème} Colloque Interuniversitaire Franco-québécois sur la Thermique des Systèmes 20-22 juin 2011, Saguenay. ISBN978-2-9812621-0-3

G. Nadjib, B. Abdelhallim, and H. Samir “The Nitrogen Dillution Effect for Methane Impinging Turbulent Diffusion Flame” **Chemical Physics Research Journal**, Nova Science Publishers, Inc. Volume4Issue3-4,2013.

PartieV Résultats expérimentaux

Nadjib Ghiti; Abed AlhalimBentebbiche; Samir Hanchi; RamziBoulkroune « A Study of the Interaction between a Jet Flame and a Lateral Wall” **Canadian Journal on Mechanical Sciences & Engineering** Vol. 3 No. 2, February 2012.

Nadjib GHITI, Abed Alhalim BENTEBCICHE, Ramzi BOULKROUNE “Nitrogen dilution and extinction effects for methane impinging diffusion flame” Published by Elsevier, **IERI Procedia** 1 (2012) 39 – 46.

Nadjib Ghiti; Abed AlhalimBentebbiche; RamziBoulkroune « Experimental investigation of the interaction between turbulent impinging flame and radiation” **International Journal of Fluid Mechanics Research**, Ed. Begellhouse, Vol. 40, No. 1, 2013.

Nomenclature

Lettres latines

e	Énergie interne massique (J kg^{-1}).
h	Enthalpie massique (J kg^{-1}).
h_t	Enthalpie massique totale (J kg^{-1}).
k	Énergie cinétique de la turbulence (m^2s^{-2}).
k_p ou k_ω	Énergie cinétique de la turbulence en proche paroi (m^2s^{-2}).
k_δ	Énergie cinétique de la turbulence en un point situé à une distance δ de la paroi (m^2s^{-2}).
l_t	Échelle spatiale de turbulence (m).
l_m	Longueur de mélange (m).
\vec{n}	Vecteur unitaire normal à une surface donnée.
p	Pression statique (Pa).
t	Temps (s).
\vec{t}	Vecteur unitaire tangent à une surface donnée.
u_τ ou u_f	Vitesse de frottement (m s^{-1}).
$u_{//}$	Composante tangentielle à la paroi du vecteur vitesse (m s^{-1}).
x, y, z	Coordonnées spatiales (m)
E	Énergie massique totale (J kg^{-1}).
Ka	Nombre de Karlovitz.
$Le = Sc/Pr = \lambda/\rho C_p D$	Nombre de Lewis.
M ou Ma	Nombre de Mach.
M	Masse molaire (kg mole^{-1}).
$Pr = \mu C_p/\lambda$	Nombre de Prandtl.
Pr_t	Nombre de Prandtl turbulent.
$R = 8,3145$	Constante universelle des gaz parfaits ($\text{J mole}^{-1}\text{K}^{-1}$).
Re	Nombre de Reynolds.
Re_t	Nombre de Reynolds turbulent.
$Re_\Lambda = \Lambda u'_\Lambda/\nu$	Nombre de Reynolds turbulent basé sur l'échelle intégrale.
$Re_\eta = \eta u'_\eta/\nu$	Nombre de Reynolds turbulent basé sur l'échelle de Kolmogorov.
$Sc = \mu/\rho D$	Nombre de Schmidt.
T	Température (K).
T_f	Température de frottement (K).
T_p	Température de la paroi (K).
U_d	Vitesse déficitaire (Sillage plan) (m s^{-1}).
U_{\min}	Vitesse moyen sur l'axe (Sillage plan) (m s^{-1}).
U_∞	Vitesse écoulement libre (Sillage plan) (m s^{-1}).

Lettres grecques

δ	Distance à la paroi (m).
δ_{paroi}	Distance entre la paroi et la première maille du domaine de calcul (m).
δ_l	Épaisseur d'une flamme plane laminaire de prémélange non étirée (m).
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence (m^2/s^3).
η	Échelle de Kolmogorov (m) ou variable de similitude pour la couche de cisaillement.
κ	Constante de Karman.
λ	Coefficient de conductivité thermique ($\text{kg m s}^{-3}\text{K}^{-1}$).
μ	Coefficient de viscosité dynamique de l'écoulement ($\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$).
μ_t	Coefficient de viscosité turbulente ($\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$).
ν	Viscosité cinématique (m^2s^{-1}) ou itération.
ξ	Variable de similitude (sillage plan).
ρ	Masse volumique (kg m^{-3}).
τ_{ij}	Composantes du tenseur des déformations ou contraintes visqueuses ($\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-2}$).
τ_ω ou τ_p	Contrainte de cisaillement à la paroi ($\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-2}$).
τ_Λ	= Temps caractéristiques de la turbulence (s).
Λ/u'_Λ et $\tau_\eta = \eta/u'_\eta$	
$\tau_t = \delta l/S_l$	Temps de transit à travers la flamme de prémélange (s).
χ	Facteur d'expansion thermique.
ω	Terme de production ($\text{kg m}^{-3}\text{s}^{-1}$).
Θ	Épaisseur de quantité de mouvement (m).
Λ	Échelle intégrale de la turbulence (m) ou vitesse de propagation réduite.
$\langle \Phi \rangle$	Moyenne d'ensemble.
Φ	Moyenne de Reynolds.
$\tilde{\Phi}$	Moyenne de Favre.
Φ'	Fluctuation autour de la moyenne de Reynolds.
Φ''	Fluctuation autour de la moyenne de Favre.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le directeur de cette thèse, Monsieur le professeur AbedAlhalim Bentebbiche, pour m'avoir fait confiance malgré les connaissances plutôt légères que j'avais en 2008 sur la combustion turbulent des flammes de jet d'impacts, puis pour m'avoir guidé, encouragé, conseillé, tout en me laissant une grande liberté.

Je remercie M.Dr. Bouhouche Salah, directeur URASM-CSC/ANNABA Unité de recherche Appliquée en Sidérurgie Métallurgie Centre National de Recherche Scientifique et Technique en Soudage et Contrôle., ainsi que M.Meradi responsable et chef division dans le même centre, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire de contrôle de soudage dans la même institution, et pour les conseils stimulants que j'ai eu l'honneur de recevoir de leur part.

Je remercie tous ceux sans qui cette thèse ne serait pas ce qu'elle est : aussi bien par les discussions que j'ai eu la chance d'avoir avec eux, leurs suggestions ou contributions pendant la réalisation de la maquette expérimentale et l'acquisition des résultats par caméra infrarouge. Je pense ici en particulier à Monsieur Kadour Geurfi, Hichem Maouche, Salim, Remili salah, Ramzi Boulkroune, Adel, Hocine, Fouaz, ainsi que tous le groupe de l'institution URASM Annaba.

A qui de plus m'a fait l'honneur de présider le Jury de cette thèse, Monsieur Rabah Dizen, ainsi que tous les membres de jury Noureddine SETTOU, Bouzid BENKOUSSAS, Mourad BALISTROU, Salah BOUHOUCHE.

Pour leurs encouragements et leur assistance aussi bien matérielle que morale qui m'ont permis de faire cette thèse dans de bonnes conditions, je remercie chaudement Yamouna ma mère et Hassnaoui mon père.

Je passe ensuite une dédicace spéciale à tous mes frères et sœurs sans oublier ma femme.

Je tiens aussi à mentionner le plaisir que j'ai eu à travailler au sein de l'URASM, et j'en remercie ici tous les membres de l'institution une autre fois.

Résumé

Ce travail intitulé « Etude numérique et expérimentale des flammes turbulentes non Pré-mélangées -Flammes d'impacts». Traite l'aéro-thermochimie d'un écoulement réactif bidimensionnel turbulent méthane/air d'une flamme de diffusion d'impact une fois numériquement par l'utilisation du model K epsilon implémenter dans Fluent, et une autre fois expérimentalement par l'utilisation de la Camera Thermique Infrarouge ceci pour une flamme attachée sur un paroi vertical. Cette étude est articulée sur l'investigation de l'interaction entre le Rayonnement, la turbulent, la paroi, la chimie. L'acquisition des résultats donne une très bonne concordance avec les mesures expérimentales.

Abstract

This work entitled « numerical and experimental study of turbulent diffusion flames – Impinging Flames». A bi-dimensional Aerothermochemical of a turbulent reactive flow for impinging diffusion flame of methane/air is treated one time numerically using K Epsilon model which implemented in Fluent, and second time experimentally using the infrared thermography for a flame attached on a lateral wall. This study is based on the investigation of the interaction between the radiation, the turbulent, the wall and the chemistry. The acquisitions of the results give a good agreement with experimental measurements.

خلاصة

هذا العمل بعنوان "دراسة رقمية وتجريبية للشعلة المضطربة سابقة الاختلاط - الشعلة المؤثرة. نعالج في هذا الموضوع الأبروترموكيميائية لسليان تفاعلي مضطرب ذو بعدين مؤلف من غاز ميثان/هواء، المرة الأولى رقميا باستعمال النموذج ك إبسلون الموجود في فلونت ، ومرة أخرى تجريبيا باستعمال كميرة حرارية وهذا في حالة شعلة منتصبة عموديا على حائط. في هذه الدراسة نقوم بتبيين العوامل المؤثرة على تخادم الشعلة والعلاقة بين الإشعاع، الاضطراب، الحائط، الكيمياء. النتائج المتحصل عليها جد مرضية مقارنة بمقارنتها بالأعمال التجريبية.

Partie I

Introduction

I-1 Introduction

Problématique scientifique

C'est le caractère non-linéaire des équations de Navier-Stokes qui est à l'origine de la turbulence, du caractère non prédictible de celles-ci et de l'existence d'une large gamme d'échelles de grandeurs qui interagissent entre elles. Actuellement, la modélisation la plus répandue de la turbulence repose sur une approche statistique en un point des grandeurs physiques. Le passage à la moyenne des équations de Navier-Stokes nécessite de modéliser les termes des tensions de Reynolds afin de fermer le système d'équations. Les modèles à fermeture au premier ordre, dont celui incluant deux équations de transport $k-\epsilon$ est le plus utilisé dans l'industrie, conduisent à des représentations qualitativement réalistes d'écoulements complexes. Les modèles à fermeture au second ordre possèdent justement des potentialités supérieures et une universalité suffisante pour reproduire les principaux phénomènes turbulents tout en ayant un niveau de complexité modéré qui permet de les traiter efficacement avec les moyens informatiques présents. Les hypothèses introduites afin de modéliser les termes font intervenir des constantes à déterminer par application du modèle à des expériences clefs, relativement simples et accessibles expérimentalement ; les expressions et les constantes associées à calibrer sont beaucoup plus nombreuses au deuxième ordre qu'au premier ordre, ce qui explique pourquoi les fermetures au deuxième ordre sont encore au stade de développement.

À la turbulence, qui constitue en elle-même un des sujets les plus difficiles de la mécanique non-linéaire, s'ajoute la complexité des cinétiques chimiques et en plus l'interaction des deux disciplines. Par une approche statistique similaire, les modèles de combustion turbulente tentent de prendre en compte les phénomènes réactifs supplémentaires et leurs développements spécifiques au milieu turbulent : dans le cas du régime de flammelette, le modèle Eddy Break-Up fut le premier à s'imposer ; des modélisations un peu plus perfectionnées ont ensuite vu le jour, mais en suivant toujours les mêmes hypothèses de chimie infiniment rapide et de réaction à une étape irréversible. Ces simplifications amenant à réduire le taux de production chimique à une variable unique ne sont plus acceptables, si l'on veut établir des modèles capables de reproduire des situations plus complexes. Le modèle à Fonction Densité de Probabilité (F.D.P.) multidimensionnel pourrait permettre de prendre en compte davantage de variables indépendantes. Les variations de masse volumique générées par le dégagement de chaleur peuvent provoquer des phénomènes de diffusion à contre-gradient : les lois de diffusion par gradient, qui sont l'hypothèse fondamentale du concept de

viscosité turbulente sont alors invalides. La combustion à proximité des parois est une des situations les plus complexes à modéliser. Le couplage des phénomènes se trouve décuplé et induit de nombreuses interactions non-linéaires entre la turbulence, la flamme et la paroi.

La Simulation Numérique Directe(S.N.D.), dont l'ambition est de résoudre les équations pour toutes les échelles du spectre de l'énergie cinétique turbulente pour fournir le champ turbulent complet résolu spatialement et temporellement. Du fait de leur nombre de Reynolds élevé, les écoulements complexes industriels sont hors d'atteinte des capacités des moyens de calcul : l'intérêt de la S.N.D. reste circonscrit à des configurations géométriques et des cinétiques chimiques simples, pour lesquelles la S.N.D. se révèle un outil d'étude paramétrique très puissant, donnant accès à une excellente appréhension des mécanismes physiques à l'œuvre. Cette pratique de la S.N.D. est reconnue comme de l'expérimentation numérique.

Une autre voie, la Simulation des Grandes Structures (S.G.S.), apparut comme un concept d'emblée prometteur, voilà 30 ans. Néanmoins si cette voie réunit les avantages de la résolution des structures les plus énergétiques pour un cout de calcul moindre, elle hérite aussi des inconvénients inhérents à la modélisation. Son avenir resté conditionné aux développements des modèles de sous mailles directement déduites des modèles R.A.N.S. L'application à des écoulements d'échelles industrielles émerge progressivement grâce à la lumière apportée par de nombreux développements.

Les outils de diagnostic qualitatifs ou quantitatifs des flammes sont en constante progression. Alors que les expérimentateurs pionniers se contentaient de mesures de pression et de visualisations, des méthodes de mesure détaillées des champs de vitesses, de la température, des concentrations au sein des flammes sont couramment mises en œuvre aujourd'hui. Ces méthodes se sont développées grâce au progrès régulier des lasers et à la croissance des capacités des moyens modernes d'acquisition et de traitement des données.

Objectifs de l'étude

Une configuration académique d'étude en combustion, la flamme de diffusion stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt peut être relativement bien soumise à de telles situations. Une configuration pratique est réalisée en injectant un écoulement turbulent parallèle à une paroi plane verticale : une flamme plane en moyenne peut alors se stabiliser près de la paroi. Divers paramètres contrôlent les conditions aérothermochimiques de cette flamme : l'étirement moyen, la vitesse débitante, la turbulence incidente, la nature de l'écoulement, le gaz combustible, les pertes thermiques à la paroi. L'étude de l'écoulement

inerte turbulent n'est pas non plus dénuée d'intérêt : il comporte des régions d'échelles caractéristiques très différentes et génère une forte anisotropie de la turbulence.

Sur le plan numérique tel situation est simulé par l'utilisation de Logiciel de mécanique des fluides Fluent et cela après savoir construire la géométrie de calcul sur le Gambit en système bidimensionnel des résultats numériques obtenus permettent de caractériser la flamme de diffusion d'impact et la quantification des espèces chimiques produites par la combustion.

Sur le plan expérimental, cette configuration a été explorée depuis les années 1980, principalement au moyen de l'anémométrie doppler laser (A.D.L.). La vélocimétrie par Images de Particules (V.I.P.), dont la maturité est plus récente a été relativement peu utilisée pour des études paramétriques de l'aérodynamique. La préférence a souvent été accordée à la mise en œuvre de diagnostics couplés, tels la fluorescence induite par laser (F.I.L.) et la V.I.P. synchronisées, permettant d'accéder à la fois à la variable d'avancement et aux vecteur vitesses.

L'objectif initial de l'étude ici rapportée était très ambitieux : il s'agissait de caractériser le phénomène d'extinction par pertes thermiques, et par phénomène de dilution par un gaz inerte en observant dans les mêmes conditions aérodynamiques, le comportement de la flamme stabilisée le long d'une paroi, en condition quasi adiabatique, puis sous l'effet des pertes thermiques. Le banc expérimental réalisé au Centre de recherche sur le contrôle de soudage et de métallurgie (URASM) Annaba-Algérie. Ce banc a été spécialement conçu pour mener des études de combustion sur les flammes d'impact avec l'utilisation d'une caméra thermique infrarouge (INFRARED THERMOGRAPHY) disponible dans le laboratoire de contrôle non destructive. En appliquant l'analyse de Fournier (FFT) pour trouver les fréquences caractéristiques de l'écoulement impactant sur la paroi.

Organisation de la thèse

La thèse a été articulée sur cinq parties bien distinctes, correspondant aux cinq volets de la problématique présentée.

Partie I : Numérique

- ☞ Simulation de plusieurs configurations de flammes impactant sur une paroi verticale.

N. GHITI, A. BENTEBBICHE, S. HANCHI “*Numerical Investigation of Flames Impinging oblique to a Plane Surface*” Fourth International Conference on Advances in Mechanical Engineering and Mechanics (ICAMEM2008) December 16-18, 2008 in Sousse, Tunisia.

- ☞ Analyse des principaux produits de combustion.

N. GHITI, A. BENTEBBICHE, S. HANCHI “*Interaction entre une flamme de diffusion et une paroi verticale*” X^{ème} Colloque Interuniversitaire Franco-québécois sur la Thermique des Systèmes 20-22 juin 2011, Saguenay. ISBN 978-2-9812621-0-3

- ☞ Etude de l’influence de la dilution sur la production de NO thermique, le champ de température, ainsi que sur l’interaction entre fluide structure.

G. Nadjib, B. Abdelhallim, and H. Samir “The Nitrogen Dillution Effect for Methane Impinging Turbulent Diffusion Flame” **Chemical Physics Research Journal**, Nova Science Publishers, Inc. Volume 4 Issue 3-4, 2013.

Partie II :Expérimental

- ☞ Utilisation d’une nouvelle technique basée sur la caméra thermique infrarouge pour analyser le mode d’interaction entre la flamme de diffusion et la paroi.

Nadjib Ghiti; Abed Alhalim Bentebbiche; Samir Hanchi; Ramzi Boulkroune « A Study of the Interaction between a Jet Flame and a Lateral Wall” **Canadian Journal on Mechanical Sciences & Engineering** Vol. 3 No. 2, February 2012.

- ☞ Analyse de la structure de la flamme de diffusion d’impact influencée par le rapprochement de la paroi.
- ☞ Étude de l’instabilité de la flamme de diffusion causée par le rapprochement de la paroi.
- ☞ Étude de l’extinction de la flamme, par interaction flamme paroi, et par variation du taux de dilution.

Nadjib GHITI, Abed Alhalim BENTEBBICHE, Ramzi BOULKROUNE “Nitrogen dilution and extinction effects for methane impinging diffusion flame” Published by Elsevier, **IERI Procedia** 1 (2012) 39 – 46.

☞ Étude de l'interaction entre la turbulence et le rayonnement de la flamme.

Nadjib Ghiti; Abed Alhalim Bentebbiche; Ramzi Boulkroune « Experimental investigation of the interaction between turbulent impinging flame and radiation » **International Journal of Fluid Mechanics Research**, Ed. Begellhouse, Vol. 40, No. 1, 2013.

I-2 Flamme de diffusion stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt

Cette partie dresse un panorama des écoulements turbulents à point d'arrêt autant en comportement inerte qu'en comportement réactif. Cet écoulement est formé par l'impact sous incidence normale d'un jet axisymétrique divergeant contre une paroi plane. Les écoulements laminaires ne sont que brièvement évoqués en guise de rappel des notions fondamentales. Une description des diverses formes de flamme impactant est donnée et permettent d'appréhender leurs mécanismes de stabilisation. Une synthèse bibliographique des écoulements turbulents souligne les sujets d'intérêt des travaux antérieurs avec et sans combustion : l'optique de cette revue n'est pas de se focaliser sur leurs enseignements en détail, mais simplement de prendre connaissance des sujets déjà traités. Nous les mettrons en parallèle lors de l'analyse des résultats.

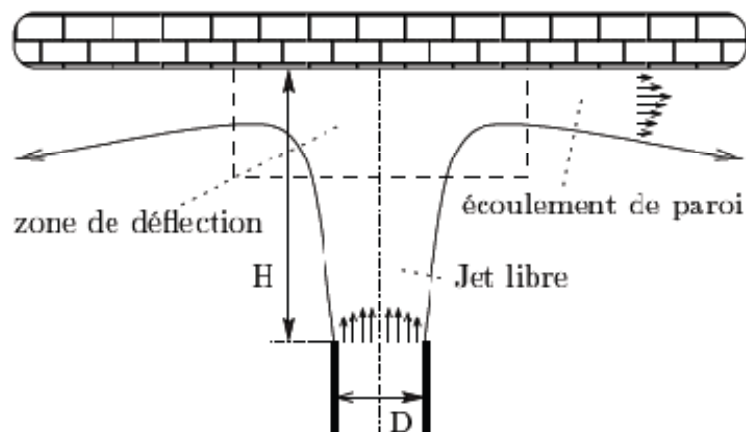


Fig. 1.1 – Impact d'un jet axisymétrique contre une plaque plane

I-2.1 Écoulement inerte à point d'arrêt

Un écoulement à point d'arrêt est défini par un rapport géométrique entre la distance injecteur-paroi et le diamètre de l'injecteur, noté H/D , et un rapport cinématique entre la vitesse débitante d'injection et la distance injecteur-paroi, dénommé étirement aérodynamique

moyen. Un jet libre en impact sur une surface plane est classiquement décomposé en trois zones distinctes de par la nature de l'écoulement :

la zone de jet libre (free-jet region) où le fluide débouchant de l'injecteur ne ressent pas la présence de la paroi : les propriétés de l'écoulement sont celles d'un jet libre ; au voisinage de l'axe, dans la zone dite de cœur potentiel (potential core), l'écoulement n'est pas affecté par la couche de cisaillement se développant à la périphérie du jet ;

la zone de stagnation, déviation ou déflexion (impingement region) où l'écoulement subit la présence de la paroi : de forts gradients de pression adverses le ralentissent et le font diverger ; ainsi, dans cette zone, l'écoulement ne se propage suivant aucune direction privilégiée;

la zone de jet pariétal (wall-jet region) où le fluide s'éloigne radialement du point d'arrêt.

I.2.1a Cas d'un écoulement laminaire

L'écoulement laminaire à point d'arrêt (plus connu comme écoulement d'Hiemenz) [1] est l'un des rares écoulements pour lequel une solution exacte des équations de Navier-Stokes peut être obtenue analytiquement. Le problème, décrit en détail par Schlichting [2] suppose que la distribution de vitesse au voisinage du point d'arrêt dérive d'un potentiel. L'introduction d'une fonction de courant monodimensionnel permet de déterminer les champs de pression et de vitesse.

I.2.1b Cas d'un écoulement turbulent

Une longue série d'études sur les écoulements turbulents en impact normal contre un obstacle a été motivée à l'origine par l'influence de la turbulence incidente qui tend à augmenter les transferts thermiques dans la région de stagnation. Le champ d'investigations recouvre différentes configurations, selon le type de l'obstacle (barreau, cylindre, plaque) et la nature de l'écoulement (jet bidimensionnel, axisymétrique ou écoulement d'une veine de soufflerie). Kestin & Maeder [3] puis Gardon & Akfirat [4] sont parmi les premiers à mettre en évidence expérimentalement cette intensification des transferts thermiques, respectivement dans le cas d'un cylindre au milieu d'une veine et d'un jet en impact contre une plaque plane. De très nombreux expérimentateurs s'attachent seulement à quantifier les transferts

thermiques. D'autres, dont Schauer&Eustis [5] se concentrent uniquement sur l'aérodynamique de l'écoulement en mesurant les vitesses moyennes sur l'axe de l'écoulement. Donaldson&Snedeker [6, 7] ont étudié expérimentalement, aussi bien le jet libre axisymétrique que la zone d'impact du jet turbulent et le jet pariétal dans une configuration à $10 < H/D < 30$. Les nombreuses mesures de pression et vitesse, moyennes et fluctuantes sont dévolues à une meilleure prédiction par corrélation des transferts thermiques à la paroi. Gutmark et al. [8] effectuent de nombreuses mesures de vitesse par fil chaud sur l'axe d'un jet bidimensionnel en impact contre une plaque plane placée loin en aval à $H/D=100$.

Concernant les moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses, toutes les composantes décroissent doucement, similairement à un jet libre jusqu'à une distance de $0,15 H$ où la présence de la plaque se fait ressentir et la décroissance s'accélère. Wei & Miao [9] s'intéressent à l'influence de l'étirement sur les structures tourbillonnaires dans la région de stagnation d'un écoulement autour d'un barreau : leurs échelles spatiales sont bien corrélées aux échelles intégrales de la turbulence incidente. Enfin, Ueda et al. [10] examinent en détail, au moyen de l'A.D.L., l'évolution de la turbulence en terme de moyenne et moments de la vitesse, le long de l'axe d'un jet axisymétrique en impact contre une plaque plane placée à $H/D=1$. Cette configuration, équivalente à celle qui nous intéresse n'a malheureusement pas suscité d'intérêt auprès des aérodynamiciens.

Depuis le début des années 80, l'étude expérimentale d'un jet turbulent axisymétrique en impact contre une plaque plane est motivée principalement par la possibilité d'y stabiliser une flamme plane. Pour cette raison, la totalité des travaux menés sur ce genre d'écoulement inerte n'est que le volet préliminaire à l'étude de l'écoulement réactif. Malheureusement, l'écoulement inerte à point d'arrêt ne présente guère d'intérêt du point de vue aérodynamique pur.

Les approches théorique et numérique ont suivi un itinéraire gouverné par les mêmes intérêts ; d'une problématique de transferts thermiques, l'optique de l'étude a dévié vers la combustion. Dans le cas des écoulements à faible nombre de Reynolds, les transferts thermiques étaient sous-estimés par les modèles théoriques en référence aux mesures expérimentales. Traci & Wilcox [11] ont les premiers à traiter ce type d'écoulement comme un problème à trois régions :

– une zone d'écoulement libre de toutes contraintes liées à la paroi : la convection de la turbulence est équilibrée par la dissipation et les échelles de turbulence diminuent ;

- une zone d'écoulement de fluide parfait soumis à un étirement constant ;
- une zone d'écoulement visqueux à proximité de la paroi.

De plus dans cette étude, la turbulence est modélisée par le modèle $k - \omega$ à deux équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente et la pseudo-dissipation (modèle de Saffman), tandis que les études précédentes se contentaient d'une fermeture du type algébrique. La méthode globale de résolution se chargeait du raccordement des solutions de chaque région à leurs frontières. Le comportement de la turbulence est mal modélisé à proximité de la paroi : notamment le taux de dissipation doit être fixe et l'énergie en puissance 2 de la distance. Strahle et al. [12] prirent en compte les fluctuations de masse volumique, en appliquant un modèle $k - \varepsilon$ à deux équations – dérivé de la version de Lam-Bremhorst [13] en y introduisant les moyennes de Favre. Leurs résultats ne furent satisfaisants qu'à faible nombre de Reynolds, après avoir ajusté les coefficients de l'équation de dissipation, conformément à leurs conditions aux limites précisées par Strahle [14].

Pour les mêmes raisons, Hijikata et al. [15] ont développé une troisième équation en plus de celle de k et ε pour prendre en compte l'anisotropie des contraintes de Reynolds entre v'^2 et u'^2 .

Champion & Libby [16] mettent en œuvre un modèle $k - \varepsilon$ similaire, mais leur analyse diffère sensiblement. L'existence d'échelles caractéristiques (longueur et vitesse) significativement différentes dans les trois régions identifiées suggère une utilisation pertinente des méthodes asymptotiques. Ainsi, une analyse asymptotique est réalisée, et identifié les trois régions par une nouvelle description :

- région I : sous-couche visqueuse ou moléculaire, où les effets de paroi sont dominants.
- région II : couche de cisaillement, où intervient toute la gamme des processus turbulents : diffusion, convection, production, dissipation ;
- région III : écoulement central, caractérisé par une décroissance de la turbulence suivie à nouveau d'une croissance accompagnée d'un passage à l'anisotropie ;

Par ailleurs, ils rendent variable les coefficients C_ε de l'équation du taux de dissipation du modèle $k - \varepsilon$ afin d'être égaux en région II et de retrouver les valeurs standard en région III.

Leurs analyses révèlent que la sous-couche visqueuse (région I) est significativement plus épaisse que son homologue en couche limite turbulente le long d'une paroi ; l'équilibre diffusion~dissipation régit les échanges turbulents dans les deux cas, mais le changement de vitesse moyenne plus important explique la différence d'épaisseur. Ensuite, Champion & Libby [16, 17] appliquent les méthodes asymptotiques à la modélisation des contraintes de

Reynolds dans les cas de deux jets turbulents opposés [18] puis un jet turbulent en impact contre une paroi [19].

I-3 Écoulement d'impact parallèle

La configuration, illustrée dans la figure 2, a été le moins étudié. Cependant, il est très important pour les applications aériennes de simuler les processus de transfert de chaleur sur les surfaces portantes. Giedt et al.[20, 21] ont étudié un écoulement sur la partie supérieure et inférieure le long d'une surface plane. Aucune de ces études n'a porté sur le flux de chaleur à la fine pointe de la cible. Beér and Chigier [22] ont étudié l'impact sur un côté de la surface plane qu'est le cœur du four. La flamme inclinée de 20° au-dessus de l'horizontale (Figure 2b). Mohr et al. [23] ont étudié une configuration spéciale des flammes parallèles à une surface plane, ce qui appelle une flamme radiale de jet réattaché figure 3. Ce type de flamme donne un chauffage plus uniforme de la surface, par rapport aux flammes impactant perpendiculairement à une surface.

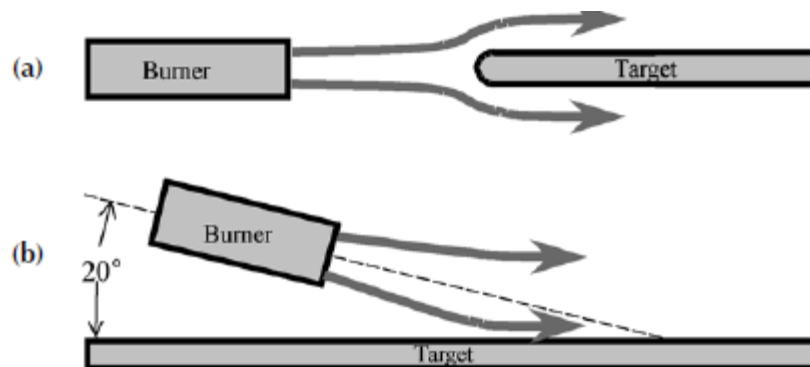


Figure 2 : flamme de diffusion avec impact parallèle.

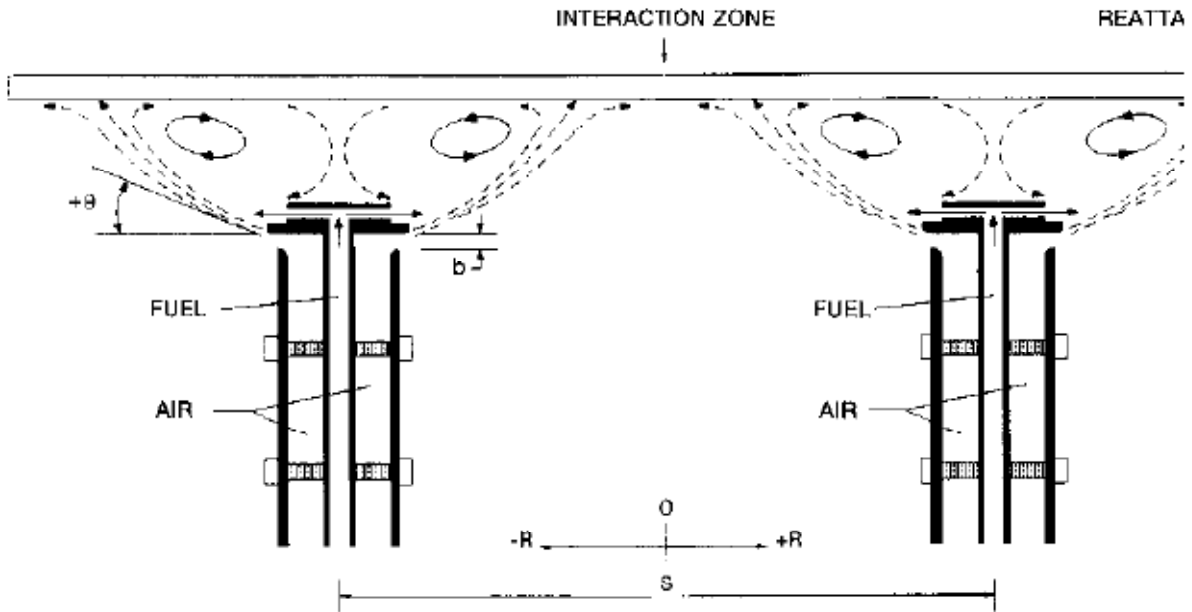


Figure 3 : Paire de flammes radiales de jets réattachés. [23]

I-4 Phénomènes d'extinction

À richesse constante, l'extinction d'une flamme de prémélange ne peut être provoquée que par un étirement trop fort ou bien par des pertes thermiques trop intenses ; ces deux modes peuvent être obtenus indépendamment dans la configuration d'écoulement à point d'arrêt, respectivement contre une paroi adiabatique et une paroi refroidie. Les conditions au-delà desquelles la stabilité de la flamme est rendue précaire sont ainsi déterminables. Bien que les études d'une flamme laminaire en interaction avec une paroi fournissent des informations considérables, le rôle de la turbulence reste mal connu. L'extinction est un processus soudain : l'intermittence du passage gaz brûlés, flamme, gaz frais met en jeu de très nombreux phénomènes. D'après Zhang et al. [24], l'extinction locale ne conduit pas nécessairement à l'extinction globale de la flamme ; une zone peut s'enflammer à nouveau tant que suffisamment de gaz chauds lui parviennent. Les principaux mécanismes d'interaction entre le tryptique turbulence-flamme-paroi sont schématisés sur la figure 5.

La flamme turbulente est considérablement modifiée à mesure qu'elle ressent les effets d'une paroi : à une certaine distance, l'extinction survient inévitablement. Tant que l'étirement généré par l'écoulement et les transferts thermiques à considérer à la paroi n'est trop important, la flamme parvient à se stabiliser à une position stationnaire en moyenne.

Au voisinage de la paroi, des effets de relaminarisation apparaissent : les échelles caractéristiques de la turbulence sont réduites, comme par exemple la taille des structures turbulentes limitée par la distance à la paroi. Du coup, le plissement et la courbure du front de flammes sont atténués. À mesure qu'on s'approche de la paroi, puisque la longueur intégrale et le temps intégral tendent vers zéro, le nombre de DamkÖhler diminue fortement et par conséquent la combustion ne peut plus être supposée à chimie infiniment rapide.

L'action de la flamme sur la turbulence se produit sous trois formes distinctes :

- l'action due aux variations de masse volumique par l'intermédiaire des termes de gradient de pression ;
- l'action des gradients de vitesse générée par la modification du champ de vitesses due à l'expansion thermique ;
- l'augmentation de viscosité liée à l'augmentation de température qui peut entraîner un surplus de dissipation moléculaire.

I.4.1 Extinction par étirement

La flamme laminaire adiabatique résiste bien mieux à des taux d'étirement élevés que celle turbulente soumise à des pertes thermiques Law et al. [25].

Yahagi et al. [26] explorent les limites d'extinction d'une flamme pauvre à différentes

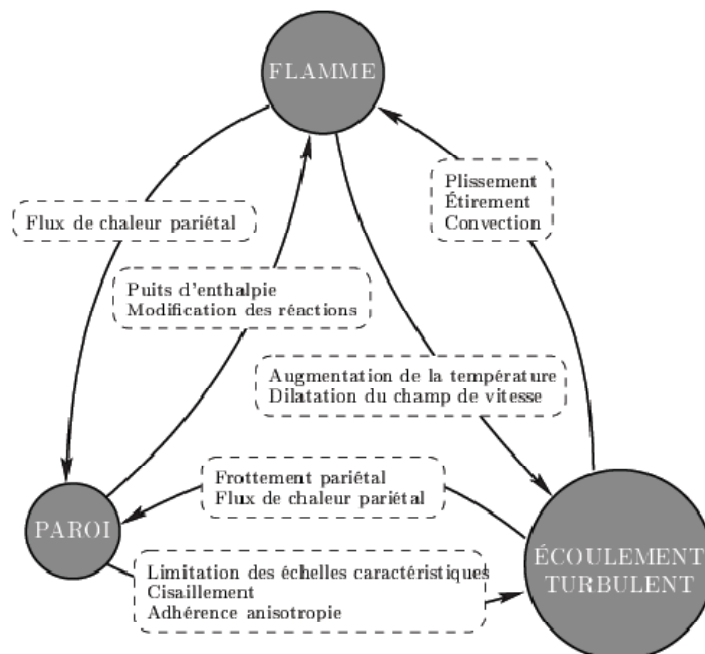


Figure 5– Interactions dans un écoulement réactif à proximité d'une paroi.

intensités de turbulence initiale (de 2 à 21 %). Ils estiment l'étirement total :

$$K = \frac{d\bar{V}}{dz} + \frac{S_l}{\bar{r}}$$

où $\frac{d\bar{V}}{dz}$ désigne le gradient axial de vitesse axiale moyenne et \bar{r} est le rayon de courbure moyenne du front. L'augmentation de l'intensité de turbulence ne semble pas modifier significativement l'étirement total : en fait lorsque la turbulence croît, la courbure moyenne tend à augmenter, tandis que le gradient de vitesse moyenne tend à diminuer ; globalement, les variations des deux facteurs de l'étirement se compensent.

Escudé [27] fixe une valeur critique de l'étirement global à 200 s^{-1} . Pour de faibles étirements, la température de paroi n'a aucune influence : la flamme est hors de la couche limite thermique. Néanmoins, le préchauffage paraît paradoxalement favoriser l'extinction.

Poinsot et al. [28] ont évalué des limites d'extinction à partir de résultats de S.N.D. bidimensionnelle sur l'interaction de deux tourbillons isolés et d'un front de flamme laminaire.

Les effets de la variation du nombre de Lewis, de compressibilité, et de pertes de chaleur ont été inclus dans les diverses simulations réalisées. L'action des deux tourbillons sur le front de flamme est quantifiée à partir de leur taille et de leur vitesse initiale. En balayant le spectre des échelles turbulentes, les résultats de S.N.D. montrent que les effets d'étirement des deux tourbillons entraînent différents comportements du front de flammes, caractérisés par :

- des plissements,
- une apparition de poche sans extinction,
- une extinction locale,
- aucune modification de sa structure.

Le résultat important à retenir de cette étude de Poinsot et al. [28] est que les échelles dissipatives ont une durée de vie trop courte pour agir sur le front de flammes et que les échelles intermédiaires ont une action bien plus significative sur la flamme, à savoir qu'elles peuvent induire des extinctions locales aussi bien que de la production de surface de flamme par étirement modéré.

I.4.2 Extinction par pertes thermiques (convection)

Trois configurations d'interaction entre la flamme et la paroi, sont présentés dans la figure 6

- Le coincement frontal (head on quenching) se produit lorsque la flamme s'approche de face d'une paroi.
- Le coincement latéral (side wall quenching) se produit lorsqu'une flamme se propage le long d'une paroi.
- Le coincement en cavité (tube quenching) se produit lorsque la flamme pénètre dans un orifice dont la section de passage est trop étroite.

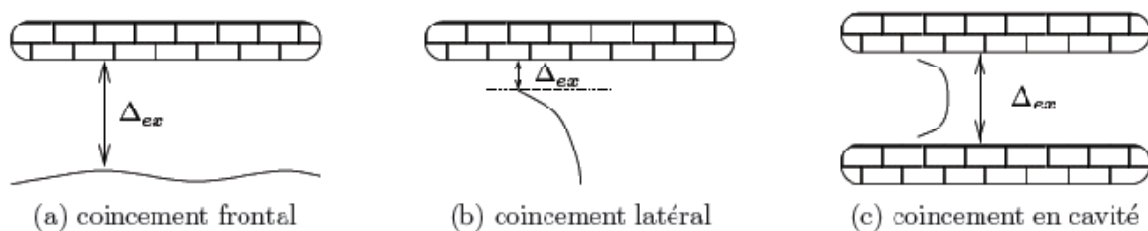


Figure 6 – Configurations d'interaction d'une flamme avec une paroi.

Les conditions d'extinction d'une flamme à proximité d'une paroi par pertes thermiques sont classiquement caractérisées par deux paramètres, à savoir, la densité de flux de chaleur pariétale ϕ_{ex} et la distance de coincement Δ_{ex} . Le lieu et l'instant de l'extinction sont associés au maximum de densité de flux et au minimum de la distance de la flamme à la paroi. La distance de coincement est souvent adimensionnée par une épaisseur caractéristique de la flamme laminaire, ce qui définit un nombre de Peclet, noté Pe . La densité de flux de chaleur pariétale est généralement adimensionnée par la chaleur de réaction d'une flamme laminaire.

Très peu de travaux expérimentaux se sont penchés sur une flamme turbulente à proximité d'une paroi du fait des difficultés d'effectuer des mesures et de récolter des statistiques fiables à cet endroit. Law et al. [25] observent une flamme laminaire avec une paroi refroidie et notent que la température de paroi a peu d'influence sur la limite d'extinction. Par conséquent, ils en déduisent que la flamme ne se trouve pas relativement proche de la paroi, du moins par rapport à la couche limite. Les pertes de chaleur ont lieu dans la zone d'écoulement de type couche limite, loin du point d'arrêt. Or, Cho et al. [29] estiment la couche limite thermique plus petite que la distance de la flamme à la paroi.

I.4.3 Extinction par rayonnement

Sous certaines conditions, flamme à Jet oppose à faible taux d'étirement avec l'absence de buoyancy, l'épaisseur de la flamme devient épaisse, et la perte thermique par rayonnement à partir de la zone à haute température devient dominante. Similaire aux pertes thermique par convection, la diminution de la température de la flamme, réduit le temps de réaction de la flamme ce qui produit le phénomène d'extinction par rayonnement.

I.4.4 Extinction par dilution

Dans le cas de la combustion non prémélangée, un excès de dilution de l'un des fluides le carburant ou le comburant, peut augmenter le temps de réaction chimique ceci qui va conduit à l'extinction, ce qui appelé extinction par dilution.

Ce qui nous intéresse dans cette étude est le phénomène d'extinction de la flamme par dilution et par convection.

I. 5 Stabilité de la flamme

Qu'il s'agisse d'une flamme stabilisée à coté d'une paroi d'impact de prémélange ou de diffusion ou encore d'une flamme établie autour d'un jet de combustible, la combustion ne s'établit pas de manière spontanée. Ces flammes nécessitent un allumage par une source de chaleur extérieure. Une fois allumées, ces flammes, aussi bien flammes de prémélange que flamme de diffusion doivent rester stables. On entend par flamme stable, la présence d'une zone de réaction fixe dans l'espace en dépit de l'écoulement des fluides alimentant la combustion. Cette stabilisation n'est pas toujours possible et dépend non seulement de la qualité du mélange entre combustible et comburant mais également de la vitesse des réactifs. Dans certains cas, la stabilisation des flammes se fait par la modification de la géométrie du brûleur ou par l'ajout d'un dispositif spécial qui modifie l'écoulement de gaz et favorise la stabilité de flamme. Grâce à un artifice aérodynamique, un noyau de recirculation peut être augmentant ainsi le temps de séjour des gaz pour permettre à la flamme de s'accrocher dans cette zone.

Durant ces dernières années, de nombreuses études ont porté sur la thématique de stabilité de flamme. Les flammes de diffusions laminaires suspendues ont été étudiées pour identifier les mécanismes de stabilisation. Des études expérimentales ont pu être réalisées grâce aux nouvelles possibilités qu'offrent les diagnostics lasers (LIF, PIV...) Muniz & Mungal, 1997; [30], Lee & Chung, 1997)[31]. Les principaux résultats de ces études montrent que la base de

la flamme présente un caractère propagatif. Plusieurs études numériques confirment ces résultats expérimentaux et annoncent que les propriétés du mélange à la base de la flamme et les conditions de vitesses locales de l'écoulement sont propices à la propagation d'une extrémité de flamme (Plessing et al., 1998[32], Kioni et al., 1999) [33].

La stabilité de flamme reste un sujet très étudié de nos jours. En effet la stabilisation des flammes proches à des parois solides, un phénomène qu'il faut savoir maîtriser dans de nombreuses applications (fours industriels, brûleurs domestiques, moteur fusée ou encore turbine à gaz). Cette problématique est abordée expérimentalement dans des configurations de flammes de diffusion pures, Maurey, 2001[34]; Cessou et al. 2004[35]; Won et al., 2005[36], aussi bien que dans des configurations de prémélange partiel Kim et al., 2005[37]. Ces récentes études expérimentales s'appuient sur les travaux réalisés dans les années 90 et apportent une vue nouvelle sur des points particuliers du mécanisme de stabilisation. L'effet du gradient de fraction de mélange sur la structure de flamme et en particulier son influence sur la vitesse de propagation sont également mis en évidence Kim et al., 2005[37].

De nombreuses études numériques complètent les observations expérimentales. Takahashi et Katta [38] ont réalisé des simulations numériques directes (DNS) de flamme de diffusion avec différents combustibles. L'effet de la nature du combustible sur la structure et la stabilisation d'une flamme partiellement prémélangée a été étudié.

Notre étude est consacrée à la compréhension des mécanismes de stabilisation des flammes nonprémélangées attachées sur une paroi verticale ainsi que l'étude de l'influence de la paroi sur la stabilité de cette flamme. En effet, dans la configuration étudiée, on s'intéresse toujours par la flamme non prémélangée pure. Parmi les notions de combustion, la flamme de diffusion est que les réactifs sont mélangés avant la zone de réaction. Dans le cas d'une flamme de diffusion, la zone réactionnelle se développe à l'interface stoechiométrique d'un mélange obtenu par diffusion moléculaire entre le combustible et le comburant de ce fait quand la paroi se rapproche de l'interface de la flamme ceci influé sur la qualité de combustion ainsi que sur le taux de réaction qui devient minimale à cause de l'influence de la paroi d'impact.

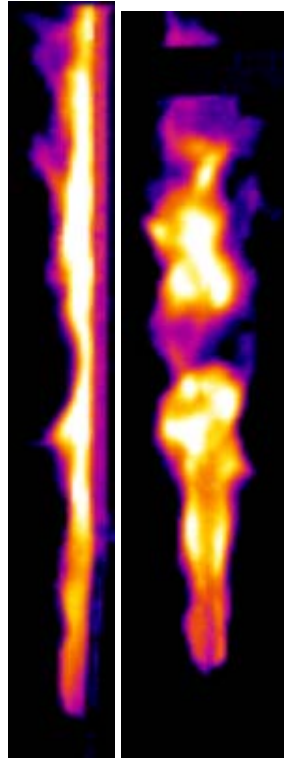


Figure 7: flammes de diffusion turbulente de méthane, à droite : flamme de jet libre, à gauche : flamme d'impact sur une paroi verticale. (Laboratoire de soudage URASM Annaba).

Les flammes issues de brûleur du type Bunsen ou de bougie sont les exemples les plus représentatifs de ces flammes. Bien qu'étant les représentations les plus simples du régime de combustion non prémélangé avec aussi le problème d'interaction entre la flamme et la paroi, les structures de l'écoulement de flammes développées sont déjà très complexes à comprendre.

I-5.1 Stabilité de flamme en milieu non prémélangé

De manière générale, pour former une flamme de diffusion, les réactifs sont introduits séparément de part et d'autre de la flamme.

I-5.2 Structure d'une flamme de diffusion

La configuration la plus classique d'une flamme de diffusion est celle où seul le combustible est issu d'un injecteur, le comburant nécessaire à la réaction est alors fourni par l'air ambiant. La réaction ne peut avoir lieu qu'à l'interface séparant le combustible et le comburant. Les profils de fraction massique sont représentés schématiquement sur la figure

Le taux de réaction des flammes de diffusion est principalement contrôlé par la diffusion puisqu'elle contrôle l'apport des réactifs dans la flamme. La structure des flammes de diffusion est souvent décrite grâce au rapport des temps de diffusion et de réaction chimique par rapport au temps de convection de l'écoulement. Ces flammes n'ont pas la propriété de se propager puisqu'elles ne peuvent exister que dans la zone où les réactifs coexistent en proportion stœchiométrique.

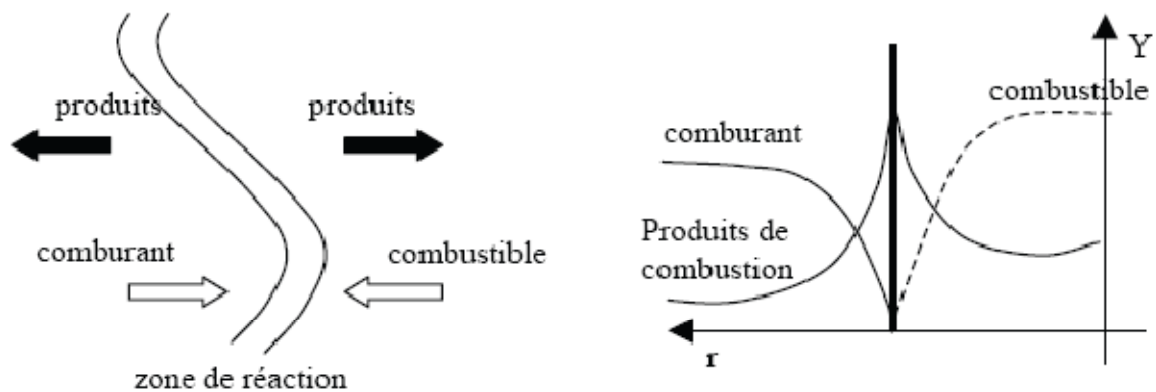


Figure 8 : Structure d'une flamme de diffusion.

La flamme de diffusion est composée de différentes zones figure 9 : une zone centrale qui n'est composée que de combustible, une zone de réaction et la zone contenant les gaz chauds, produits de la combustion. En réalité, la réaction ne se produit pas uniquement le long de la ligne stœchiométrique mais dans la zone d'inflammabilité de part et d'autre de cette ligne. La combustion dans cette zone est alors incomplète et la flamme de diffusion produit des suies issues des molécules de carbone imbrûlées. Les flammes non prémélangées sont caractérisées par un panache jaune dû au rayonnement des suies.

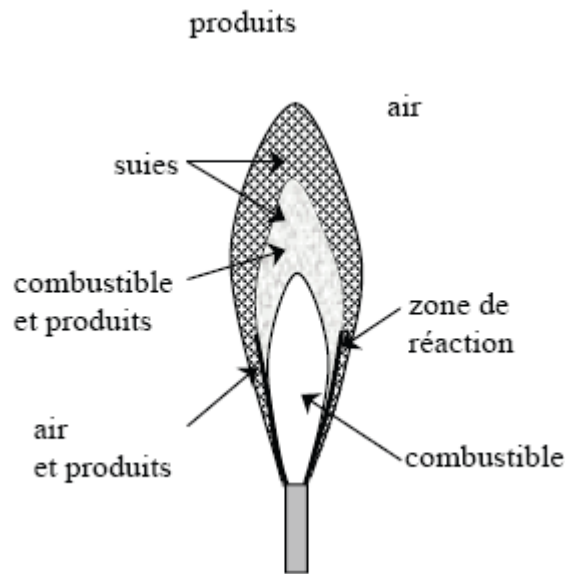


Figure 9 : Composition d'une flamme de diffusion.

I-5.3 Stabilisation d'une flamme de diffusion

Une flamme de diffusion se stabilise aux lèvres du brûleur figure 10, si le brûleur est suffisamment bien profilé pour éviter la présence d'une zone de recirculation derrière les lèvres. Lors de la rencontre des jets de comburant et de combustible, une zone de mélange se crée et les réactifs diffusent plus ou moins l'un dans l'autre. Au milieu de la zone de mélange, il existe une ligne le long de laquelle la proportion de comburant et de combustible correspond à la stœchiométrie et permet la réaction.

Dans certaines conditions de l'écoulement, il est possible d'obtenir une flamme qui se stabilise au-dessus des lèvres du brûleur figure 11. La flamme est alors dite "suspendue".

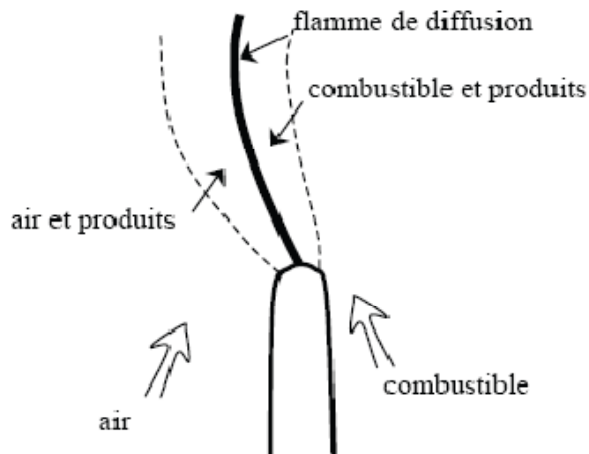


Figure 10 : Stabilisation d'une flamme de diffusion sur la lèvre d'un brûleur.

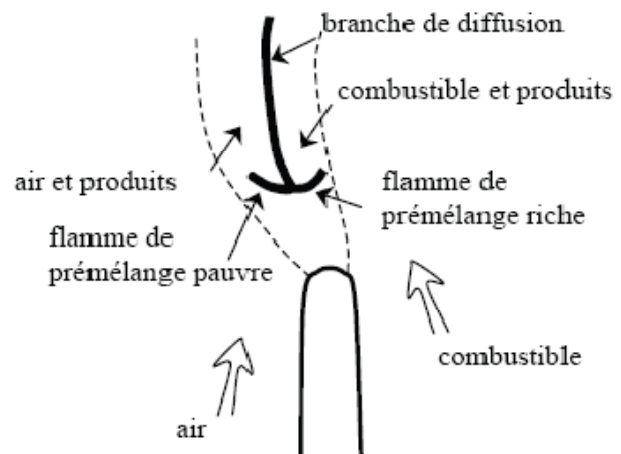


Figure 11 : Stabilisation d'une flamme de diffusion suspendue, formation d'une flamme triple.

Le comportement des flammes turbulentes suspendues dépend essentiellement de la vitesse du jet. L'évolution de la hauteur moyenne est quasi-linéaire en fonction de la vitesse de sortie des gaz, quelle que soit la nature du gaz Kalghatgi, 1984[39]. À partir d'une flamme de diffusion accrochée au brûleur, lorsque la vitesse d'éjection du combustible atteint une valeur critique ($U_0 > U_c$) la flamme se décolle naturellement du brûleur. Dans le cas d'une flamme initialement suspendue, il faudra diminuer la vitesse à une valeur U'_c inférieure à U_c pour accrocher la flamme.

C'est le phénomène d'hystérésis. La transition de l'état accroché à l'état décollé a été décrite selon plusieurs mécanismes de décollement (Takahashi et al., 1990 [40]). Le premier mécanisme de décollement correspond à une rupture d'équilibre entre le jet d'air entraîné et la propagation de la flamme près des lèvres du brûleur. Un autre mécanisme d'instabilité est décrit comme une extinction partielle de la flamme qui peut alors doit se décoller directement, doit se scinder en deux parties. Dans ce dernier cas, la portion de flamme restant accrochée au brûleur s'éteint rapidement et une flamme suspendue est observée.

Dans notre travail, nous sommes intéressés à la stabilité d'une flamme de diffusion impactant sur une paroi verticale pour étudier l'influence de la paroi sur la structure de la flamme ainsi que le détachement de flamme des lèvres du jet à cause de l'augmentation du nombre de Reynolds.

La partie qui suit, donne une brève description de la méthode numérique utilisée pour la simulation.

Partie II

Formulations Mathématiques

II-1 Modèles de turbulence

II-1-1 Les modèles physiques employés

Dans ce chapitre, nous détaillons les principes sur lesquels s'appuie l'établissement des équations de bilan et des modèles de fermeture associés qui ont été utilisés et effectivement résolus afin de mener à bien nos simulations d'écoulements turbulents inertes et réactifs impactant sur une paroi verticale.

II-1-1 Pour la turbulence

II-1-1-1 Introduction

Le régime de l'écoulement que nous considérons est turbulent avec un nombre de Reynolds variant typiquement de 3000 à 6000. Le développement non-linéaire des instabilités hydrodynamiques nous conduit ainsi a priori à devoir idéalement considérer une multitude de structures tourbillonnaires s'étendant sur une gamme très large d'échelles spatiales et temporelles.

La résolution de celles-ci par simulation directe ou simulation des grandes échelles reste encore bien au-delà des possibilités de calcul offertes dans le cadre d'une application industrielle.

Aussi notre travail s'inscrit dans le cadre d'une approche RANS ("Reynolds Average Navier-Stokes") qui reste un outil privilégié d'étude numérique pour la configuration d'écoulement que nous considérons. Cette approche consiste à ne simuler que la structure moyenne de l'écoulement en modélisant les effets des fluctuations des diverses grandeurs.

II-1-1-2 Modélisation de la turbulence

Dans cette section, nous détaillons les équations moyennes qui découlent de cette approche, ainsi que les modèles effectivement utilisés pour la fermeture des termes inconnus. Ces termes apparaissent lors du passage à la moyenne des équations instantanées dans lesquelles les variables sont recherchées sous la forme de la somme d'une moyenne et d'une fluctuation. Nous nous intéressons tout d'abord au modèle au premier ordre à deux équations k - ϵ à haut nombre de Reynolds, de Jones et Launder [41], dans sa formulation incompressible puis dans sa formulation compressible. L'utilisation de ce modèle initialement conçu pour les écoulements incompressibles repose sur l'analogie de Boussinesq selon laquelle les contraintes turbulentes peuvent être reliées au champ moyen de façon similaire aux contraintes visqueuses grâce à la détermination d'un coefficient de viscosité turbulente qui est

alors introduit. Par analyse dimensionnelle, la viscosité turbulente ν_t s'exprime alors, suivant cette analogie, en fonction d'une échelle de vitesse proportionnelle à la racine carrée de l'énergie cinétique turbulente et d'une échelle de temps donnée par le rapport de cette énergie cinétique turbulente sur son taux de dissipation. Afin de calculer les effets de proche paroi, le modèle k- ϵ à haut nombre de Reynolds a subi des modifications qui sont à l'origine des modèles k- ϵ dits à bas nombre de Reynolds. Parmi ces modèles qui utilisent des fonctions d'amortissement afin de prendre en compte ces effets, nous présentons en particulier le modèle de Chien [42].

II-1-1-3 Les équations instantanées

Les équations instantanées décrivant le comportement d'un fluide en mouvement, résultent de l'application des principes fondamentaux de la mécanique classique et de la thermodynamique. Ces équations instantanées définissent comment chaque grandeur conservative varie temporellement et spatialement sous l'action des mécanismes de convection, de diffusion, de création et de destruction. Pour leur établissement, on considère l'hypothèse du milieu continu. Les équations instantanées classiques de la mécanique des milieux continus, dans un repère cartésien et sous l'hypothèse de fluide parfait pour un mélange de gaz à chaleurs spécifiques constantes s'écrivent sous la forme suivante :

• Équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

• Bilan de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i v_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (2.2)$$

les composantes du tenseur des contraintes visqueuses étant données par :

$$\tau_{ij} = \mu S_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right] \quad (2.3)$$

où μ est la viscosité moléculaire évaluée suivant la loi empirique de Sutherland

• Bilan d'énergie totale ε :

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} + v_i \tau_{ij} \right] + \omega_T \quad (2.4)$$

Où λ est la conductivité thermique dont l'évaluation est ramenée à celle de la viscosité moléculaire via l'introduction d'un nombre de Prandtl constant, et où le terme ω_T représente l'apport d'énergie dû aux réactions chimiques et se définit selon :

$$\omega_T = - \sum_{\alpha=1}^n \omega_{\alpha} \Delta h_{\alpha}^0 \quad (2.5)$$

• L'équation de l'énergie peut également être introduite à partir du bilan d'enthalpie :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i h}{\partial x_i} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\rho D \frac{\partial h}{\partial x_i} - \sum_{i=1}^N \left(\frac{\lambda}{c_p} - \rho D_{\alpha} \right) h_{\alpha} \frac{\partial Y_{\alpha}}{\partial x_i} \right] \quad (2.6)$$

où n est le nombre d'espèces considérées et où l'enthalpie est donnée par :

$$h = \sum_{\alpha=1}^N \left(h_{\alpha}^0 + \int_{T_0}^T C_{p\alpha} dT \right) Y_{\alpha} \quad (2.7)$$

• Bilan massique de l'espèce α :

$$\frac{\partial \rho Y_{\alpha}}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i Y_{\alpha}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D_{\alpha} \frac{\partial Y_{\alpha}}{\partial x_i} \right) + \omega_{\alpha} \quad \alpha = 1, \dots, n, \quad (2.8)$$

Ce système peut alors être fermé en introduisant l'équation d'état du gaz parfait, soit :

$$p = \rho R T \sum_{\alpha=1}^N \frac{Y_{\alpha}}{M_{\alpha}} \quad (2.9)$$

La pression est alors en effet recalculée selon :

$$p = (\gamma - 1)\rho C_v T \quad (2.10)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques, supposé constant. Notons finalement que le flux de chaleur est exprimé par la loi de Fourier et que l'énergie totale s'exprime alors par :

$$\varepsilon = e + \frac{1}{2} v_i v_i \quad (2.11)$$

II-1-1-4 Principes de l'approche statistique

Les moyennes d'ensemble et temporelle

La moyenne d'une variable instantanée $\Phi(x_i, t)$ peut être définie comme la moyenne statistique $\langle \Phi \rangle(x_i, t)$, d'un ensemble de N réalisations $\Phi_n(x_i, t)$ indépendantes, soit :

$$\langle \Phi \rangle(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \Phi_n(x_i, t) \quad (2.12)$$

Nous faisons l'hypothèse d'ergodicité selon laquelle cette moyenne s'identifie à la moyenne temporelle $\hat{\Phi}(x_i, t)$ mesurable expérimentalement en intégrant $\Phi(x_i, t)$, sur un intervalle de temps T suffisamment grand par rapport aux échelles de temps de la turbulence :

$$\hat{\Phi}(x_i, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \Phi(x_i, t) dt$$

La moyenne de Reynolds

Nous utilisons dans un premier temps le formalisme de la décomposition de Reynolds [43]. Une variable instantanée $\Phi(x_i, t)$, peut être séparée en une partie moyenne et une partie fluctuante selon :

$$\Phi(x_i, t) = \bar{\Phi}(x_i, t) + \Phi'(x_i, t)$$

où $\Phi'(x_i, t)$ est la partie de $\Phi(x_i, t)$ fluctuant de manière centrée autour de sa moyenne dite de Reynolds $\bar{\Phi}(x_i, t)$.

La moyenne de Favre

La moyenne de Favre $\tilde{\Phi}(x_i, t)$ [43], dite pondérée par la masse volumique ρ , est un autre type de moyenne, définie à partir de la moyenne de Reynolds, par :

$$\tilde{\Phi} = \frac{\overline{\rho\Phi}}{\bar{\rho}}, \text{ avec } \Phi(x_i, t) = \tilde{\Phi}(x_i, t) + \Phi''(x_i, t) \text{ et } \overline{\Phi''} = 0 \text{ mais } \overline{\rho\Phi''} \neq 0 \quad (2.13)$$

L'utilisation de cette moyenne présente l'avantage de faire apparaître moins de termes de couplage dans les équations de bilan pour la description des écoulements moyens à masse volumique variable. Pour les écoulements à masse volumique constante, la moyenne de Reynolds et la moyenne de Favre sont identiques.

II-1-1-5 Les équations moyennes

II-1-1-5-1 Introduction au modèle k – ε incompressible

Si l'on applique le formalisme de la décomposition en moyenne de Reynolds sur l'ensemble des variables dépendantes en incompressible, soit pour la température T et les composantes u_i du vecteur vitesse U , soit :

$$\begin{cases} T = \bar{T} + T' \\ u_i = \bar{u}_i + u'_i \end{cases}$$

et que l'on injecte cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes, l'application de l'opérateur de moyenne à ce système nous amène alors à considérer le nouveau problème suivant :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{v}_i) = 0 \quad (2.14a)$$

$$\frac{\partial(\rho\bar{v}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{v}_i\bar{v}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\tau}_{ij} - \rho\overline{v'_i v'_j}] \quad (2.14b)$$

Le système obtenu est identique au système original, exception faite du terme supplémentaire de contraintes turbulentes $-\rho\overline{v'_i v'_j}$ apparaissant dans l'équation de transport de la quantité de mouvement. L'approche retenue consiste alors à "fermer" le terme $-\rho\overline{v'_i v'_j}$ par analogie avec la loi de Boussinesq utilisée pour exprimer les contraintes visqueuses en considérant que $-\rho\overline{v'_i v'_j}$ est localement proportionnelle à la déformation du champ moyen, soit :

$$-\rho\overline{v'_i v'_j} = 2\mu_t \bar{S}_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (2.15)$$

Où les moyennes \bar{S}_{ij} des composantes du tenseur de déformation sont données par :

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial\bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{v}_j}{\partial x_i} \right)$$

et où μ_t est le coefficient de viscosité turbulente, analogue à la viscosité μ pour les contraintes visqueuses. Pour cette approximation, le terme isotrope $2/3\rho k\delta_{ij}$ est nécessairement introduit afin que la trace invariante du tenseur des contraintes turbulentes soit effectivement égale au double de l'énergie cinétique turbulente k . Ce terme est similaire au terme présent dans la relation 3.3. Il s'identifie alors à une pression dynamique supplémentaire induite par le mouvement turbulent conduisant à un terme de pression effective de la forme $p^* = \bar{p} + 2/3\rho k$. Le bilan de quantité de mouvement se réécrit alors selon :

$$\frac{\partial(\rho\bar{v}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{v}_i\bar{v}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p^*}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial\bar{v}_i}{\partial x_j} \right] \quad (2.16)$$

Le modèle utilisé consiste ainsi à évaluer μ_t , par analogie avec μ , comme le produit d'une échelle turbulente de vitesse v_t et d'une échelle turbulente de longueur l_t . Dès lors, μ_t n'est plus

dépendant de la nature du fluide, mais simplement dépendant des propriétés dynamiques locales de l'écoulement.

Équation de transport de l'énergie cinétique de la turbulence L'échelle de vitesse est classiquement donnée par \sqrt{k} , une équation de transport pour l'énergie cinétique de turbulence pouvant s'obtenir avec une relative simplicité (voir par exemple Chassaing [44] ou Pope [45]) :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \bar{v}_j)}{\partial x_j} = -\rho \overline{v'_i v'_j} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - \overline{\tau'_{ij}} \frac{\partial \bar{v}'_i}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{v'_i v'_i v'_j}) - \overline{v'_i \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{v'_i \tau'_{ij}}) \quad (2.17)$$

Dans l'équation de transport précédente, A_k et C_k sont respectivement les termes d'accumulation et de flux convectifs. La création ou la disparition d'énergie cinétique turbulente moyenne est due aux termes de production P_k (transférant l'énergie du champ moyen au champ turbulent), au taux de dissipation ε (dissipant l'énergie turbulente à petite échelle) et au terme D_k qui représente la diffusion de k par les fluctuations de vitesse, de pression et des contraintes visqueuses. Le terme de production P_k est modélisé en réintroduisant la fermeture de Boussinesq pour l'expression des contraintes $\overline{\rho v' i v' j}$ et se réécrit alors :

$$p_k = -\rho \overline{v'_i v'_j} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = 2\mu_t \overline{S_{ij}^2}$$

Dans le modèle $k-\varepsilon$, on modélise le terme de diffusion de l'énergie cinétique turbulente $1/2(\overline{\rho v' i v' i v' j})$ par une fermeture du type gradient proportionnelle à $\mu_t \partial k / \partial x_j$. La corrélation pression vitesse est d'autant moins facile à modéliser que l'on ne dispose pas d'information expérimentale permettant d'évaluer son comportement exact. Ce terme est alors artificiellement inclus dans le terme modélisé de la diffusion de k . Les termes diffusifs sont regroupés et ré-exprimés sous la forme d'un terme de flux diffusif de $p + \rho k$ qui est alors fermé par une schématisation de type gradient [45] :

$$D_k = -\frac{\partial}{\partial x_j} [(p + \rho k)v_j'] = \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j}$$

le coefficient de diffusivité d_k de k étant ici exprimé par $d_k = \nu_t / \sigma_k$ en introduisant le nombre de Prandtl/Schmidt de turbulence σ_k de l'énergie cinétique de turbulence, supposé constant et égal à un.

Il n'est pas possible de déduire directement des équations de Navier-Stokes une équation de transport pour l'échelle de longueur turbulente l_t . L'ensemble des fermetures en un point à deux équations de transport consiste alors à déduire indirectement cette échelle de longueur à partir de la dissipation correspondant à une combinaison du type $k^m l_t^n$. Par analyse dimensionnelle, Jones et Launder [41] ont retenu les valeurs de $m = 3/2$ et $n = -1$, afin de dériver une équation de transport pour le terme de dissipation ε apparaissant explicitement dans l'équation de transport pour k . Cependant la complexité des corrélations intervenant dans cette équation est trop importante pour qu'une modélisation terme à terme puisse être envisagée [41]. C'est pourquoi la modélisation de cette équation consiste à la construire sous une forme similaire à l'équation de transport modélisée pour k . Les mécanismes de production, dissipation et diffusion de la dissipation sont alors supposés analogues à ceux de k et sont repris, multipliés par l'inverse de l'échelle moyenne de temps turbulente ε/k . Le modèle classique de Jones et Launder [41] se réécrit finalement sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \bar{v}_i \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + p_k - \rho \varepsilon \\ \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \bar{v}_i \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} p_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \\ p_k = 2\mu_t \overline{S_{ij}^2} \\ \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \end{array} \right. \quad (2.18)$$

II-1-1-5-2 Constantes du modèle k-ε standard

Les constantes utilisées sont obtenues à partir d'expériences numériques en incompressible.

— $C_{\varepsilon 2}$ traduit la décroissance énergétique de la turbulence générée en aval d'une grille. En supposant une décroissance de k de la forme $k \propto x^{-m}$, la constante $C_{\varepsilon 2}$ vérifie :

$$C_{\varepsilon 2} = \frac{m+1}{m} \quad (2.19)$$

avec m valant $1,25 \pm 0,06$. La valeur habituellement choisie pour $C_{\varepsilon 2}$ est de $1,92$.

— C_{μ} lie la contrainte de cisaillement à la paroi τ_w au montant de k dans la *zone logarithmique d'une couche limite selon la relation* :

$$C_{\mu} = \left(\frac{\tau_w / \rho}{k} \right)^2 = 0.09 \quad (2.20)$$

— $C_{\varepsilon 1}$ est calculée à partir de ces deux premières constantes en écrivant le bilan de ε dans la partie logarithmique de la couche limite turbulente et en supposant l'équilibre entre la production P_k et la dissipation ε de l'énergie cinétique de turbulence. Le bilan de ε se réduit dans ce cas à :

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu^t}{\sigma_{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + (C_{\varepsilon 1} - C_{\varepsilon 2}) \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$$

de sorte que :

$$C_{\varepsilon 1} = C_{\varepsilon 2} - \frac{k^2}{C_{\mu}^{1/2} \sigma_{\varepsilon}} \quad (2.21)$$

— $(\sigma_{\varphi})_{\varphi=k,\varepsilon}$ sont deux constantes analogues à des nombres de Schmidt, rapport de la diffusion de la quantité de mouvement sur la diffusion de la grandeur φ . Elles découlent de la modélisation des termes de diffusion par une hypothèse de type gradient. Leur valeur est optimisée sur la base d'écoulements fondamentaux tels que l'écoulement de canal, de conduite, de jet et de sillage. σ_{ε} et σ_k admettent pour valeur :

$$\sigma_{\varepsilon} = 1.3 \quad ; \quad \sigma_k = 1 \quad (2.22)$$

Finalement le jeu des constantes du modèle classique de Jones et Launder est donné par :

$$C_{\mu}= 0,09 ; \quad C_{\varepsilon 1} = 1,44 ; \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 ; \quad \sigma_k= 1,0 ; \quad \sigma_{\varepsilon}= 1,3$$

II-1-1-5-3 Le modèle k – ε étendu aux écoulements à masse volumique

Variable

Principes Le modèle k–ε est formellement développé pour des écoulements en régime incompressible mais peut être étendu au régime compressible sans modification fondamentale tant que l'amplitude des fluctuations de masse volumique est supposée rester d'un ordre de grandeur inférieur au niveau moyen de masse volumique. Afin d'établir cette nouvelle formulation, nous étendons directement la décomposition de Reynolds à la masse volumique et à la pression tandis que les autres variables sont décomposées en moyenne de Favre, soit :

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' ; \quad p = \bar{p} + p' ; \quad v_i = \tilde{v}_i + v_i'' ; \quad T = \tilde{T} + T'' ; \quad \varepsilon = \tilde{\varepsilon} + \varepsilon''$$

Ceci permet de dériver un système d'équations proche du système original dans le cas d'un écoulement à masse volumique variable. Nous obtenons alors le système des équations de Navier-Stokes moyennes (RANS), en situation compressible.

Reformulation du système d'équations de Navier-Stokes pour un écoulement à masse volumique variable (compressible ou dilatable)

— L'équation de continuité reste formellement identique :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{v}_j) = 0 \quad (2.23)$$

Le bilan de quantité de mouvement devient :

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{v}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{v}_i \tilde{v}_j) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\tilde{\tau}_{ij} + \overline{\tau_{ij}''} - \overline{\rho v_i'' v_j''}] \quad (2.24)$$

Ici une nouvelle modélisation doit alors être donnée pour les tensions de Reynolds $-\overline{\rho v''_i v''_j}$. En revanche, on néglige généralement la moyenne des fluctuations du tenseur de contraintes visqueuses :

$$\tau''_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v''_i}{\partial x_i} + \frac{\partial v''_j}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v''_k}{\partial x_k} \right)$$

par rapport au tenseur de contraintes visqueuses moyennes :

$$\tilde{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{v}_k}{\partial x_k} \right)$$

En étendant l'hypothèse de Boussinesq pour modéliser, au premier ordre, les contraintes turbulentes de Reynolds, le problème de fermeture est ramené à celui de la détermination du coefficient de viscosité turbulente μ_t . Les contraintes s'expriment alors, dans le cadre d'écoulements à divergence non-nulle selon :

$$-\overline{\rho v''_i v''_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{v}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (2.25)$$

L'équation moyennée de quantité de mouvement peut donc se réécrire :

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{v}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{v}_i \tilde{v}_j + \bar{p} \delta_{ij}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{v}_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_t \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{v}_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \right] \quad (3.26)$$

— L'énergie totale moyennée est désormais définie en prenant en compte la contribution de

L'énergie cinétique, par la relation :

$$\varepsilon = \bar{\rho} C_v \tilde{T} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \tilde{v}_i \tilde{v}_i + \bar{\rho} k \quad (2.27)$$

Le bilan d'énergie totale moyenne ε admet pour expression :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\tilde{v}_j (\varepsilon + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \tilde{v}_i + \lambda T_j \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left[\mu_t \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] \tilde{v}_i + \lambda^t T_j + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (3.28)$$

— Sous les hypothèses d'un nombre de Lewis égal à l'unité et d'un nombre de Prandtl supposé constant, l'équation de bilan moyen d'une espèce chimique α , admet pour expression :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{v}_i \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} - \bar{\rho} \tilde{v}_i'' \tilde{Y}_\alpha'' \right) + \bar{\omega}_\alpha \quad (2.29)$$

où la fermeture du terme source chimique moyen $\bar{\omega}_\alpha$ relève de la mise en œuvre d'un modèle de combustion en écoulements turbulents (section 3.2).

Reformulation du modèle $k - \varepsilon$

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente devient :

$$\frac{\partial (\bar{\rho} k)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{v}_i k)}{\partial x_i} = \overline{v_i''} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} - \bar{\rho} \overline{v_i'' v_j''} \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} - \overline{v_i''} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{v_i''} \sigma_{ij}''}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{v_i'' \sigma_{ij}''} - \overline{\rho v_j'' \left(\frac{1}{2} v_i'' v_i'' \right)} - \overline{p' v_j''} \right] \quad (3.30)$$

Dans ce bilan, la corrélation du flux de masse turbulent avec le gradient des contraintes visqueuses $\overline{v_i''} \partial \sigma_{ij} / \partial x_j$ est négligée. En revanche, aux mécanismes de production P_k , dissipation $-\rho \varepsilon$ et de diffusion D_k , s'ajoute une nouvelle interaction notée G_k . Liée aux effets de masse volumique variable, elle n'est donc pas a priori négligeable dans notre cas et nous y reviendrons par la suite. Procédant de manière analogue à celle suivie en régime incompressible, la corrélation $\overline{p' v_j''}$ n'est pas prise en compte explicitement dans le transport

de l'énergie cinétique turbulente. Elle est intégrée dans les termes diffusifs, qui sont fermés par une approche du type gradient. Le terme P_k représente la production d'énergie cinétique de turbulence par cisaillement, interaction des contraintes de Reynolds avec les gradients de vitesse moyenne. Il est fermé en réintroduisant la fermeture étendue de Boussinesq, soit :

$$-\bar{\rho} \overline{v_i'' v_j''} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = \left[\mu_t \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} k \right] \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = 2\mu_t S_{ij}^* S_{ij}^* - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (2.31)$$

faisant donc intervenir en régime compressible, non plus le tenseur de déformation mais son déviateur :

$$S_{ij}^* = \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.32)$$

En suivant ainsi l'hypothèse de Boussinesq, ce terme représente une transformation irréversible d'énergie cinétique moyenne en énergie cinétique de turbulence.

Le terme $G_k = \overline{v''_i \partial p / \partial x_i}$ représente l'interaction entre le flux turbulent de masse et le gradient moyen de pression. Sa modélisation précise repose sur celle du flux turbulent de masse. Suivant les travaux de Lahjaily [46], nous faisons l'hypothèse que l'enthalpie totale est constante et que les fluctuations de masse volumique sont isobares. Considérant un nombre de Mach peu élevé pour lequel la pression moyenne est quasi-constante, nous pouvons par ailleurs considérer que l'équation d'état se ré-exprime simplement par $\bar{\rho} \bar{T} = \text{constante}$. Ceci nous permet de relier les fluctuations de masse volumique aux fluctuations de température et obtenir ainsi la relation suivante :

$$G_k = -\frac{1}{\bar{\rho} \bar{T}} \left[\overline{\rho T'' v_i''} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \right]$$

Dans ce terme G_k , le flux turbulent de chaleur $\overline{\rho T'' v''_i}$ est fermé en reprenant une approche suivie par exemple par Lahjaily [46], Fluent utilise une fermeture du type gradient $\overline{\rho T'' v''_i} = -\mu_t / Sc \cdot \partial \bar{T} / \partial x_i$.

Finalement le terme G_k se réécrit en fonction des gradients de pression et de température de la façon suivante :

$$G_k = \frac{1}{\bar{\rho} \tilde{T}} \frac{\mu_t}{S_c} \left[\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \right] \quad (2.33)$$

où le nombre de Schmidt turbulent est pris égal à l'unité. L'équation de bilan fermée de l'énergie cinétique turbulente s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{v}_j k) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial k}{\partial x_j} + \frac{\mu^t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{\rho^r T^r} \frac{\mu_t}{S_c} \left[\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \right] - \bar{\rho} \varepsilon + \left[\mu_t \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} - \right. \right. \\ &\left. \left. \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (3.34) \end{aligned}$$

L'équation de bilan pour ε n'est plus rigoureusement équivalente à son homologue en incompressible pour laquelle une équation de transport est dérivable. On peut obtenir une équation de transport exacte pour la partie isotrope du taux de dissipation ε en régime compressible, mais elle est très compliquée (elle contient 60 termes inconnus [46]). La démarche adoptée consiste généralement à décomposer, à haut nombre de Reynolds, la forme isotrope du taux de dissipation en une composante rotationnelle et une composante dilatationnelle selon (pour un écoulement turbulent homogène)

$$\bar{\rho} \varepsilon = \rho \varepsilon_s + \rho \varepsilon_c = 2\mu \overline{\omega'_{ij} \omega'_{ij}} - \frac{4}{3} \mu \frac{\partial v''_k}{\partial x_k} \frac{\partial v''_k}{\partial x_k}$$

Le taux de dissipation solénoïdale $\rho \varepsilon_s$ représente alors le taux de dissipation dû au processus régulier de cascade énergétique inertielle aux petites échelles, observable en l'absence d'effets dilatationnels. Les études de simulation directe démontrent que l'influence de la compressibilité est généralement négligeable sur ε_s tandis que ε_c devient négligeable à bas nombre de Mach. Nous pouvons donc nous contenter de modéliser le transport de ε_s avec une démarche identique à celle précédemment retenue en régime incompressible. Nous prenons

simplement en compte le mécanisme supplémentaire associé à G_k . L'équation effectivement retenue est alors donnée par :

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\tilde{u}_j\varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j} + \frac{\mu^t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right) + \frac{\varepsilon}{k}C_{\varepsilon 1}P_k - C_{\varepsilon 2}\frac{\rho\varepsilon^2}{k} + \frac{\varepsilon}{k}C_{\varepsilon 3}G_k \quad (2.35)$$

La résolution des expressions 3.34 et 3.35 permet ainsi de calculer le coefficient de viscosité turbulente selon :

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \quad (2.36)$$

Les constantes que nous utilisons ont été ajustées par expérimentation en régime compressible. $C_{\varepsilon 2}$ est déterminé en utilisant les données expérimentales pour une décroissance de la turbulence isotrope, elle assure une décroissance correcte de k dans la zone inertielle. $C_{\varepsilon 1}$ est optimisée pour un écoulement homogène cisailé en équilibre local. Nous retenons par ailleurs la valeur donnée par Bigot [47] pour la constante $C_{\varepsilon 3}$. Les valeurs standards effectivement utilisées sont ainsi données par :

$$C_\mu = 0.09 ; C_{\varepsilon 1} = 1.44 ; C_{\varepsilon 2} = 1.92 ; C_{\varepsilon 3} = 1.44 ; \sigma_k = 1.0 ; \sigma_\varepsilon = 1.3$$

II-1-1-6 Loi de paroi

Le modèle $k-\varepsilon$ présenté jusqu'ici n'est valide que pour un nombre de Reynolds élevé et donc loin des parois. Il ne permet pas de capturer les effets visqueux qui sont prépondérants dans la zone tampon et la sous-couche laminaire. Au voisinage des parois FLUENT, utilise alors une fonction analytique de la vitesse moyenne adimensionnée pour imposer, à une distance δ de la paroi (Fig.3.1), la contrainte de cisaillement pariétale τ_w . Il nous faut donc disposer d'une relation entre la vitesse tangentielle à cette distance δ et sa dérivée normale.

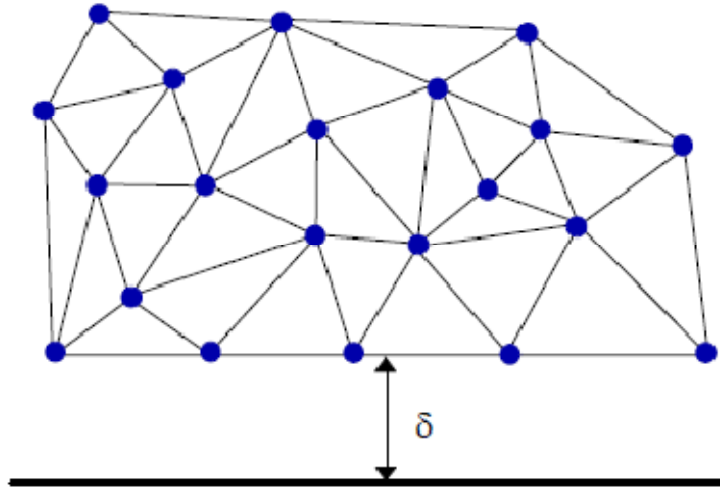


Fig. 3.1 — Distance δ entre la première maille et la frontière physique du domaine de calcul, lors de l'application d'une loi de paroi du type couche limite.

On considère un écoulement incompressible en régime permanent. En prenant en compte les approximations de couche limite. On suppose que le gradient de pression longitudinal est nul $\partial p / \partial x = 0$, que l'écoulement est localement parallèle à la paroi et que les termes de convection sont négligeables. L'équation de la quantité de mouvement s'écrit alors :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - \bar{\rho} \widetilde{u''v''} \right) = 0 \quad (2.37)$$

En intégrant cette relation entre la paroi et un point où ces hypothèses restent valides, on obtient pour la loi de paroi l'expression suivante :

$$v \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - \bar{\rho} \widetilde{u''v''} = \frac{\tau_\omega}{\rho} \quad (2.38)$$

On peut en déduire la contrainte de cisaillement pariétale selon :

$$\tau_\omega = \mu \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - \bar{\rho} \widetilde{u''v''} \quad (2.39)$$

et la vitesse de frottement selon :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.40)$$

On détermine une loi pour la vitesse dans deux régions distinctes qui coexistent dans la couche limite.

— Dans la sous-couche visqueuse, les effets visqueux sont prédominants. La contrainte pariétale s'exprime alors par :

$$\nu \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} = \frac{\tau_w}{\rho} \quad (2.41)$$

Si l'on suppose que les variations de la viscosité sont négligeables et si l'on se donne la condition aux limites $u(y=0)$, l'évolution de la vitesse est linéaire et est donnée, pour $0 < y^+ < 11,6$ par :

$$u^+ = y^+$$

où les variables de paroi sont adimensionnées par la vitesse de frottement, soit :

$$u^+ = \frac{\tilde{u}}{u_\tau}, y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (2.42)$$

Dans la sous-couche laminaire, la vitesse admet la variation linéaire suivante :

$$u = \frac{\rho u_\tau^2}{\mu} \quad (2.43)$$

— Dans la région logarithmique, la contribution visqueuse est négligée devant la contrainte turbulente :

$$-\overline{u''v''} = \frac{\tau_w}{\nu} \quad (2.44)$$

et la tension turbulente est exprimée en adoptant le modèle de longueur de mélange :

$$-\bar{\rho} \widetilde{u''v''} = \bar{\rho} l_m^2 \left| \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right| \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \quad (2.45)$$

où la longueur caractéristique $l_m = \kappa \cdot y$ est proportionnelle à la distance à la paroi. Le gradient de vitesse s'exprime alors selon :

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} = \frac{1}{\kappa y} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.46)$$

L'intégration de cette égalité exprimée en variables de paroi confère une évolution logarithmique à la vitesse. Cette région logarithmique s'étend dans l'intervalle $11, 6 < y^+ < 300$ dans lequel la vitesse admet pour expression :

$$u = u_\tau \left[\frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B \right] \text{ avec } \kappa = 0.419 \text{ et } B = 5.445 \quad (2.47)$$

— Correction bas nombre de Reynolds : La loi de paroi consiste à faire l'hypothèse que l'écoulement suit, en chaque point, une évolution logarithmique pour la vitesse comme dans le cas d'une couche limite. Elle suppose également que le nœud voisin à chaque point sur la paroi se situe aussi dans cette zone, ce qui permet de calculer aisément u_τ sur la paroi. La correction dite à bas nombre de Reynolds consiste alors à apporter les corrections nécessaires pour prendre en compte les zones de paroi où ces hypothèses ne seraient plus satisfaites. Pour ce faire, le calcul de la loi de paroi est réalisé en tenant compte de la distance y^+ des nœuds de paroi selon les expressions suivantes et dont les courbes correspondantes sont données sur la figure 3.2 :

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C_3 \text{ si } y^+ > 25.76$$

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{\tanh(C_3 y^+)}{C_3} \text{ si } y^+ \leq 25.76$$

— Par ailleurs, l'hypothèse d'égalité entre la production et la dissipation dans la zone de transition de la couche limite et l'équation de couche limite permettent d'estimer les niveaux d'énergie cinétique turbulente k_p et de son taux de dissipation ε_p en fonction de u_τ , soit :

$$k_p = \left(\frac{\rho_p}{\rho}\right) \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}}$$
$$\varepsilon_p = \left(\frac{\rho_p}{\rho}\right)^{3/2} \frac{u_\tau^3}{K\delta}$$

Ces valeurs k_p et ε_p sont alors imposées fortement aux nœuds du domaine appartenant à la frontière.

II-1-1-7 Modèle à bas nombre de Reynolds : Modèle de Chien

L'intérêt d'utiliser un modèle à bas nombre de Reynolds est de pouvoir calculer un écoulement confiné avec un maillage qui s'étend jusqu'aux parois solides sans avoir à utiliser de loi de paroi.

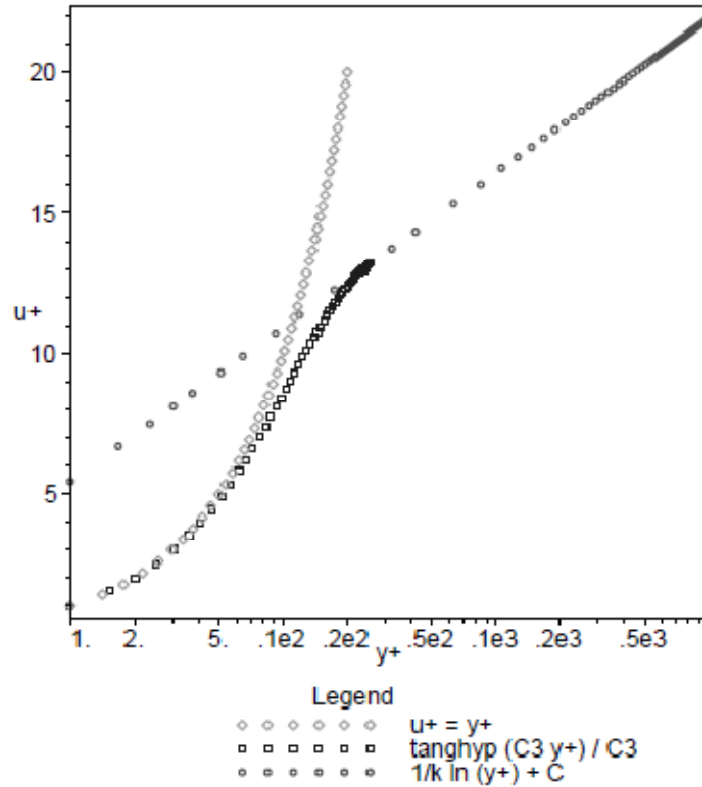


Fig.3.2 : Raccordement entre la sous-couche visqueuse (loi linéaire $u^+ = y^+$) et la zone logarithmique $(\frac{1}{k} \ln(y^+) + C$ par l'intermédiaire de la relation $\frac{u}{u_\tau} = \frac{th(C_3 y^+)}{C_3}$ où $C_3 = 0.072174$.

Le modèle de Chien [42] que nous présentons ici, est un bon exemple de ce type de modèle et c'est celui que nous avons utilisé pour nos calculs d'écoulements turbulents de canal. Dans son article de référence, Chien [42] fait remarquer que le taux de dissipation du modèle $k - \epsilon$ standard est en fait le taux de dissipation "isotrope" soit $\epsilon = \nu \overline{\partial u'_i / \partial x_i \cdot \partial u'_i / \partial x_i}$ et non le taux réel de dissipation qui s'écrit lui $D = \nu \overline{S'_{ij} S'_{ij}}$ avec $S'_{ij} = 1/2 \mu (\partial u'_i / \partial x_j + \partial u'_j / \partial x_i)$. À grand nombre de Reynolds, les deux grandeurs sont équivalentes de par l'isotropie de la turbulence aux petites échelles.

En revanche, dès que l'on se rapproche d'une paroi solide, la relaminarisation progressive de l'écoulement conduit à un taux de dissipation isotrope qui tend vers zéro alors que le taux de dissipation réel tend quant à lui vers le terme de diffusion moléculaire de l'énergie cinétique de turbulence soit $D \approx 2\nu k / y^2$. Chien propose donc de modifier les équations du modèle $k - \epsilon$ standard en conséquence afin de restituer un comportement satisfaisant au voisinage des parois solides.

Ainsi, si l'on introduit formellement $\tilde{\varepsilon} = D - 2\nu k/y^2$ où y est la distance du point courant à la paroi solide, alors, $\tilde{\varepsilon}$ est tel qu'il s'annule sur toute paroi solide. Les équations proposées par Chien s'écrivent alors dans un repère cartésien (O, x, y) :

f_1	f_2	f_μ	c_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
1.0	$1.0 - 0.22e^{-(\frac{R_t}{6})^2}$	$1 - e^{-0.0115y^+}$	0.09	1.35	1.80	1.0	1.30

Tab. 3.1 : Expression des fonctions et valeurs des constantes relatives au modèle de Chien.

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\rho} \tilde{u} k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\rho} \tilde{v} k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right) = P_k - \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} - 2\mu \frac{k}{y^2}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\rho} \tilde{u} \tilde{\varepsilon} - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\rho} \tilde{v} \tilde{\varepsilon} - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial y} \right) = C_{\varepsilon 1} f_1 \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} - 2\mu \frac{\tilde{\varepsilon}}{y^2} e^{-0.5y^+}$$

avec μ_t qui est obtenu par :

$$\mu_t = c_\mu f_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\tilde{\varepsilon}}$$

Pour modéliser l'interaction entre la combustion et la turbulence, une méthode basée sur la Pre-PDF présumée est utilisée.

II-2 Approche non pré-mélangée

II-2-1 Fraction de mélange

La base de la modélisation par l'approche **PDF présumée** est d'approximer la solution par la minimisation de la fonction de Gibbs. L'état thermochimique instantané du fluide est lié à une quantité scalaire conservée connue sous le nom de fraction de mélange f . Cette fraction de mélange peut être écrite en terme de fraction de la masse atomique comme :

$$f = \frac{Z_i - Z_{i,ox}}{Z_{i,fuel} - Z_{i,ox}} \quad (2.48)$$

Où, Z_i est la fraction de masse élémentaire pour l'élément i .

Le sous script 'ox' dénote la valeur à l'admission du jet d'oxydant et le sous script 'fuel' dénote la valeur à l'admission de jet de carburant. Si les coefficients de diffusion pour toutes les espèces sont égaux, alors l'équation (3.48) est identique pour tous les éléments. Ainsi la fraction de mélange est la fraction de masse élémentaire qui provient du jet de carburant. Cette fraction de masse inclut tous les éléments du jet de carburant, y compris les espèces inertes telles que le N_2 et l'oxydant O_2 .

II-2-2 Équations de transport pour la fraction de mélange

Sous l'hypothèse de diffusivités égales, les équations d'espèces peuvent être réduites à une équation simple pour la fraction de mélange f . Le terme source de la réaction dans l'équation d'espèce est négligé.

f : est une quantité conservée.

Bien que l'hypothèse de diffusivités égales soit incertaine pour les écoulements laminaires, elle est généralement acceptable pour les écoulements turbulents où la convection turbulente est supérieure à la diffusion moléculaire. L'équation moyenne de la fraction de mélange est :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{f}) + \nabla \cdot (\rho v \bar{f}) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \nabla \bar{f} \right) \quad (2.49a)$$

Fluent résout une équation de conservation pour la fraction de mélange moyenne \bar{f} ainsi que sa variance, \bar{f}^2 que ce soit pour un combustible liquide ou des particules dans la réaction. L'équation pour \bar{f}^2 est :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{f}^2) + \nabla \cdot (\rho v \bar{f}^2) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_y}{\sigma_t} \nabla \bar{f}^2 \right] + C_g \mu_t (\nabla^2 \bar{f}) - C_d \rho \frac{\varepsilon}{k} \bar{f}^2 \quad (2.49b)$$

Où $f = \acute{f} + \bar{f}$, σ_t , C_t , σ_d , prennent les valeurs suivantes : 0.85, 2.86, 2.0, respectivement. La variance de la fraction de mélange est employée dans le modèle de fermeture décrivant les interactions entre la turbulence et la chimie.

II-2-3 Fraction de mélange - Rapport d'équivalence

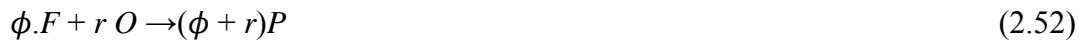
Considérons un système de combustion simple comportant un jet de carburant (F), un jet d'oxydant (O) et des produits (P) symboliquement représentés par les conditions stœchiométriques comme suit :



Où r est le rapport air / carburant basé sur la masse. Définissons ϕ comme :

$$\phi = \frac{(fuel/air)_{réel}}{(fuel/air)_{stoechiométrique}} \quad (2.51)$$

L'équation de réaction (3.50) conçue pour un mélange plus général, peut alors être écrite :



La fraction de mélange pour l'ensemble du système peut alors être déduite à :

$$f = \frac{\phi}{\phi+r} \quad (2.53)$$

L'équation (3.53) est un résultat important permettant le calcul de la fraction de mélange en fonction de la richesse.

II-2-4 Relation de f avec les fractions massiques d'espèces, la densité et la température

Dans l'approche de modélisation par la fraction de mélange, la chimie est réduite à une ou deux fractions de mélange conservées. Toutes les grandeurs scalaires thermochimiques (fraction massique, densité et température d'espèce) sont uniquement liées à la fraction de mélange. La valeur instantanée de la fraction de mélange en chaque point du domaine d'écoulement peut être utilisée pour calculer les valeurs instantanées des fractions, de densité, et de température des espèces. Si en outre, le système de réaction est adiabatique, les valeurs instantanées des fractions de masse densité et la température, dépendent seulement de la fraction instantanée de mélange f .

$$\phi_i = \phi_i(f) \quad (2.54)$$

Dans l'équation (3.54), ϕ_i est la fraction massique instantanée d'espèce, la densité ou la température.

Dans le cas d'un système non-adiabatique la relation (3.54) est généralisée à :

$$\phi_i = \phi_i(f, H^*) \quad (2.55)$$

Pour un système à fraction de mélange unique, H^* est l'enthalpie instantanée :

$$H^* = \sum_j m_j H_j = \sum_j m_j \left[\int_{T_{ref,j}}^T C_{p,j} dT + h_j^0(T_{ref,j}) \right] \quad (2.56)$$

II-2-5 Prolongements non-adiabatiques du modèle non-pré-mélangé

Beaucoup de systèmes de réaction comportent des transferts thermiques à partir des parois, de gouttelettes, et/ou de particules par un transfert de chaleur convectif et par rayonnement. Dans de tels écoulements l'état thermochimique local n'est plus lié seulement à f , mais également l'enthalpie H^* . L'enthalpie du système influe sur le calcul d'équilibre chimique et sur la température de l'écoulement réactif. En conséquence, les changements de l'enthalpie dus à la perte de chaleur doivent être considérés quand on calcule les grandeurs scalaires de la fraction du mélange.

$$\phi_i = \phi_i(f, H^*) \quad (2.57)$$

Dans de tels systèmes non adiabatiques, les fluctuations turbulentes doivent être calculées au moyen d'une PDF présumée. Le calcul de la fonction $p(f, H^*)$ n'est pas pratique pour la plupart des applications industrielles. Le problème peut être simplifié en supposant que les fluctuations d'enthalpie sont indépendantes du niveau d'enthalpie (c.-à-d. que les pertes de chaleur n'influent pas de manière significative sur les fluctuations turbulentes d'enthalpie) [48].

Et

$$p = p(f)$$

$$\bar{\phi}_i = \int_0^1 \phi_i(f, \bar{H}^*) P(f) df \quad (2.58)$$

La détermination de ϕ_i dans le système non-adiabatique exige ainsi la solution de l'équation modèle de transport d'enthalpie moyenne :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{H^*}) + \nabla \cdot (\rho v \overline{H^*}) = \nabla \cdot \left[\frac{k_t}{c_p} \nabla \overline{H^*} \right] + S_h \quad (2.59)$$

Où S_h est le terme source due à l'échange de transfert thermique par rayonnement, aux frontières des parois [48].

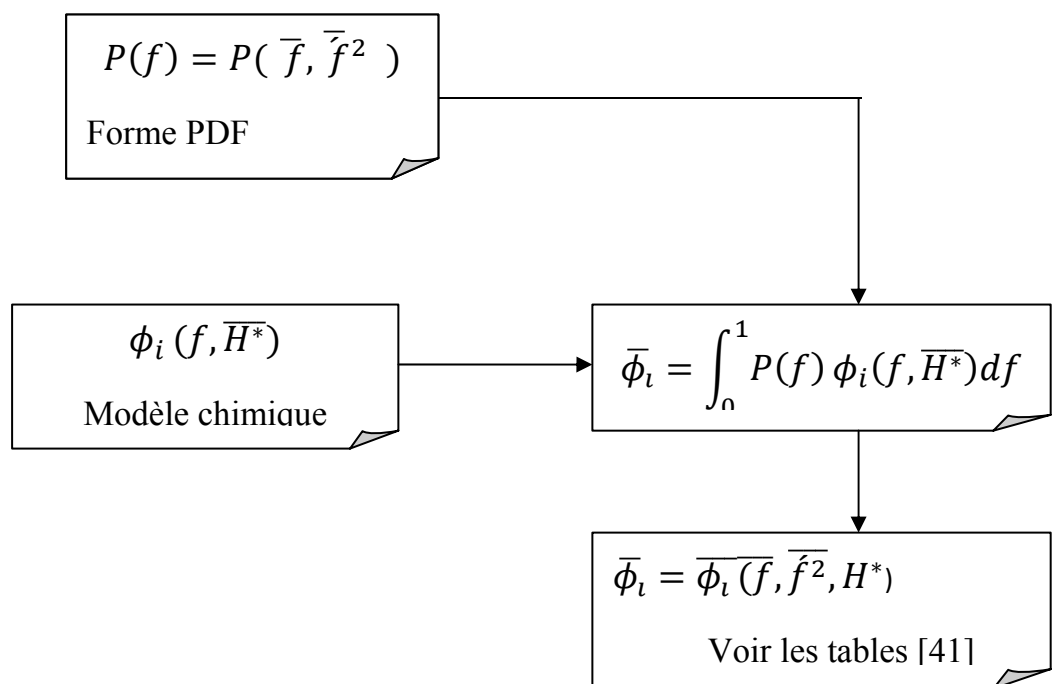


Schéma III-2 : Organigramme du calcul par la méthode PrePDF. (ϕ_i a $\bar{f}, \bar{f}^2, \overline{H^*}$ variable de calcul)

II-3 Schémas de discrétisation

La précision de l'approximation des flux convectifs et diffusifs joue un rôle très important dans la discrétisation des équations de transport dans le domaine de calcul. Les termes convectifs et diffusifs n'interviennent plus que par leur flux, d'où une prise en compte plus globale de l'écoulement. L'intégration des équations de transport sur un volume fini donne les

expressions de ces flux. La question est : quel schéma faut-il appliquer pour bien estimer le changement des variables vitesse, pression, énergie cinétique de turbulence... à l'interface des volumes de contrôle, entre les valeurs voisines connues. Tous les schémas de discrétisation introduisent des erreurs de solution dues à la nature approximative de l'interpolation polynomiale sur laquelle ils sont basés. Plusieurs schémas sont considérés par Fluent :

- ❖ le schéma « Upwind »,
- ❖ le schéma « Power-law » appelé aussi loi de puissance.
- ❖ le schéma « Quick », schéma d'interpolation quadratique.

Ce dernier schéma est souvent considéré par Lien-Leschnizer [49] comme étant la meilleure approximation pour le flux convectif dans plusieurs problèmes utilisant le modèle des contraintes de Reynolds.

Pour consolider notre étude numérique nous avons développés un banc d'essai au niveau de l'unité de recherche en soudage et métallurgie d'Annaba URASM ce banc est valable pour les différents cas d'impact.

Partie III

Méthode expérimentale

III Expérimentale jets Impacts

III. 1 Maquette

Ce chapitre est consacré à l'étude des mécanismes de transfert de chaleur et de structure de flamme de diffusion des jets d'impacts. Le dispositif expérimental et les diagnostics utilisés sont tout d'abord décrits, puis les caractéristiques détaillées de la combustion de cette flamme sont présentées. On verra notamment que les caractéristiques de la flamme sont beaucoup influencées par le diamètre du jet de carburant et de la distance entre la flamme et la paroi, ainsi que les caractéristiques chimiques de la combustion de ces hydrocarbures. Les différents mécanismes pouvant être à l'origine de l'interaction entre la flamme et la paroi solide donc ce qui influence sur le taux de transfert de chaleur. Après avoir montré que l'interaction de la flamme avec la turbulence de l'écoulement joue un rôle mineur, on examinera plus particulièrement le rôle de la paroi sur les instabilités de la combustion des jets d'impacts.

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude est schématisé sur la figure 2.1. Le chalumeau est fixé verticalement sur une table mobile, dont les déplacements horizontaux et verticaux sont assurés manuellement. Une plaque métallique (600*600) est disposée verticalement à côté du jet ceci pour l'étude de l'interaction entre un jet et la plaque vertical. En déplace la plaque horizontalement sur plusieurs positions et à chaque fois en capture l'évolution de la structure de la flamme par une caméra thermique A40M Flir system, dans ce cas en fait varie la vitesse du jet de chalumeau sur trois valeurs, avec $L/d = 0.5, 1, 3/2, 2, 3, \text{infini}$.

La deuxième partie de notre étude est de maintenir la plaque dans une position horizontale, avec les jets de chalumeaux au dessous de la plaque, cette étude consiste à varier la distance entre la plaque et les jets ainsi que la distance d'interférence entre les axes des jets et ceci avec plusieurs diamètres des jets de chalumeaux. Cette partie nous permet de faire une conclusion sur les différentes structures de la flamme développées au dessous de la plaque en fonction de la variation de la distance entre la plaque et le jet en flamme conique, flamme enveloppe, flamme à noyau, flamme disque.

Le troisième partie de notre étude expérimental est l'étude de l'effet combinée de la dilution avec un gaz inerte et de la distance entre la plaque et le jet sur le phénomène d'extinction de la flamme, pour une flamme de méthane, propane, butane, en fait varie la concentration de l'azote dans le combustible ceci pour obtenir plusieurs concentrations En carburation.

Le chalumeau

Le chalumeau étudié est représenté sur la figure III.1. Il s'agit d'un chalumeau de chauffe SAF_c de type « Varial-G2 », Il est constitué d'un manche sur lequel sont placées les entrées de gaz et les robinets de régulation de débit, d'une lance coudée et d'une buse. On distingue les buses monodard, ne comportant qu'un seul orifice, des buses multidards qui en comprennent plusieurs ; nous avons utilisé une série de buse monodard de plusieurs diamètres de sortie $d = 1, 2, 3\text{mm}$. La présence d'un seul orifice simplifie non seulement la géométrie de la flamme mais facilite aussi les diagnostics (mesures de vitesse en sortie de buse et visualisations de la flamme).

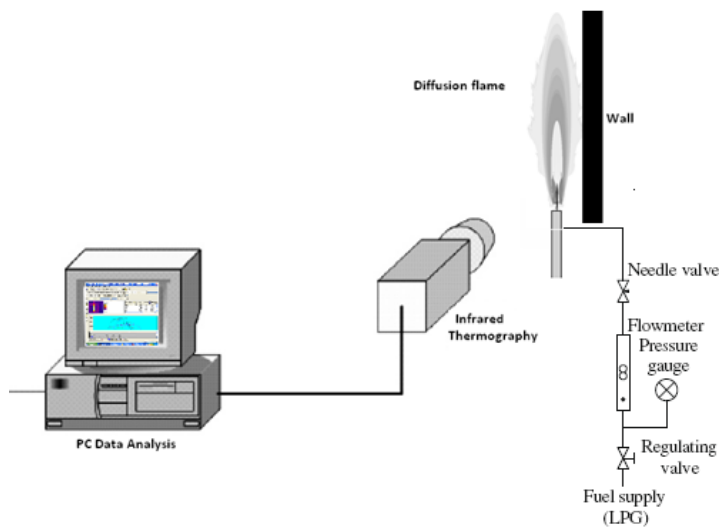


Fig. III.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la flamme d'impact. Le chalumeau est modifié de façon à produire une flamme de diffusion de méthane accrochée en sortie de buse. Donc le mélange de combustible s'effectue à l'extérieur avec l'air ambiant. Le débit d'oxygène est contrôlé par un robinet qui déplace un pointeau obstruant plus ou moins l'orifice de l'injecteur. Le pointeau du robinet de carburant est placé en travers de la conduite, en amont des injecteurs.

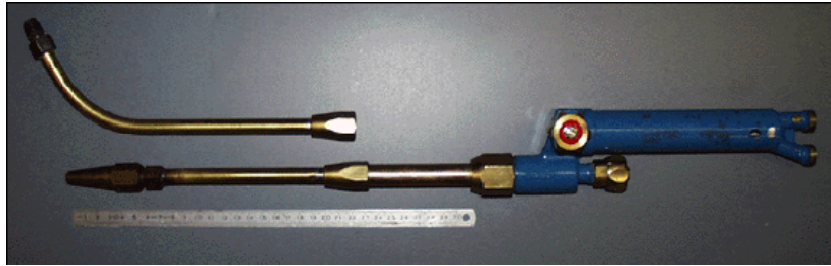


Fig. III.2 Le chalumeau de chauffe.

Alimentation en gaz

Parmi les différents carburants utilisés habituellement dans les jets de diffusion, nous avons choisi le méthane, propane, et le butane. Le jet de chalumeau est alimenté en méthane par un circuit indépendant, vient d'une bouteille de gaz et un système de mesure du débit par colsonique (voir figure III.1).

III. 2 Camera thermique et logiciel

La caméra infrarouge représente une solution très performante pour l'étude et l'interprétation de phénomènes thermiques dynamiques ou statiques.

Notre objectif est de réaliser un travail doctorat pour valider les résultats de notre simulation.

Notre projet nous permettra donc de découvrir la technique de la thermographie mais aussi d'essayer d'établir une manipulation adéquate de la camera thermique infrarouge dans le domaine de la combustion.

III.2.1 Principe :

La caméra infrarouge est conçue pour la mesure des rayonnements infrarouges. Elle délivre un signal proportionnel aux énergies reçues dont on déduira les températures.

Elle n'est pas un simple récepteur, comme l'est un imageur thermique, c'est un radiomètre à balayage spatial.

La grandeur d'entrée de ce radiomètre est le flux de rayonnement, la grandeur de sortie est une grandeur radiométrique : le thermo-signal (signal électrique délivré par le détecteur). C'est le balayage mécanique qui permet une utilisation en mode image ou en mode ligne.

III.2.2 Notion sur la thermographie infrarouge

III.2.2.1 Buts de la thermographie :

Les buts d'un système de thermographie infrarouge sont multiples :

- Analyser la répartition spatio-temporelle de la luminance sur la scène thermique : c'est le rôle de la caméra infrarouge qui fournit un thermo-signal sous forme d'images thermiques et de profils thermiques.
- Enregistrer les images thermiques ou les profils thermiques.
- Visualiser les images thermiques.
- Calculer, traiter, analyser les informations.
- Editer les résultats.

III.2.2.2 Spectre électromagnétique :

Le spectre électromagnétique est divisé arbitrairement en plusieurs régions de longueur d'onde, appelées « bandes », distinguées par les méthodes utilisées pour produire et détecter le rayonnement.

III.2.2.3 Rayonnement du corps noir :

Un corps noir est défini comme un objet qui absorbe le rayonnement qu'il reçoit, quelle que soit la longueur d'onde.

Le nom minéralogique apparent « noir » associé à un objet qui émet un rayonnement est expliqué par la Loi de Kirchhoff, selon laquelle un corps capable d'absorber le rayonnement à n'importe quelle longueur d'onde émet un rayonnement de la même façon.

III.2.3 Description de la caméra

Matériel utilisé

- ThermaCam A40M FLIR SYSTEMS



Figure III.3 Camera infrarouge thermique

- carte d'acquisition PCMCIA THV500 FLIR SYSTEMS
- « break out box » FLIR SYSTEMS
- transformateur 240V/13.5V
- possibilité d'utiliser un câble pour relier la caméra à un moniteur
- carte mémoire 160MB Atafash

Montage

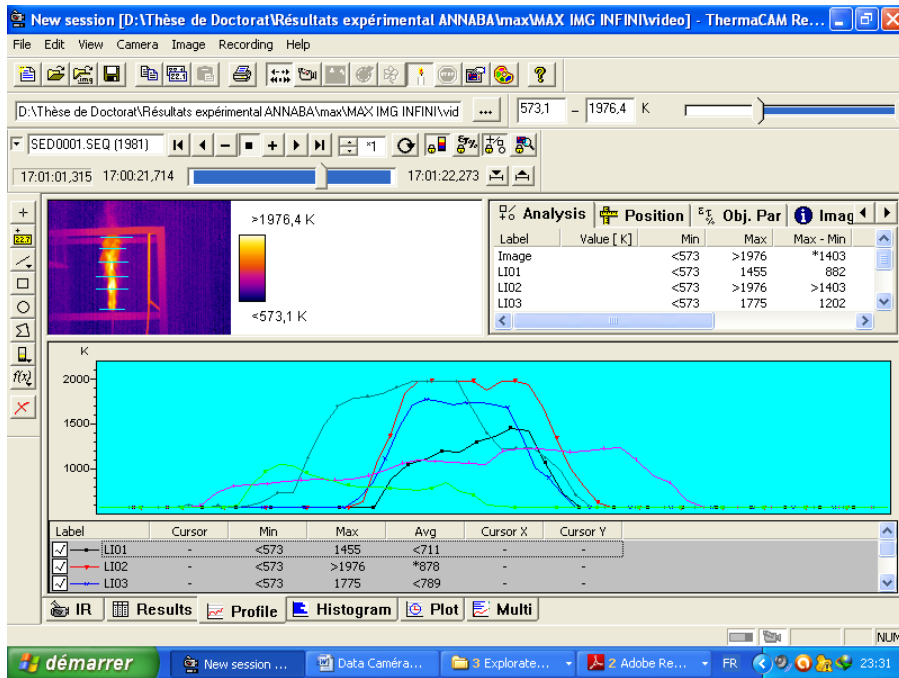
Le PC muni d'un port PCMCIA est relié à la « break out box » grâce à la carte interface THV (à connecter à la fiche « REMOTE »).

La « break out box » est alimentée grâce au transformateur relié à cette dernière à la fiche « POWER ».

III.2.4 Description du logiciel

Le logiciel qui est utilisé pour l'acquisition et le traitement des images de la caméra se nomme ThermaCam RESEARCHER 2001.

Ce logiciel peut être utilisé sur tout ordinateur ayant une configuration nécessaire à sa bonne utilisation.



III.2.5 Notion d'utilisation

III.2.5.1 Conseils d'utilisation de la caméra

La caméra infrarouge ThermoCam SC500 FLIR SYSTEMS est un outil de laboratoire et il est nécessaire quelle soit très peu transportée. Il est préférable de se munir d'un trépied pour une utilisation plus agréable et plus sécuritaire pour le matériel. Ce trépied permet donc de stabiliser la caméra et d'obtenir ainsi de meilleures expérimentations et des résultats corrects.

Il ne faut jamais toucher l'objectif de la caméra avec les doigts car cela peut laisser des traces indélébiles. De plus, il est très difficile de nettoyer l'objectif à cause de sa fragilité.

III.2.5.2 Notice d'utilisation simplifiée du logiciel.

1) Pour démarrer la caméra :

Caméra , connect ou cliquer sur l'icône



2) Réglage de l'image :

Sélectionner l'icône:



- Régler les paramètres :

- A) Emissivity : 0,95 (par défaut)
- B) Distance (entre la caméra et l'objet) (en m)
- C) Ambient temperature : 20°C (exemple)


- Régler l'échelle : Scale :

- A) Fixed limits (on choisit l'échelle grâce à Tmax et Tmin)
- B) Calculated limits (l'échelle se règle automatiquement)


Pour régler l'échelle sans passer par , il suffit de sélectionner l'icône .
. L'échelle se réglera automatiquement.

- Pour voir l'image en trois dimensions : Image -> show 3D view.

3) Pour changer les couleurs et avoir une meilleure image :

Icône  puis choisir dans la palette (Iron par défaut)

4) Pour faire une capture d'image :

Icône , pour faire repartir la session, il suffit de cliquer sur cette même icône.

5) Evolution de la température dans le temps (enregistrement séquentiel) :

Cette fonction permet d'enregistrer des images, selon une périodicité de votre choix.

Recording conditions

-régler les paramètres :

- A) Début de l'enregistrement

-Record :

At key trig F5 : appuyer sur la touche F5.

At HH:MM:SS : temps à définir par l'utilisateur.

- B) Choix de la périodicité (de 2 secondes à 24 heures)

-Record :

At highest speed : intervalle le plus court (environ une image par seconde).

At time interval : intervalle à définir par l'utilisateur.

At key trig F5 : appuyer sur la touche F5.








- C) Fin de l'enregistrement

6) Sauvegarde de l'image dans un répertoire :

Copier l'image et la coller dans un logiciel de traitement d'image Pour une session : faire Impr. écran et coller l'écran dans un logiciel de traitement d'image.

7) Connaître la température en différents points ou secteurs :

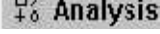
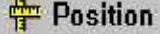
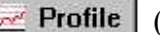


Sélectionner les points désirés avec

- a) Icône  : pour avoir un point (SP01, SP02, ...)
- b) Icône  : on déplace le curseur de la souris et l'on a directement la température des différents points.
- c) Icône  : pour avoir la moyenne de la température le long d'une droite (Li01, Li02, ...).
- d) Icône  : Pour avoir la moyenne de la température dans une surface rectangulaire.
- e) Icône  : pour avoir la moyenne de température dans une surface circulaire.
- f) Icône  : pour la voir la température moyenne dans une surface quelconque.
- g) Icône  : pour effacer des points ou des secteurs.

Pour d), e), et f), les ensembles de points se nomment (AR01, AR02, ...).

8) Traitements des résultats :

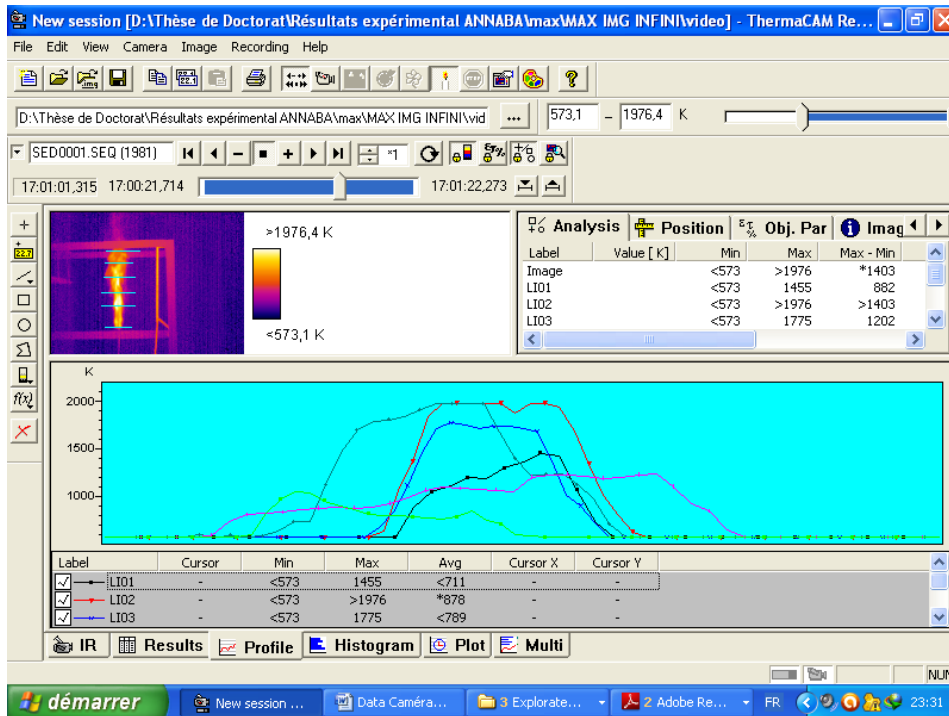
Sélectionner l'icône  Results

- Results-analysis :  Analysis donne la température du point SP01, la température maximum, minimum et moyenne sur une ligne, un secteur et sur toute l'image.
- Results-position :  Position donne la position x et y des points.
- Results-profile :  Profile (pour les lignes) trace un graphe $T=f(\text{points})$.
- Results-histogramme :  Histogramme donne (sur toute l'image) le pourcentage de plage de température sur toute l'image.
- Results-multi :  Multi Histogramme, profile et position sont donnés en même temps.

III.2.6 Exemple d'utilisation de la camera

III.2.6.1 Vision d'une flamme de diffusion d'un jet d'impact

Cet exemple a pour but de localiser les points hauts dans une flamme de diffusion du jet d'impact et cela implémenter dans tous le travail qui suit.

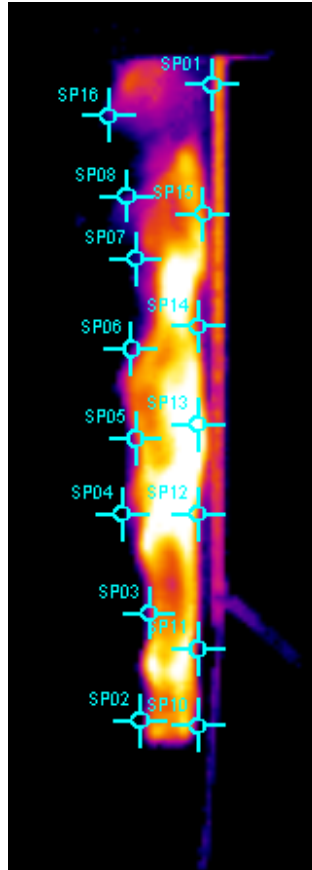


-On voit très nettement les parties chaudes de la flamme, principalement le cœur de la flamme.

III.2.6.2 recherche d'émissivité d'une flamme de diffusion d'une flamme de méthane

Nous avons filmé avec la caméra une flamme de diffusion d'impact flamme de méthane à une température maximal d'environ de 1900 K. En fonction de différentes émissivités que nous changeons à l'aide des paramètres du logiciel, nous souhaitons retrouver, grâce à la caméra, la même valeur de température que celle obtenus par notre simulation numérique.

Pour cela, nous faisons un premier relevé avec une émissivité par défaut de $\varepsilon = 0,08$.



Nous remarquons que pour une émissivité de 0,08, les températures varient de 557 K à 949.1 K (voir échelle) alors que la celle de la flamme est de 1979.4 K. Nous constatons donc que l'émissivité que nous avons choisie est mauvaise.

Nous recommençons l'expérience avec d'autre valeur de l'émissivité jusqu'à mesurer à l'aide de la caméra la température de 1979.4 K.

$\varepsilon = 0,08 \rightarrow T_{\max} = 949.1 \text{ K}$

$\varepsilon = 0,05 \rightarrow T_{\max} = 1201.5 \text{ K}$

$\varepsilon = 0,04 \rightarrow T_{\max} = 1357.7 \text{ K}$

$\varepsilon = 0,03 \rightarrow T_{\max} = 1604.2 \text{ K}$

$\varepsilon = 0,02 \rightarrow T_{\max} = 1976.4 \text{ K}$

Nous trouvons pour une émissivité de 0,02 la température réelle de la flamme.



Nous en déduisons que l'émissivité d'un matériau est un facteur très important dans la mesure de température et qu'il ne faut surtout pas négliger ce paramètre lors du réglage de la caméra.

Partie IV

Résultats Numériques

INTERACTION ENTRE UNE FLAMME DE DIFFUSION ET UNE PAROI VERTICALE

Nadjib GHITI 1^{a,*}, Abed alhalim BENTEBICHE 2^b, Samir HANCHI 3^c, ghitinadjib@yahoo.fr

^{a,b} Laboratoire de Mécanique Avancée – LMA, B.P : 32 Elia, 16111, Bab-Ezzouar, Alger.

^c Laboratoire de Mécanique des Fluides, EMP, BP 17, Bordj El Bahri, Alger.

RÉSUMÉ

L'interaction entre une flamme et une paroi verticale a beaucoup été un sujet de recherche très important dans le domaine de la combustion. Cette sorte d'interaction constitue la configuration fondamentale d'extraction de l'énergie à partir de la flamme. Une étude numérique a été réalisée sur un jet de flamme de diffusion turbulent de méthane impactant parallèlement sur une paroi verticale, pour différents distance entre la paroi et l'axe du jet $L/d = 0.5$, $L/d = 1.5$, $L/d = 3.5$, $L/d = \text{infini}$, et pour un nombre de Reynolds égale à 8000. De cette étude nous avons remarqué que la distance entre la paroi et la flamme a beaucoup d'influence sur le champ de température et le flux de chaleur transférée à la paroi, ainsi que sur la production des espèces polluants, et sur l'aérodynamique de la flamme.

Mots Clés : *Interaction de flamme--Paroi, Flamme de diffusion, Turbulence, Combustion.*

NOMENCLATURE

Symboles :

C_p	chaleur spécifique ($\text{kJ.kg}^{-1}.\text{k}^{-1}$).
D	diamètre du jet (m).
f	fraction de mélange.
K	énergie cinétique turbulent ($\text{m}^2.\text{s}^{-2}$).
m_j	j mass des espèces (kg).
P	pression (Pa).
t	temps (s).
U_I	vitesse suivant X_i (m.s^{-1})
U_j	vitesse suivant X_j (m.s^{-1})
Z_i	fraction des espèces.
$Z_{i,car}$	fraction de carburant.

$Z_{i,ox}$ fraction d'oxydant.

X_i coordonnée suivant i .

x_j coordonnée suivant j .

Lettres grecques :

\mathcal{E} dissipation visceuse.

ν_t viscosité turbulent ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$).

ν viscosité cinématique ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$).

Indices / Exposants :

p pression.

car carburant

ox oxydant

1. INTRODUCTION

L'étude effectuée par O. B. Drennov [1] sur la structure d'un jet entrant en collision oblique à haute vitesse sur des plaques minces en métal, montre qu'une forme de jet dense est formée dans le cas d'un impact oblique symétrique dans les conditions de l'expérience (les deux plaques impactant sont inclinées par un certain angle). Il trouve qu'il y a une formation d'un jet dispersé. Plusieurs travaux ont étudié les échanges thermiques dans les flammes à jet impact. S.G. Tuttle et al [2], Bruno Léger et al. [3], Shuhn-Shyurng Hou et al [4] et

Z. Zhao [5] ont trouvé que les plus grandes gammes de températures produisent la plus grande variation de flux de chaleur et que la distance entre jet et plaque influe beaucoup sur la quantité d'énergie transférée. Ils ont constaté que la hauteur optimale du chauffage augmente avec l'augmentation de la concentration en méthane et de la vitesse d'injection. Ils ont noté que l'efficacité thermique maximale se produit lorsque la hauteur de chauffage est légèrement inférieure à la longueur de la flamme pré-mélangée. Cette caractéristique importante peut être appliquée à la conception des fourneaux à gaz de ville. L.L. Dong et al. [6] ont étudié l'effet de

* auteur correspondant

Adresse électronique : ghitinadjib@yahoo.fr

l'espacement entre deux jets laminaires de flamme pré-mélangée butane/air impact verticalement sur une plaque horizontale. Ils ont trouvé que cette interférence devient significative quand l'espacement entre les axes des jets, et la distance jet plaque sont petits. De même, le transfert thermique dans la zone d'interaction entre les jets est plus faible. D'autre part, l'interférence augmente le transfert thermique dans la zone d'interaction entre les jets quand le rapport distance sur diamètre est supérieur ou égal à 5. Le coefficient de transfert thermique augmente aussi. Ils ont conclu que le flux moyen de la chaleur de la plaque d'impact augmente de façon significative avec le rapport de la distance entre le jet et la plaque et le diamètre.

Vue l'importance d'étudier l'influence de la distance entre la paroi de chambre de combustion et le jet du carburant nous avons simulé un jet de carburant éjecté parallèlement sur une paroi verticale, notre objective dans cette étude est de caractériser la distance entre le jet et la paroi interne de la chambre de combustion validé expérimentalement par le travail de [7].

2. FORMULATION MATHÉMATIQUE

Les équations qui régissent l'écoulement sont :

2.1 Equation de continuité

$$\frac{\partial}{\partial X_i}(\rho U_i) = 0 \quad (1)$$

1. 2.2 Equation de quantité de mouvement

Traduite par les équations de Navier-Stokes, elle exprime tout simplement la loi fondamentale de la dynamique appliquée à un fluide Newtonien. Les équations de quantité de mouvement écrites suivants xi ($i=1, 2$) sont [10]:

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial X_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial X_j} \right) \quad (2)$$

Force d'inertie forces appliquées

$$U_j \frac{\partial T_i}{\partial X_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\nu \frac{\partial T_i}{\partial X_j} \right) \quad (3)$$

2. 3 Modèle k-ε (RNG)

La version standard du modèle (k-ε) proposée par Launder [8], suppose les relations des tenseurs des contraintes suivantes :

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - 2/3 (k \delta_{ij}) \quad (4)$$

$$-\overline{u_i h} = \frac{\nu_t}{\sigma_h} \frac{\partial h}{\partial x_i} \quad (5)$$

Où :

ν_t : La viscosité turbulente déterminée à partir de l'énergie cinétique de turbulence et de sa dissipation ε régie par les équations suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial x} (U_i k) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G - \epsilon \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (U_i \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} G - C_{\epsilon 2} \epsilon) \quad (7)$$

Ou :

$$G = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad \text{et} \quad \nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

Les constantes du modèle apparaissent dans les équations (6), (7) sont :

$$C_\mu = 0.09, \quad C_{\epsilon 1} = 1.44, \quad C_{\epsilon 2} = 1.92, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \text{et} \quad \sigma_\epsilon = 1.3.$$

Les effets des taux des contraintes moyennes et de rotation, sur la diffusion turbulente sont étudiés par l'utilisation du modèle de groupe de renormalisation RNG k-ε. Yakhot et al. [9], utilise des équations de même forme que le modèle standard k-ε. Le modèle RNG k-ε propose différents coefficients évalués par RNG :

$$C_\mu = 0.0845, \quad C_{\epsilon 1} = 1.42$$

$$\text{Avec} \quad \sigma_k = \sigma_\epsilon = 0.7194$$

Tandis que

$$n = \frac{ks}{\epsilon}, \quad S = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2} \quad \text{et} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right]$$

Pour modéliser l'interaction entre la combustion et la turbulence, une méthode basée sur la Pre PDF présumée est utilisée.

2.4 Approche non pré-mélangée

2.4.1 Fraction de mélange

La base de la modélisation par l'approche PDF présumée est d'approximer la solution par la minimisation de la fonction de Gibbs. L'état thermochimique instantané du fluide est lié à une quantité scalaire conservée connue sous le nom de fraction de mélange f .

$$f = \frac{Z_i - Z_{i,ox}}{Z_{i,fuel} - Z_{i,ox}} \quad (8)$$

Où, Z_i est la fraction de masse élémentaire pour l'élément i .

Les équations de transports de fraction de mélange moyenne \overline{f} est et de sa variance $\overline{f'^2}$ sont :

$$\frac{\partial y}{\partial t} (\rho \overline{f}) + \nabla \cdot (\rho v \overline{f}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_t}{\sigma_f} \nabla \overline{f} \right] \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{f'^2}) + \nabla \cdot (\rho v \overline{f'^2}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_y}{\sigma_f} \nabla \overline{f'^2} \right] \quad (10)$$

$$+ C_s \mu_t (\nabla^2 \overline{f}) - C_d \rho \frac{\varepsilon}{k} \overline{f'^2}$$

Où $f = \overline{f} + \overline{f'}$, σ_f, C_s, C_d prennent les valeurs suivantes : 0.85, 2.86, 2.0, respectivement. La variance de la fraction de mélange est employée dans le modèle de fermeture décrivant les interactions entre la turbulence et la chimie.

3. GEOMETRIE ET MAILLAGE

Géométrie et maillage utilisé dans notre modélisation, le diamètre de la buse de sortie du carburant égale à 10 mm, nous avons maillées plusieurs géométries suivant $L/d = 0.5$, $L/d = 1.5$, $L/d = 3.5$, $L/d = \infty$. Le maillage à l'intérieur de la paroi d'impact est constante de type quadrimap zone (G), dans la zone (A), (B), (C) le maillage est de type couche limite avec un pas initial $a = 0.01$ et un facteur d'accroissement $b/a = 1.1$. Les conditions aux limites utilisées, vitesse entrée, pression entrée, symétrie, condition paroi, pression sortie.

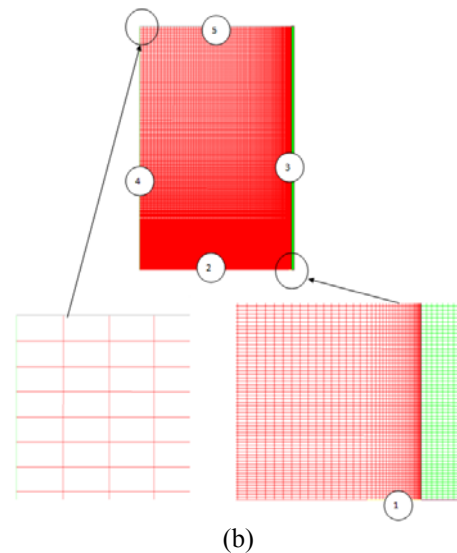
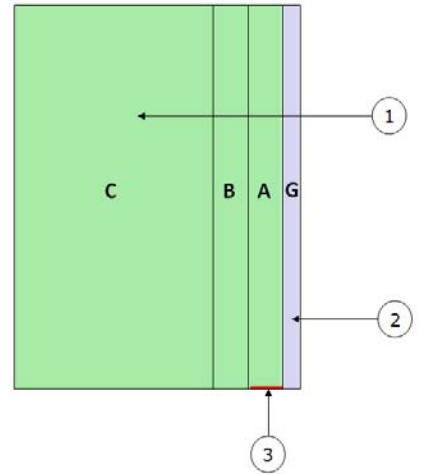


Figure 1 : Géométrie (a), maillage (b), utilisées pour la modélisation de la flamme.

4. RESULTATS ET DISCUSSION

Dans cette étude nous avons étudié numériquement les caractéristiques dynamiques et chimiques de jet de flamme turbulente non pré mélangée placé parallèlement par rapport à une paroi verticale.

Pour un nombre de Reynolds de carburant constante Re_{CH_4} . Nous avons fait varier l'emplacement du jet de CH_4 par rapport à la paroi verticale ($L/D = 0.5$, $L/D = 1.5$, $L/D = 3.5$, et $L/D = \infty$), pour un diamètre du jet de carburant égale à 10mm.

On à utilisé le code de calcul FLUENT pour obtenir les contours des vitesses résultants, le champ de la température statique, et les différentes fractions massiques du mélange (CH_4 , OH , CO_2 , CO , H_2O). Ainsi que les espèces polluants NO_x .

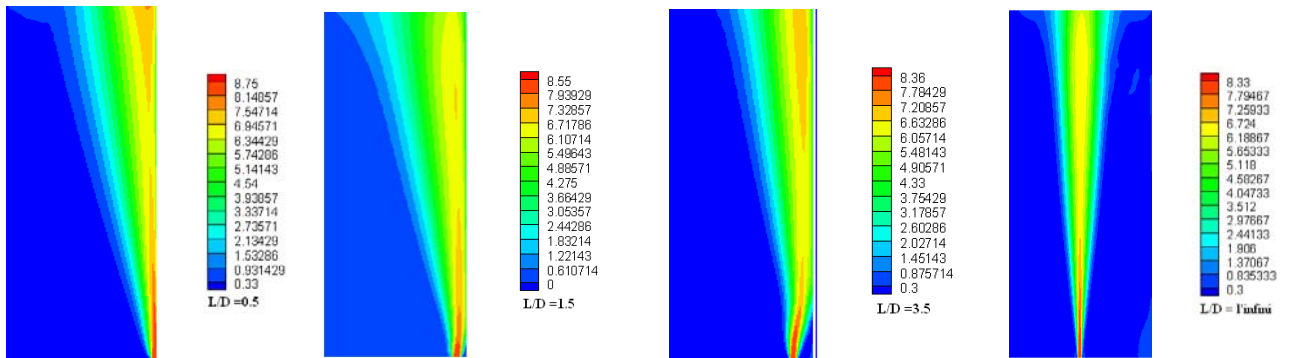


Figure 2: Contour de la vitesse résultante en (m/s) pour différentes positions du jet de méthane.

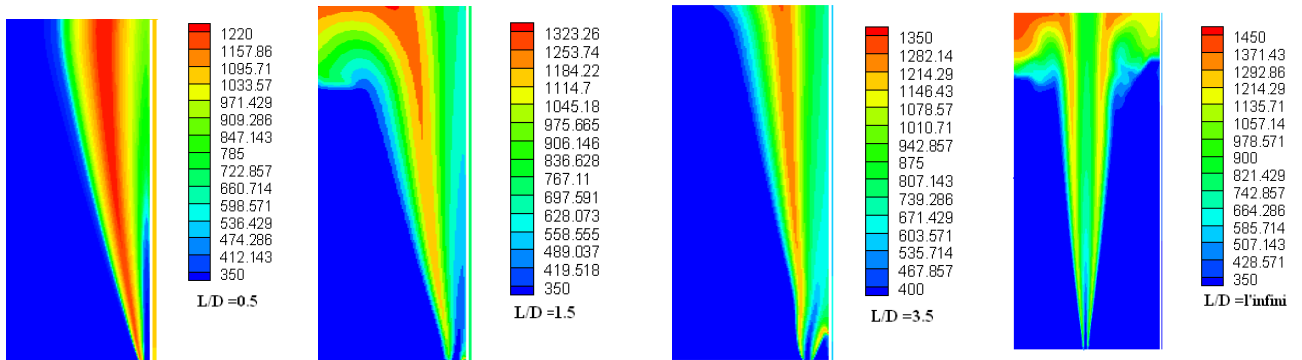


Figure 3: contour de la température statique (en Kelvin), pour le méthane.

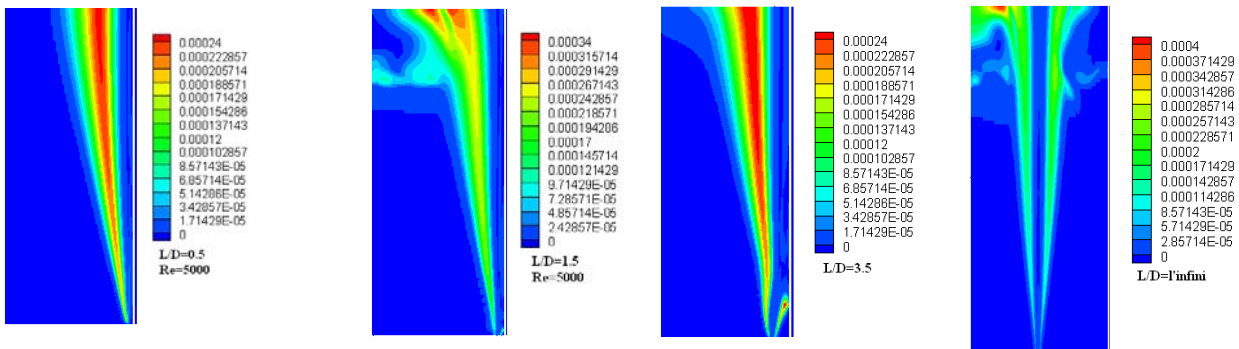


Figure 4: contour de la fraction massique OH, pour le méthane.

On constate figure (2) l'apparition d'une zone de recirculation lorsque le jet de carburant est placé dans la position $3.5 < L/D < 0.5$. Cette zone de recirculation crée une zone morte.

Le fluide à l'intérieur de cette zone ne participe pas à la combustion du méthane (zone froide). Du fait de la recirculation de l'air entourant la flamme et d'après les résultats de la figure (2), on voit que la flamme est inclinée vers la paroi.

Pour une distance entre la paroi verticale et le jet de carburant dépassant $L/D = 3.5$, aucune recirculation n'existe, l'écoulement du jet de la flamme de diffusion se comporte comme un jet libre.

La fraction massique de OH figure (4), pour une distance $L/d = 0.5$, la flamme est orientée vers la partie supérieure de la chambre de combustion et se propage le long de la plaque verticale sans que la flamme touche la paroi verticale. Pour $L/d = 1.5$ à 3.5 la flamme est divisée en deux flammes, une flamme attachée à la paroi de la chambre de combustion crée un

échauffement locale de la paroi et une grande partie de la flamme se propage vers la partie supérieur.

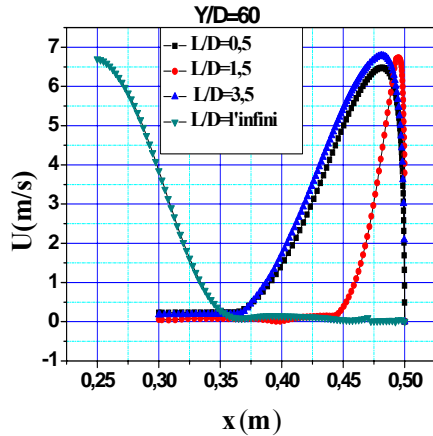


Figure 5 : profil des vitesses axiales à $Y/D=60$ et $Re_{CH_4}=cte$.

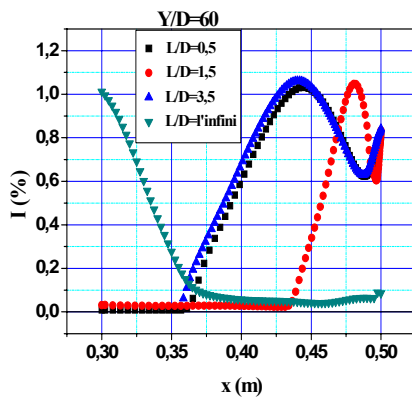


Figure 6 : profil des intensités de turbulence à $Y/D=60$ et $Re_{CH_4}=cte$.

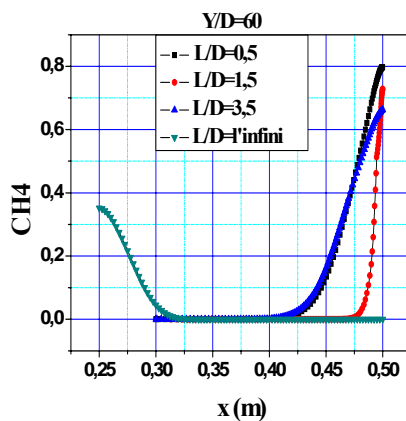


Figure 7 : profils des fractions massiques de CH_4 à $Y/D=60$ et $Re_{CH_4}=cte$.

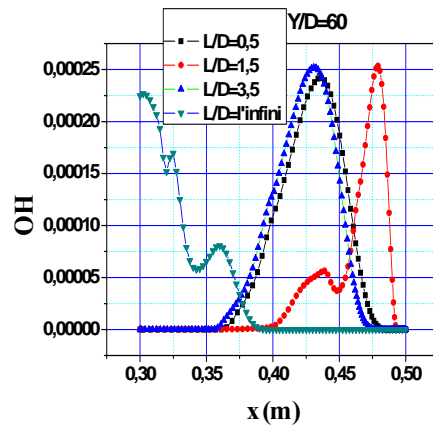


Figure 8 : profils des fractions massiques de OH à $Y/D=60$ et $Re_{CH_4}=cte$.

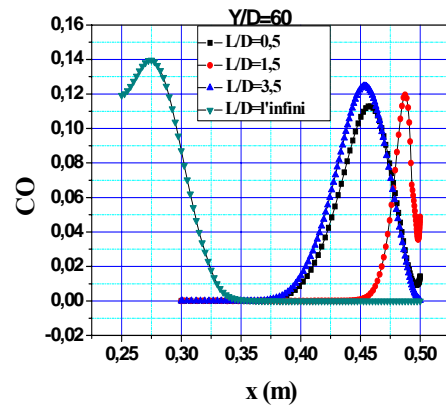


Figure 9 : profils des fractions massiques de CO à $Y/D=60$ et $Re_{CH_4}=cte$.

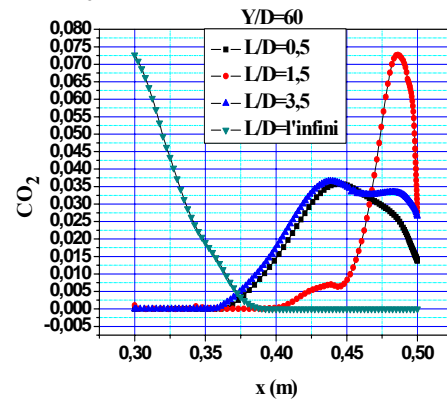


Figure 10 : profils des fractions massiques de CO_2 à $Y/D=60$ et $Re_{CH_4}=cte$.

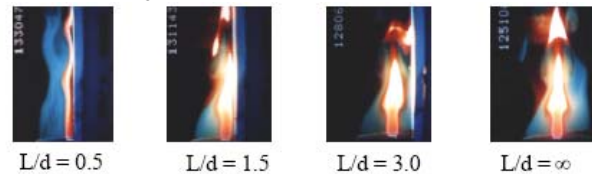


Figure 11 : Résultats expérimentaux d'un jet impactant sur une paroi verticale pour une flamme partiellement pré-mélangée [7].

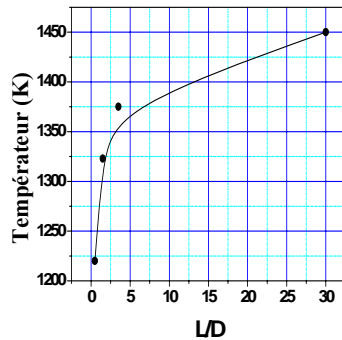


Figure 12 : Température en fonction de la distance L/D .

Sur la figure (6), les profils des intensités de turbulence pour $Y/d = 60$, variées suivant la distance $L/d=0.5$, $L/d=1.5$, $L/d=3.5$, $L/d = \text{infini}$, entre 0.01 % et 1.2 %.

Pour la fraction massique de CH_4 , figure (7), une quantité du carburant non brûlé existe proche de la paroi d'impacte, nous nous proposons d'utiliser une configuration de combustion partiellement non pré mélangé.

Dans les figure (9), (10) définies les profils de la fraction massique de monoxyde de carbone et de dioxyde de carbone, la production de ses deux espèces polluantes suit la zone d'existence des hautes températures. Pour la distance $L/d= 1.5$ la production maximale de ses espèces sont proches de la surface d'interaction. Pour la distance $L/d= 3.5$ est à cause de la déflexion du jet en deux jets adjacents l'un orienter vers la paroi, et l'autre vers la partie supérieur de la chambre de combustion, ce cas ($L/d= 3.5$) prend la même allure que la configuration $L/d= 0.5$.

La variation de la température en fonction de la distance L/D figure (12), montre que, si l'interférence L/D entre la paroi et l'axe du jet augmente, la température de la flamme augmente, la seule explication de ce phénomène est que, quand la flamme est plus proche de la plaque, $L/d = 0.5$ et comme la réaction du CH_4 avec l'air est une réaction exothermique, une grande quantité de la chaleur dégagée par la combustion du méthane est absorbée par la plaque, ensuite quand la distance entre le jet et la plaque augmente, $L/d= 1.5$, $L/d= 3.5$ le flux de la chaleur transféré vers la paroi diminue, ce qui fait augmenter la température de la flamme est donc l'augmentation du NO thermique.

CONCLUSION

L'étude et la compréhension du comportement des flammes turbulentes d'impact, est devenu un impératif incontournable afin d'améliorer le transfert thermique à travers les parois des chambres de combustion pour mieux refroidir ou pour augmenter le flux de chaleur transféré dans les fours des cuisinières domestiques, ou pour comprendre le comportement de propagation des

flammes des incendies à travers les murs des immeubles.

On a souvent à base de cette étude donner les conclusions suivantes :

- ◆ Zone d'établissement de l'écoulement : près du brûleur correspondant à la région initiale du jet. Dans cette région, le mélange du jet turbulent commence, l'écoulement étant très influencé par les conditions de sortie de l'injecteur mais en même temps peu influencé par les conditions externes.

- ◆ La zone d'écoulement établi commence lorsque le mélange turbulent atteint le centre du jet et que la vitesse sur l'axe du jet diminue.

- ◆ La troisième région est la région lointaine. Dans cette zone la quantité du mouvement du jet diminue.

- ◆ L'émission du polluant CO augmente lorsque la paroi est plus proche de la flamme.

REFERENCES

- [1] Drennov, O.B., "Structure of a Shaped Jet Formed in an Oblique Collision of Flat Metal Plates", Combustion, Explosion, and Shock Waves, Vol. 37, No. 3, pp. 393-399 (2001).
- [2] Tuttle, S.G., Webb, B.W., McQuay, M.Q. "Convective heat transfer from a partially premixed impinging flame jet. Part II: Time-resolved results", International Journal of Heat and Mass Transfer 48 1252-1266 (2005).
- [3] Bruno, L., Patrick, A., Guy, C., Schott, G., « Contrôle thermique de parois de chambre de combustion ». Bane d'essai du Laboratoire aquitain de recherche en aérodynamique Rev. Gén Therm 35, 625-630. (1996).
- [5] Zhao, Z., Wong, T.T., Leung, C.W., "Impinging premixed butane/air circular laminar flame jet— influence of impingement plate on heat transfer characteristics" International Journal of Heat and Mass Transfer 47 5021-5031 (2004).
- [6] Dong, L.L., Leung, C.W., Cheung, C.S., "Heat transfer and wall pressure characteristics of a twin premixed butane/air flame jets" International Journal of Heat and Mass Transfer 47 489-500. 2004.
- [7] Yei-Chin, C., Chih-Yung, W., "a study of the interaction between a jet flame and a lateral wall" Institute of Aeronautics and Astronautics National Cheng Kung University.
- [8] Launder, B.E., "Prediction methods for turbulent flows". Lecture series 76, V.K.I. for Fluid Dynamics, Rhode- St- Genese, Belgique, (1975).
- [9] Yakhot, V., Orszag, S. A., "Renormalization group analysis of turbulence. 1. Basic theory." Journal of Scientific Computing 1: 3-51. (1986).
- [10] Bailly, C., Comte-Bellot, G., Turbulence. Sciences et techniques de l'ingénieur. CNRS Editions, Paris (2003).

THE NITROGEN DILLUTION EFFECT FOR METHANE IMPINGING TURBULENT DIFFUSION FLAME

G. Nadjib, B. Abdelhallim and H. Samir*

Laboratoire de Mécanique avancée – LMA, USTHB, BP 32 El-Alia, 16111 Bab-
Ezzouar, Alger, Algérie

Laboratoire de Mécanique des Fluides, EMP, BP 17, Bordj El Bahri, Alger, Algérie

ABSTRACT

The nitrogen dilution effect on flame temperature was numerically investigated for non-premixed turbulent hydrocarbon gas jet. For methane/air flames issuing from a jet and impinging vertically on a plane surface is presented. The fuel diameter nozzle ($d_f = 10$ mm), the jet flow was spreading vertically on a flat plate. The fuel jet velocity was fixed at $u_f = 11.8$ m/s, while the mole fraction of the nitrogen diluents gas varied from 0.0; 0.5; 0.75; 0.8. The turbulent flame propagation velocity increased as the nitrogen mixture fraction decreased. The nitrogen dilution makes the flame structure more premixed. That is, the stabilization mechanism shifts from edge flame propagation based mechanism toward premixed flame propagation based mechanism. We concluded that the turbulent flame propagation velocity was expressed as a function of the turbulent intensity and the axial strain rate, even though the mole fraction of the nitrogen diluents varied. The temperature of the flame varied with the concentration of nitrogen and with molecular fuels mass fraction.

Keywords: Flame, Nitrogen, Diffusion, Turbulent

NOMENCLATURE

x_i	Coordinate from I direction
m_j	Mass species (kg)
x_j	Coordinate from j direction
C_p	Specific heat (kJ/kg.k)
U_i	Velocity from x_i (m/s)
U_j	Velocity from x_j (m/s)

* Corresponding other: ghitinadjib@yahoo.fr

ν_t	Turbulent viscosity (m^2/s)
ν	Kinetic viscosity (m^2/s^2).
t	Time (s)
f	Mixture fraction
K	Kinetic turbulent energy (m^2/s^2)
Z_i	Species fraction
ε	Viscosity dissipation
$Z_{i,\text{car}}$	Fuel fraction
$Z_{i,\text{ox}}$	Oxydant fraction
P	Pressure (Pa)
D	jet diameter (m)

1. INTRODUCTION

As a modern technology advances, it enables unfolding many unsolved problems in the combustion community. This is both in experimental study and numerical simulation of combustion processes. For simulation, only the speed and storage capacity of the latest computers allow two-dimensional simulation of a chemically reacting flow which involves finding solutions in a detailed numerical model where all the governing equations are strongly interrelated. Numerical simulation becomes more important. The understanding of chemical mechanisms, fluid and heat transfer processes is far from comprehensive. The great demand has two aspects. One is to develop experimental techniques that can improve our knowledge in understanding of physical and chemical processes in flames and support computational modeling efforts. The other is to find a robust method in solving a complex system.

Fully understanding a stable, well controlled, and single-carbon fuel system is the first step towards solving more complicated, multi-carbon or three-dimensional turbulent flames. The ultimate goal is to develop a more efficient and accurate numerical approach to solve problems in complex combustion systems based on the solutions of a simpler system.

A diffusion flame is a very common practical system, such as a match flame or a candle flame, and is fundamental to many more complex systems. However, in diffusion flame there is a relatively long time scale, allowing sufficient recombination reactions to take place such that it involves complex interaction of flow, transport and chemistry. There is more chemical and physical interaction in diffusion flames than in premixed flames. The first systematic analysis of a confined jet diffusion flame dates back to 1928 by Burke and al [1]. Experimentally, they investigated the flame height, width, temperature under various conditions by photographs.

Due to environmental concerns, the amount of NO_x emission in combustion processed and its formation mechanism have always been of interest. Of particular interest is sources of nitric oxide, which is a major pollutant to the atmosphere. It has been postulated that there are two major mechanisms Zeldovich thermal and Fenimore prompt NO in the production of total NO. This has led to numerous NO measurements both in open flames Vaderhoff and al. [2], Verdick and al [3] and internal combustion engines Drake and al. [4], and in the atmosphere as well Guizard and al [5]. Barlow and al [6] reported a rather complete simultaneous measurement on temperature and species concentrations (NO, OH, and major species) in

hydrogen flames. However, the amount of naturally generated NO in a gas phase hydrocarbon flame is very small, and most measurements were done with a certain amount of NO addition. For example, Dreier and al [7] measured NO species in an NO doped premixed C₂H₄/air flat flame, Verdieck and al [3], in an NO doped CH₄/air flat flame, and Grieser and al [8] in an NO doped CH₄/O₂/N₂ flat flame.

In the current study, we investigated a nitrogen dilution effect on the characteristics of a diffusion flame with a methane fuel, the fuel jet velocity was fixed to 11.8 m/s corresponding to a Reynolds number jet diameter based calculated 688.

We also reported on the temperature response to the increase of the nitrogen mole fraction mixed with the jet fuel on the other hand we studied the relation between the dilution ration and the NOx fraction production and heating high temperature for a non-premixed turbulent hydrocarbons jet flame situation.

2. MATHEMATICAL MODEL

2.1 Turbulent Governing Equation

In the present study, Fluent [9] (commercial CFD software) was used to model the flow field and heat transfer for diffusion turbulent methane/air flame impinging on a flat surface with a reduced reaction mechanism (8 species are considered). The results obtained from the simulation were verified with an experimental results obtained by Yei and al [10]. The general form of transport equations for two dimensional stationary turbulent reactive flows can be written as:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho v_x \phi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y \phi)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi \quad (2)$$

where ϕ denotes 1, v_x , v_y , h , Y_i and diffusion coefficient Γ is 0, μ , $\frac{k}{C_p}$ and D_{im}

respectively. S_ϕ is a source term. Fluent uses a control-volume-based technique to convert the governing equations to algebraic equations that can be solved numerically.

In order to resolve the turbulent flow problem we are used K –Epsilon turbulent RNG based model.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (U_i k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G - \varepsilon \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(U_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} G - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (4)$$

where $G = -u_i u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ and $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$

The model constants appearing in the above equations are

$$C_\mu = 0.09, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92, \sigma_k = 1.0 \text{ and } \sigma_\varepsilon = 1.0.$$

The effects of the mean strain rate and mean rotation on turbulent diffusion have been affected by using the renormalized RNG k- ε model Yakhot and al, 1992 [11], which employ equations of the same form as the standard k- ε model. The RNG k- ε model assumes different model coefficients evaluated by the re-normalization group theory which vary with the ration of the turbulent to the mean strain, n , as described below:

$$C_\mu = 0.0845 \quad C_{\varepsilon 1} = 1.42$$

$$C_{\varepsilon 2} = 1.68 + \frac{C_\mu n^3 \left(1 - \left(\frac{n}{4.8} \right) \right)}{1 + 0.012 n^3} \quad (5)$$

with

$$\sigma_k = \sigma_\varepsilon = 0.7194$$

where

$$n = \frac{kS}{\varepsilon}, \quad S = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

Though the modification of the above constants of the model, it is intended to simulate and control the modelling of the energy dissipation. The RNG k- ε model is a modification version of the standard k- ε turbulence model. It adopts a non-equilibrium strain parameter $n = kS/\varepsilon$, Where S is the strain rate modulus and the ration k/ε is the turbulence time scale.

2.2 Modeling Non Premixed Combustion

In non-premixed combustion, fuel and oxidizer enter the reaction zone in distinct streams. This is in contrast to premixed systems, in which reactants are mixed at the molecular level

before burning. Examples of non-premixed combustion include methane combustion, pulverized coal furnaces, and diesel (compression) internal-combustion engines. In order to resolve the turbulent chemistry interaction we are focused to use Pre PDF model based on the resolution of mean transport species equation and its variance $\overline{f'^2}$ [9].

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{f}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \overline{f}) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \nabla \overline{f} \right) \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{f'^2}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \overline{f'^2}) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \nabla \overline{f'^2} \right) \quad (8)$$

The species fractions considered in this investigation are ($CH_4, O_2, N_2, H_2O, NO, CO_2, CO, OH$).

In order to model nitric oxide formation in a flame, the chemical reactions involving nitrogen compounds must be taken into account.

The reactions ($N+O_2, N+OH, N_2+O$) are the principle mechanisms in forming Zeldovich “thermal” NO; the reactions ($N_2O+H, N_2O + O$) are the major paths in forming Fenimore “prompt” NO. In the numerical work, both Zeldovich thermal and Fenimore prompt formation of NO were included.

3. COMPUTATIONAL DOMAIN

The modeling of the problem was done in Fluent, a pre-processor for Fluent 6.2.16 [9], and the schematic of this model along with the various boundary conditions are shown in (Figure 1). Using the 2 dimensional condition, 2D model has been used. In the model, the impingement surface is parallel to the fuel jet; the burner exit is represented by a tube with a 10 mm of diameter. The diameter of the fuel jet $d = 10$ mm.

The computational domain is created in Gambit 2.0, the computational domain started at the exit plane of the burner, and extended 800 mm downstream in the axial direction and 500 mm in the radial direction. An orthogonal coarse mesh was initially generated. The mesh was dynamically re-fined during numerical iterations using user-specified gradient and curvature boundaries of radical species (e.g., OH). Mesh refinement is found to improve convergence rate and ensured adequate grid resolution for smooth representation of flow and scalar properties figure (1).

4. NUMERICAL RESULTS

Turbulent diffusion flames of mixtures of CH_4 and air diluted with N_2 at atmospheric pressure and ambient temperature were numerically studied to clarify the effects of dilution rate on turbulent flame characteristics. The maximum N_2 dilution ratio, defined as the ratio of the molar fraction of N_2 to those of CH_4 , was 0.5, 0.75, and 0.8.

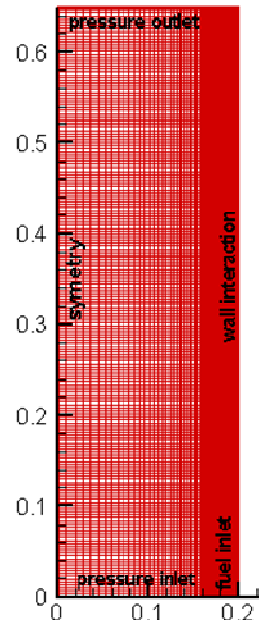


Figure 1. Schematic of mesh domain and boundary conditions for jet diffusion flame.

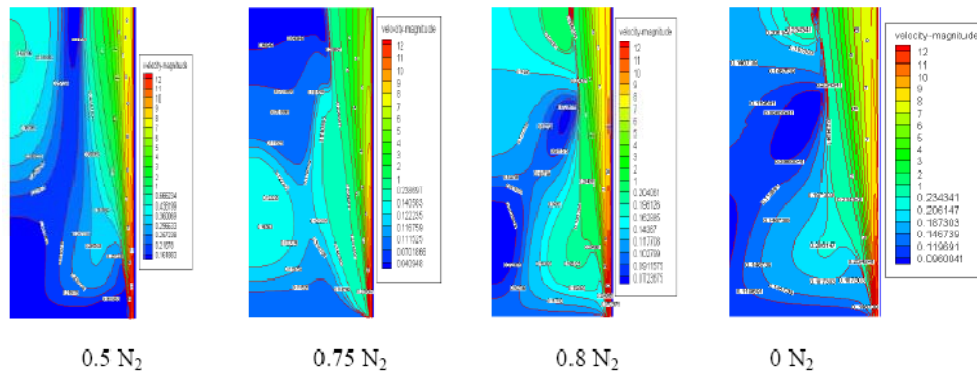


Figure 2. Contours of velocity magnitude for different N_2 dilution rate.

Boundary conditions at the downstream and on the sides of the computational domain were set to ambient conditions (pressure boundaries). Because no measurements were available for velocity and turbulence quantities at the inlets, their profiles were estimated. This was done by modeling a non reacting flow field inside the burner. Velocity and turbulence profiles at the exit of the burner were then used as the inlet conditions for the numerical model. It has been found that the numerical solution is highly sensitive to the turbulence level at the inlets figure (2).

It was found that the solution is sensitive to the turbulent kinetic energy at the fuel inlet, but weakly dependent on the turbulence intensity at the air inlet. For example, the numerical estimation the mean turbulent intensity is about 12 % at the fuel jet inlet.

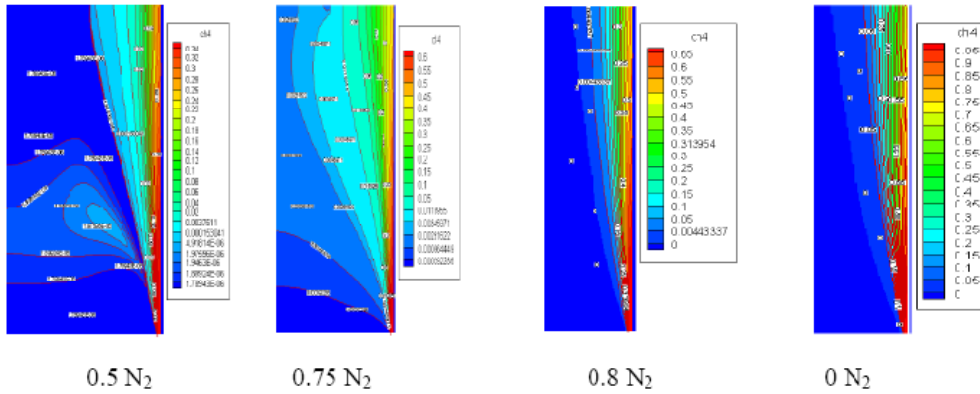


Figure 3. Contours of methane fuel mass fraction for different N_2 dilution rate.

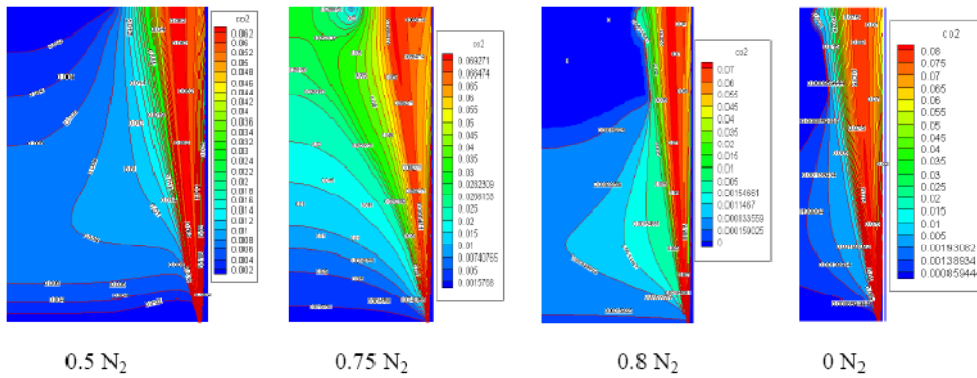


Figure 4. Contours of CO_2 mass fraction for different N_2 dilution rate.

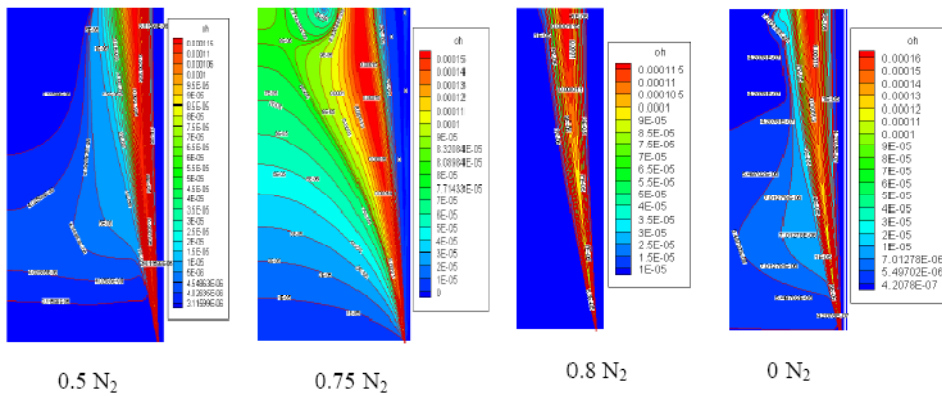


Figure 5. Contours of OH mass fraction for different N_2 dilution rate.

The maximum mass fraction of CO_2 is varied from 0.062 in mass fraction for $0.5N_2$ to 0.07 in mass fraction for $0.8N_2$ figure 4.

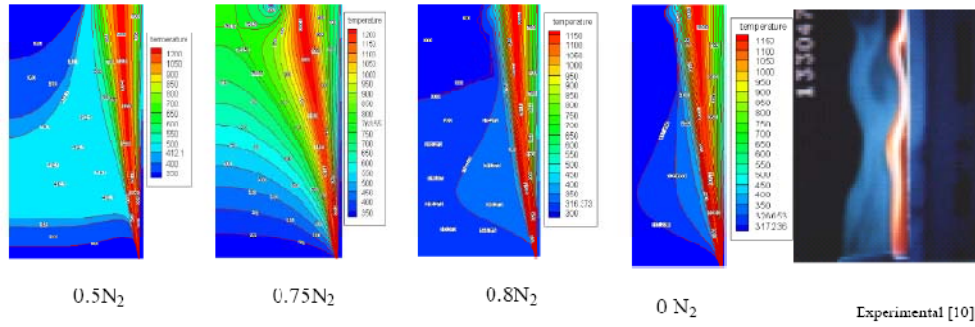


Figure 6. Contours of temperature for different N_2 dilution rate.

The OH contours appearing in the figure 5 define the orientation behavior for all N_2 dilution rates we observe that the flame is oriented to the wall, but just for $0.75N_2$ the flame is inclined from the wall.

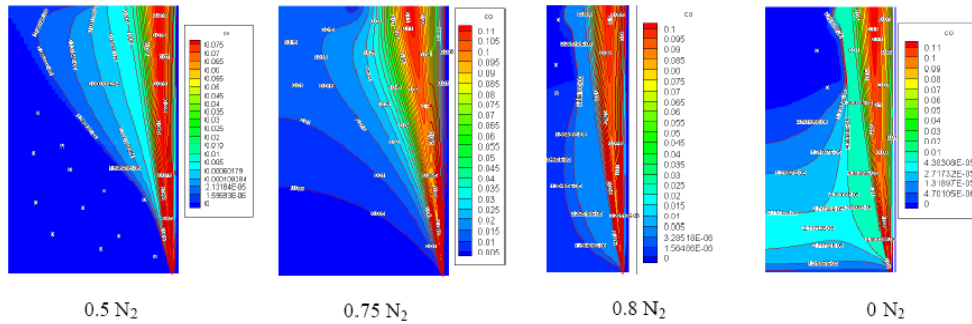


Figure 7. Contours of CO mass fraction for different N_2 dilution rate.

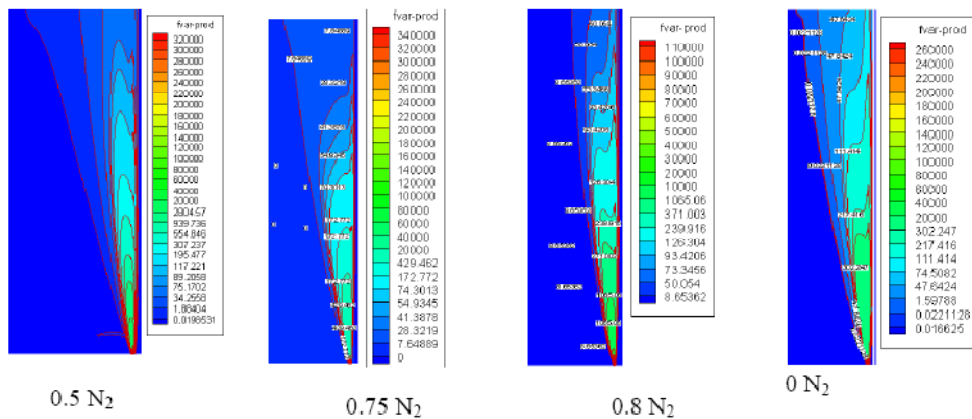


Figure 8. Contours of production rate for different N_2 dilution rate.

The effect of N dilution level, in the fuel stream, on the flame temperature is quite substantial with a increase from 1150 K in the case without dilution to 1200 K in case with N dilution 0.5N, 0.75N, 0.8N. The temperature at the centerline is 50 K and is the same for all cases. The mean temperature in the jet vicinity of the flow is 1200 K and is also consistent between all flames figure (6).

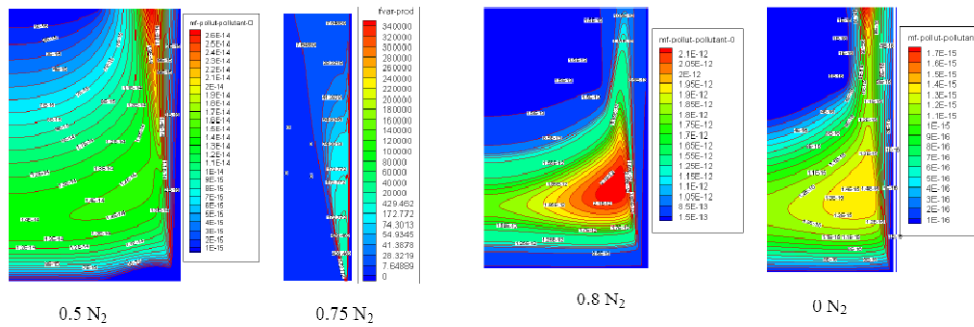


Figure 9. Contours of pollutant mass fraction for different N₂ dilution rate.

The maximum dilution ratio defined as the percentage of nitrogen added in the fuel jet (0.5N, 0.75N, 0.8N). Velocity magnitude, flame temperature and the structure of the turbulent flame region were compared with those of flames diluted with CO₂. Results showed that the effects of N₂ dilution on flame temperature is not like the case of the flame with CO₂ dilution, Figure 16, Figure 17 demonstrates a case of comparison between tow different dilution with N₂ and CO₂.

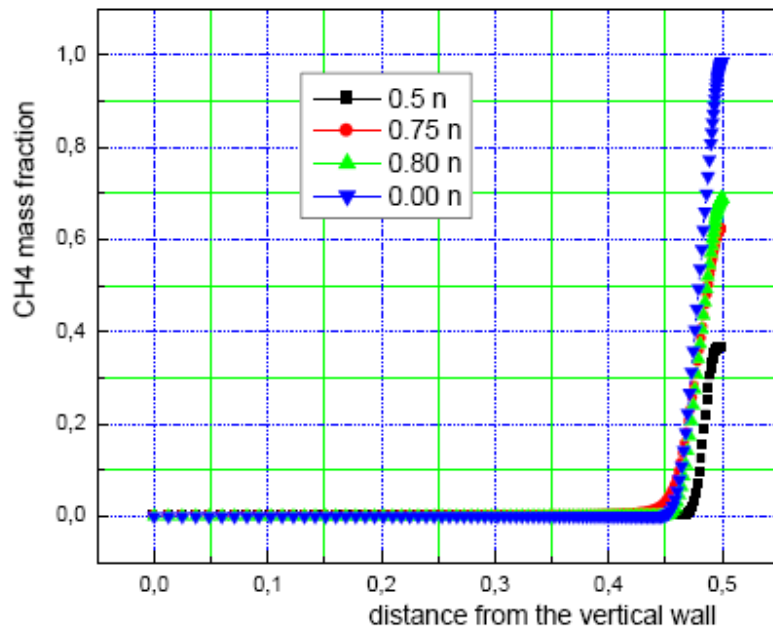


Figure 10. Profile for CH₄ mass fraction for different N₂ dilution rate at x/d=10.

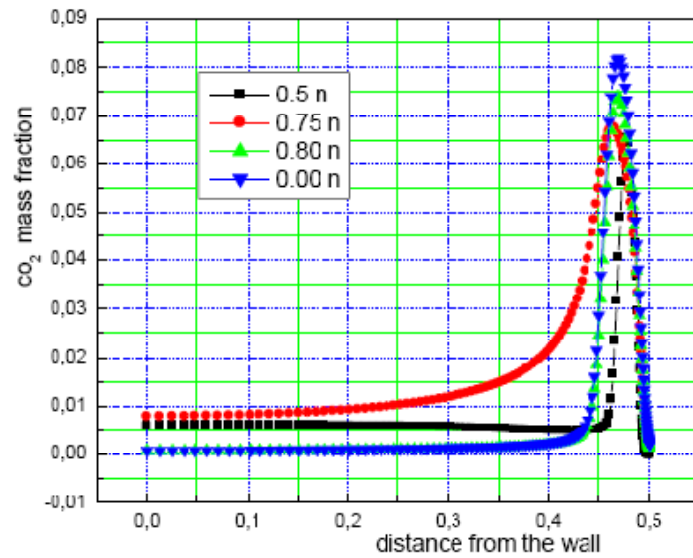


Figure 11. Profile for CO_2 mass fraction for different N_2 dilution rate at $x/d = 10$.

Results showed that the turbulent flame intensity became smaller when the mixture was diluted with N_2 . Moreover, the mean fuel consumption rate in the flame region decreased with increasing N_2 dilution ratio. This effect was stronger than the decrease in mass fraction of fuel due to N_2 dilution figure (15).

The decrease in the intensity of turbulent flame with increasing turbulence Reynolds number in the case of N_2 dilution was more significant than that in the case of zero N_2 dilution, corresponding well to the effect of dilution rate on the flame instability.

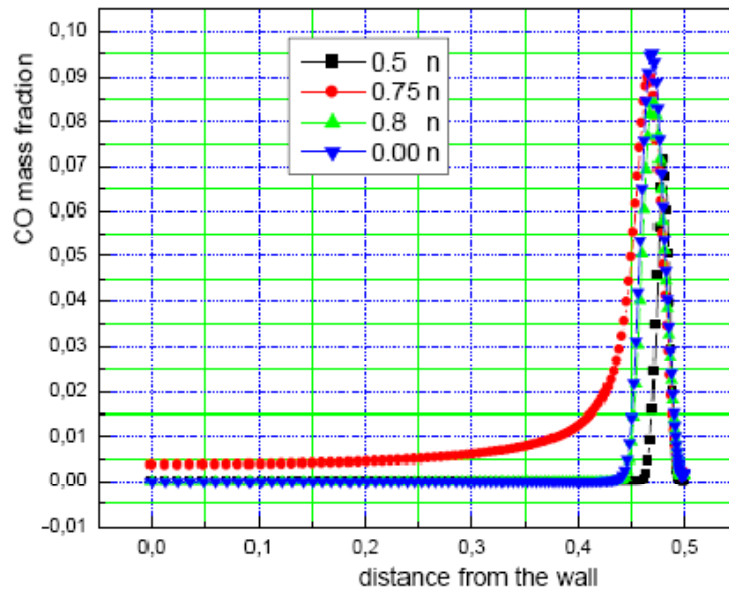


Figure 12. Profile for CO mass fraction for different N_2 dilution rate at $x/d = 10$.

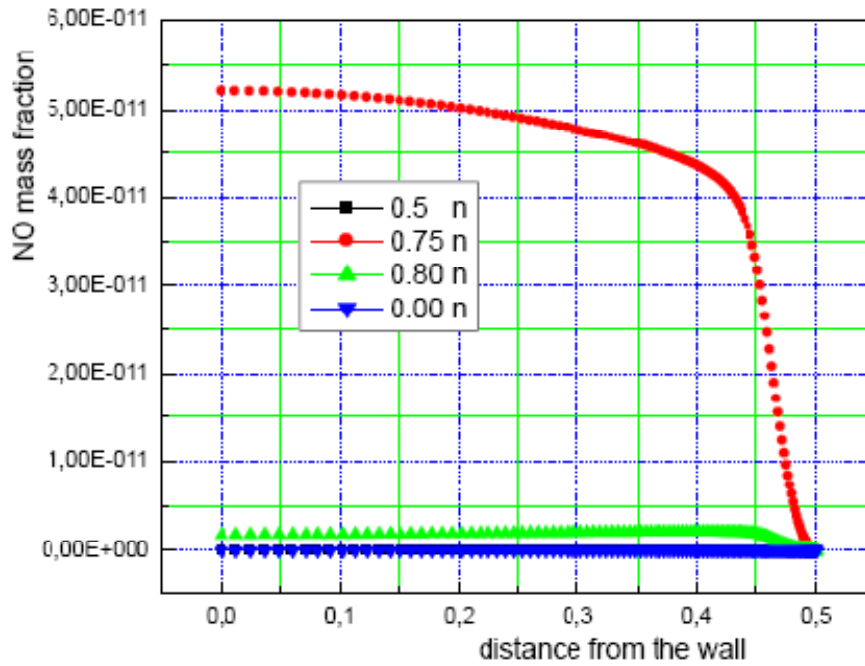


Figure 13. Profile for NO mass fraction for different N₂ dilution rate at x/d =10.

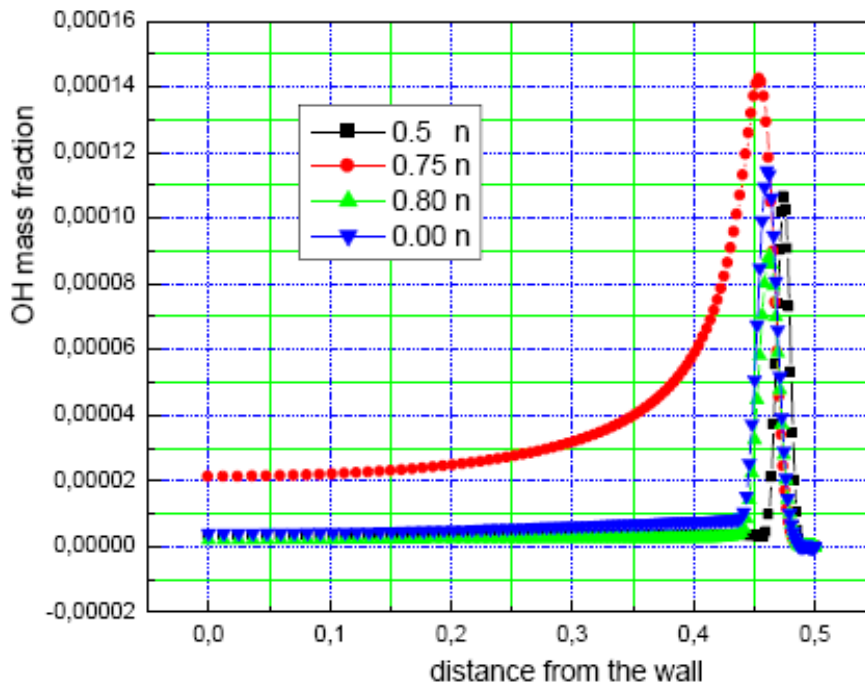


Figure 14. Profile for OH mass fraction for different N₂ dilution rate, at x/d =10.

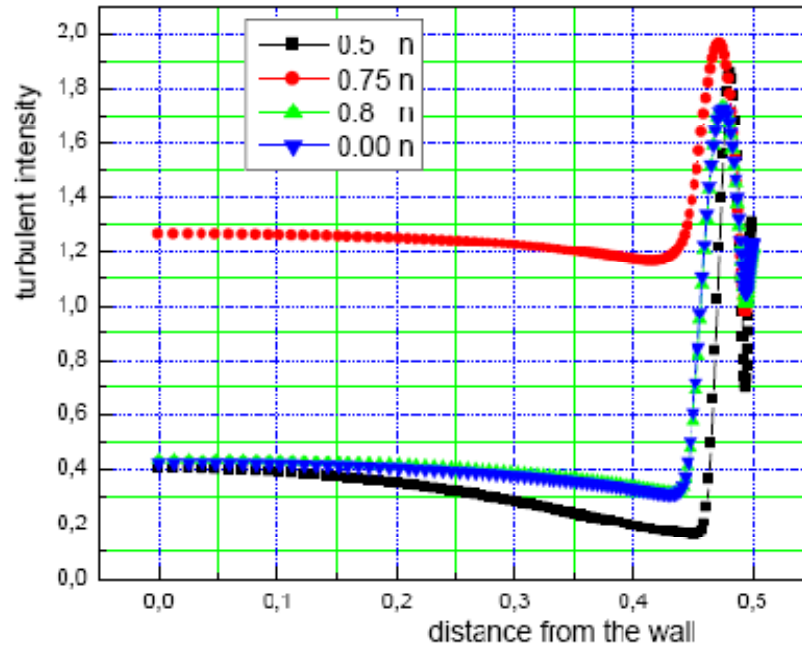


Figure 15. profile for turbulent intensity for different N₂ dilution rate at $x/d = 10$.

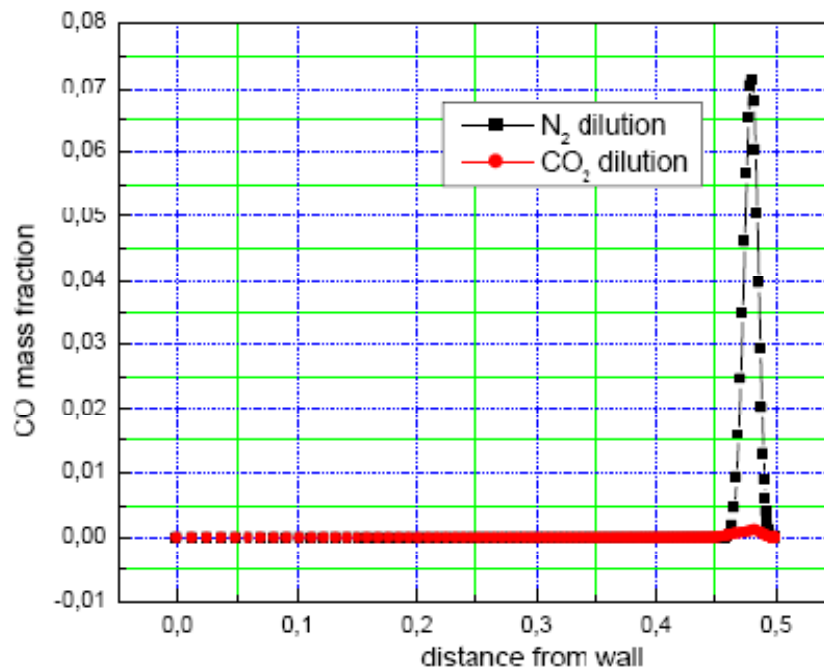


Figure 16. Profile for CO mass fraction for N₂ and CO₂ dilution rate at $x/d = 10$.

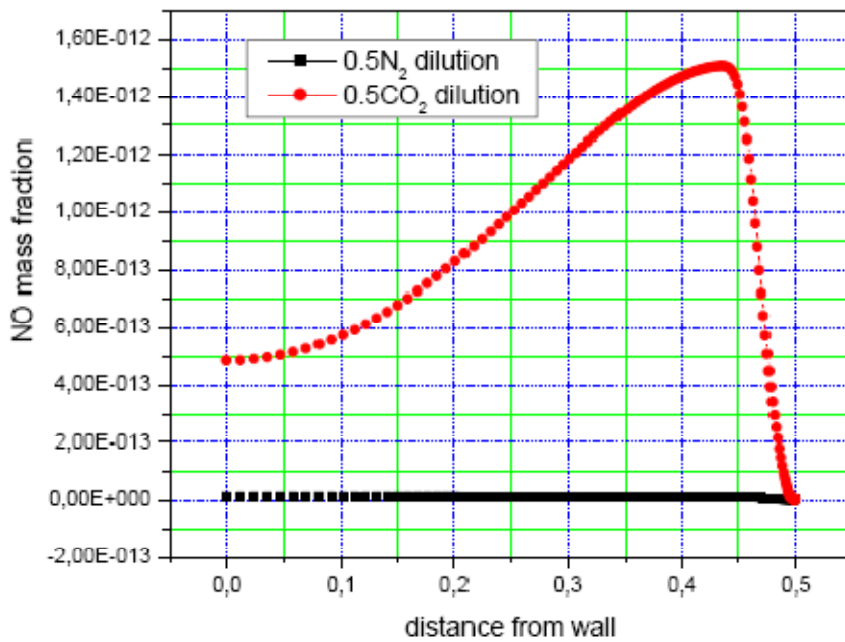


Figure 17. Profile for NO mass fraction for N₂ and CO₂ dilution rate at x/d =10.

CONCLUSION

The effect of nitrogen dilution on the temperature and NO production of turbulent jet flames under non-premixed conditions were studied numerically. The fuel jet velocity was fixed at 11.8 m/s. Nitrogen diluents gas was added to the fuel stream and the mole fraction was varied from 0.0 to 0.8. From the numerical results of methane simulation, we concluded that the flame parameters are very affected by diluents adding to the fuel jet. The turbulent flame propagation velocity increased as the mole fraction of nitrogen diluents gas decreased.

The effects of nitrogen dilution were characterized by lower mixture fraction and reduced burning velocity, which are thought to be responsible for local premixing and for diminishing of flame temperature.

REFERENCES

- [1] Burke, S. P. and Schumann, T.E.W., 1928, *Diffusion flames*. 1st Symp. (Int.) Comb. 2-11, Swampsott, Mass.
- [2] Vanderhoff, J.A., Bunte, S.W., Kotlar, A. J. and Beyer, R.A., 1986, Temperature and Concentration Profiles in Hydrogen-Nitrous Oxide Flames. *Combust. Flame* 65, 45-51.
- [3] Verdieck, J.F. and Bonczyk, P.A., 1981, Laser-Induced Saturated Fluorescence Investigations of CH, CN and NO in flames. 18th Symp. (Int.) Comb. 1559-1566.

- [4] Drake, M.C. and Ratcliffe, J.W., 1993, High Temperature Quenching Cross Sections for Nitric Oxide Laser-Induced Fluorescence Measurements. *J. Chem. Phys.* 98, 3850-3865.
- [5] Guizard, S., Chapoulard, D., Horani, M. and Gauyacq, D., 1989, Detection of NO Traces Using Resonantly Enhanced Multiphoton Ionization: a Method for Monitoring Atmospheric Pollutants. *Appl. Phys. B* 48, 471-477.
- [6] Barlow, R. S. and Carter, C. D., 1993, Raman/Rayleigh/LIF Measurements of Nitric Oxide Formation in Turbulent Hydrogen Jet Flames. *Sandia Report*, SAND 93-8618.
- [7] Dreier, T., Dreizler, A. and Wolfrum, J., 1992, The Application of a Raman-Shifted Tunable KrF Excimer Laser for Laser-Induced Fluorescence Combustion Diagnostics. *Appl. Phys. B* 55, 381-387.
- [8] Grieser, D. R. and Barnes, R. H., 1980, Nitric Oxide Measurement in a Flame by Laser Fluorescence. *Appl. Opt.* 19, 741-743.
- [9] *Guide Fluent*, vol 4, 2006.
- [10] Yei-Chin Chao and Chih-Yung Wu "A study of the interaction between a jet flame and a lateral wall" Institute of Aeronautics and Astronautics National Cheng Kung University Tainan, Taiwan, 701, R. O. C.
- [11] Yakhot V. and S. A. Orszag "Renormalization group analysis of turbulence. 1. Basic theory." *Journal of Scientific Computing* 1: 3-51. 1992.

Partie V

Résultats Expérimentales

Experimental Investigation of the Interaction between Turbulent Impinging Flame and Radiation[†]

Nadjib Ghiti¹, Abed Alhalim Bentebbiche¹, and Ramzi Boulkroune²

¹Laboratoire de Mécanique Avancée – LMA,
Université des Sciences et Technologie USTHB
B.P : 32 Elia, 16111, Bab-Ezzouar, Alger, Algeria
E-mail: ghitinadjib@yahoo.fr

²URASM-CSC, Unité de Recherche Appliquée en Sidérurgie Métallurgie –
Centre National de Recherche Scientifique et Technique en Soudage et Contrôl
Annaba, Algeria

An experimental study was focused on the investigation of the interaction between turbulent and radiation in the case of a methane turbulent impinging diffusion flame. An infrared thermography was used to measure the flame radiation temperature based on a fixed emissivity. Then the flame radiation heat flux was calculated for two Reynolds numbers 4500, 6000 and for tow distances L/d from the wall to the center line of the jet axis. The results show that the flame radiation heat flux is more influenced by the increasing of the Reynolds number and with the decreasing of the distance between the flame and the lateral wall.

* * *

Introduction

Radiative heat transfer is an important heat transfer mode in many combustion systems, including boilers, furnaces, internal combustion and rocket engines, and also in fires [1]. Solar and atmospheric radiations are examples of other important application areas.

Most development of the radiation models cited by [1] in which radiation has been accounted with several technologically important, practical combustion systems coupling of radiation to other modes of heat transfer is discussed by [2].

A review of the experimental conditions that have been used in flame impingement studies is given by [3] the geometries were flames:

- 1) normal to a cylindrical surface;
- 2) normal to a hemispherically-nosed cylinder;

[†]Received 17.04.2012

- 3) normal to a plane surface;
- 4) parallel to a plane surface.

Then they classified these studies by the oxidizer composition. Most of these studies used brass, copper or steel targets, without surface treatment, at surface temperatures below 400 K.

In the second part [4] concentrated their study on the measurements that were used in the flame impinging three steady-state methods have been used to determine the heat fluxes: uncooled target, cooled target and cooled heat flux gage. Two transient methods have been used: an uncooled target and an uncooled gage. In these studies, the gas temperatures have ranged from 292 to 3200 K. These have commonly been measured with bare wire thermocouples and line reversal techniques. Measured gas velocities have ranged from 0.3 to 1400 m/s. These have commonly been measured with Pitot tubes and laser Doppler velocimetry. The static pressure distribution near the stagnation point has been measured. In a few studies, the thermal radiation from the flame to the target has been measured. [4] they measure the gas composition of the impinging jet and other measurements, such as soot concentration and flame visualization, are also briefly reviewed.

By considering experimental approaches and some numerical modeling [5] of the characteristics of pool fire flame and plume structure, including flame height, the entrainment of air, the pulsation of the flame and the influence of cross-flow, the formation and properties of soot, the heat feedback, and mass burning including radiation transport and radiative energy blockage.

For take on account the convection and radiation in high temperature gas flows [6] used the infrared radiation gas property models and methods for solving the radiative transfer equation are highlighted first, in the second they study the nonlinear effects of turbulent fluctuations in radiative transfer, and the influence of radiation on thermal turbulence spectra are also considered.

In order to resolve more complex geometry configurations with robust CFD techniques [7] they used the Monte Carlo method, the discrete transfer method, with non orthogonal mesh systems. To demonstrate the capability of discrete transfer method [7] simulate a radiative heat flux predictions for an SI engine in a pent roof complex geometry combustion chamber.

In order to take account the interaction between turbulence and radiation due to difficulties caused by their inherent nonlinearities and their vast range of length scales and time scales. The state of the art of TRI with some results are presented by [8] in which TRI are calculated from basic principles from the composition probability density function method and from direct numerical simulation calculations. The results show that in turbulent jet flames TRI are always of great importance, and that they are dominated by the correlation between the absorption coefficient and the radiative Planck function. The flow and species concentration fields are influenced by radiation, because the density field depends on the temperature field, and this depends on radiative heat transfer.

The radiative flux from an acetylene air diffusion flames are studied by [9] for estimating total radiant output of turbulent jet flames based on the measurement of radiative heat flux at a single location, for two different burner geometries and flow conditions. They measured emission/absorption of the flame to calculate the local temperature and soot volume fractions.

The oscillatory buoyant diffusion flames are studied experimentally by [10] to determine the pulsating characteristics of such flames. They used three techniques, namely, pressure fluctuation measurements, thermal imaging and high-speed video photography. Analysis of the experimental data on frequency of pulsations in different burners shows that for a fixed-diameter flame the pulsation frequency is almost independent of fuel flow rate. The equation $f = 1.68D^{-0.5}$ gives the best approximation for the relationship between pulsating frequency and diameter over a wide range of data.

The conventional thermocouple and visual observation methods, however, have limitations to measure the spread rate of the flame along vertically oriented flat wall due to complexity of implementation. To overcome these limitations [11] uses an automated infrared imaging system to obtain two-dimensional wall surface temperature data in a relatively large area.

They compare the results of the thermocouple and infrared imaging temperature. All the results indicate that the infrared system with a $(10.6 \pm 0.5 \mu\text{m})$ band pass filter successfully avoids interferences from the flame allowing measurements of temperature distribution on the fire-heated wall, from which the spread rate in any direction can be deduced. However, this technique will fail for flames whose emissivity is greater than 0.1 [11].

The using an automated infrared (IR) imaging temperature measurement technique by [12] to study the behavior of a flame spread and the pyrolysis region along polymethylmethacrylate (PMMA) vertical corner walls for charring and noncharring materials. They found that the pyrolysis front shape was always M shaped, no spread along the corner, and the maximum spread is within a few centimeters of the corner. In addition they study the effect of ignition mode, effect of solid phase conduction heat loss, fire-induced flow cooling, and flame displacement effect. Four different experiments were designed to test each mechanism, among them the flame displacement effect, which causes a large heat loss in a nonflammable gas layer due to a poor mixing of pyrolysis products and air was found to be the principal mechanism. For an upwardly spreading fire, total heat flux distributions above the M-shape pyrolysis peak were measured by a Gardon-gauge heat flux meter, and visible flame height and pyrolysis front height were respectively measured by a video camera and the IR technique [12].

1. Mathematical Radiation Formulation

The radiative heat flux was calculated using the Stephen – Boltzmann equation

$$\phi = \varepsilon\sigma T^4, \quad (1)$$

where $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$ is the Stephen – Boltzmann constant, $\varepsilon = 0.02$ is the emissivity.

The radiative energy emitted per unit area by a gray homogeneous and isothermal hot gaseous layer is equal to $\varepsilon\sigma T^4$. The emissivity of the gaseous layer, ε , is defined as the ratio of the amount of energy emitted by that gaseous layer to the amount that would be emitted by a blackbody at the same temperature. Expressing the instantaneous temperature, T , and the emissivity, ε , as a sum of the mean value plus a fluctuation yields

$$\begin{aligned} \overline{\varepsilon T^4} &= \overline{(\bar{\varepsilon} + \varepsilon')(\bar{T} + T')^4} \\ &= \bar{\varepsilon} \bar{T}^4 \left(1 + 6 \frac{\overline{T'^2}}{\bar{T}^2} + 4 \frac{\overline{T'^3}}{\bar{T}^3} + \frac{\overline{T'^4}}{\bar{T}^4} + 4 \frac{\overline{\varepsilon' T'}}{\bar{\varepsilon} \bar{T}} + 6 \frac{\overline{\varepsilon' T'^2}}{\bar{\varepsilon} \bar{T}^2} + 4 \frac{\overline{\varepsilon' T'^3}}{\bar{\varepsilon} \bar{T}^3} + \frac{\overline{\varepsilon' T'^4}}{\bar{\varepsilon} \bar{T}^4} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

The first four terms into parenthesis on the right side of Eq. (2) constitute the temperature self correlation, while the last four terms represent the emissivity-temperature correlation. Hence, neglecting the correlations of odd order, Eq. (2) is simplified to

$$\overline{\varepsilon T^4} = \bar{\varepsilon} \bar{T}^4 \left(1 + 6 \frac{\overline{T'^2}}{\bar{T}^2} + \frac{\overline{T'^4}}{\bar{T}^4} + 4 \frac{\overline{\varepsilon' T'}}{\bar{\varepsilon} \bar{T}} + 4 \frac{\overline{\varepsilon' T'^3}}{\bar{\varepsilon} \bar{T}^3} \right) \quad (3)$$

for

$$\frac{\overline{T'^4}}{\bar{T}^4} \ll 6 \frac{\overline{T'^2}}{\bar{T}^2}.$$

2. Experimental Methodology

In our experiment we used an impinging plate fabricated by the stainless steel material which has 8030 kg/m^3 of density and a specific heat of $502.48 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ and a thermal conductivity of $16.27 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ the dimension of the plate is $200 \times 400 \text{ mm}^2$ Fig. 1 (left). The methane flow rate used in the experiment is:

- $Q = 3.14E^{-4} \text{ kg/s}$ for $\text{Re} = 3000$;
- $Q = 4.6784E^{-4} \text{ kg/s}$ for $\text{Re} = 4500$;
- $Q = 6.2379E^{-4} \text{ kg/s}$ for $\text{Re} = 6000$.

The special resolution of the infrared camera is 320×240 pixels. With a sampling frequency of 0.02 second. The camera captured all the radiation emission from the species that has a spectral range between 1 to $19 \mu\text{m}$ was satisfactory to predict the flame temperature between 300 and 1800 K for the dominant species CO_2 , H_2O , CH_4 , CO , O_2 , N_2 and Soot [13]. The infrared camera was calibrated from the Flir infrared system company for 5 years. The camera type is thermo vision A 40M with a serial number of 25001091 and 24 lens with AP1 filter coupled with thermovision software Fig. 1 (right). The camera was positioned in a horizontal position with the object and the distance between the camera and the object is 2 m.

The relative uncertainties of the heating power Q and the impinging Reynolds number Re are obtainable in similar ways. The relative uncertainties of the heating power and the Reynolds number for the experiments are estimated to be 11.9 % and 2 %, respectively.

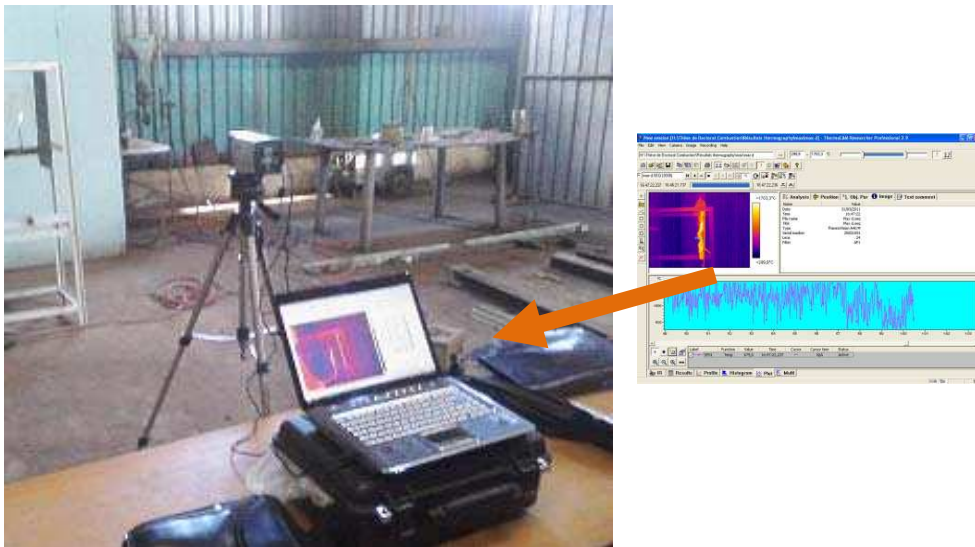


Fig. 1. Impinging diffusion flame experimental apparatus at URASM-CSC/Annaba, Algeria (left) and Infrared Thermography Flir software temperature analysis (right).

3. Results and Discussion

3.1. Turbulence-radiation interaction (TRI). Although turbulence and radiative heat transfer are formidable problems by themselves, in this paper we are not concerned with such problems individually, but with their interaction with a lateral wall. These two phenomena have traditionally been treated as independent using mean properties to calculate radiative transfer.

However, neglecting turbulent fluctuations in reactive flows may yield very large errors, the time-averaged radiation intensity and heat fluxes may differ significantly from the radiation intensity and heat fluxes calculated from mean temperature and mean species concentration. This phenomenon, which is mainly due to the highly non-linear coupling between fluctuations of the radiation intensity and fluctuations of temperature and species concentrations, arising from turbulence, is referred to as TRI. The interaction between turbulence and radiation is presently well established, both theoretically and experimentally [14].

3.2. Influence of turbulence on radiation. The effect of flame intermittency contributed to increase the role of turbulent fluctuations. Experimental confirmation of these findings may be found in [15], where measurements of the mean transmissivity from a turbulent propane jet flame are presented. Then the role of the combined effect of the increasing of the Reynolds number and the distance from the wall to the centerline of the jet axis is very clear in Fig. 2 the increasing of the Reynolds increasing the velocity fluctuation and this will increasing the mixing between the methane gas and the surrounding air.

Fig. 3 show the radiative heat transfer calculated based on the Stephen–Boltzmann formula with a constant methane flame emissivity that the radiative heat transfer along the flame height was very sensible by the increasing of the Reynolds number when the Reynolds number increase the heat flux increase.

A similar analysis was more recently presented in [14]. The cross-correlation between temperature and emissivity was also neglected, but all the terms of the temperature self-correlation were considered. The ratio $\overline{T^4}/\overline{T}^4$ was evaluated assuming the pdf of the temperature. A beta pdf shape was used with different parameters that closely approximate pdfs of temperature experimentally observed in different regions of turbulent non-premixed flames, namely in the centre line, either upstream or downstream of the flame tip, and in the reacting shear layer. It was found that the ratio $\overline{T^4}/\overline{T}^4$ is relatively insensitive to the pdf shape, varying by less than 10 % for temperature fluctuations of ± 40 %. The computed values of the temperature self-correlation, which are displayed in Fig. 4, are in agreement with the results of Cox [16].

The investigate of the fluctuation characteristics is shown in Fig. 5 demonstrate the turbulent nature of the impinging flow that the amplitude of the temperature intermittency is very high and oscillate surrounding a very high temperature level that which increase the mixing rate between the surrounding air and the flame central core.

Conclusion

A parametric study was performed to investigate the influence of turbulence on the total radiative heat transfer of an impinging diffusion flame medium. It was found that, in the case of mean temperatures smaller than 1700°C , the total emissivity of the flame species that have a wave length ranging between 0.5 to $19 \mu\text{m}$ increases with the intensity of temperature fluctuations that which increase the radiative heat flux and the increasing in Reynolds number may have more influence on the quantity of radiative heat flux production.

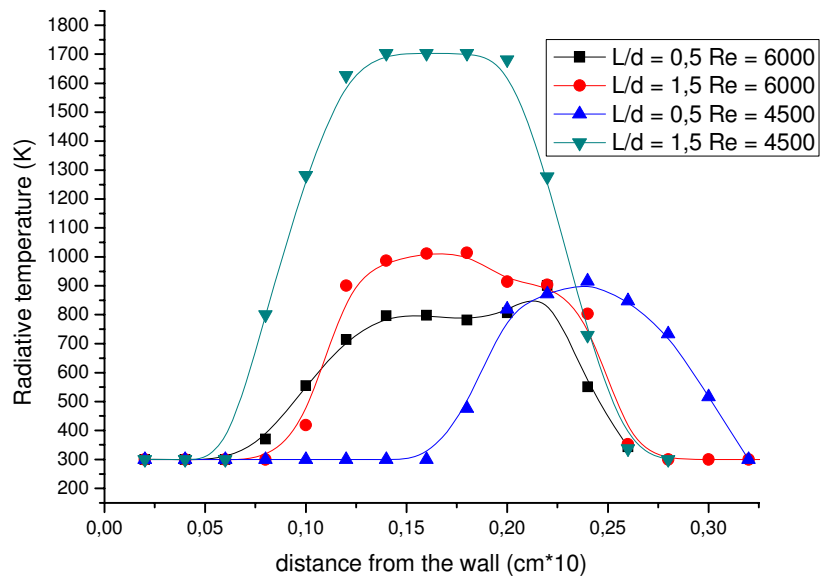


Fig. 2. Radiative temperature distribution for impinging methane diffusion turbulent flame for $Re=6000$ and 4500 and for $L/d=0.5$ and 1.5 .

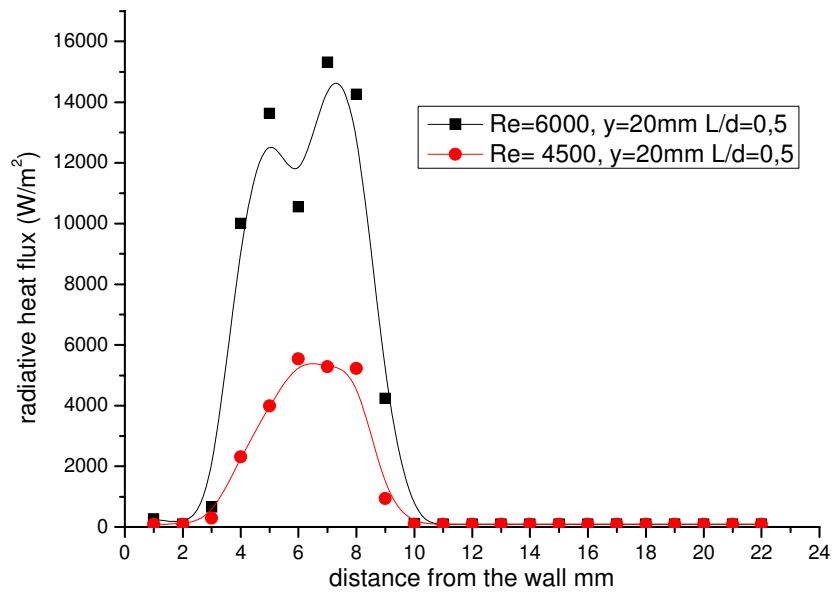


Fig. 3. Effect of turbulence on the radiative heat flux.

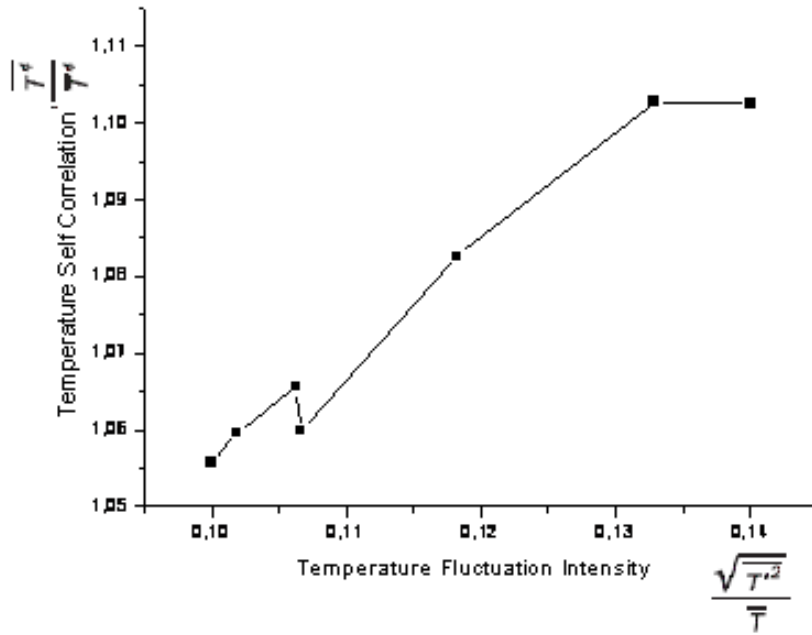


Fig. 4. Temperature self-correlation as a function of intensity of temperature fluctuations.

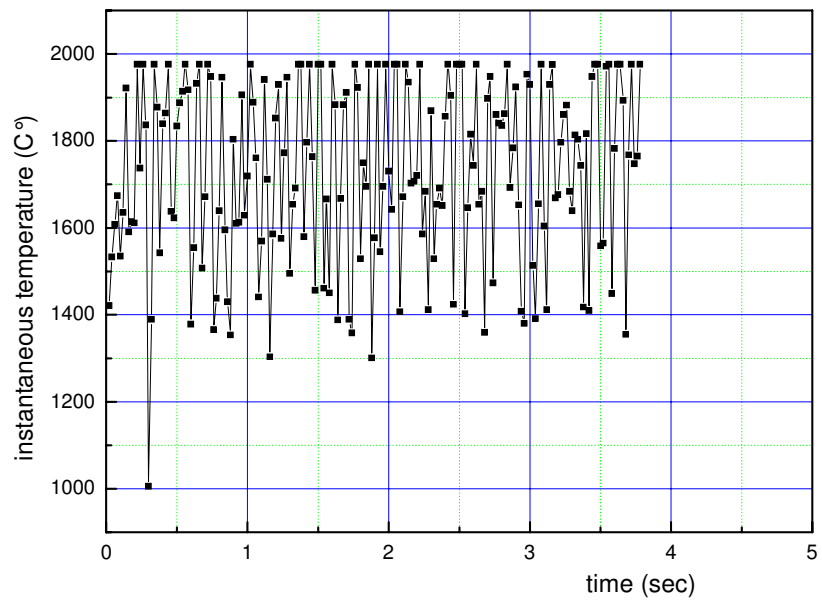


Fig. 5. Instantaneous temperature.

Acknowledgments

The authors thank the financial support of the Ministry of higher education and scientific research from URASM/Annaba, Algeria through a doctorate scholarship grant to the first author.

REFERENCES

1. Viskanta, R. and Menguc, M. P., Radiation Heat Transfer in Combustion Systems, *Progr. Energy Combust. Sci.*, 1987, **13**, pp. 97–160.
2. Steinhaus, T., Welch, S., Carvel, R., and Torero, J., Large-Scale Pool Fires, *Therm. Sci.*, 2007, **11**, No. 2, pp. 101–118.
3. Baukal, C. E. and Gebhart, B., A Review of Flame Impingement, Heat Transfer Studies 1: Experimental Conditions, *Combust. Sci. Technol.*, 1995, **104**, No. 4-6, pp. 339–357.
4. Baukal, C. E. and Gebhart, B., A Review of Flame Impingement, Heat Transfer Studies 2: Measurements, *Combust. Sci. Technol.*, 1995, **104**, No. 4-6, pp. 359–385.
5. Joulain, P., The Behavior of Pool Fires: State of the Art and New Insights, *Symposium (International) on Combustion*, 1998, **27**, No. 2, pp. 2691–2706.
6. Viskanta, R., Overview of Convection and Radiation in High Temperature Gas Flows, *Int. J. Eng. Sci.*, 1998, **36**, pp. 1677–1699.
7. Malalasekera, W., Versteeg, H. K., Henson, J. C., and Jones, J. C., Calculation of Radiative Heat Transfer in Combustion Systems, *Clear Air*, 2002, **3**, pp. 113–143.
8. Modest, M. F., Multiscale Modeling of Turbulence, Radiation, and Combustion Interactions in Turbulent Flames, *Int. J. Multiscale Computational Eng.*, 2005, **3**, No. 1, pp. 85–105.
9. Sivathanu, Y. R. and Gore, J. P., Total Radiative Heat-Loss in Jet Flames from Single-Point Radiative Flux Measurements, *Combust. Flame*, 1993, **94**, No. 3, pp. 265–270.
10. Malalasekera, W. M. G., Versteeg, H. K., and Gilchrist, K., A Review of Research and an Experimental Study on the Pulsation of Buoyant Diffusion Flames and Pool Fires, *Fire Mater.*, 1996, **20**, pp. 261–271.
11. Arakawa, A., Saito, K., and Gruver, W. A., Automated Infrared Imaging Temperature Measurement with Application to upward Flame Spread Studies, Part I, *Combust. Flame*, 1993, **92**, pp. 222–230.
12. Cheng, Q., Hiroki, I., and Kozo, S., Upward Flame Spread along PMMA Vertical Corner Walls, Part II: Mechanism of “M” Shape Pyrolysis Front Formation, *Combust. Flame*, 1994, **99**, pp. 331–338.
13. Grosshandler, W. L., Washington, DC, Radcal: A Narrow-Band Model for Radiation Calculations in a Combustion Environment, Fire Sci. Div. 1993.
14. Burns, S. P., Turbulence Radiation Interaction Modelling in Hydrocarbon Pool Fire Simulations, Sandia Rep. SAND, No. 99-3190, 1999.
15. Ghiti, N., Bentebiche, A. A., and Hanchi, S., Interaction Entre une Flamme de Diffusion et une Paroi Verticale, In: *Proc. X-ème Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la Thermique des Systèmes*, Saguenay, Québec, 2011, pp. 239–245.
16. Cox, G., On Radiant Heat Transfer from Turbulent Flames, *Combust. Sci. Technol.*, 1977, **17**, pp. 75–78.



A Study of the Interaction Between a Jet Flame and a Lateral Wall

NADJIB. GHITI^{1*}, ABED ALHALIM. BENTEBBICHE²

SAMIR. HANCHI³, RAMZI. BOULKROUNE⁴

^{1,2}Laboratoire de Mécanique Avancée – LMA, B.P : 32 Elia, 16111, Bab-Ezzouar, Alger.

³ Laboratoire de Mécanique des Fluides, EMP, BP 17, Bordj El Bahri, Alger.

⁴ URASM-CSC/ANNABA Unité de recherche Appliquée en Sidérurgie Métallurgie Centre National de Recherche Scientifique et Technique en Soudage et Contrôle.

*ghitinadjib@yahoo.fr

Abstract – *The dynamic process of the interaction between a methane diffusion jet flame and a lateral wall is experimentally studied. For a jet diameter of 10mm and for different distances between the wall and the central axis of the jet $L/d=0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, \text{infinity}$ and for two Reynolds number $Re=4500$, and $Re=6000$. The evolution of the outer buoyant vortices, which are involved in the jet flame bulge and flame tip-cutting phenomena, is found to play the central role in the flame-wall interaction process for low speed jet flames. These variations in flame structure are closely related to the retarded evolution of the buoyant vortices due to the wall and are scaled and explained based on the root mean square RMS frequency calculated based on the temperature fluctuation.*

Keywords: *Flame-wall interaction, buoyant vortex, jet flame.*

I. INTRODUCTION

Flame-wall interaction has long been an important fundamental subject of combustion research. This sort of interaction constitutes the essential configuration of extracting energy from the flame, of fire hazard and of flame quenching on the wall. Complex physical and chemical processes of aerodynamics, thermodynamics and chemical kinetics are usually involved in the flame-wall interaction. Aerodynamic strain, boundary layer, buoyancy, heat transfer, thermal quench, flame extinction and flame propagation are the major items of the interaction process which have been intensively studied. The interactions can be categorized according to the basic orientation of the flame relative to the wall as: a jet flame impinging on the wall such as the stagnation flame, a flame and a lateral wall such as a V-flame interacting with a lateral wall, and flame propagation in a cavity of quiescent fuel-air mixture.

The stagnation flame sustained by a fuel jet impinging on the wall provides a useful flame structure for basic flame studies. Most flame-wall interaction investigations in the past few decades were focused on this feature, see Law et al. [1], Law

[2] and Matalon [3]. The effects of aerodynamic strain due to the presence of the wall on the flame were the major objectives of the studies using this configuration. Flame propagation in a cavity of quiescent premixed fuel and air mixture is usually found in the engine cylinder and the quenching processes due to the wall were carefully studied. The processes studied including:

Head-on quenching e.g., Huang et al. [4] and Ezekoye et al. [5], and side-wall quenching Lu et al. [6] and Jarosinski [7]. On the other hand, the interaction of a flame and a lateral wall can be found in furnaces and hazardous fire propagation along the wall. The lateral wall may provide fuel vapor to sustain the propagation of the flame, a configuration most the boundary-layer flame studies employed, or the wall may be used for transferring heat, a configuration which has less been studied from the combustion point of view. Escudié et al. [8] studied the interaction of the lateral wall and a “V”-shaped flame stabilized by a thin wire. Bruneaux et al. [9] studied numerically the flame in the channel flow interacting with the channel wall. If one further examines the flow configurations between the flame and the wall, one can easily find that premixed flow was usually assumed in the studies of flame and lateral wall interaction, see Escudié et al. [8] and Bruneaux et al. [9]. However, this flame configuration is less practical. The basic configuration of flame-wall interaction found in a furnace can be simplified as a jet flame interacting with the lateral wall with products and surrounding air flowing between the flame and the wall.

Furthermore, since the hot products are present between the flame and the lateral wall, the effect of buoyancy may play certain roles in the interaction process. For a jet flame, it has been experimentally and theoretically studied, Kimura [10], Chen [11], Chen et al. [12], Davis et al. [13] and Buckmaster and Peters [14]. The observed flame flickering is mainly due to the evolution of the large-scale buoyant vortices in the immediate vicinity of the flame surface. The buoyant flow due to the combustion hot products induces the Kelvin-Helmholtz vortex. As indicated, the outer buoyant vortex induced by the hot combustion products is usually periodic in a low frequency

around 10-20 Hertz with a convective velocity of approximately 0.8m/s. The observed flame bulge between two consecutive buoyant vortices and the “flame tip-cutting” phenomenon Chen et al. [12] are strongly related to the distortion of the flame surface due to the evolution of the vortex ring. The periodic passing of the flame bulges produces a stable flickering frequency. When the lateral wall is present, the effects of buoyant vortices on the flame structure and heat transfer to the wall are expected to play the central role in the interaction process. Therefore, the main objective is to study the dynamic process of the interaction of a jet flame and the lateral wall and its effect on flame structure and heat transfer to the wall with special attention focused on the role of the buoyant vortices between the flame and the wall in the interaction process.

II. EXPERIMENTAL SETUP

The flame is interact with an adiabatic wall made of stainless steel is placed parallel to the jet axis with various separation distances $L/d = 0.5, 1, 3/2, 2, 3, \text{infinity}$ Fig. 1. The jet methane flame has 10 mm in diameter. The exit Reynolds number based on the jet diameter is maintained at 4500 and a higher speed case at $Re=6000$ in the turbulent regime is used for comparison. Visualization of the variation of the flame structures as well as the dynamic evolution of the outer buoyant vortices as the wall approaches is of fundamental importance to the understanding of the interaction process. The flame video filmed by infrared thermography camera A40M calibrated from the Flir thermography system company for capturing the temperature field of the diffusion turbulent flame then we extract the numerical information using a Matlab program of RMS(root mean square) calculated based on the FFT transform, through the flow, the velocity of the infrared camera is about 3000 picture per 60 second which it means we can observe 5 pictures in one second with this method we can observe the flame shape and the outer buoyant vortical structures and the interacting process.

III. RESULTS AND DISCUSION

Non premixed flames do not propagate: they are located where fuel and oxidizer meet. This property is useful for safety purposes but it also has consequences on the chemistry/interaction turbulence: without propagation speed, a non premixed flame is unable to impose its own dynamics on the flow field and is more sensitive to turbulence.

Diffusion flames are also more sensitive to stretch than turbulent premixed flames: critical stretch values for extinction of diffusion flames are one order of magnitude smaller than for premixed flames. A diffusion flame is more likely to be quenched by turbulent fluctuations and flamelet assumptions are not justified as often as for turbulent premixed combustion.

It has been shown that the evolution of the vortex ring may significantly distort the flame surface into a flame bulge between two consecutive buoyant vortices. The periodic passing of the flame bulges produces a stable flickering frequency. The existence of a lateral wall in the vicinity of the flame impacts the flame. The dynamic interaction process of the flame with the lateral wall can be observed by visualizing the evolution of the flame shape at various typical flame-wall separation distances.

The flame extends even longer with a less bright color in red and quenching on the wall occurs from time to time for RMS equal 3 Hz and 4 Hz Fig. 2. When the wall moves to $L/d=2$, the flame bulge on the wall side of the jet flame becomes slightly larger than that on the free side, see the image in the Fig. 3. the detached flame tip is seen to incline toward the wall in the image. The buoyant vortex on the wall side is seen to slightly lag behind that on the free side Fig.3.

The variation of the flame structure and outer buoyant vortices as the lateral wall approaches can be roughly categorized into five stages based on the ratio of the size of flame bulge on the right (disturbed by the wall) and the left (undisturbed) Fig. 4.

The flame flickering and the vortex-passing frequencies are found consistent with each other at about 11 Hz for $L/d=2$. The images of the undisturbed case ($L/d=\text{infinity}$, where L is the separation distance and d is the nozzle diameter) in Fig. 5. For Reynolds number equal to 4500 and The flame extends even longer with a less bright color in red and quenching on the wall occurs from time to time for RMS equal 3 Hz and 4 Hz Fig. 6.

The results of the flame bulge ratio in Fig. 6. are obtained from the measurement of the flame bulge size between vortices 1 and 2 for labeling of the flame bulge and the vortices) at different frequencies when the flame bulge reaches a maximum size in the video images. Fig.7. When the wall moves to $L/d=2$, the flame bulge on the wall side of the jet flame becomes slightly larger than that on the free side, see the image in the Fig.8. The vortices on the wall side and on the free side are now an RMS of 9Hz in frequency. The growth of the vortices on the wall side is also interfered by the wall. When the wall moves closer to $L/d=1$, the flame becomes inclined and attached to the wall and vortex on wall side is almost invisible. In this case the wall has a highest temperature.

The half of the flame on the wall side disappears when the wall moves even closer to $L/d=0.5$. Fig.9. for Reynolds number equal to 6000 shows the typical evolution of a buoyant jet flame with flame bulge.

The distortion and dissipation of the buoyant vortices on the wall side plays the key role on the bending and attachment of the flame as the lateral wall approaches. The results of the flame frequencies in the flame impinging are obtained from the measurement of the flame RMS tow successive vortices Fig. 10. for labeling of the flame bulge and the vortices) at different frequencies when the flame bulge reaches a maximum size in the video images on the same point for the methane diffusion flame.

The five stages are:

- (1) when the distance between the wall and the jet axis $L/d > 3$, there is no obvious variation of the flame structure;
- (2) when $2 < L/d < 3$, the outer vortices on the wall side become smaller due to shear dissipation on the wall and the flame bulge between the two adjacent vortices becomes larger,
- (3) when $1 < L/d < 2$, the flame bulge on both sides almost of the same size and the flame is wiggling;
- (3) when $0.5 < L/d < 1$, the outer buoyant vortices near the wall disappear, the flame bulge becomes smaller and then disappears, and the flame is seen to incline and attach to the wall automatically;
- (4) when $L/d < 0.5$, the flame on the wall side disappears and incomplete combustion due to flame quench on the wall can be observed.

As delineated above, the dynamic behavior of the current jet flame calculated based on the RMS fluctuation frequency and lateral wall interaction is strongly related to the outer vortices induced by buoyancy. It has also been cited in the article by Buckmaster et al. [15] of their measurements that the flame flickering or oscillation frequency is insensitive and almost remains constant close to 12 Hz for methane-air flame for a wide variety of burner size, flow rates, and compositions. They increased burner exit velocity from 1 to 9 m/s and the resultant frequency increased from 11 to 13 Hz. In our cases, we increase the Reynolds number from 4500 to 6000 and the frequency increases from 8 to 12 Hz, and the five flame structures of the flame-wall interactions remain almost the same except that the flame length is longer.

Basically, the induced outer vortices is rather insensitive to Reynolds number and burner size unless the flame is in the momentum-dominated regime with the Froude number, defined as u_0^2/gd where u_0 is the exit velocity, much greater than unity, see Peters et al. [14]. However, the flame length is related to the flow rate in terms of burner exit velocity, or the Reynolds number and burner size for laminar flames. The flame temperature, which directly related to the density, influences the induced buoyancy force and plays the central role in the dynamic and instability behavior of the buoyant jet flame. For most gaseous hydrocarbon fuel the flame temperature is relatively the same. Therefore, the instability and dynamic behavior of buoyant jet flame is insensitive to compositions. In the same token, the above scaling for the interaction derived based on undisturbed (no wall) similarity for a partially premixed methane jet flame at a Reynolds number of 2000 can also be applied to other cases of different Reynolds numbers and compositions.

In addition, for the current buoyant jet flame the pertinent characteristic length should be the natural length, following

$$\text{Buckmaster et al. [15], } l_d = \mu_*^{2/3} / \rho_*^{2/3} g^{1/3} .$$

For a typical case, $l_d \sim 2.18\text{mm}$. The scaling discussed above is applied in the region of $y/l_d > 11$ which is equivalent to

$y/l_d > 23.4$ and the far field similarity assumption can be justified.

Further studies using instantaneous two dimensional laser velocimetry simultaneously with laser diagnostics of the scalar dissipation rate of the flame are needed to specifically look into the processes of vortex strain on the flame structure associated with the flame bending and tip-cutting phenomena. The circular jet burner is usually employed in practice. In a preliminary study, it is found that when the wall approaches in addition to the outer buoyant axisymmetric vortex a pair of low-speed counter-rotating stream wise vortices can be observed on the wall side in the cross-sectional images of the flame/flow visualization. For the circular jet flame further investigation is also needed to look into the role of the stream wise vortices in the flame-wall interaction process.

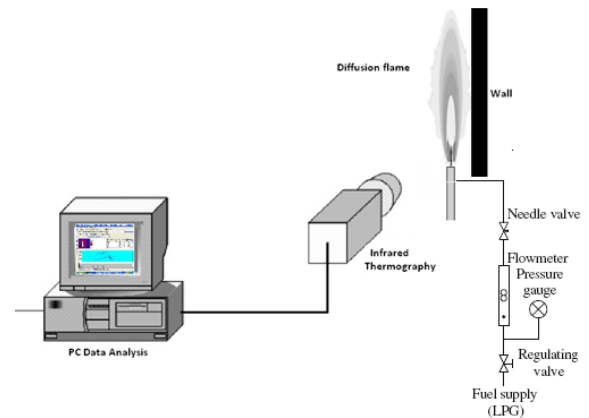


Fig. 1: Infrared thermography experimental laboratory.

N.B. The infrared camera can take 3000 pictures per minute. In one second it can take five pictures

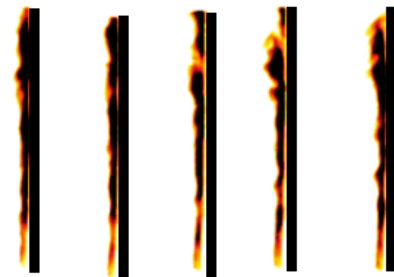


Fig. 2: five time sequences for a diffusion impinging flame for $L/d = 0.5$. $Re = 6000$. From left to the right, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 1 second.

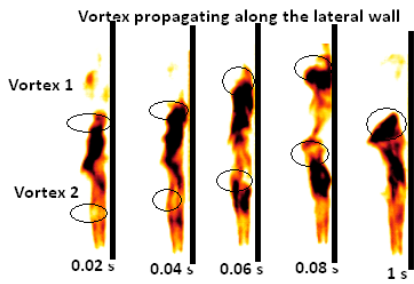


Fig. 3: five time sequences for a diffusion impinging flame for $L/d = 1$. $Re = 6000$. From left to the right, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 1 second.

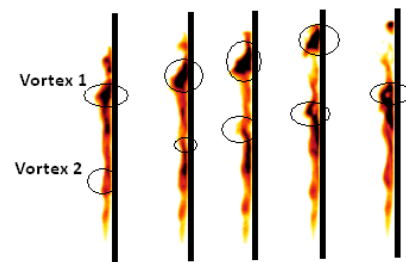


Fig. 6: five time sequences for a diffusion impinging flame for $L/d = 0.5$. $Re = 4500$. From left to the right, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 1 second.

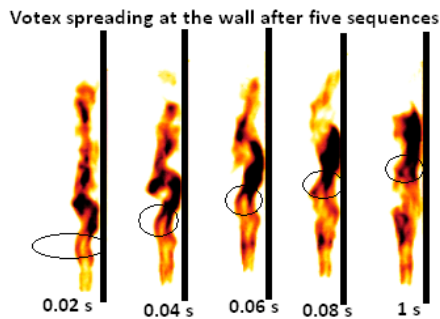


Fig. 4: five time sequences for a diffusion impinging flame for $L/d = 2$. $Re = 6000$. From left to the right, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 1 second.

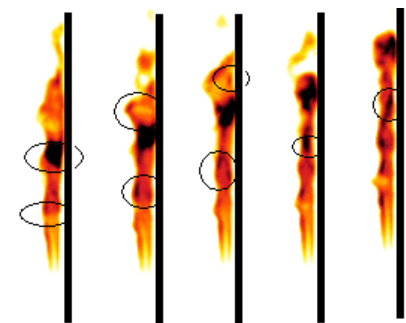


Fig. 7: five time sequences for a diffusion impinging flame for $L/d = 1$. $Re = 4500$. From left to the right, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 1 second.

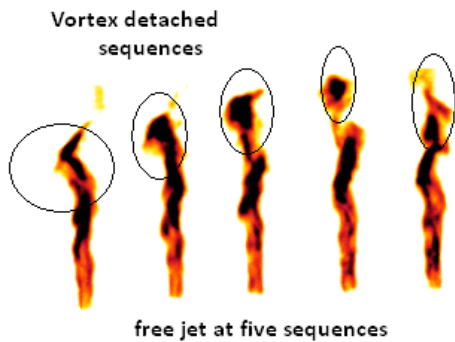


Fig. 5: five time sequences for a free jet diffusion flame for $L/d = \text{infinity}$ (no wall). $Re = 6000$. From left to the right, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 1 second.

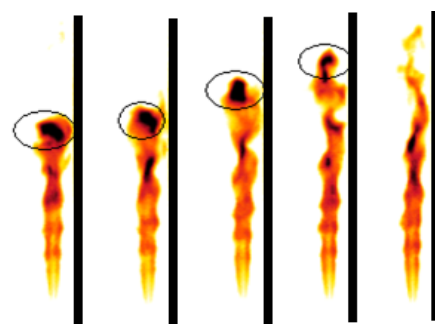


Fig. 8: five time sequences for a diffusion impinging flame for $L/d = 2$. $Re = 4500$. From left to the right, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 1 second.

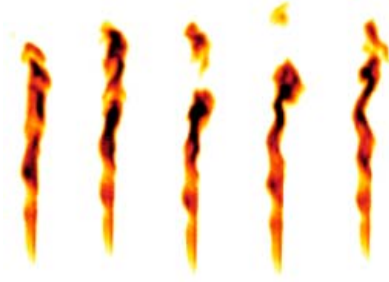


Fig. 9: five time sequences for a diffusion impinging flame for $L/d = \infty$ (no wall). $Re = 4500$. From left to the right, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, 1 second.

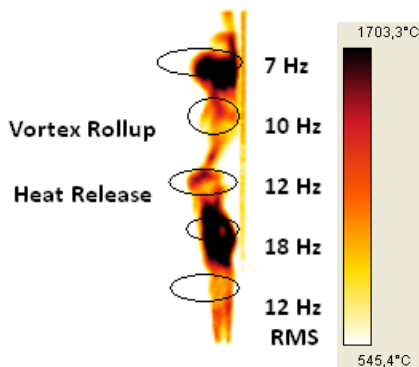


Fig. 10: impinging methane diffusion flame and vortex rollup.

II. CONCLUSION

The interaction process between a jet flame and the lateral wall was experimentally studied. The evolution of the outer buoyant vortices, which are important in the flame bulge and flame tip-cutting phenomena, plays the central role in the observed dynamic behavior and variation of flame structure in the flame-wall interaction. The flame response as the lateral wall approaches from infinity can be categorized into five characteristic stages based on the ratio of the size of the flame bulge on both sides and the RMS (root mean square) temperature fluctuation varied from 3Hz to 18Hz.

The observed flame structure variation in terms of flame bulge ratio, flame inclination and attachment, flame wiggling and increase of flame thickness as the wall moves toward the flame are closely related to the retarded evolution of the buoyant vortices due to the wall.

ACKNOWLEDGMENT

The Authors wish to thank for the fully financial support from URASM-CSC/ANNABA Unité de recherche Appliquée en Sidérurgie Métallurgie Centre National de Recherche Scientifique et Technique en Soudage et Contrôle.

REFERENCES

- [1] C. K. Law, S. Ishizuka, M. Mizomoto, Lean-limit Extinction of Propane/air Mixtures in the Stagnation-point Flow. Eighteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, (1981) pp. 1791-1798.
- [2] C. K. Law, Dynamics of Stretched Flames. Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, (1988) pp. 1381-1402.
- [3] M. Matalan, On Flame Stretch. Combust. Sci. and Tech., 31 (1983) pp. 169-181.
- [4] W. M. Huang, S. R. Vosen, R. Greif, Heat Transfer During Laminar Flame Quenching: Effect of Fuel, Twenty-first Symposium (International) on Combustion, The combustion Institute, (1986) pp. 1853-1860.
- [5] O. Ezekoye, R. Greif, R. F. Sawyer, Increased Surface Temperature Effects on Wall Heat Transfer During Unsteady Flame Quenching, Twenty-fourth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, (1992) pp. 1465-1472.
- [6] J. H. Lu, O. Ezekoye, R. Greif, R. F. Sawyer, Unsteady Heat Transfer During Side wall Quenching of a Laminar Flame, Twenty-third Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, (1990) pp. 441-446.
- [7] J. Jarosinski, A Survey of Recent Studies on Flame Extinction. Combust. Sci. Tech. 12(1986) pp. 81-116.
- [8] D. Escudie, G. Richard, Experimental Study of a Premixed Interacting with a Wall, Proceeding of the Second International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Delft, The Netherlands, (1997) pp.651-663.
- [9] G. Bruneaux, K. Akselvolt, T. Poinot, J. H. Ferziger, Flame-Wall Interaction Simulation in a Turbulent Channel Flow, Combust. Flame 107 (1996) pp. 27-44.
- [10] I. Kimura, Stability of Laminar-jet Flames. Tenth Symposium (International) on Combustion, the Combustion Institute, (1965) pp.1295-1300.
- [11] L. D. Chen, Visualization of Jet Flames, Combust. Flame 66 (1986) pp. 81-86.
- [12] L. D. Chen, V. Vilimpoc, L. P. Goss, R. W. Davis, E. F. Moore, W. M. Roquemore, Time Evolution of a Buoyant Jet Diffusion Flame, Twenty-fourth Symposium (International) on Combustion, the Combustion Institute, (1992) pp. 303-310.
- [13] R.W. Davis, E.F. Moore, W.M. Roquemore, L.D. Chen, V. Vilimpoc, L.P. Goss, Preliminary Results of a Numerical-Experimental Study of the Dynamic Structure of a Buoyant Jet Diffusion Flame. Combust. Flame, 83 (1991) pp. 263-270.
- [14] N. Peters, and J. Gottgens, Scaling of Buoyant Turbulent Jet Diffusion Flames, Combust. Flame, 85 (1991). pp. 206-214.
- [15] J. Buckmaster, N. Peters. The Infinite Candle and Its Stability – A Paradigm For Flickering Diffusion Flames. Twenty-first Symposium (International) on Combustion, the Combustion Institute, (1986) pp. 1829.

2012 2nd International Conference on Mechanical, Industrial, and Manufacturing
Engineering

Nitrogen Dilution and Extinction Effects for Methane Impinging Diffusion Flame

Nadjib Ghiti^{a*}, Abed Alhalim Bentebbiche^b, Ramzi Boulkroune^c

^a*Laboratoire de Mécanique Avancée – LMA, B.P : 32 Elia, 16111, Bab-Ezzouar, Alger, Algeria.*

^c*URASM-CSC/ANNABA Unité de recherche Appliquée en Sidérurgie Métallurgie*

Centre National de Recherche Scientifique et Technique en Soudage et Contrôle, Algeria.

Abstract

In this study we focus an experimental investigation on the effect of the dilution rate on the extinction of a methane diffusion impinging flame. Using infrared thermography camera to show the flame flow structure and to analysis the flow wall interacting behavior, with the variation of the nitrogen added rate to the methane jet flame by 0.2N₂, 0.4N₂, 0.6N₂, 0.8N₂. Flame temperature fluctuation was shown a turbulent behavior of the flame and the extinction is more dependent on the flame approaching to the impinging wall and with the increase of the dilution rate, more dilution that is short time to extinction limit.

© 2012 Published by Elsevier B.V.

Selection and peer review under responsibility of Information Engineering Research Institute

Keywords: turbulence, dilution, diffusion flame, impinging, methane;

1. Introduction

Local extinction phenomena have a major influence on flame stability and better understandings of the mechanisms leading to extinction are both of fundamental and practical importance. To study the importance of large scale structures for local flame extinction two-dimensional measurements of relevant quantities with high time resolution are desirable.

* Corresponding author. Tel.: +213551774568; fax: +213 21 20 77 65.

E-mail address: ghitinadjib@yahoo.fr.

The Conventional thermocouple and visual observation methods, however, have limitations to measure the spread rate of the flame along vertically oriented flat wall due to complexity of implementation. To overcome these limitations [1] uses an automated infrared imaging system to obtain two-dimensional wall surface temperature data in a relatively large area.

They compare the results of the thermocouple and infrared imaging temperature. All the results indicate that the infrared system with a $(10.6 \pm 0.5 \mu\text{m})$ band pass filter successfully avoids interferences from the flame allowing measurements of temperature distribution on the fire-heated wall, from which the spread rate in any direction can be deduced. However, this technique will fail for flames whose emissivity is greater than 0.1 [1].

The present paper reports on a novel measurement technique based on the infrared thermography which allows simultaneous time resolved measurements of the evolution of the flame temperature field.

Understanding of the stability of turbulent non-premixed flames is both of fundamental and practical importance because of their wide spread appearance in combustion applications. One of the phenomena of major influence on flame stability and combustion efficiency is extinction. Strong interaction between turbulence and chemistry taking place near the flame front can lead to local extinction. Flame-vortex interactions (FVI) leading to local extinction have been studied numerically using direct numerical simulation (DNS) [2] and [3] and computational fluid dynamics with chemistry (CFDC) [4].

To increase the understanding of turbulence-chemistry interaction phenomena such as local flame extinction further experimental studies performed in fully turbulent flames are needed. These experiments should provide two-dimensional (2-D), or ideally three-dimensional (3-D), measurement data of large scale structures which are believed to play an important role. As the process is inherently time-dependent these experiments should be performed with high time resolution to reveal the dynamics of the events. Finally, simultaneous measurements of several quantities allow correlations between various flow and flame quantities to be studied. Studies focusing on local extinction phenomena in turbulent non-premixed flames which have fulfilled some of these criteria have been reported in the past [5], [6], [7], [10], [8], [9].

2. Experimental methodology

In our experiment apparatus we used an impinging plate fabricated by the stainless steel material which has 8030 kg/m^3 density and a specific heat of $502.48 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ and a thermal conductivity of $16.27 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ with dimension of $(200 \times 400) \text{ mm}^2$ Fig.1.

The heat flux was calculated in a planes perpendicular to the jet flame center line and in order to calculate the heat flux along the flame centerline the temperature data was taken from the IR software, this data considered in different level from the burner orifice at $Y = \dots$, $Y = \dots$, $Y = \dots$,

The root mean square temperature fluctuation was calculated based on the FFT transform from the temperature data captured by the thermaCAM Pro2.9 Flir system.

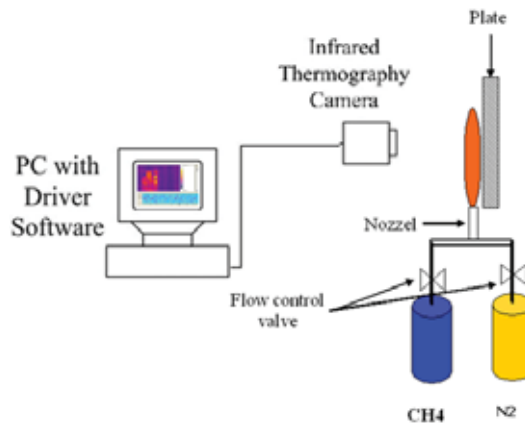


Fig.1. The schematic diagram of the experimental apparatus

3. Results and discussion

3.1. Impinging diffusion flame without dilution

Our experimental analysis was based on the simulation data of the same type of an impinging methane diffusion flame spreading vertically on a non-combustible wall and based on the IR thermaCAM researcher Pro2.9. The emissivity of the flame was estimated to 0.02 that is selected to obtain a temperature degree in the same level of our simulation [11], the distance between the IR camera and the object is 2.0m in the same direction of view and perpendicular to the flame object, the reflected temperature is 20.0C°, and the atmospheric temperature is 30.0C° and for the relative humidity is 50% and for the computed transmission value is 0.99 Fig.1.

From the 40-60 image sequences recorded at each height in the flame the sequences where local extinction occurs were identified. These were frequently occurring in the lower regions of the flame, approximately 45 % of the sequences at 10-30 mm above the burner showed at least one local extinction phenomenon, whereas they decreased in number with increasing height over the burner where the larger scale coherent structures were less pronounced. At the highest position studied, 170-190 mm above the burner, only 15 % of the sequences showed local extinction. A number of sequences, taken at different heights, capturing the dynamics of extinction, i.e. showing a closed flame front in the first infrared flame image and then displaying the break up process, were chosen. Fig 2. The extinction frequency value in the extinction region is about 5 Hz calculated using a Matlab program. But if we measure the same frequency in other flame region we find an increase in their value to 18 Hz.

A sequence showing re-ignition of an already extinct flame front is also presented. In all image sequences shown the fuel flow is on the left side of the flame front and the air flow is on the right side Fig.2. This phenomenon was also observed by [10] who found that local extinction in a similar flame was primarily caused by the unsteady radial movement of internal vortices which rapidly passed through the flame zone. According to [10] and [4] the local extinction caused by the internal vortices is largely due to unsteady transport effects on chemical kinetics. When the vortex approaches the flame front it strains the front and the steep fuel concentration gradient ahead of its leading edge causes a large fuel flux into the reaction zone. This large flux of methane and also of some preformed methyl radicals into the reaction zone depletes the radical pool (OH, H and O) in the strained flame zone, and thus quenches the flame locally.

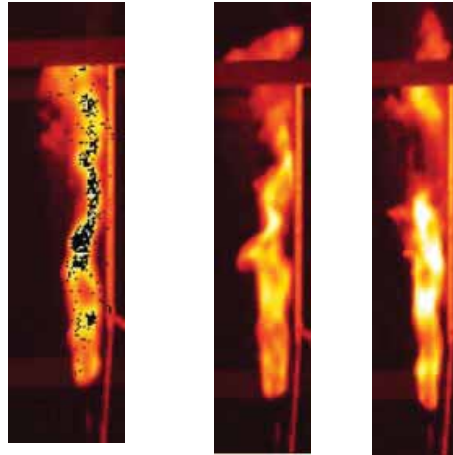


Fig.2. turbulent diffusion flame impinging on a lateral wall $L/d=1.5$. And $Re= 6000$. The time separation between images is 35 ms

In the velocity field several small vortices are seen rolling up along the flame front on the fuel side (right side) [11]. These are axi-symmetric vortices which evolve along the shear layer between the fuel and air flows, the rotational axis of the vortices is parallel to the flame front and oriented horizontally.

3.2. Impinging diffusion flame with nitrogen dilution

In this part we were study the effect of nitrogen dilution gas on the behavior of turbulent diffusion impinging methane flame, the flow rate of the fuel jet was varied with the addition concentration of the nitrogen from 0.2N, 0.4N, 0.6N, 0.8N.

In the same fig. 3 illustrates a flow frequency in the same point for different distance from the center line of the methane jet to the wall plate for different nitrogen dilution rate. The flow frequency is highly influenced by the nitrogen rate the frequency was increase with the increasing of the dilution rate in the same point and for the same distance L/d . the same results when the distance L/d change the frequency of the flame change too. The same like in the fig.4 that shown the characteristics of impinging methane diffusion flame for different nitrogen dilution rate and in tree position from the wall plate (2mm, 7mm, 13mm), the characterization of the flame flow vortex more influenced by the distance from the wall, and when the nitrogen dilution rate of the methane diffusion flame change that will influence on the mixing of the flame with the surrounding air.

For the case of the pure methane impinging flame ($1CH_4 + 0N_2$) shows slower combustion development. The lowest temperature in every distribution is located at the impinging point of the two jets. Because the non-reactive gas, the temperature at the center line decreases as the mixing ratio increases. A $N_2/CH_4 = 0.6/0.4$ diffusion flame has a shorter flame length and in this case the flame is very fast to extinguished and we find a more instable flame for nitrogen mass fraction $0.6 \leq N_2 \leq 1$ Fig.4.

Fig. 5 illustrates the maximum temperature location for every case in the cross section. The location of the flame sheet is also shown. The results show that the pure methane impinging flame as the maximum temperature range exhibits. The flame configuration decrease as the proportion of non-reactive gas in the fuel is increased. The stretch force of the flame also becomes weaker when mixed with nitrogen gas and the extinction occurs.

The length of the diffusion flame for pure methane flame is about 3/4time greater than $0.4N_2$, so the length

of the methane diffusion flame for the case $0.4N_2$ is longer than $0.6N_2$ by 1/2 total length such as the distance between the bottom and the top of the flame is 80mm for free pure methane jet and 60mm for $0.4N_2$ and 26mm for $0.6N_2$.

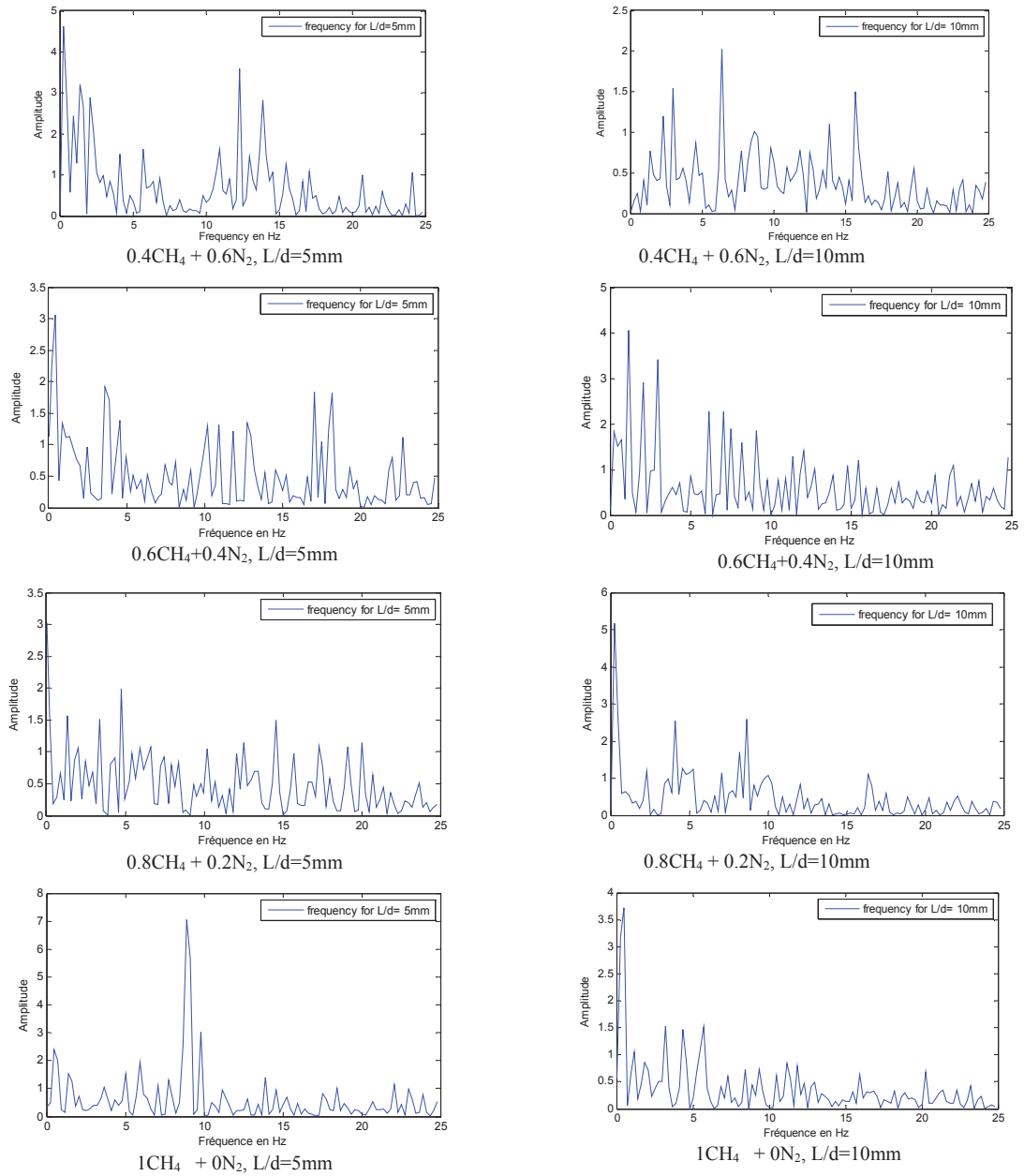


Fig.3. Variation of flow frequency influenced by the distance from the wall and by the dilution rate

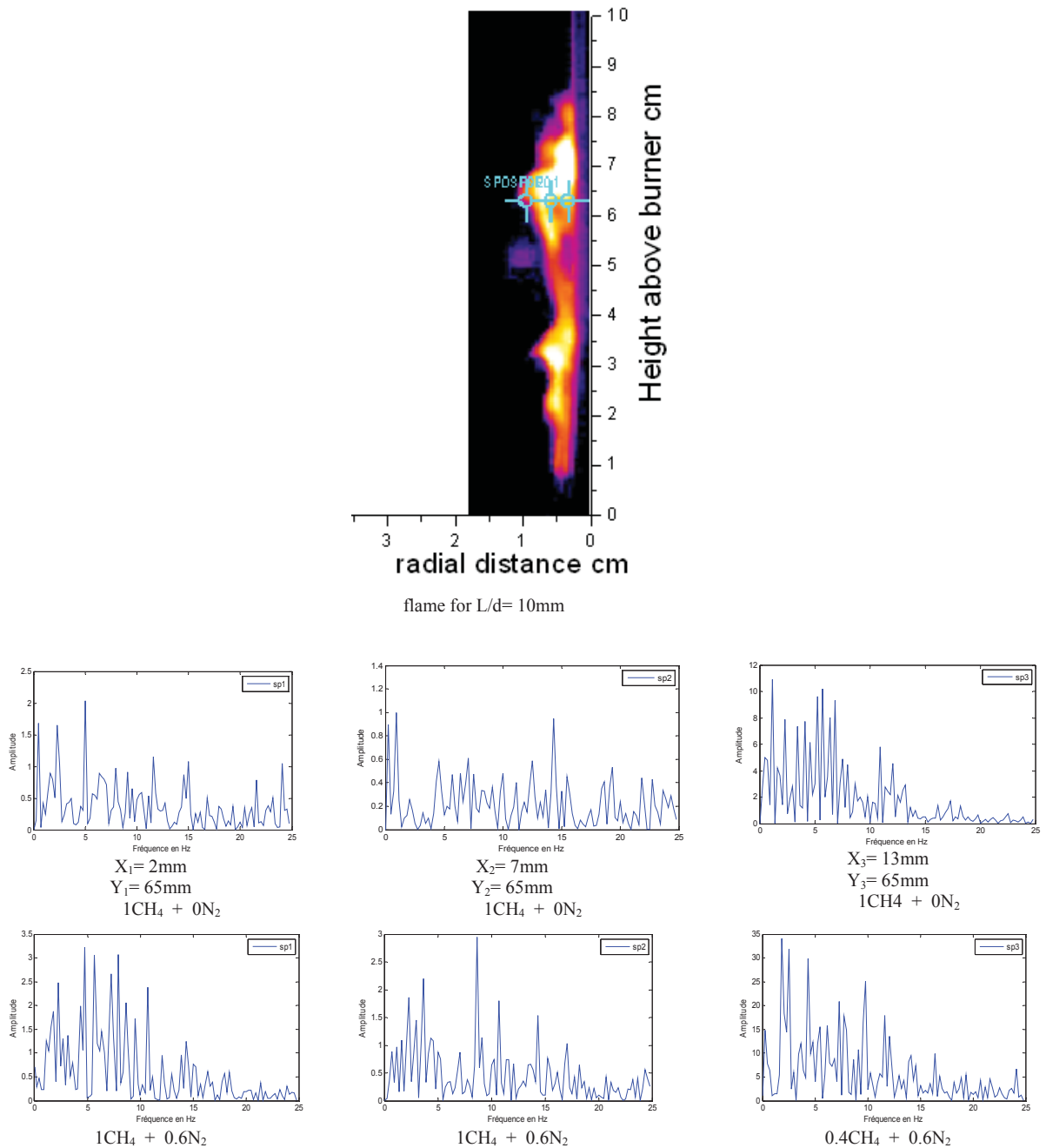


Fig.4. data set of multiple flame dilution rates for different position sp1($x_1=2$, $y_1=65$), sp1($x_2=7$, $y_2=65$), sp1($x_3=13$, $y_3=65$)

3.3. Influence of the nitrogen dilution on the length of free jet methane diffusion flame

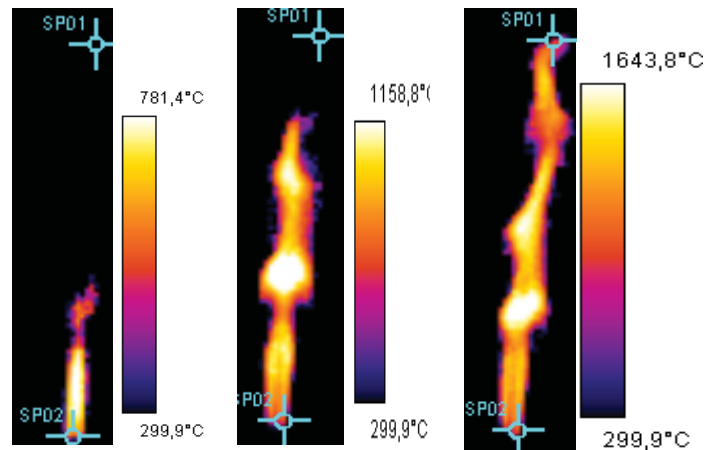


Fig.5. effect of dilution rate on the methane diffusion length from left to right ($0.4\text{CH}_4+0.6\text{N}_2$), ($0.6\text{CH}_4+0.4\text{N}_2$), ($1\text{CH}_4+0\text{N}_2$)

In a liquid rocket engine, the addition of nitrogen gas may increase the thrust owing to an increase in the mean specific weight. The disadvantage is that the nitrogen reduces the flame temperature. Figs. 5 illustrate the differences between a pure impinging flame and a flame mixed with nitrogen gas. The length of the diffusion flame decreases as the N_2/CH_4 mixture ratio is increased. The blue area occupies nearly the entire impinging flame for a mixture ratio of 1. This shows that the nitrogen gas molecules dilute the local methane fuel concentration, which produces better combustion. Because of the flame stretch effect, the pure diffusion flame grows and assumes an axially symmetrical conical shape. When the methane flame mixes with nitrogen gas, the flame shape tends to flatten. These flow fields are similar to the cold flow of jet impinging flow [12]. It is evident that the flame stretch might be destroyed by the inert gas, nitrogen. The nitrogen molecules mix with the methane flame and break down the stretch mechanism. In the diffusion flame, a weaker stretch boundary may enhance the mixing rate between the fuel and oxidizer. The fluctuation phenomenon can, therefore, be improved.

4. Conclusions

An experimental investigation on improving the diffusion rate by introducing inert gas into a free jet and impinging methane diffusion flame was executed. The conical shape of the diffusion jet flame was destroyed and the stretch effect was weakened as the methane fuel mixed with the nitrogen gas. The flame structure was that of a plane flame. It is interesting to note that the non-reactive gas, nitrogen gas, spread the flame to a shape similar to that of the cold flow condition.

The results show that the inert gas increased the diffusion rate in the reaction process. The flame became bluer and shorter. The fluctuation rate at the tip of the conical flame was also reduced. The blue flame is more stable than the pure diffusion flame. The results suggest that the inert gas does not interact with the reaction flow but does impact the diffusion rate. It is also interesting to note that the temperature of the jet flame decrease as the nitrogen gas mixture ratio is increased. The mixing will shorten the combustion zone which

will reduce the combustor size.

Acknowledgments

The authors thank the financial support of the Ministry of higher education and scientific research from URASM ANNABA- ALGERIA under grant SC/2011/0021 through a doctorate scholarship grant to the first author.

References

- [1] Arakawa A, Saito K, Gruver WA. Automated infrared imaging temperature measurement with application to upward flame spread studies. Part I. *Combustion and Flame* 1993; 92: 222-230.
- [2] Cuenot B, Poinot T. Effects of curvature and unsteadiness in diffusion flames, implications for turbulent diffusion flames. *Proc. Comb. Inst. The Combustion Institute, Pittsburgh* 1994. 25: 1383-1390.
- [3] Takahashi F, Katta VR. Unsteady extinction mechanisms of diffusion flames”, *Proc. Comb. Inst. The Combustion Institute, Pittsburgh* 1996. 26: 1151-1160.
- [4] Katta VR, Hsu KY, Roquemore WM. Local extinction in unsteady methane-air jet diffusion flame. *Proc. Comb. Inst. The Combustion Institute, Pittsburgh* 1998; 27: 1121-1129.
- [5] Stårner SH, Bilger RW, Dibble RW, Barlow RS, Fourchette DC, Long MB. Joint planar CH and OH LIF imaging in piloted turbulent jet diffusion flames near extinction. *Proc. Comb. Inst., The Combustion Institute, Pittsburgh* 1992 24: 341-349.
- [6] Takahashi F, Goss LP. Near-field turbulent structures and the local extinction of jet diffusion flames”, *Proc. Comb. Inst., The Combustion Institute, Pittsburgh* 1992 24: 351-359.
- [7] Schefer RW, Namazian M, Filtopoulos EEJ, Kelly J. Temporal evolution of turbulence/chemistry interactions in lifted, turbulent-jet flames, *Proc. Comb. Inst., The Combustion Institute, Pittsburgh* 1994, 25: 1223-1231.
- [8] Rehm JE, Clemens NT. The relationship between vorticity/strain and reaction zone structure in turbulent non-premixed jet flames. *Proc. Comb. Inst., The Combustion Institute, Pittsburgh* 1998, 27: 1113-1120.
- [9] Watson KA, Lyons KM, Donbar JM, Carter CD. Scalar and Velocity Field in a Lifted CH₄-Air Diffusion Flame. *Combust. and Flame* 1999; 117 : 257-271.
- [10] Takahashi F, Schmoll, WJ, Trump DD. Goss LP. Vortex-flame interactions and extinction in turbulent jet diffusion flames. *Proc. Comb. Inst., The Combustion Institute, Pittsburgh* 1996 ; 26 : 145-152.
- [11] Ghiti N, Bentebiche AA, Hanchi S. Interaction entre une flamme de diffusion et une paroi verticale. X^{ème} Colloque Interuniversitaire Franco-québécois sur la Thermique des Systèmes 2011 ; Saguenay : 239–245.
- [12] Witze PO. A study of impinging axisymmetric turbulent flows: the wall jet, the radial jet, and opposing free jets. SAND74-8257, 1975.

Conclusion

Le processus d'interaction entre un jet de flamme et la paroi latérale est étudié numériquement et expérimentalement. L'évolution des tourbillons extérieurs porteurs, qui sont importants dans le renflement de la flamme, joue un rôle central dans le comportement dynamique observé et la variation de structure de la flamme dans l'interaction flamme-paroi.

La réponse de la flamme que la paroi latérale approche de l'infini peut être classée en cinq étapes caractéristiques en fonction du ratio de la taille de la dilatation de la flamme sur les deux côtés. La variation observée de la structure de la flamme en termes de rapport renflement flamme, inclinaison et attachement de la flamme, la flamme enroulant et l'augmentation de leur épaisseur que la paroi se déplace vers la flamme sont étroitement liées à l'évolution de retard des tourbillons porteurs en raison de la paroi.

Le transfert de chaleur de la flamme d'impact est un domaine très important. De nombreux travaux ont été faits, et il faudra beaucoup plus à faire...

L'impact de la flamme sur une surface plane est la configuration la plus étudiée.

Les résultats du flux thermique moyenne et local sont disponibles sous différents types de conditions expérimentales. Les résultats sont très utiles, comme ceux-ci aident à optimiser le processus de chauffage.

Les effets du nombre de Reynolds (laminaire au turbulent développé), rapports d'équivalence (pauvre en carburant à ce riche en carburant) et les distances de séparation sont bien compris.

Différentes structures de flamme d'impact sont étudiées, et les résultats donnent des informations approfondies sur les formes de flammes et de la stabilité dans des conditions de fonctionnement différentes.

Dans la plupart des études antérieures, en général, les tests ont été réalisés avec un diamètre du brûleur. D'autres diamètres du brûleur pourraient être testés afin de déterminer la pertinence de la normalisation. Il y a un manque d'informations sur la façon dont les caractéristiques de conception du brûleur influent sur les taux de transfert de chaleur et, par conséquent, l'économie de carburant.

Comme recommandation il est souhaitable de faire :

- Les effets de différents types de brûleurs sur la surface de transfert de chaleur avec divers traitements doivent être testés. Il a été observé que la plupart des études utilisées un brûleur de géométrie rond.
- Seules quelques études sont disponibles pour les brûleurs à fentes. D'autres géométries du brûleur ne l'ont pas été utilisées.
- Il existe de nombreuses combinaisons possibles de carburant, comburant et du rapport d'équivalence qui n'ont pas été testés. Par exemple, le mélange stoechiométrique C_3H_8 /air n'a pas été utilisé pour une flamme impactant perpendiculairement à un cylindre.
- Pour les flammes impacts perpendiculairement à un semi-nosed cylindre, seulement le cas stoechiométrique des flammes C_2H_4 , CO et H_2 brûlés avec de l'oxygène ont été étudiés.
- Pour les jets de flammes perpendiculaire à une surface plane, des flammes de H_2 /air ou CO / air n'a pas été étudiée. Pour cette géométrie, à ce jour très peu d'études avec air/ CH_4 étaient stoechiométrique. Il s'agit d'un oubli, puisque la plupart des flammes industriels généralement fabriquer pour un rapport d'équivalence égal à un. Les combustibles qui produisent un rayonnement lumineux doivent être testés.
- Les combustibles gazeux tels que l'acétylène et le propane où il y a une haute teneur en carbone par rapport au hydrogène donne des flammes plein de suies. Toutefois, les combustibles qui produisent de la suie ne sont pas acceptables en raison du dépôt de suie sur la surface.
- Aucune réponse satisfaisante n'a été donnée à la question de la contribution relative entre le flux de chaleur par convection et par rayonnement. Dans la plupart des études, la participation du rayonnement est négligée, due à leur faible effet. Beaucoup plus de recherches sont nécessaires pour une compréhension approfondie de cet aspect.
- Il existe très peu de publications sur l'impact d'un ensemble de jets de flamme. Dans le cas d'un transfert de chaleur à partir d'une matrice de buses, l'impact de la configuration de buses (nombre, l'espacement, la taille et la disposition (en ligne ou en quinconce)) après avoir atteint une température uniforme de chauffage du métal ou de barres de différentes formes et tailles et les performances de chauffage global doivent être étudiées. Les résultats seraient très utiles dans le forgeage et les industries de transformation de verre. Aucune publication ont été vus dans laquelle l'effet de la rugosité de surface est considérée. Dans le cas d'un jet isotherme, la rugosité

de surface affecte fortement le taux de transfert de chaleur, et il peut aussi être effectué dans le cas de flammes.

- Les mélanges complexes de combustibles peuvent être testés, comme l'addition d'hydrogène dans le carburant peut augmenter la vitesse de la flamme.
- Le déclenchement intermittent du jet de flamme peut être examiné comme par exemple dans le cas de jets isothermes, elle conduit à l'amélioration du transfert de chaleur.
- Les pulsations de flamme peuvent modifier les caractéristiques de transfert de chaleur en fonction de la fréquence de pulsation.
- Très peu d'études sont citées dans la littérature liée à l'impact des flammes avec une vitesse très élevée, car elle tend à donner très haut transfert de chaleur par convection.
- L'effet sur le transfert de chaleur quand un swirl est donné au mélange n'a pas été étudiée.
- Plusieurs connaissances de l'interaction flamme-parois sont requises, l'extinction de la flamme causée par la paroi froide peut affecter la cinétique chimique, l'émission de la pollution et la stabilité de la flamme.

Plus de travail doit être fait pour mesurer la température du gaz, les vitesses et les compositions dans les flammes d'impacts.

Pour conclure, on peut dire que, bien que l'impact de flammes ait été étudié pendant une longue période, en raison de la complexité du problème, beaucoup de travail doit être fait.

Références

- [1] K. Hiemenz : Die Grenzschicht an einem in den gleichförmigen Flüssigkeitsstrom eingetauchten geraden Kreiszyylinder. Thèse de doctorat, Université de Göttingen, 1911.
- [2] Hermann Schlichting : Boundary layer theory. McGraw-Hill, 1979.
- [3] J. Kestin et P.F. Maeder : Rapport technique, N.A.C.A., 1957.
- [4] R. Gardon et J.C. Akfirat : International Journal of Heat and Mass Transfer.
- [5] J.J. Schauer et R.H. Eustis: The flow development and heat transfer characteristics of plane turbulent impinging jets. Rapport technique, Stanford University, 1963
- [6] C.P. Donaldson, R.S. Snedeker et D. Margolis: A study of free jet impingement. part i : Mean properties of free and impingement jets. Journal of Fluid Mechanics, 45(2):281–319, 1971.
- [7] C.P. Donaldson, R.S. Snedeker et D. Margolis : A study of free jet impingement. part ii : Free jet turbulent structure and impingement heat transfer. Journal of Fluid Mechanics, 45(3):477–512, 1971.
- [8] E. Gutmark, M. Wolfshtein et I. Wygnanski : The plane turbulent impinging jet. Journal of Fluid Mechanics, 88(4):737–756, 1978.
- [9] C.Y. Wei et J.J. Miao: Stretching of free stream turbulence in the stagnation region. AIAA Journal, 30(9):2196–2203, 1992.
- [10] T. Ueda, H. Imaizumi, M. Mizomoto et I.G. Shepherd: Velocity statistics along the stagnation line of an axi-symmetric stagnating turbulent flow. Experiments in Fluids, 22(6):473–481, Avril 1997.
- [11] R.M. Traci et D.C. Wilcox: Freestream turbulence effects on stagnation point heat transfer. AIAA Journal, 13(7):890–896, 1975.
- [12] W.C. Strahle, R.K. Sigman et W.L. Meyer: Stagnating turbulent flows. AIAA Journal, 25(8):1071–1077, August 1987.
- [13] C.K.G. Lam et K. Bremhorst : A modified form of the $k-\epsilon$ model for predicting wall turbulence. Journal for Fluids Engineering, 103:456–460, 1981.
- [14] W.C. Strahle : Stagnation point flows with free stream turbulence - the matching condition. AIAA Journal, 23(11):1822–1814, November 1985.
- [15] K. Hijikata, H. Yoshida et Y. Mori : Theoretical and experimental study of turbulence effects on heat transfer around the stagnation point of a cylinder. In International Heat Transfer Conference.

- [16] M. Champion et P.A. Libby: Asymptotic analysis of stagnating turbulent flows. *AIAA Journal*, 29(1):16–24, Janvier 1991.
- [17] M. Champion et P.A. Libby : Stagnation stream line turbulence revisited. *AIAA Journal*, 28(8):1525–1526, August 1990.
- [18] M. Champion et P.A. Libby : Reynolds stress description of opposed and impinging turbulents jets, part i : Closely spaced opposed jets. *Physics of Fluids*, A5:203–216, January 1993.
- [19] M. Champion et P.A. Libby : Reynolds stress description of opposed and impinging turbulents jets, part ii : Axisymmetric jets impinging on nearby walls. *Physics of Fluids*, A5:1805–1819, May 1994.
- [20]. W.H. Giedt, L.L. Cobb, and E.J. Russ, Effect of Hydrogen Recombination on Turbulent Flow Heat Transfer, ASME Paper 60-WA-256, New York, 1960
- [21]. L.W. Woodruff and W.H. Giedt, Heat transfer measurements from a partially dissociated gas with high Lewis number, *J. Heat Trans.*, 88, 415-420, 1966.
- [22]. J.M. Beér and N.A. Chigier, Impinging jet flames, *Comb. Flame*, 12, 575-586, 1968.
- [23]. J.W. Mohr, J. Seyed-Yagoobi, and R.H. Page, Heat transfer from a pair of radial jet reattachment flames, in *Combustion and Fire, ASME Proceedings of the 31st National Heat Transfer Conf.*, Vol. 6, M. McQuay, K. Annamalai, W. Schreiber, D. Choudhury, E. Bigzadeh, and A. Runchal, Eds., New York, HTD-Vol. 328, 11-17, 1996.
- [24] Y. Zhang, K.N.C. Bray et B. Rogg : Temporally and spatially resolved investigation of flame propagation and extinction in the vicinity of walls. *Combustion Science and Technology*, 113-114:255–271, 1996.
- [25] C.K. Law, S. Ishizuka et M. Mizomoto: Lean limit extinction of propane/air mixtures in the stagnation-point flow. In *Eighteenth Symposium on Combustion*, pages 1791–1798. The Combustion Institute, 1981.
- [26] Y. Yahagi, T. Ueda et M. Mizumoto : Extinction lean propane sol air turbulent premixed flames stagnation point flow. *JSME International Journal*, 35(2):304–309, 1992.
- [27] D. Escudié, E. Haddar et M. Brun : Influence of strain rate on a premixed turbulent flame stabilized in a stagnating flow. *Experiments in Fluids*, 27:533–541, 1999.
- [28] T.J. Poinso, D.C. Haworth et G. Bruneaux: Direct simulation and modeling of flame-wall interaction for premixed turbulent combustion. *Combustion and Flame*, 95(1-2):118–132, 1993.

- [29] P. Cho, C.K. Law, R.K. Cheng et I.G. Shepherd: Velocity and scalar fields of turbulent premixed flames in stagnation flow. In Twenty-second Symposium on Combustion, pages 739–745. The Combustion Institute, 1988.
- [30] Muniz L., Mungal M.G., *Instantaneous flame stabilization velocities in lifted-jet diffusion flames*, Combustion and Flame, 111 (1997) 16-31.
- [31] Lee B.J., Chung.S.H, *Stabilization of Lifted Tribrachial Flames in a Laminar Nonpremixed Jet*, Combustion and Flame, 109 (1997) 163-172.
- [32] Plessing T., Terhoeven P., Peters N., Mansour M.S., *An experimental and numerical study of a laminar triple flame*, Combustion and Flame, 115 (1998) 335-353.
- [33] Kioni P.N., Bray K.N.C., Greenhalgh D.A., Rogg B., *Experimental and numerical studies of a triple flame*, Combustion and Flame, 116 (1999) 192-206.
- [34] Maurey C., *Etude expérimentale de la stabilisation et du soufflage des flammes de diffusion turbulentes suspendues générées par des brûleurs industriels modèles*, Thèse de l'Université de Rouen, 2001.
- [35] Cessou A., Maurey C., Stepowski D., *Parametrical and statistical investigation of the behavior of a lifted flame over a turbulent free-jet structure*, Combustion and Flame, 137 (2004) 458-477.
- [36] Won S.H., Kim J., Hong K.J., Cha M.S., Chung S.H., *Stabilization of lifted flame edge in the near field of coflow jets for diluted methane*, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2005, pp. 339-347.
- [37] Kim N.I., Seo J.I., Oh K.C., Shin H.D., *Lift off characteristics of triple flame with concentration gradient*, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2005, pp. 367-374.
- [38] Takahashi F., Katta V.R., *Structure of propagating edge diffusion flame in hydrocarbon fuel jets*, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2005, pp. 375-382.
- [39] Kalghatgi G.T., *Lift-off heights and visible lengths of vertical turbulent jet diffusion flames in still air*, Combust. Sci. and Tech., 41(1984) 17-29.
- [40] Takahashi F., Schmoll W.J., *Lifting criteria of jet diffusion flames*, 23th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1990, pp. 375-382.
- [41] Jones WP, Launder BE (1972). The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence. Int. J. Heat. Mass. Transfer, 15: 301-304.
- [42] Chien K.-Y. (1982) 'Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model.', AIAA J. 20, pp.33-38.

- [43] Shi Y., Z. Xiao & S. Chen (2008) "Constrained subgrid-scale stress model for large-eddy simulation", *Phys. Fluids* 20, 011701.
- [44] Patrick Chassaing « Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur » collection Polytech, édition Cépaduès 2000.
- [45] S.B. Pope (2004) "Advances in PDF Methods for Turbulent Reactive Flows," in *Advances in Turbulence X*, H.I. Andersson and P.-A. Krogstad (Eds.), CIMNE, pp. 529-536.
- [46] H. Lahjaily « Introduction de la dilution dans la modélisation de la combustion turbulente pour les mélanges pauvres : application à une flamme stabilisée dans un écoulement à point d'arrêt », University of Poitiers, France, 18 December 1998.
- [47] P. Bigot « Contribution à l'étude de la combustion des mélanges turbulents réactifs à richesse variable : application à la combustion stabilisée par un élargissement brusque », University of Poitiers, France, 23 March 2000.
- [48] Guide Fluent, vol 4, 1997
- [49] F.S. Lien and M.A. Leschziner, "A general non-orthogonal collocated finite volume algorithm for turbulent flow at all speeds incorporating second-moment turbulence transport closure, Part I: Computational implementation", *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 114,123-148 (1994).