

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE SAAD DAHLAB DE BLIDA



Institut d'Aéronautique et des Etudes Spatiales
Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme de
MASTER
Option : Propulsion avions

Thème

**Analyse et Simulation des Flammes de
Diffusion Oxy-Gaz Naturel et leur impact
environnemental**

Réalisé par:

IGMI HAOUCHINE

Encadreur :

AHMED NECHE

SBAA LAAZAB

ملخص

تتناول هذه الدراسة مشروع التخرج تحقيقات في الاحتراق داخل غرفة احتراق شبه صناعية تغذيها الغاز الطبيعي والأكسجين، باستخدام محاكاة عددية تم تنفيذها بواسطة برنامج ANSYS-Fluent. يعتمد النموذج الرياضي على حل معادلات نافير-ستوكس باستخدام نهج فافر، وتم اختيار نموذج الاضطراب $k-\omega$ SST. تم اعتبار تفاعل شامل لاحتراق الميثان مع الأكسجين لمحاكاة سلوك المتغيرات الديناميكية الحرارية. تشير النتائج إلى أن درجة الحرارة داخل الغرفة تتوافق بشكل جيد مع البيانات التجريبية، رغم أنها أقل قليلاً من بعض المراجع. تتطابق سرعات المحاور المقاسة بشكل وثيق مع نتائج الدراسات السابقة، مما يؤكد ملاءمة نموذجنا. تركيزات أول أكسيد الكربون مرتفعة في البداية لكنها تنخفض في مجرى الاحتراق، مما يشير إلى احتراق أنظف عند الخروج، بينما تعكس الكسر الكتلي لثاني أكسيد الكربون كفاءة الاحتراق. مقارنة بالأبحاث الأخرى، تظهر نتائج هذه الدراسة توافقاً جيداً، مما يعزز صحة الأساليب المستخدمة في تحليل أنظمة الاحتراق.

Abstract

This thesis project investigates combustion in a semi-industrial chamber fueled by natural gas and oxygen, utilizing numerical simulations conducted with ANSYS-Fluent. The mathematical model is based on solving the Navier-Stokes equations with the Favre approach, and the chosen turbulence model is $k-\omega$ SST. A global reaction of methane combustion with oxygen was considered to simulate the behavior of thermodynamic parameters. The results indicate that the temperature within the chamber aligns well with experimental data, although it is slightly lower than certain references. The measured axial velocities closely match literature results, confirming the relevance of our model. CO concentrations are initially high but decreased downstream, suggesting cleaner combustion at the exit, while the mass fraction of CO₂ reflects efficient combustion. Compared to other research, the results of this study show good concordance, further reinforcing the validity of the approaches used in analyzing combustion systems.

Résumé

Ce projet de fin d'études explore la combustion dans une chambre semi-industrielle alimentée en gaz naturel et en oxygène, en s'appuyant sur des simulations numériques réalisées avec ANSYS-Fluent. Le modèle mathématique repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes, utilisant l'approche de Favre, tandis que le modèle de turbulence choisi est le $k-\omega$ SST. Une réaction globale de combustion du méthane avec l'oxygène a été considérée pour simuler le comportement des paramètres thermodynamiques. Les résultats obtenus indiquent que la température à l'intérieur de la chambre est conforme aux données expérimentales, tout en restant légèrement inférieure à certaines références. Les vitesses axiales mesurées se rapprochent des résultats de la littérature, confirmant la pertinence de notre modèle. Les concentrations de CO sont initialement élevées mais diminuent en aval, suggérant une combustion plus propre à la sortie, tandis que la fraction massique de CO₂ reflète une combustion efficace. En comparaison avec d'autres recherches, les résultats de cette étude montrent une bonne concordance, renforçant ainsi la validité des approches utilisées dans l'analyse des systèmes de combustion.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| ملخص | 1 |
| Abstract | 1 |
| Résumé | 2 |
| Table des matières | 3 |
| Liste des figures | 5 |
| Introduction | 8 |
| Chapitre 1 : Généralités sur la combustion et rappel thermochimique | 10 |
| 1.1 Introduction | 10 |
| 1.2 Thermochimie | 10 |
| 1.3 Variables thermodynamiques | 12 |
| 1.4 Dosage air/carburant | 14 |
| 1.5 Définitions et Classification des flammes | 15 |
| 1.5.1. Combustion laminaire | 17 |
| 1.5.2. Combustion Turbulente | 20 |
| 1.6. Conclusion | 25 |
| Chapitre 2 : Formulation Mathématique | 26 |
| 2.1. Introduction | 26 |
| 2.2. Rappel des équations de la dynamique | 26 |
| 2.2.1. Equations de Navier et Stokes | 26 |
| 2.2.2. Equations moyennées | 28 |
| 2.3. L'approximation de Couche limite | 31 |
| 2.4. Modélisation de la turbulence | 31 |
| 2.4.1. Modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard | 32 |

| | |
|--|----|
| 2.4.2. Modèle $\kappa - \omega$ standard | 32 |
| 2.4.3. Modèle $\kappa - \omega$ SST..... | 33 |
| 2.5. Conclusion | 35 |
| Chapitre 3 | 36 |
| Modélisation Numérique de la Chambre de Combustion..... | 36 |
| 3.1. Introduction | 36 |
| 3.2. Le logiciel ANSYS Workbench | 36 |
| 3.3. Création d'un système d'analyse..... | 37 |
| 3.4. Les processus de la simulation | 38 |
| 3.4.1 Création de la géométrie | 38 |
| 3.4.2. Maillage de domaine | 39 |
| 3.4.3. Mise en données et simulation | 45 |
| 3.5. Conclusion | 55 |
| CHAPITRE 4 : Résultats et Commentaires | 56 |
| 4.1. Introduction | 56 |
| 4.2. Présentation des résultats | 56 |
| 4.2.1. Contours thermiques | 56 |
| 4.2.2. Contours de vitesse | 58 |
| 4.2.3. Contours de la fraction massique de CO et CO2 | 59 |
| 5.4. Conclusion | 61 |
| Conclusion générale | 62 |
| Perspectives | 63 |
| References..... | 64 |

Liste des figures

| | |
|--|----|
| Figure (1.1) : Types de flamme : (a) pré-mélangée, (b) non pré-mélangée..... | 25 |
| Figure (1.2) : Différents régimes de flammes et applications[24]..... | 26 |
| Figure (1.3): Structure d'une flamme laminaire de prémélange[27]..... | 27 |
| Figure (1.4) : structure d'une flamme de diffusion laminaire [28]..... | 29 |
| Figure (1.5): Les différents types de flammes turbulentes de pré-mélanges | 31 |
| Figure (1.6) : les différentes structures d'une flamme de diffusion turbulente [4,8]..... | 34 |
| Figure (3.1) : création de la simulation sous Workbench..... | 48 |
| Figure (3.2) : la chambre de combustion du four semi industriel [1,2] | 49 |
| Figure (3.3) : la chambre de combustion étudiée sous le logiciel ANSYS Design Modeler..... | 49 |
| Figure (3.4) : les composants d'un maillage..... | 50 |
| Figure (3.5) : La chambre de combustion du four sous le logiciel ANSYS Meshing..... | 51 |
| Figure (3.6) : la distribution de la température le long de la chambre pour les trois grilles..... | 53 |
| Figure (3.7) : Critères « skewness » et “orthogonal quality »..... | 54 |
| Figure (3.8) : les étapes de choix du solveur sous Fluent..... | 55 |
| Figure (3.9) : les étapes de choix de modèle de turbulence sous Fluent..... | 57 |
| Figure (3.13) : Les conditions au limites a la sortie de la chambre de combustion..... | 60 |
| Figure (3.10) : les étapes de choix de modèle de combustion sous Fluent..... | 58 |
| Figure (3.11) : Choix de la vitesse de O2 et de la pression de O2 a l'entrée..... | 59 |
| Figure (3.12) : Choix de la vitesse de CH4 et la pression de CH4 a l'entrée..... | 59 |
| Figure (3.14) : les étapes nécessaires a vérifiés sous fluent..... | 62 |

| | |
|--|----|
| Figure (4.1a) : distribution de la température statique le long de la chambre..... | 65 |
| Figure (4.1b) : distribution de la température statique le long de la chambre..... | 65 |
| Figure (4.2) : distribution de la température statique le long de la chambre [1,2]..... | 65 |
| Figure (4.3) : Contour de vitesse le long de la chambre..... | 66 |
| Figure (4.4) : contour de vitesse le long de la chambre pour [1,2]..... | 66 |
| Figure (4.5) : contour de fraction massique du CO long de la chambre..... | 67 |
| Figure (4.6) : contour de fraction massique du CO ₂ long de la chambre..... | 67 |
| Figure (4.7) : Profils radiaux de température à différentes stations axiales (a) x : 0,22 m, (b) x : 0,82 m (Expériences issues des références [1.2])..... | 68 |

Liste des Tableaux

| | |
|--|----|
| Tableau (3.1) : les processus utilisés dans le projet Fluid flow..... | 48 |
| Tableau (3.2) : Différentes grilles testées..... | 53 |

Introduction

Les flammes turbulentes non prémélangées sont largement utilisées dans de nombreux dispositifs de combustion pratiques pour convertir l'énergie chimique en travail en raison de leur grande efficacité, des dégagements de chaleur importants et pour des raisons de sécurité. Cependant, ces flammes de diffusion génèrent davantage de polluants, notamment les NO_x et les suies, par rapport aux flammes prémélangées. Avec les restrictions croissantes concernant les émissions polluantes, de nouvelles simulations de combustion ont vu le jour, intégrant des phénomènes complexes tels que la dissociation chimique, le transfert radiatif de chaleur, la formation et l'oxydation de suie, etc . En raison de la complexité de ces phénomènes, et dans la plupart des cas, ces flammes ont été modélisées avec des modèles physiques spécifiques et simplifiés, souvent avec un grand nombre de paramètres d'ajustement, conduisant parfois à des prédictions incertaines[1,2,7,16].

Les systèmes industriels impliquant des phénomènes de combustion (fours, moteurs automobiles ou aéronautiques, turbines à gaz...) sont soumis à des contraintes de plus en plus importantes, tant sur le plan économique (réduction des coûts, amélioration des performances,...) que sur le plan environnemental (réduction des émissions de polluants, des émissions sonores,. . .). L'ensemble de ces considérations motive de nombreux travaux de recherche liés à la combustion. En effet, la compréhension, la modélisation et éventuellement le contrôle de la structure de flamme permettent non seulement l'amélioration des systèmes actuels mais aussi le développement de nouvelles technologies performantes et propres [3,4,6,8].

Notre étude est basé sur les simulations CFD d'un four semi-industriel alimenté en gaz naturel et en oxygène sont étudiées. La chimie de la combustion est décrite à l'aide d'une réaction globale, et l'accent est mis sur la prédiction des émissions de CO₂ et de NO_x. Cette étude est présentée en quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré sur la combustion et rappel thermodynamiques et chimiques des flammes ainsi que les propriétés physiques principales de la combustion.

Dans le deuxième chapitre on présente le modèle mathématique permettant la modélisation de l'écoulement visqueux, turbulent et réactif; ainsi les modèles de turbulence, car le point de départ de toute simulation numérique d'écoulement est l'ensemble des équations de Navier-Stokes sous leur forme

instantanée auxquelles s'ajoute l'équation d'état du fluide permettant de fermer le système. En outre le modèle de turbulence choisi sera détaillé.

Dans le troisième chapitre, on fait la présentation du logiciel ANSYS ainsi les étapes de la modélisation numérique. Enfin le dernier chapitre est consacré à la présentation et la discussion des résultats de la simulation par le logiciel Ansys-Fluent.

Enfin, une conclusion sera tirée et quelques perspectives seront mentionnées.

Chapitre 1 : Généralités sur la combustion et rappel thermochimique

1.1 Introduction

Ce chapitre traite des aspects thermochimiques des flammes, les classifiant en fonction de leur structure et du type de mélange réactionnel. Il introduit les paramètres thermochimiques tels que l'enthalpie, l'entropie, la capacité calorifique, ainsi que les variables thermodynamiques. Le dosage stœchiométrique, essentiel pour garantir un mélange optimal entre le combustible et l'oxydant, est également expliqué en lien avec l'efficacité de la combustion et la réduction des émissions polluantes.

1.2 Thermochimie [3,4,7]:

Dans un écoulement avec réactions chimiques, il est nécessaire de définir, en plus des variables d'état classiques (pression, température, vitesse) des variables caractérisant la composition du milieu.

Supposons le cas d'un gaz constitué d'un mélange de N espèces chimiques, chaque substance est repérée par l'indice k , la loi des gaz parfaits est supposée.

On suppose que les grandeurs suivantes sont connues de façon intuitive :

- M_k est la masse molaire de l'espèce k .
- n_k est le nombre de moles de l'espèce k .

On peut définir la masse de l'espèce k comme suit :

$$m_k = n_k M_k \tag{1.1}$$

M_k est la masse molaire et n_k son nombre de moles.

Il en résulte que la masse totale m est :

$$m = \sum_{k=1}^N m_k \quad (1.2)$$

N est le nombre d'espèces composant la masse m . De même, le nombre de moles total n est égal à :

$$n = \sum_{k=1}^N n_k \quad (1.3)$$

Cette dernière définition nous conduit à l'expression de la masse molaire du mélange :

$$M = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^N n_k M_k \quad (1.4)$$

La quantité relative de l'espèce k dans le mélange est donnée soit par la fraction molaire (1.5), soit par la fraction massique (1.6) :

$$X_k = \frac{n_k}{n} \quad (1.5)$$

$$Y_k = \frac{m_k}{m} \quad (1.6)$$

Les deux relations (1.5) et (1.6) vérifient automatiquement l'expression (1.7) :

$$\sum_{k=1}^N X_k = \sum_{k=1}^N Y_k = 1 \quad (1.7)$$

Le passage d'un paramètre à l'autre se fait par l'intermédiaire de la relation suivant :

$$Y_k = \frac{M_k}{M} X_k \quad (1.8)$$

Les chimistes préfèrent utiliser la concentration molaire, qui fait rapporter la composition au volume

:

$$C_k = \frac{n_k}{V_T} \quad (1.9)$$

Ou encore la masse volumique :

$$\rho_k = \frac{m_k}{V_T} \quad (1.10)$$

V_T est le volume total du mélange

La concentration molaire globale C et la masse volumique totale ρ sont déduites des deux relations précédentes :

$$C = \sum_{k=1}^N C_k \quad (1.11)$$

$$\rho = \sum_{k=1}^N \rho_k \quad (1.12)$$

1.3 Variables thermodynamiques :

L'étude numérique des écoulements réactifs et non réactifs revient à caractériser leur évolution thermodynamique. La thermodynamique décrit, à l'échelle macroscopique, la distribution des molécules et leurs interactions. En particulier, une équation d'état fournit la relation entre les différents paramètres physiques (les variables d'état) qui déterminent son état. Il existe différentes équations d'état suivant les comportements et les phénomènes physiques à caractériser. Pour la modélisation de la combustion, l'hypothèse des gaz parfaits est généralement admise [7,8,16].

$$PV_T = nRT \quad (1.13)$$

R est la constante universelle des gaz parfaits qui est égale à : $R = 8.32 \text{ J/mol.K}$

Ainsi, on peut écrire :

$$P = \rho r T \quad (1.14)$$

Sachant que :

$$r = \frac{R}{M} \quad (1.15)$$

$$\rho = \frac{m}{V_T} \quad (1.16)$$

r est la constante des gaz du mélange.

L'enthalpie massique du mélange h s'exprime en fonction des enthalpies massiques h_k des espèces qui constituent le mélange par la relation (1.17) :

$$h = \sum_{k=1}^N Y_k h_k \quad (1.17)$$

En supposant que le gaz est parfait, on peut écrire l'enthalpie massique h_k en fonction de la température sous la forme :

$$h_k(T) = h_k(T_0) + \int_{T_0}^T c_{p,k}(T') dT' \quad (1.18)$$

La chaleur massique à pression constante c_p ainsi que la chaleur massique de l'espèce k à pression constante $c_{p,k}$ s'écrivent :

$$c_{p,k} = \left. \frac{\partial h_k}{\partial T} \right|_p \quad (1.19)$$

$$c_p = \sum_{k=1}^N Y_k c_{p,k} \quad (1.20)$$

D'après les équations (1.17) et (1.18) et en utilisant les expressions (1.19) et (1.20), l'enthalpie du mélange h est donnée par la relation suivante :

$$h = \sum_{k=1}^N Y_k h_k(T_0) + \int_{T_0}^T c_p(T') dT' \quad (1.21)$$

De façon analogue, l'enthalpie massique du mélange s'exprime en fonction des entropies massiques s_k des espèces chimiques :

$$s = \sum_{i=1}^N Y_i s_i \quad (1.22)$$

La dépendance en température de l'entropie massique fait intervenir l'entropie de formation standard $s_k^0(T_0, P_{atm})$ de l'espèce k à la température T_0 et à la pression de référence P_{atm} . De façon générale, l'entropie massique s_k s'écrit :

$$s_k = s_k^0(T_0, P_{atm}) + \int_{T_0}^T \frac{c_{p,k}(T')}{T'} dT' - \frac{R}{M_k} \log \frac{P_k}{P_{atm}} \quad (1.23)$$

P_k est la pression partielle de la $k^{ème}$ espèce. Elle est calculée par la relation de Dalton. En particulier, si on note $s_k^0 = s_k^0(T, P_{atm})$ l'entropie de l'espèce k à la pression atmosphérique P_{atm} , on a alors la relation suivante :

$$s_{\ell}^0 = s_{\ell}(T_0, P_0) + \int_{T_0}^T \frac{c_{p\ell}(T')}{T'} dT' \quad (1.24)$$

Enfin les propriétés thermodynamiques massiques s_{ℓ}^0 , $c_{p\ell}$, h_{ℓ} qui ont servi à l'établissement de ces relations sont réduites des propriétés thermodynamiques molaires correspondantes S_{ℓ}^0 , $C_{p\ell}$, H_{ℓ} par les relations :

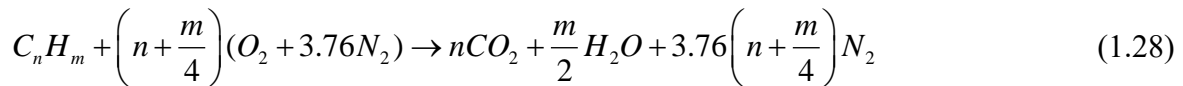
$$c_{p\ell} = \frac{C_{p\ell}}{M_{\ell}} \quad (1.25)$$

$$h_{\ell} = \frac{H_{\ell}}{M_{\ell}} \quad (1.26)$$

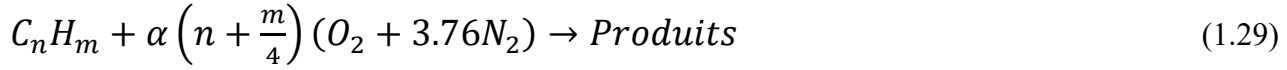
$$s_{\ell}^0 = \frac{S_{\ell}^0}{M_{\ell}} \quad (1.27)$$

1.4 Dosage air/carburant [3,4,16]:

On prend un exemple général d'un hydrocarbure afin d'expliquer certains paramètres macroscopiques de la combustion. Soit l'équation (1.28) de combustion stœchiométrique d'un hydrocarbure avec l'air présentée comme suit :



La réaction est dite complète si les gaz brûlés ne comprennent, outre les éléments inertes, que des produits complètement oxydés. En réalité, plusieurs produits intermédiaires sont formés au cours d'une combustion réelle [9]. Dans la plupart des cas, le comburant utilisé est l'air, plutôt que l'oxygène pur. La composition de l'air est approximativement, en fractions molaires, 21% d'oxygène, 78% d'azote, et 1% d'argon. Ces deux dernières substances sont supposées inertes mais en réalité, aux hautes températures atteintes au cours de la combustion, l'azote réagit avec l'oxygène pour former des oxydes d'azote, qui constituent une source de pollution. Pour des simplifications on considère que l'air est composé de 21% d'oxygène et de 79% d'azote atmosphérique auquel on attribue une masse molaire fictive pour tenir compte de la présence d'argon. La réaction de combustion d'un hydrocarbure avec l'air devient donc :



La quantité minimale d'air nécessaire à la combustion complète d'un combustible est appelée air strictement nécessaire ou encore air théorique. Pour réaliser la combustion complète avec l'air théorique, il faudrait un mélange parfait. En pratique, pour assurer la combustion complète, il faut un excès d'air. Celui-ci est caractérisé par le coefficient d'air théorique :

$$\alpha = \frac{\text{Air théorique}}{\text{Air réel}} \quad (1.30)$$

On utilise également pour caractériser le mélange de réactifs le rapport air-combustible, le plus souvent en fraction massique, et son inverse, le rapport combustible-air encore appelé dosage, désigné par le symbole d comme suit :

$$d = \frac{m_{fuel}}{m_{air}} \quad (1.31)$$

La connaissance du débit massique du combustible \dot{m}_f et du comburant \dot{m}_a , nous permet de définir la richesse du mélange comme suit:

$$\phi = \frac{d_{réel}}{d_{théorique}} = \frac{\frac{m_{fuel}}{m_{air}}}{\left(\frac{m_{fuel}}{m_{air}} \right)_{stochio}} \quad (1.32)$$

Si la richesse du mélange est égale à l'unité, on dit que le mélange est stœchiométrique par contre si la richesse est inférieure à l'unité, le mélange est pauvre en combustible alors que si elle est supérieur à l'unité, le mélange est dit riche en combustible. Pour les combustions avec l'air, on travaille souvent avec des mélanges pauvres, c'est seulement ainsi que l'on peut obtenir une combustion complète puisque le mélange ne peut jamais être parfaitement homogène.

1.5 Définitions et Classification des flammes :

Deux situations généralement rencontrées sont identifiées selon la procédure utilisée pour introduire les réactifs dans la zone de flamme. Elles sont schématisées sur la figure (1.12) [7,8,16].

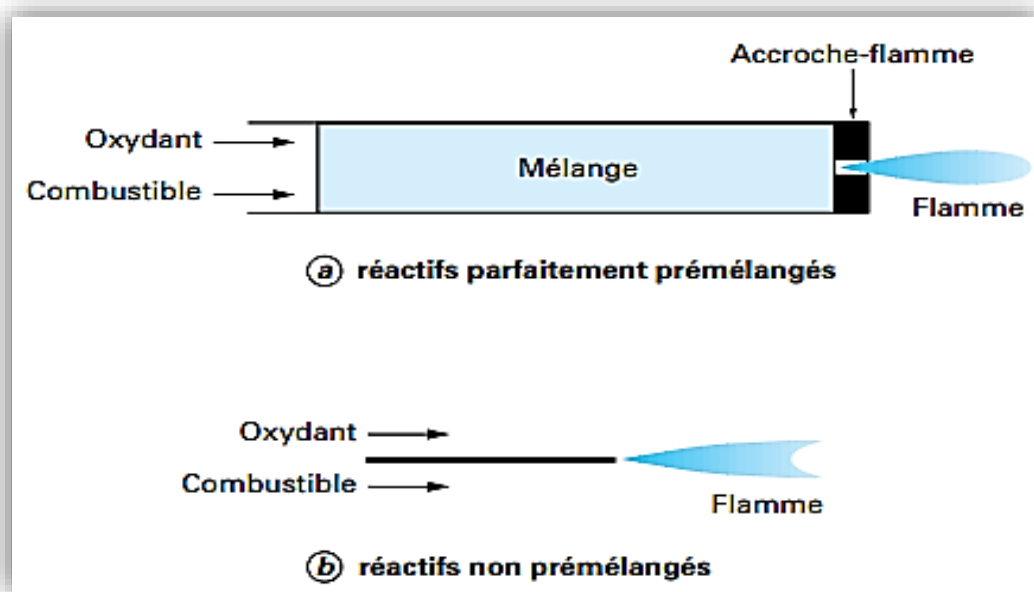
- Flammes pré-mélangées : Les réactifs sont mélangés avant la zone de réaction.

- **Flammes non-pré-mélangées ou flammes de diffusion** : Les réactifs sont introduits séparément dans la zone de réaction, de part et d'autre de la flamme. Ils sont alors essentiellement entraînés l'un vers l'autre par diffusion moléculaire.

La combustion pré-mélangée est, à priori, la situation la plus efficace en terme de dégagement d'énergie puisque les réactifs sont déjà en contact avant la zone de flamme. En revanche, une telle flamme est susceptible de se propager dans le mélange combustible/oxydant donc de remonter l'écoulement en amont de la chambre, jusqu'à l'endroit où s'effectue le mélange, ce qui pose des problèmes de sécurité. Cela n'est pas le cas pour les flammes de diffusion.

Les écoulements pouvant être laminaires ou turbulents, quatre situations sont possibles, résumées dans la figure (1.12) qui y associe quelques applications pratiques.

Figure
Types
: (a)

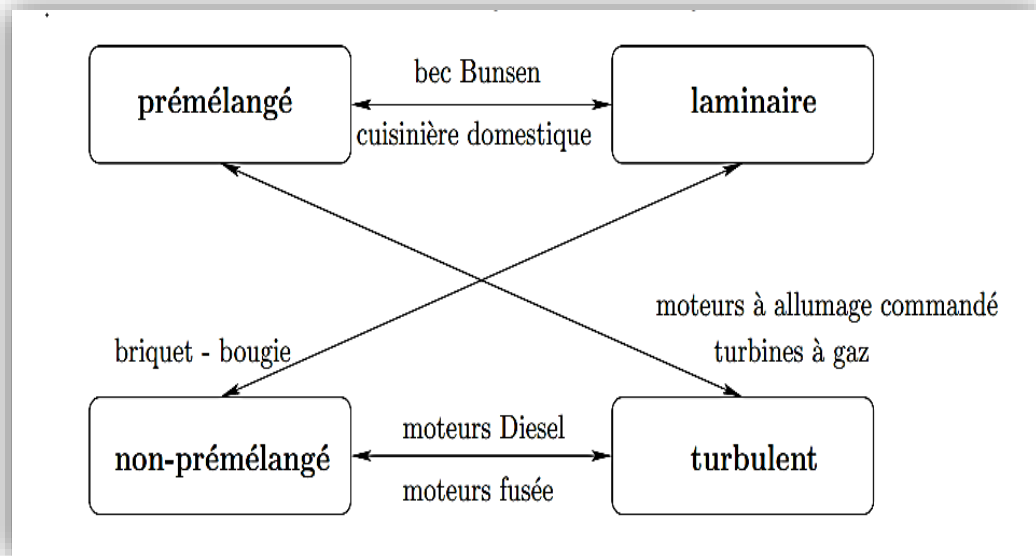


(1.1) :
de
flamme
pré-

(b) non pré-mélangée.

mélangée,

Figure



(1.2) :

Différents

régimes

de flammes et applications[24].

1.5.1. Combustion laminaire :

On considère les flammes en milieu laminaire, c'est à dire en milieu où les échanges par diffusion turbulente sont pratiquement inexistantes. Si les flammes laminaires semblent intervenir que dans quelques applications plutôt mythiques ou anecdotiques, la compréhension de la structure de ces flammes est cependant fondamentale pour la description et la modélisation de nombreuses applications industrielles [3,4,9].

1.5.1.1 Flamme laminaire prémélangée

Lorsqu'on enflamme un mélange gazeux ou le combustible et l'oxydant sont préalablement mélangés, on observe une zone d'épaisseur fine appelée front de flamme, séparant les gaz frais des gaz brûlés, qui se propage dans tout l'espace à une certaine vitesse constante perpendiculairement à l'écoulement. Cette vitesse, appelée la vitesse de propagation de la flamme laminaire S_L qui représente la vitesse de consommation du mélange de gaz frais à travers la flamme. Cette vitesse est mesurée en l'ordre de 0.1m/s à 1m/s [2,16].

D'après la théorie de Mallard et Le Châtelier (1883), la zone intermédiaire entre les gaz frais et les gaz brûlés peut être séparée en deux zones : la zone de préchauffage et la zone de réaction.

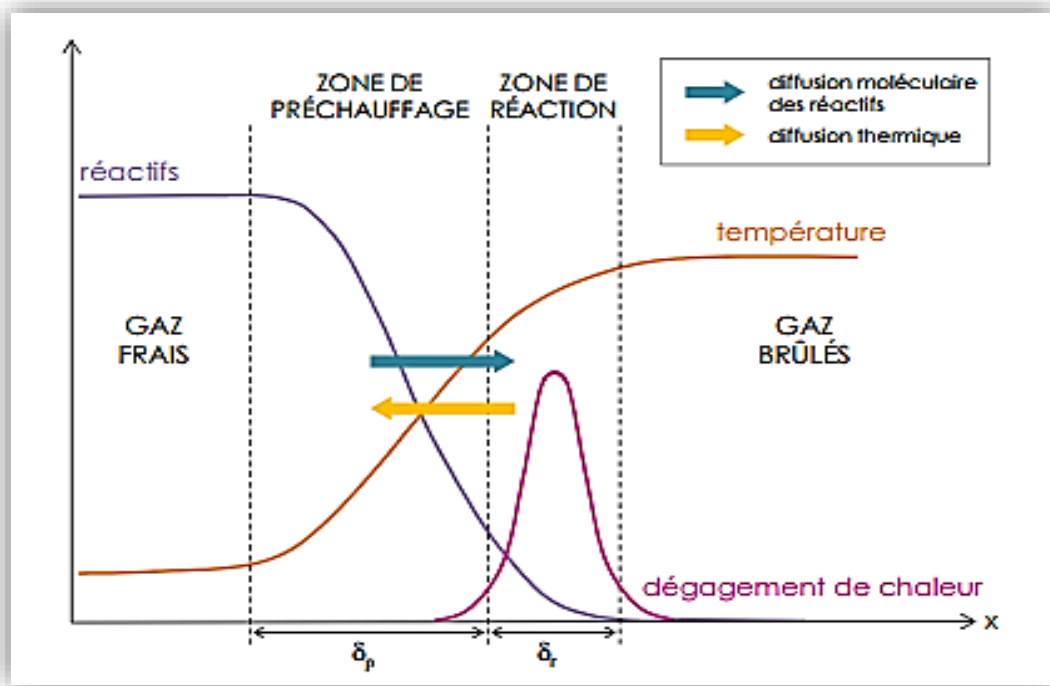


Figure (1.3):
Structure d'une flamme laminaire de

prémélange[27].

Une zone de préchauffage d'épaisseur δ_p : zone dans laquelle la diffusion et la convection sont les processus prédominants et où les réactions chimiques sont par conséquent négligeables,

Une zone de réaction d'épaisseur δ_r : zone d'épaisseur très mince dans laquelle se fait le dégagement de chaleur dû aux réactions chimiques. Dans cette zone, les phénomènes de conduction sont alors négligeables par rapport à ceux de diffusion[28].

La définition de l'épaisseur de flamme laminaire la plus couramment employée (communément appelée épaisseur de Zeldovich) est obtenue en supposant que la totalité de l'énergie produite par la combustion sert à élever la température des gaz frais présents dans la zone de préchauffage.

$$\delta_L = \frac{\lambda}{\rho_u c_p s_L^0} \quad (1.48)$$

Où λ , ρ_u et c_p sont respectivement la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité calorifique massique à pression constante du mélange réactif. s_L^0 est la vitesse de combustion laminaire d'une flamme plane, adiabatique et non-étirée.

Le front de flamme laminaire ne correspondant pas à une discontinuité brusque, l'épaisseur de flamme laminaire peut être considérée comme la somme de l'épaisseur de la zone préchauffage δ_p et de l'épaisseur de la zone de réaction δ_r .

1.5.1.2. Flamme laminaire de diffusion [3,4]

Dans les flammes de diffusion (ou non pré-mélangées) les espèces réactives (combustibles et oxydant) sont essentiellement entraînés l'un vers l'autre par diffusion moléculaire, justifiant ainsi l'appellation de flamme de diffusion.

Contrairement à la combustion pré-mélangée, la flamme de diffusion ne bénéficie d'aucun mécanisme d'auto-propagation, elle est entièrement pilotée par la compétition entre la chimie et la diffusion, et donc indirectement par l'apport des réactifs. Son front de flamme est caractérisé par une épaisseur qui varie localement avec le mélange des réactifs et qui résulte de la diffusion des éléments chimiques à une vitesse de diffusion dépendante des contraintes imposées par l'écoulement au niveau de l'interface entre le combustible et l'oxydant [7,8,16].

La flamme de diffusion se structure en trois zones distinctes illustrées dans la figure (1.15):

- La zone de réaction (lr) correspond à la zone où se dégage le maximum de chaleur, lorsque les réactifs chauds sont mélangés à l'échelle moléculaire dans des proportions stœchiométriques. Les réactifs y sont entièrement consommés et la température atteint la température adiabatique de flamme.
- la zone de diffusion (ld) est une zone où les réactifs froids se mélangent aux produits de réaction chauds évacués de la zone de réaction par diffusion. Les réactifs y sont chauffés par diffusion thermique de la zone de réaction et par dilution avec les gaz chauds.
- la zone d'apport des réactifs froids, de part et d'autre de la zone de diffusion, alimentée dans le cas présenté ci-dessous par convection.

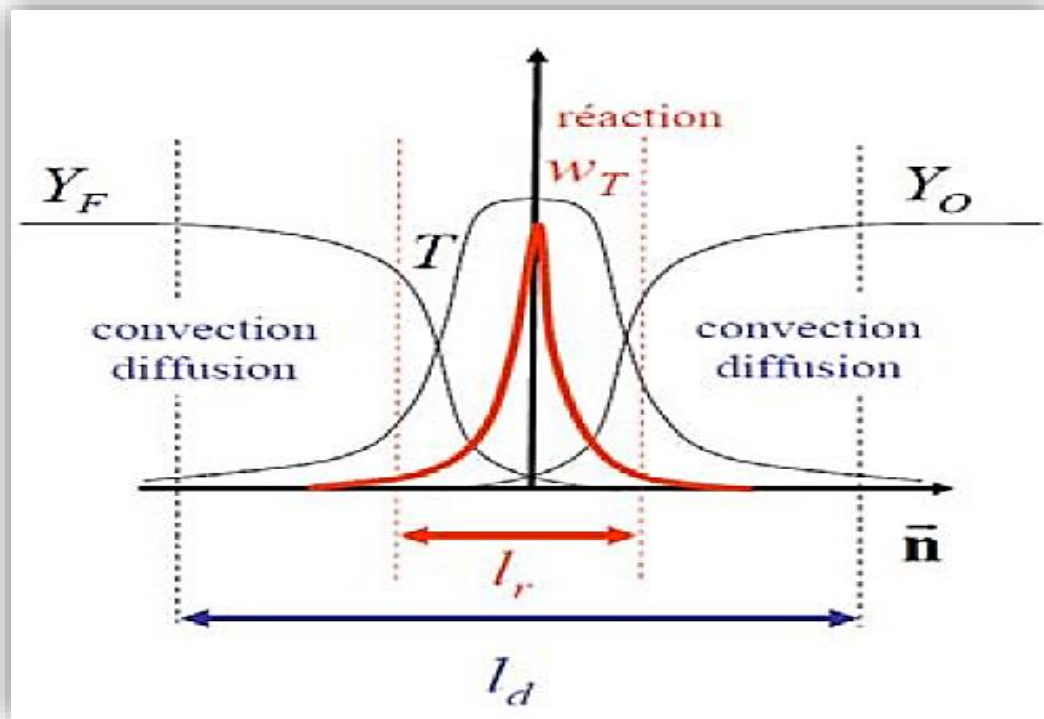


Figure (1.4) : structure d'une flamme de diffusion laminaire [28].

Très généralement, dans les flammes de diffusion, les phénomènes de mélange sont beaucoup plus lents que les phénomènes physico-chimiques qui accompagnent la combustion. Il en résulte que le développement des flammes de diffusion est commandé essentiellement par des facteurs aérodynamiques et l'aspect chimique lié à la nature des réactifs reste secondaire.

1.5.2. Combustion Turbulente :

Dans une chambre de combustion, l'écoulement est turbulent, c'est-à-dire que la vitesse des gaz, mesurée en un point, fluctue continuellement de façon apparemment aléatoire, même en régime parfaitement établi, cela est vrai aussi pour la température et toute autre caractéristique du milieu. Cette turbulence est due à une forte vitesse de l'écoulement entrant, elle s'est développée dans le canal amont à cause des gradients de vitesse aux parois et à partir d'obstacles tels que les injecteurs. Le taux de dégagement de chaleur et la structure de la flamme varient selon des temps caractéristiques, qui sont souvent le temps de la réaction chimique τ_c le temps de fluctuation de l'écoulement τ_T [7-9].

1.5.2.1. Combustion turbulente prémélangée :

La structure interne d'une flamme turbulente a tout d'abord été considérée, dès les premiers travaux de DamKöhler en 1940, comme étant une flamme laminaire très fine plissée et rapidement connectée par la turbulence de telle sorte que la zone de flamme apparaisse épaisse à l'œil nu. En fait, cette façon de représenter la structure interne d'une flamme turbulente n'est pertinente que si la taille des plus petits tourbillons créés par la turbulence, est plus grande que l'épaisseur de la flamme laminaire, empêchant ainsi aux tourbillons de pénétrer dans la flamme laminaire[5,6,16].

On obtient une classification relativement simple des structures de flammes turbulentes en comparant les longueurs et les temps caractéristiques de la turbulence à la longueur et au temps caractéristiques des flammes laminaires. Différents nombres caractéristiques peuvent être choisis pour établir cette classification des régimes de combustion. Les deux nombres les plus utilisés sont les nombres de DamKöhler D_a et de Karlovitz K_a qui comparent le temps caractéristique chimique $\tau_c = \delta_L/S_L$ aux temps caractéristiques de la turbulence $\tau_T = l_T/u'$ et $\tau_K = l_T/u_K$ associés respectivement aux structures énergétiques et dissipatives de la turbulence[5,6] :

$$D_a = \frac{\tau_T}{\tau_c} = \frac{l_T S_L}{\delta_L u'} \quad (1.49)$$

$$K_a = \frac{\tau_c}{\tau_K} = \frac{\delta_L u_K}{l_K S_L} \quad (1.50)$$

τ_T , l_T et u' sont respectivement le temps, l'échelle intégrale et la vitesse caractéristiques de la turbulence

τ_K , l_K , et u_K sont le temps, la longueur et la vitesse caractéristiques de la dissipation (échelle de Kolmogorov).

δ_L et S_L sont l'épaisseur et la vitesse de la flamme laminaire.

Les longueurs, temps et vitesses caractéristiques de la turbulence peuvent être exprimés en fonction de l'énergie cinétique turbulente k , de la dissipation ε et de la viscosité cinématique du fluide ν :

$$u' = \sqrt{k} \quad (1.51)$$

$$l_T = \frac{u'^3}{\varepsilon} \quad (1.52)$$

$$u_K = (v\varepsilon)^{1/4} \quad (1.53)$$

$$l_K = \left(\frac{v^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \quad (1.54)$$

Ces relations permettent de relier les nombres D_a et K_a au nombre de Reynolds turbulent Re_t

$$Re_t = \frac{u'l_T}{\nu} = D_a^2 k_a^2 \quad (1.55)$$

Le diagramme de la figure (1.5) avec u'/S_L en ordonnées et l_T/δ_L en abscisse proposé par Barrère et Borghi permet de représenter les limites des différents régimes de combustion. Selon la zone du diagramme dans laquelle on se trouve, les flammes turbulentes seront de différents types : les flammes « plissées », les flammes », « épaissies » et les flammes « plissées-épaissies ».

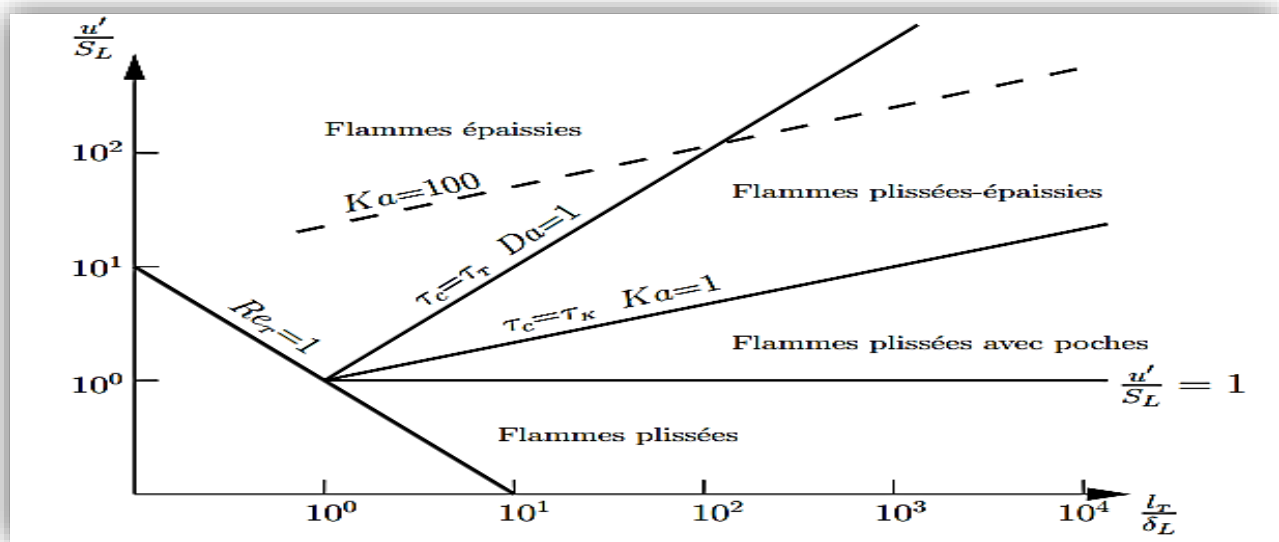


Figure (1.5): Les différents types de flammes turbulentes de pré-mélanges (diagramme de Borghi) [7,8,16].

1.5.2.1.1. Régime des flammes plissées : $R_{eL} > 1$ et $K_a < 1$:

Dans le régime de combustion des « flammes plissées », la flamme turbulente est constituée d'une collection de flamme laminaire (flammelettes) qui sont plissées par la turbulence. La structure interne de la flamme laminaire n'est pas perturbée par les tourbillons car les tailles de tourbillons sont toutes plus grandes que l'épaisseur de la flammelette, $l_K > \delta_L$. La considération des seuls rapports d'échelles de longueurs n'est toutefois pas suffisante pour conclure quant à la structure de la flamme ; d'autres paramètres non dimensionnels tel que u'/S_L doivent être pris en compte.

Si $u' < S_L$ les plus gros tourbillons ne sont pas suffisamment énergétiques pour provoquer des interactions entre les fronts de flamme.

Si $u' > S_L$ les plus gros tourbillons sont suffisamment énergétiques pour plisser substantiellement la flamme au point de provoquer des interactions entre deux fronts adjacents. Des poches de gaz frais se forment alors dans les gaz brûlés. Pour cela, ce régime est souvent appelé « flammes plissées avec poches ».

Dans ce régime, la flamme turbulente peut donc être considérée comme un ensemble de flammelettes d'épaisseur quasiment constante δ_L , courbées et plissées occupant une zone d'épaisseur δ_T est définie comme l'épaisseur moyenne de la flamme turbulente [5,6].

1.5.2.1.2. Régime des flammes plissées épaissies : $D_a > 1$ et $K_a > 1$:

Lorsque l'énergie cinétique turbulente k augmente et que l'échelle de Kolmogorov l_K diminue et devient de plus en plus proche de l'épaisseur des flammelettes δ_L , les structures turbulentes sont capables de pénétrer dans la structure de la flamme laminaire local, provoquant ainsi son épaississement. La zone de préchauffage est la première affectée par ces tourbillons car son épaisseur est plus importante que celle de la zone de réaction [5,7].

1.5.2.1.3. Régime des flammes épaissies : $D_a < 1$ et $R_{eL} > 1$:

Si l'énergie cinétique turbulente k augmente encore et que l'échelle intégrale l_T est toujours constante de telle sorte que $\tau_T = \tau_c$ alors les interactions de flammelettes ont lieu à toutes les échelles, même plus grandes. La flamme n'est plus plissée mais plutôt épaissie par la turbulence. Ce régime de combustion est aussi appelé "réacteur bien agité" (well-stirred reactor) mais ce nom n'est pas très adapté car on observe tout de même une flamme. En fait, les flammes turbulentes épaissies ont la même structure que les flammes laminaires, avec une zone de préchauffage et une zone de réaction bien séparées. Cependant, comme la diffusion dans ces zones est engendrée par le transport turbulent qui est bien plus important que le transport moléculaire, les zones sont bien plus épaisses que dans des flammes laminaires [5-9].

1.5.2.2. Combustion turbulente non-prémélangée :

Dans le cas d'une flamme non pré-mélangée turbulente, le mélange et la réaction ont lieu quasi-simultanément. Il en résulte alors une influence couplée réciproque très importante entre phénomènes chimiques et turbulents. Le problème est que les phénomènes chimiques se produisent à l'échelle moléculaire, là où les échelles caractéristiques de la turbulence sont loin d'être connues. Par conséquent, cette influence est très difficile à prévoir et à calculer, et elle peut prendre des formes très différentes selon les échelles et les intensités respectives des phénomènes chimiques et turbulents [5,7].

On pourrait encore une fois un diagramme qui permet d'utiliser les deux nombres caractéristiques $k^{1/2}/S_L$ et l_t/e_L pour résumer les discussions précédentes. Mais dans le cas des flammes de diffusion S_L et e_L n'ont cependant aucune signification physique, il suffit d'utiliser des nombres sans dimensions plus classiques : par exemple le nombre de Damkoler $D_a = \tau_t/\tau_c = l_t/k^{1/2}\tau_c$ et le nombre de Reynolds de la turbulence. On obtient alors le diagramme de la figure (1.17).

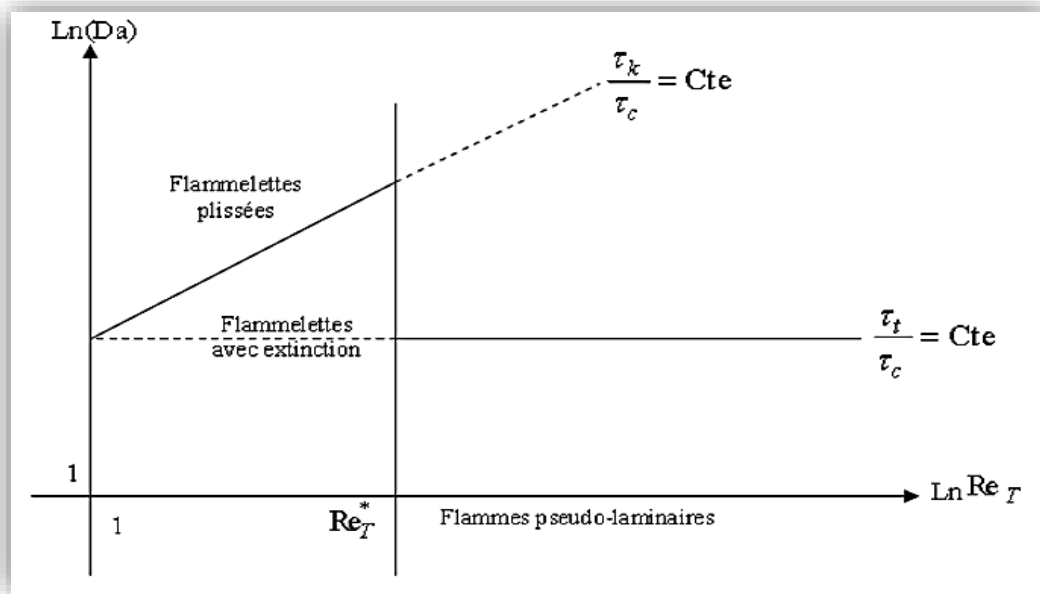


Figure (1.6) : les différentes structures d'une flamme de diffusion turbulente [4,8].

Dans le domaine où $Re_T > Re_T^*$, il n'est possible de distinguer des flammelettes au sens propre de terme, c-à-d qui ne soient pas modifiées intérieurement par la turbulence. Si $\tau_k < \tau_c$ avec extinctions, Si $\tau_k > \tau_c$ sans extinctions.

Si l'on considère maintenant le domaine où $\tau_t \ll \tau_c$, la petitesse de τ_t implique que les fluctuations de concentration et température, dans la flamme, sont très petites [8].

1.6. Conclusion :

En conclusion, ce chapitre a permis d'explorer les fondements thermo-chimiques des flammes en les classifiant selon leur structure et leur mélange réactionnel. L'analyse des paramètres clés tels que l'enthalpie, l'entropie, et la capacité calorifique, ainsi que des variables thermodynamiques, souligne l'importance de ces concepts pour comprendre les processus de combustion. Le dosage stœchiométrique a également été mis en avant, révélant son rôle central dans l'optimisation du rendement énergétique et la diminution des émissions polluantes. Ces notions sont indispensables pour une meilleure maîtrise des systèmes de combustion modernes.

Chapitre 2 : Formulation Mathématique

2.1. Introduction

Dans ce chapitre, l'objectif est de présenter la formulation mathématique permettant la modélisation d'un écoulement visqueux ; turbulent et réactif. Un bref rappel des équations générales régissant les écoulements compressibles est exposé. Plusieurs modèles de turbulence qui vont faire l'objet d'une comparaison, sont ensuite présentés.

2.2. Rappel des équations de la dynamique

2.2.1. Equations de Navier et Stokes

Il est admis que le comportement de tout écoulement vérifiant l'hypothèse des milieux continus, quelle que soit la nature du fluide (compressible ou non), et de l'écoulement (turbulent, laminaire ou en transition), peut être représenté par les équations de Navier-Stokes qui expriment la variation de la quantité de mouvement, auxquelles on y ajoute les équations de conservation de la masse et de l'énergie. Ainsi, pour un écoulement de fluide visqueux, compressible et conducteur de chaleur en négligeant les forces volumiques extérieures (pesanteur, etc.), ces équations s'écrivent sous la forme instantanée suivante [2,3,7,12] :

2.2.1.1. Equation de continuité, (conservation de masse)

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

Avec : ρ est la masse volumique (kg/m^3) et u_i représente la vitesse du fluide (m/s).

2.2.1.2. Equation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

Avec :

p est la pression (Pa)

τ_{ij} représente le tenseur des vitesses de déformation (Pa).

2.2.1.3. Equation de l'énergie

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial u_j (\rho E + p)}{\partial x_j} = \frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

Avec : E est l'énergie totale qui est exprimée à partir de l'énergie interne e et de l'énergie cinétique selon la relation :

$$E = e + \frac{1}{2} u_i^2 \quad (2.4)$$

Dans le cadre qui nous intéresse, c'est-à-dire pour un fluide Newtonien, le tenseur τ_{ij} s'exprime par la relation suivante :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \delta_{ij} \quad (2.5)$$

Dans laquelle μ et λ sont reliés par :

$$2\mu + 3\lambda = 0 \text{ (Hypothèse de Stokes [7,12])}$$

Avec :

δ_{ij} est le tenseur de Kronecker (i indice libre ; $i \in \{1,2,3\}$ et j indice de sommation, $j \in \{1,2,3\}$, avec $\delta_{ij}=0$ pour $i \neq j$ et $\delta_{ij} = 1$ pour $i=j$).

q_j représente les composantes du flux de chaleur et s'exprime en fonction du gradient de température par la loi de conduction thermique de Fourier [12,16] :

$$q_j = -\Lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.6)$$

Où : Λ désigne le coefficient de conductivité thermique. Ce coefficient s'exprime en fonction de viscosité dynamique à l'aide du nombre de Prandtl :

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\Lambda} = \gamma \frac{\mu C_v}{\Lambda} \quad (2.7)$$

Où C_p et C_v représentent respectivement les chaleurs spécifiques à pression et à volume constants et $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$.

Notons que comme $e = C_v T$, le flux de chaleur peut encore s'exprimer sous la forme :

$$q_j = -\gamma \frac{\mu C_v}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\gamma \mu}{Pr} \frac{\partial e}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

Afin de prendre en compte les variations de masse volumique et de pression liées aux variations de température, le système exige encore la connaissance d'une loi d'état. En considérant l'air comme un gaz parfait, l'équation d'état s'exprime sous la forme [7,12,16]:

$$p = \rho r T = \rho (\gamma - 1) e \quad (2.9)$$

Où r est relié aux chaleurs spécifiques par la relation de Meyer $r = C_p - C_v$.

2.2.2. Equations moyennées

La résolution exacte des équations de Navier-Stokes demeure encore très difficile et très coûteuse en temps, malgré les avancées technologiques observées sur la puissance des calculateurs. Afin de pallier ce problème, il convient de décomposer le mouvement instantané en une partie moyenne et une partie fluctuante.

2.2.2.1. Propriétés des moyennes

On utilisera pour moyenne un opérateur $\bar{\cdot}$ vérifiant les propriétés suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{linéarité: } \overline{\alpha f + \beta g} = \alpha \bar{f} + \beta \bar{g} \quad \text{Avec } \alpha \text{ et } \beta \text{ constantes} \\ \text{commutativité avec les dérivations spatiale et temporelle:} \\ \quad \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \bar{\frac{\partial f}{\partial t}} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} = \bar{\frac{\partial f}{\partial x_j}} \\ \text{indempotence: } \bar{\bar{f}} = \bar{f} \end{array} \right. \quad (2.10)$$

On déduit de ces propriétés, que pour la fluctuation $f = \hat{f} - \bar{f}$, on a :

$$\bar{\hat{f}} = 0 \quad (2.11)$$

Mais il faut remarquer que :

$$\overline{fg} \neq \bar{f}\bar{g} \quad (2.12)$$

2.2.2.2. Décomposition de Reynolds

La décomposition de Reynolds en moyennes et fluctuations se fait sur la base d'une moyenne statistique (qu'il est souvent inutile d'expliciter). Pour les équations de masse et de quantité de mouvement en supposant les propriétés physiques constantes, on adopte la décomposition suivante pour la vitesse et la pression :

$$u = \bar{u} + \acute{u} ; p = \bar{p} + \acute{p} \quad (2.13)$$

La décomposition du tenseur des contraintes visqueuses (linéaire par rapport à la vitesse) s'écrit :

$$\tau = \bar{\tau} + \acute{\tau} \quad (2.14)$$

Avec :

$$\begin{cases} \overline{\tau_{ij}} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \\ \overline{\tau_{ij}'} = \mu \left(\frac{\partial \acute{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \acute{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \acute{u}_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \end{cases} \quad (2.15)$$

En introduisant cette décomposition dans les équations de Navier-stockes, puis en prenant la moyenne du système obtenu, on obtient les équations moyennées suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Equation de continuité: } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j) = 0 \\ \text{Equation de quantité de mouvement :} \\ \frac{\partial (\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{\tau_{ij}}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{\rho (u_j' u_i')}}{\partial x_j} \\ \text{Equation de l'énergie :} \\ \frac{\partial \rho \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j \bar{E}}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{u}_j \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_i' \tau_{ij}'}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\bar{q}_j - \rho \overline{E' u_j'})}{\partial x_j} \end{array} \right. \quad (2.16)$$

On remplace donc les équations de Navier-stocks par les équations moyennées (Reynolds averaged Equations). Les variables à déterminer sont les variables moyennes statistiques $\overline{u_j}$, \bar{p} et \bar{E} et non plus les variables u , p et E . Deux termes supplémentaires sont cependant apparus : $\overline{u_j \acute{u}_i}$ et $\overline{E \acute{u}_j}$ doivent être modélisés.

2.2.2.3. Décomposition de Favre [12-16]

L'approximation de Favre est utilisée dans les équations de Navier-Stokes (NS) lorsqu'on traite des écoulements turbulents compressibles. Elle est particulièrement utile pour simplifier l'analyse des fluctuations de densité dans ces écoulements. L'approximation consiste à décomposer les variables en deux parties : une moyenne de Favre (pondérée par la densité) et une fluctuation résiduelle.

Dans les équations de Navier-Stokes, l'approximation de Favre est appliquée aux **quantités conservées** telles que la vitesse, l'énergie et les concentrations des espèces chimiques. Les termes clés où l'approximation de Favre intervient sont :

Lorsque la masse volumique est variable, l'application de la moyenne aux équations de Navier-stocks fait apparaître les grandeurs $\bar{\rho}$, $\overline{\rho u_i}$, $\overline{\rho u_i u_j}$, \bar{p} , $\overline{\rho E}$ et $\overline{\rho u_j E}$.

Il est donc pertinent d'appliquer la décomposition de Reynolds à la masse volumique et à la pression :

$$\rho = \bar{\rho} + \acute{\rho} ; p = \bar{p} + \acute{p} \quad (2.17)$$

Par contre, si l'on applique la décomposition de Reynolds aux variables vitesse et énergie total, il ne sera pas aisé de faire apparaître $\overline{\rho u_i}$ et $\overline{\rho E}$. On préfère donc appliquer la décomposition de Favre en valeurs moyennes (\tilde{u}_i et \tilde{E}) et fluctuations associées (\acute{u}_i et \acute{E}) à ρu_i et ρE :

$$u_i = \tilde{u}_i + \acute{u}_i, E = \tilde{E} + \acute{E} \quad (2.18)$$

Avec :

$$\tilde{u}_i = \frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}} ; \tilde{E} = \frac{\overline{\rho E}}{\bar{\rho}} \quad (2.19)$$

On note en particulier les deux propriétés suivantes :

$$\bar{\tilde{f}} = \tilde{f}, \quad \overline{\rho \tilde{f}} = 0 \quad (2.20)$$

A partir des équations de Navier-stokes, on peut écrire, en utilisant la décomposition de Favre :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Equation de continuité: } \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \\ \text{Equation de quantité de mouvement :} \\ \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{\rho u_j \tilde{u}_i})}{\partial x_j} \\ \text{Equation de l'énergie :} \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{E}}{\partial x_j} = -\frac{\partial (\tilde{u}_j \tilde{p})}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\bar{q}_j - \overline{\rho E' \tilde{u}_j})}{\partial x_j} \end{array} \right. \quad (2.21)$$

Dans ce système, on observe l'apparition d'un terme de corrélation des fluctuations de vitesse. Il provient de la moyenne du terme de convection.

2.3. L'approximation de Couche limite

On définit généralement la couche limite comme une région de faible épaisseur produite par l'écoulement d'un fluide visqueux en présence d'un obstacle. Une couche limite est qualifiée de laminaire, quand la valeur du nombre de Reynolds Re (ordre de grandeur du rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses) est inférieur à une valeur critique, d'environ 3×10^5 , dans le cas contraire elle est qualifiée de turbulente [13 – 15].

2.4. Modélisation de la turbulence

Les écoulements turbulents sont gouvernés par les équations de Navier-Stockes, comme pour le régime laminaire. Sauf qu'un écoulement turbulent se manifeste par des fluctuations de petites échelles dans le temps et l'espace ; qui sont, dans l'état actuel des choses, n'ont pas de solution mathématique analytique connue. Comme en général on s'intéresse plutôt aux valeurs moyennes de la vitesse, pression...etc, l'une des méthodes servant à éviter de résoudre directement les fluctuations turbulentes de petites échelles, en calcul numérique, est la méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stockes équation).

La modélisation de la turbulence est un domaine très large. Dans cette partie nous nous concentrerons par conséquent à l'approche de la modélisation du tenseur de contraintes de Reynolds basé sur le concept de la viscosité turbulente.

2.4.1. Modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard

Ce modèle met l'accent sur les mécanismes affectant l'énergie cinétique turbulente en se basant sur la modélisation de deux équations de transport. La première est celle de l'énergie cinétique turbulente κ et la deuxième est son taux de dissipation visqueuse ε [3,7,12-16] :

$$\begin{cases} \frac{\partial(k\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M \\ \frac{\partial(\varepsilon\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \end{cases} \quad (2.22)$$

Ainsi, la viscosité dynamique turbulente μ_t est calculée par:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.23)$$

Avec : $C_\mu = 0.09$

La robustesse du modèle, ainsi que son économie en temps de calcul est une précision raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents pour les écoulements industriels et les simulations de transfert de chaleur. Néanmoins, ce modèle présente quelque faiblesse en présence de couches limites courbées, les écoulements tournants et tourbillonnaires, ainsi que les écoulements entièrement développés dans des conduites non circulaires [10-15].

2.4.2. Modèle $\kappa - \omega$ standard

Ce modèle a été proposé par Wilcox en 1988 [45]. c'est un modèle empirique similaire au modèle, $\kappa - \varepsilon$ avec deux équations de transport, une équation adaptée de κ et une équation du taux de dissipation spécifique ω qui s'apparente au rapport de ε par κ [10 – 16].

Les équations de transport pour k et ω sont respectivement [47] :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho k u_i] = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k - Y_k \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho \omega u_i] = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (2.25)$$

Dans ces deux équations de transport, G représente la génération d'énergie cinétique turbulente ou de la dissipation effective, Selon l'indice utilisé, due au gradient de vitesse moyenne. Γ_k et Γ_ω représentent la diffusivité effective de k et ω respectivement. Y_k et Y_ω représentent la dissipation de k et ω par la turbulence.

La viscosité turbulente est calculée dans ce cas en combinant κ et ω comme suit [12, 16]:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (2.26)$$

Ou : α^* est un coefficient qui apporte une correction à la viscosité turbulente à bas nombre de Reynolds.

Après plusieurs années de perfectionnement, ce modèle offre à présent un avantage pour la prédiction des écoulements cisailés libres. Il prend aussi en compte les effets des faibles nombres de Reynolds, de la compressibilité, des jets de différentes configurations (plan, radial, ...etc.). Pour ces raisons, il convient particulièrement aux écoulements internes.

2.4.3. Modèle κ - ω SST

Le modèle SST (Shear Stress Transport) ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes, est dérivé du modèle $\kappa - \omega$ Standard. Ce modèle combine la robustesse et la précision de la formulation du modèle $\kappa - \omega$ dans la région proche de la paroi avec le modèle $\kappa - \varepsilon$ et toutes ses qualités citées plus haut pour les écoulements libres loin de la paroi [12-16]. Deux équations sont résolues, une pour la dissipation spécifique ω et l'autre pour l'énergie cinétique de turbulence k , ainsi les équations pour k et ω sont:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_L + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau^F_{ij} S_{ij} - \beta^* \rho \omega k \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_L + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{C_\omega \rho}{\mu_t} \tau_{ij}^F S_{ij} - \beta \rho \omega^2 \\ + 2(1 - F) \frac{\rho \sigma_\omega k}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Les termes à droite dans cette équation représentent respectivement la diffusion conservative, la production de la viscosité turbulente et la dissipation. En outre, le dernier terme dans l'équation en décrit la diffusion croisée.

La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes, dont voici une forme simplifiée [7,12-16] :

$$\mu_t = \frac{a_1 \rho k}{\max[a_1 \omega, f_2 \|\text{curi}\vec{v}\|_2]} \quad (2.29)$$

La fonction f_1 qui mélange les coefficients du modèle $\kappa - \omega$ dans la couche limite avec le modèle $\kappa - \varepsilon$ transforme dans les zones de l'écoulement libre, est définie par :

$$f_1 = \tanh(\text{arg}_1^4) \quad , \quad \text{arg}_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{K}}{0.09 \omega d}, \frac{500 \mu_L}{\rho \omega d^2} \right), \frac{4 \rho \sigma_\omega k}{CD_{k\omega} d^2} \right] \quad (2.30)$$

Où d est la distance de la paroi la plus proche, et $CD_{k\omega}$ est la partie positive de la diffusion croisée :

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \frac{\rho \sigma_\omega k}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (2.31)$$

La fonction auxiliaire f_2 est donnée par :

$$F = \tanh(\text{arg}_2^2) \quad , \quad \text{arg}_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{K}}{0.09 \omega d}, \frac{500 \mu_L}{\rho \omega d^2} \right) \quad (2.32)$$

Les constants du modèle sont :

$$a_1 = 0.31, \quad \beta^* = 0.09, \quad k = 0.41$$

Finalement, Les constantes $\sigma_k, \sigma_\omega, \beta$ et C_ω sont déterminées à partir de la relation :

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (2.33)$$

Avec : ϕ est une quantité instantanée.

Les améliorations apportées à ce modèle le rendent plus fiable pour une classe d'écoulements plus étendue, (écoulements à gradients de pression adverses, ondes de choc transsoniques ...etc.), par rapport aux modèles $\kappa - \omega$ Standard et la famille des modèles $\kappa - \varepsilon$.

2.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé les équations fondamentales de la mécanique des fluides, notamment les équations de Navier-Stokes, ainsi que les équations moyennées permettant de traiter les écoulements turbulents. Ces bases théoriques nous ont conduit à valider le modèle de turbulence $\kappa - \varepsilon$, qui sera ensuite appliqué dans les simulations. Ce modèle a été choisi pour sa capacité à capturer avec précision les caractéristiques de l'écoulement turbulent, en particulier dans les zones à forts gradients près des parois, tout en offrant une robustesse adaptée aux conditions rencontrées dans notre étude.

Chapitre 3 :

Modélisation Numérique de la Chambre de Combustion

3.1. Introduction :

Ce chapitre est consacré à la faisabilité d'utilisation d'un code de calcul numérique de dynamique des fluides pour simuler un écoulement réactif dans une chambre de combustion d'un four semi-industriel alimenté en gaz naturel et en oxygène. Dans un premier lieu, nous avons décrit la géométrie et les différentes étapes essentielles pour la modélisation numérique telles que la génération du maillage, Le choix du modèle numérique à savoir, les conditions aux limites, les modèles de turbulence choisis et une étude de sensibilité de maillage est effectuée dans le but de fixer une grille optimale pour le reste de l'étude.

3.2. Le logiciel ANSYS Workbench :

ANSYS est un logiciel de simulation numérique leader de son marché, utilisé dans le développement des produits industriels. Il offre toutes les capacités physiques nécessaires pour la modélisation des écoulements fluides, des turbulences, des transferts de chaleur et des réactions chimiques. Aujourd'hui des milliers d'entreprises à travers le monde utilisent ANSYS comme partie intégrante des phases de conception et d'optimisation de leurs produits. Son solveur avancé fournit des résultats rapides, précis, des maillages adaptatifs et déformables et peut évoluer facilement vers le calcul parallèle [13-15].

Comme tout logiciel de CFD, ANSYS est composé de trois éléments : le préprocesseur, le solveur et le post-processeur [9].

- Le préprocesseur permet de représenter la géométrie du système, de définir le type de condition aux frontières du domaine, de spécifier le type de matériau (fluide ou solide). Il fournit aussi la possibilité de discrétiser le domaine, en proposant plusieurs algorithmes de maillage suivant sa géométrie.
- Tandis que le solveur permet de définir numériquement les conditions opératoires (gravité, pression) dans lesquelles est effectuée la simulation, ainsi que la spécification des conditions aux limites. Enfin, il permet de choisir le processus itératif, en proposant notamment plusieurs

schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de la vitesse et de la pression. Il offre également une interface permettant de contrôler à tous moments l'état d'avancement des calculs.

- Enfin, le post-processeur est l'élément qui permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine, mais surtout d'afficher les résultats obtenus. Il est ainsi possible de visualiser les champs de vitesse, de pression, de turbulence ainsi que toutes les autres grandeurs calculées sur un segment, une section du domaine ou sur tout le volume. Il offre aussi la possibilité de tracer des courbes et de visualiser les lignes de courant ou la trajectoire de particules.

3.3. Création d'un système d'analyse

Le Workbench permet de créer une chaîne de calcul pour une simulation « Analysis System » et gérer automatiquement les interactions entre les différents logiciels utilisés pour la géométrie, le maillage, la simulation et le post-traitement. Lors de la phase de simulation, les étapes sont réalisées successivement.

Pour notre cas, on crée un projet « Fluid Flow (Fluent) » à partir de la liste « analysis systems ». Le projet est composé de différentes cases associées aux différentes étapes successives réalisées chacune avec un logiciel de la suite ANSYS. La figure (4.1) présente la fenêtre principale de Workbench à partir de laquelle on crée et on choisit le type du projet. Ce type de projets utilise pour chaque phase de simulation les processus illustrés dans le tableau (4.1). [13-15].

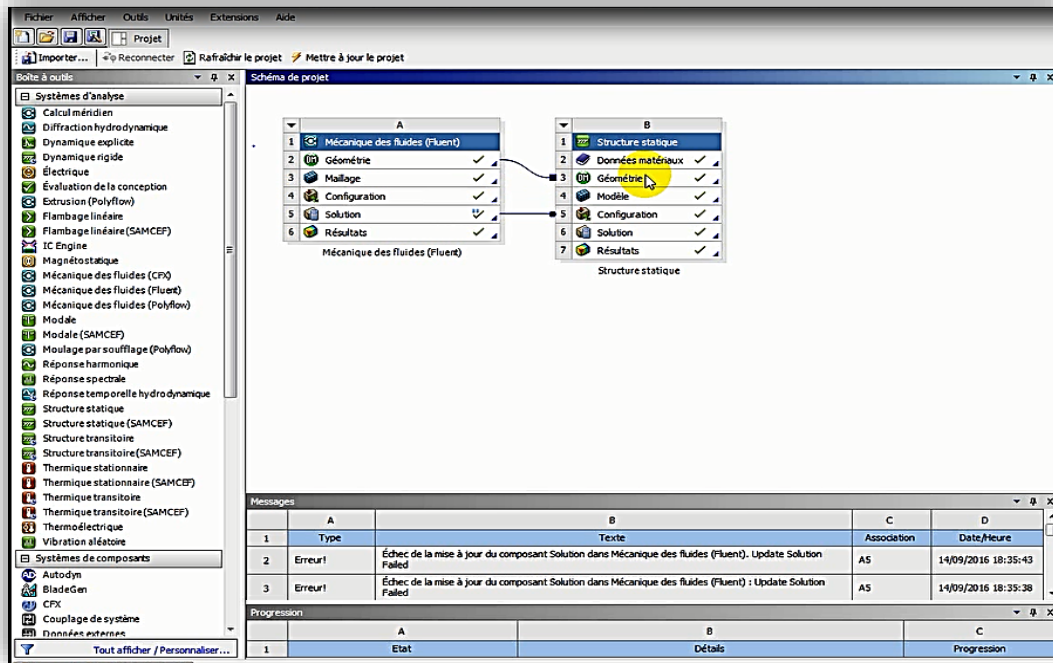







Figure (3.1) :
création de
la
simulation
sous

Workbench.

Tableau (3.1) : les processus utilisés dans le projet Fluid flow.

| | | |
|--|----------------------------------|----------------------|
|  Géométrie | CAO < création de la géométrie > | ANSYS Design Modeler |
|  Maillage | Le maillage | ANSYS Meshing |
|  Configuration | Mise en données et simulation | ANSYS Fluent |
|  Solution | Résultats CFD | |
|  Résultats | Post-traitement | CFD Post |

3.4. Les processus de la simulation :

3.4.1 Création de la géométrie :

Après avoir vérifié les dimensions réelles de notre four semi-industriel alimenté en gaz naturel et en oxygène, la prochaine étape consiste à concevoir la chambre de combustion à l'aide du logiciel « ANSYS Design Modeler ». Cette phase de conception est essentielle pour modéliser efficacement la géométrie du four et optimiser les paramètres opérationnels afin d'assurer une combustion efficace et une réduction des émissions polluantes.

Les figures suivantes représentent les différentes zones de la chambre de combustion de notre four.

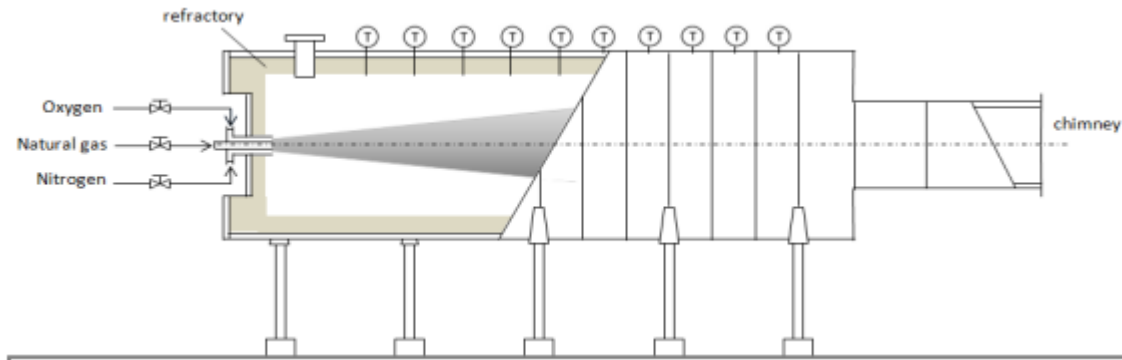


Figure (3.2) : la chambre de combustion du four semi industriel [1,2].

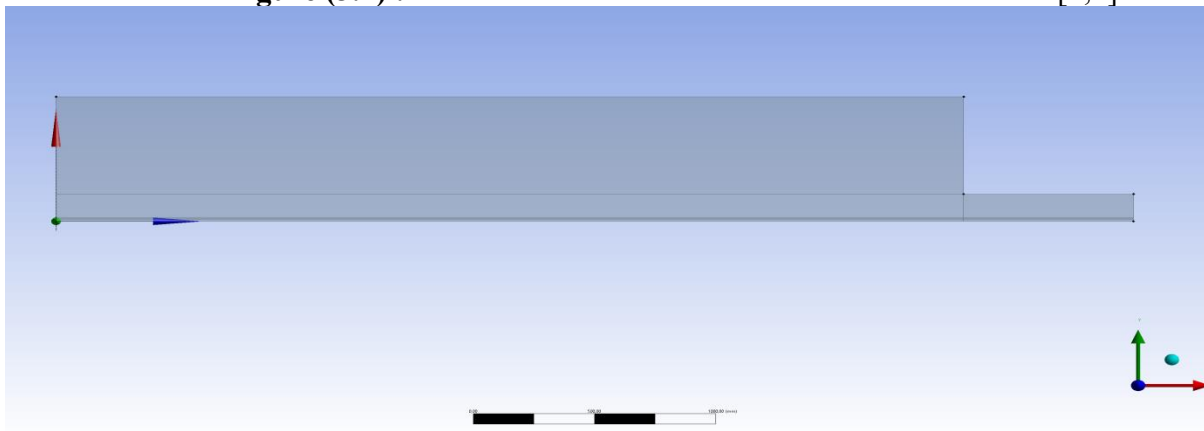


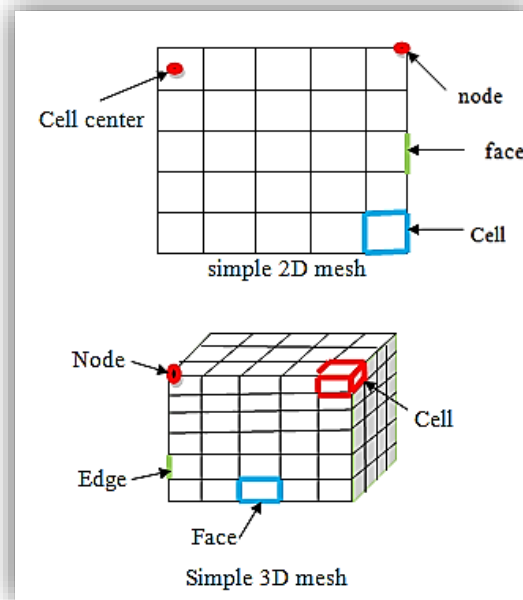
Figure (3.3) : la chambre de combustion étudiée sous le logiciel ANSYS Design Modeler.

3.4.2. Maillage de domaine :

3.4.2.1. Maillage :

La création d'un maillage est une étape extrêmement importante qui consiste à diviser le domaine géométrique du problème en un nombre précis de sous domaines ou mailles. L'ensemble de ces derniers forme le maillage en 2D ou en 3D. Un maillage est constitué des composants illustré dans la figure ci-dessous, qu'ils sont définis dans un processeur [7,12,16].

- cell = volume de contrôle divisant la géométrie.
- ✓ Le domaine de calcul est défini par un représente le fluide et les faces solides interviennent.
- Face = frontière d'une cell.
- Edge = frontière d'une face.
- Node = point de maillage.
- Zone = groupe de nœuds, face ou et
- ✓ Les conditions limites sont assignées aux faces zone.
- ✓ Les données de matériaux aux cell



maillage qui
qui

cell.

Figure

(3.4) : les composants zone et les termes sources sont assignés. D'un Maillage.

Cependant, deux choix principaux du maillage se sont posés à nous. En l'occurrence, Un maillage structuré est généralement formé par des mailles quadrilatérales en 2D (maillage surfacique) et hexaédriques en 3D (maillage volumique), tandis qu'un maillage non-structuré est formé par des mailles quadrilatérales ou triangulaires en 2D et hexaédriques, tétraédriques, prismes ou pyramides pour le cas 3D.

Pratiquement, il n'existe pas des règles précises pour la création d'un maillage valable, cependant il existe différentes approches qui permettent d'obtenir une grille acceptable. Nous pouvons résumer ces règles ainsi :

- Maintenir une bonne Qualité des éléments,
- Assurer une bonne Résolution dans les régions à fort gradient,
- Assurer un bon Lissage dans les zones de transition entre les parties à maillage fin et les parties à maillage grossier,
- Minimiser le nombre Total des éléments (temps de calcul raisonnable).

3.4.2.2. Génération de maillage :

La génération d'un maillage adapté à l'écoulement est une étape très importante dans la réalisation d'une simulation numérique. Approximativement, on constate que deux tiers du temps est passé à la préparation de la géométrie et l'obtention d'un maillage acceptable.

Pour notre cas Plusieurs tailles de maillage étendant entre 55000 et 250000 cellules ont été résolues pour étudier la sensibilité du maillage. Il faut choisir le meilleur compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul. Un raffinement du maillage au voisinage de la paroi est effectué pour localiser les forts gradients.

La figure suivante présente le maillage de la chambre de combustion sous le logiciel ANSYS Meshing :

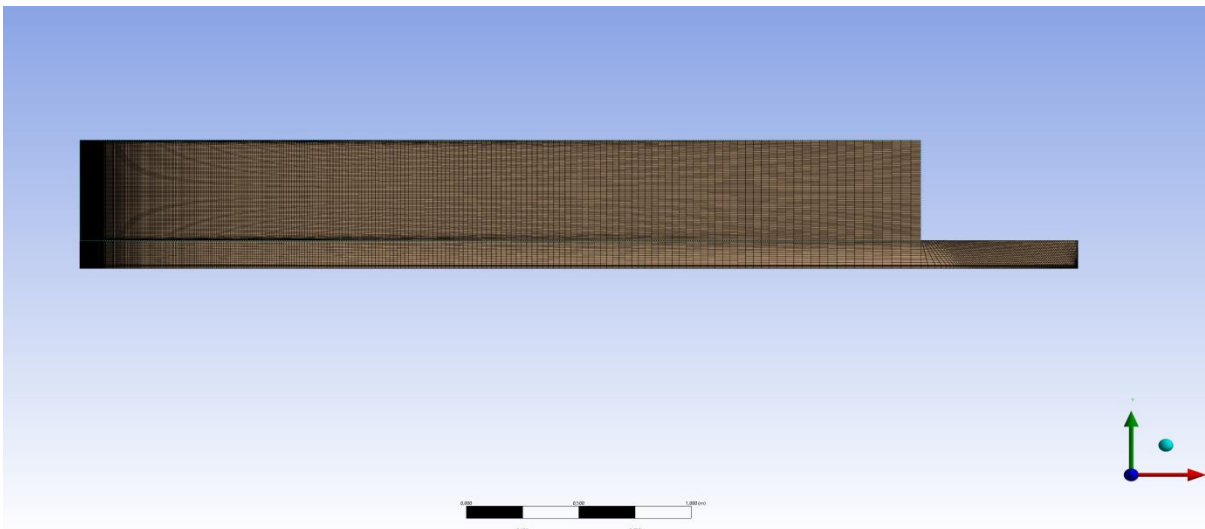


Figure (3.5) : La chambre de combustion du four sous le logiciel ANSYS Meshing.

Lors de la génération du maillage on a essayé de respecter les caractéristiques suivantes :

- Un domaine de calcul assez large pour éviter l'influence des conditions aux limites sur les résultats.
- Un maillage fin au voisinage de l'objet ou les phénomènes importants vont se produire.
- Une transition « douce » entre les zones raffinées et non raffinées pour éviter les problèmes d'erreur numérique lors de la résolution.

- Une bonne résolution au niveau de la couche limite.

3.4.2.3. Nomination des surfaces :

L'étape suivante consiste à nommer les différentes parties de la géométrie afin de :

- Définir les conditions aux limites du problème (entrées, sorties...etc).
- Définir des conditions sur le maillage au niveau des différentes sélections.

En 3D, pour repérer les entrées, sorties ...etc, il faut sélectionner les différentes surfaces « face » de la géométrie.

3.4.2.4. Etude et choix du maillage :

L'étude et le choix du maillage est indispensable dans la modélisation numérique. En effet, la solution dépend de la grille choisie (forme, nombre et densité des mailles). Pour cette raison, plusieurs grilles ont été testées à travers une analyse de sensibilité des cellules du maillage, Cette spéculation est présentée dans le tableau(4.2).

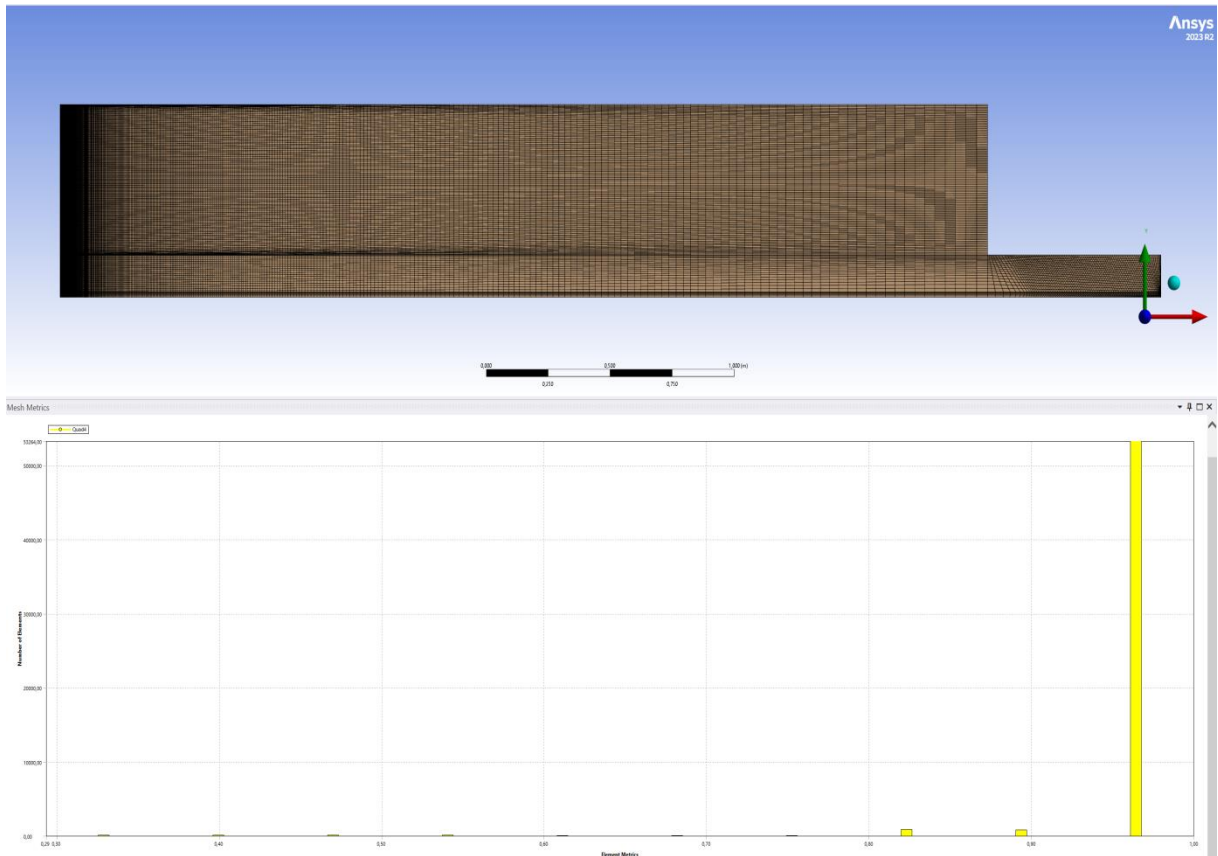


Figure (3.5) : Etude de la qualité de skewness

Tableau (3.2) : Différentes grilles testées.

| maillage 1 | Maillage 2 | Maillage 3 | Maillage 4 |
|----------------|-----------------|------------------------|-----------------|
| 55000 éléments | 100000 éléments | 200000 éléments | 250000 éléments |

La Figure (3.6) présente la distribution de la température le long de la chambre de combustion pour les quatre types de grilles.

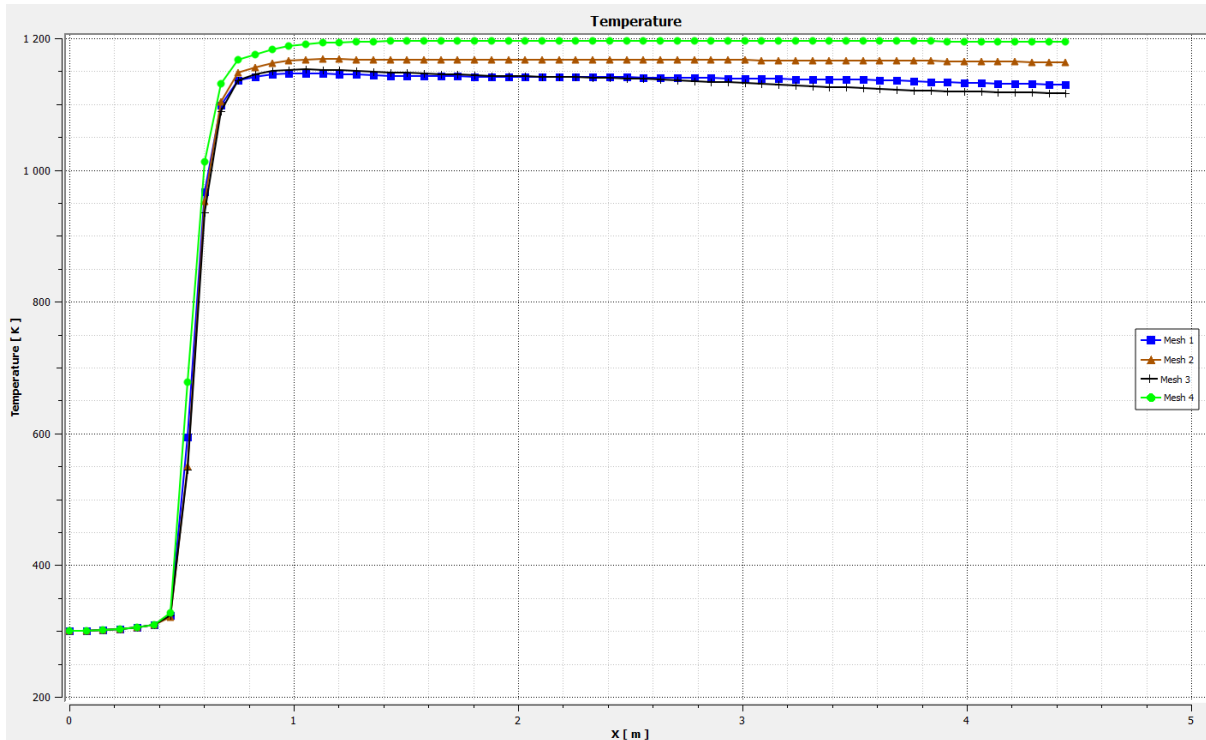


Figure (3.6) : la distribution de la température le long de la chambre pour les quatre grilles.

D'après cette figure, on remarque que les résultats de la grille N°3 sont plus stables. Par contre leur temps de calcul est plus important, un écart de 1h supplémentaire pour une précision relativement équivalente. Par conséquent, et en faisant le compromis entre la taille de la grille, les moyens de calcul disponibles et le temps de calcul, la grille N°2 a été choisie pour le reste de notre étude.

3.4.2.5. Critères de qualité de maillage :

Il existe plusieurs critères pour vérifier la qualité de maillage tel que « orthogonal quality » et « skewness », la figure ci-dessous présente ces deux derniers [11-15] :

| Skewness mesh metrics spectrum | | | | | |
|--------------------------------|-----------|-----------|------------|-----------|--------------|
| Excellent | Very good | Good | Acceptable | Bad | Unacceptable |
| 0-0.25 | 0.25-0.50 | 0.50-0.80 | 0.80-0.94 | 0.95-0.97 | 0.98-1.00 |

| Orthogonal Quality mesh metrics spectrum | | | | | |
|--|------------|------------|-----------|-----------|-----------|
| Unacceptable | Bad | Acceptable | Good | Very good | Excellent |
| 0-0.001 | 0.001-0.14 | 0.15-0.20 | 0.20-0.69 | 0.70-0.95 | 0.95-1.00 |

Figure (3.7) : Critères « skewness » et «orthogonal quality ».

D'après la figure (4.9), on remarque que l'intervalle des colonnes est de 0 jusqu'à 0,5 pour le critère de « skewness », et de 0,75 jusqu'à 1 pour le critère «orthogonalquality », alors le maillage qu'on a choisi est de très bonne qualité.

3.4.3. Mise en données et simulation :

3.4.3.1. Présentation de code de calcul :

Il existe un certain nombre de codes industriels, permettant la prédiction d'écoulements de fluides tel que FLUENT et CFX. Pour réaliser nos simulations, le choix s'est porté sur le code de calcul Fluent [11-15].

Fluent est un code de calcul numérique capable de modéliser les écoulements des fluides impliquant des phénomènes physiques complexes. Il offre une interface simple permet l'accès de l'utilisateur aux fonctions exigées pour le calcul de la solution et l'affichage des résultats.

Ce code de calcul emploie la méthode des volumes finis comme procédé de discrétisation. Les équations intégrales qui gouvernent l'écoulement tel que l'équation de continuité, l'équation de conservation de la quantité de mouvement, celle de l'énergie ainsi que d'autres scalaires, comme la turbulence sont résolues par cette méthode statistique. En utilisant cette technique basée sur un volume de contrôle. Fluent passe par les étapes suivantes :

- Division du domaine en volumes de contrôle discrets en utilisant une grille de calcul.
- Intégration des équations gouvernantes sur les volumes de contrôle individuels, afin de construire les équations algébrique pour les variables discrètes dépendantes telles que les vitesses, les pressions et les températures.
- Linéarisation des équations discrétisées et solution de système d'équation linéaires résultant, pour pouvoir mettre à jour les valeurs des variables dépendantes.

3.3.2.1. Chargement et vérification de maillage :

La première chose à faire sous fluent est toujours de vérifier l'intégrité de maillage, c'est-à-dire qu'il est adapté à un calcul Fluent et ne présente aucun problème. Cette opération est effectuée automatiquement (Le maillage apparaît dans la fenêtre de visualisation) car Fluent a été lancé depuis le workbench.

3.4.3.2.2. Paramétrage des données de calcul :

3.4.3.2.2.1. Choix de solveur :

Initialement, il existe deux approches, l'approche « pressure-based » pour les fluides incompressibles à faible vitesse tandis que l'approche « density-based » est orientée davantage vers les fluides compressibles à haute vitesse [53]. Par conséquent, le solveur « pressure-based » a été choisi pour notre étude voir figure ci-dessous.

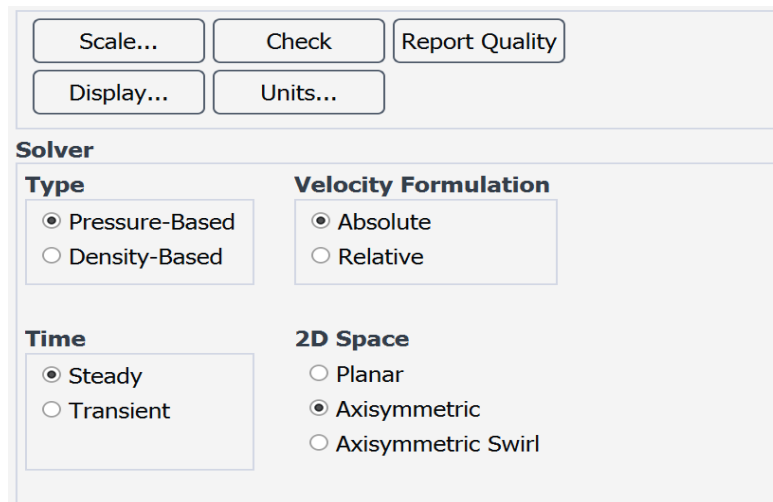


Figure (3.8) : les étapes de choix du solveur sous Fluent.

Le logiciel permet tout de même l'utilisation de l'une ou l'autre des méthodes pour un grand nombre de type et de vitesse de fluide. Dans les deux cas, le champ de vitesse est obtenu à partir des équations de mouvement. Dans l'approche « density-based », l'équation de continuité est utilisée pour obtenir le champ de densité tandis que le champ de pression est déterminé à partir de l'équation d'état. D'autre part, dans l'approche « pressure-based », le champ de pression est extrait en résolvant une équation de correction de la pression qui est obtenu par la multiplication des équations de continuité et de quantité de mouvement [53]. quel que soit le choix de la méthode, fluent va résoudre les équations de Navier-Stokes ainsi que d'autre scalaire tel que la turbulence. Ces équations étant non-linéaires et couplées, plusieurs

itérations doivent être effectuées avant qu'une solution converge soit obtenue. Trois méthodes sont disponibles pour résoudre le système d'équations couplées : la formulation « coupled-explicit », la formulation « coupled-implicit » et la formulation « segregated (implicit) ».

- Les méthodes « coupled » sont recommandés si une forte interdépendance existe entre la densité, l'énergie, les moments et/ou les espace (écoulement compressible à haute vitesse ou les écoulements réactifs). En général, le solveur coupled-implicit est plus utilisé que le solveur coupled-explicit, car ce dernier est recommandé uniquement pour les écoulements instationnaires quand le temps caractéristique du problème est du même ordre que les phénomènes acoustiques.
- Le solveur « segregated » est préférable dans tous les autres cas. il nécessite moins de mémoire et offre de la flexibilité dans le traitement de la solution [11-15].

3.4.3.2.2.Choix de modèle de turbulence :

Les écoulements turbulents sont affectés de façon significative par la présence de parois. Au contact avec celle-ci, la vitesse du fluide est nulle. Au voisinage, la turbulence est fortement amortie et les phénomènes dus à la viscosité moléculaire y sont prépondérants. La turbulence augmente très rapidement lorsque l'on s'éloigne des parois. Certaines équations comme celle de modèle K-w-SST ne sont plus valables près des parois car l'écoulement turbulent n'est pas pleinement établi. Une modélisation des différents phénomènes est alors nécessaire dans ce cas. Fluent nous offre plusieurs modèles de turbulences, pour sélectionner le modèle souhaité il faut suivre les étapes présenté sur la figure ci-contre :

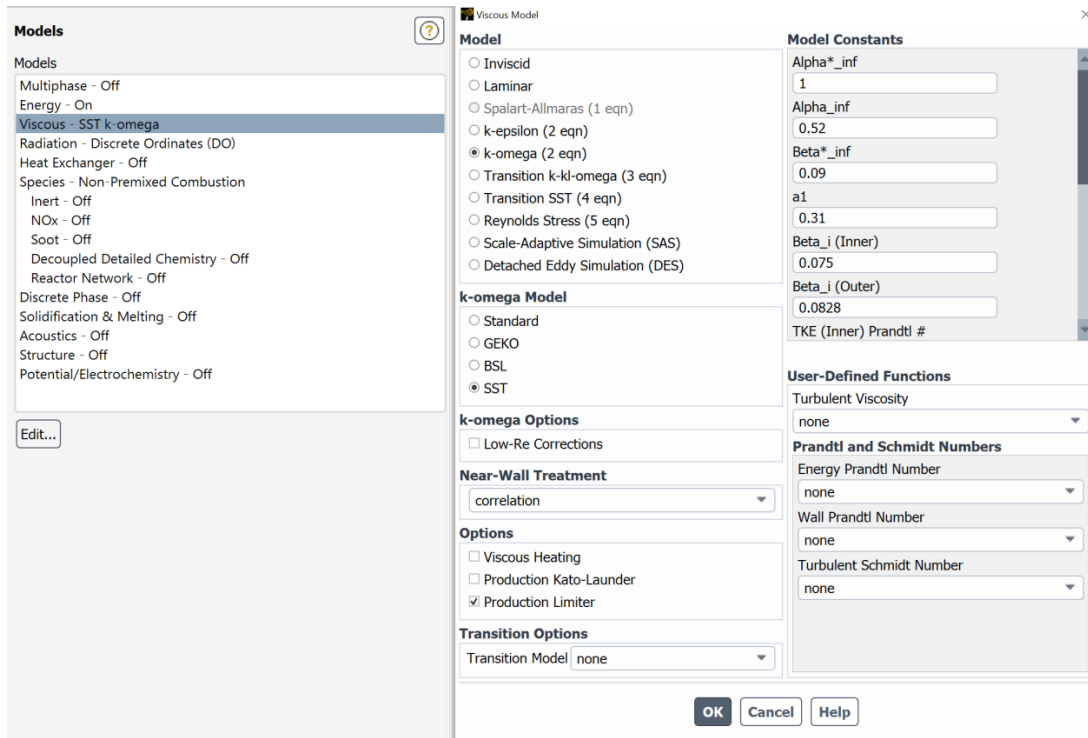


Figure (3.9) : les étapes de choix de modèle de turbulence sous Fluent.

Les étapes pour choisir un modèle de combustion sous Fluent incluent d'abord l'évaluation du type de combustion (prémélangée ou diffusion), et ensuite, il est crucial de définir les propriétés thermochimiques des réactifs et de configurer correctement les paramètres de simulation pour obtenir des résultats fiables.

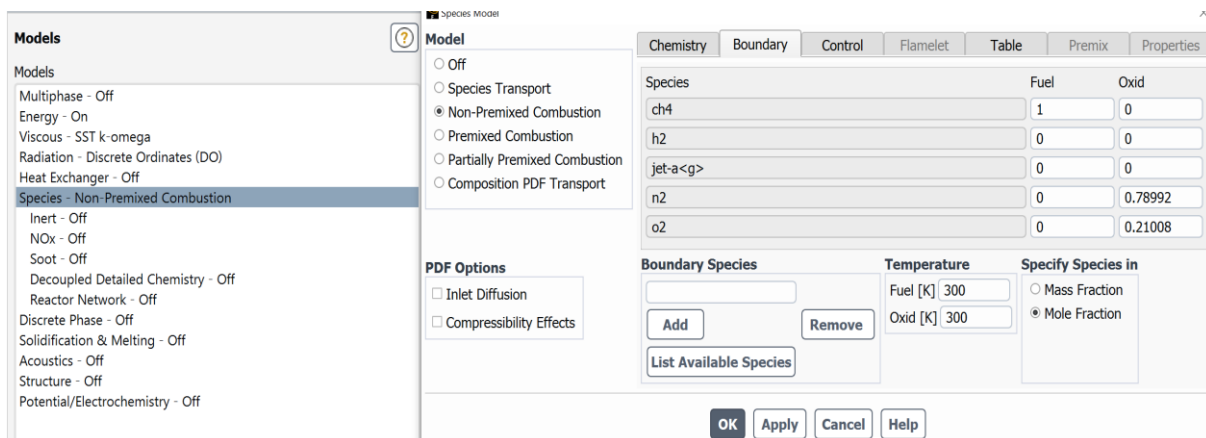


Figure (3.10) : les étapes de choix de modèle de combustion sous Fluent.

3.4.3.2.2.3. Conditions aux limites :

En plus d'un maillage adéquat, les conditions aux limites sont très importantes pour obtenir une solution précise avec une convergence rapide. Fluent offre la possibilité de changer le type des conditions aux limites et de régler les données suivant nos besoins. Dans ce code de calcul on trouve plusieurs types de conditions aux limites, parmi ces conditions on peut citer les suivantes :

❖ **Velocity inlet :**

- Spécifier la vitesse par :
 - ✓ Magnitude normale à la frontière.
 - ✓ Les composants.
 - ✓ Magnitude et direction.
- Le profil de vitesse est uniforme par défaut
- Pour les écoulements incompressibles :
 - ✓ La pression statique s'ajuste afin de correspondre à celle de la vitesse demandée.
 - ✓ Les propriétés globales (stagnation) varient aussi.
- Peut être utilisée comme condition de sortie si une vitesse négative est spécifiée.

❖ **Pressure inlet :**

- Spécifier :
 - ✓ La pression totale :
 - Définie l'énergie de l'écoulement.
 - Sert de la pression de référence dans le cas de backflow (sa direction est déterminée à partir de la solution intérieure).
 - ✓ Pression statique :
 - Pression statique où l'écoulement est localement supersonique ; ignorée si subsonique.

- Sera utilisée si l'écoulement est initialisé à Partir de cette frontière.
- ✓ Température totale :
 - Utilisé comme température statique dans les écoulements incompressibles.
- ✓ Direction de l'écoulement.
- Pour un écoulement compressible on a :

$$p_{tot} = p_{stat} \left(1 + \frac{K-1}{2} M^2\right)^{K/(K-1)} \quad (3.1)$$

$$T_{tot} = T_{stat} \left(1 + \frac{K-1}{2} M^2\right) \quad (3.2)$$

- Pour un écoulement incompressible on a :

$$p_{tot} = p_{stat} + \frac{1}{2} \rho v^2 \quad (3.3)$$

inlet02

Momentum Thermal Radiation Species DPM Multiphase Potential Structure UDS

Velocity Specification Method Magnitude, Normal to Boundary

Reference Frame Absolute

Velocity Magnitude [m/s] 109.7

Supersonic/Initial Gauge Pressure [Pa] 0

Turbulence

Specification Method Intensity and Viscosity Ratio

Turbulent Intensity [%] 5

Turbulent Viscosity Ratio 10

Figure (3.11) : Choix de la vitesse de O2 et de la pression de O2 a l'entrée

inlet_fuel

Momentum Thermal Radiation Species DPM Multiphase Potential Structure UDS

Velocity Specification Method Magnitude, Normal to Boundary

Reference Frame Absolute

Velocity Magnitude [m/s] 105.4

Supersonic/Initial Gauge Pressure [Pa] 0

Turbulence

Specification Method Intensity and Viscosity Ratio

Turbulent Intensity [%] 5

Turbulent Viscosity Ratio 10

Figure (3.12) : Choix de la vitesse de CH4 et la pression de CH4 a l'entré

❖ **Pressure outlet :**

- Spécifie un niveau statique de pression.
 - ✓ Interprété comme la pression statique de l'environnement extérieur.
- Back flow
 - Peut arriver dans les pressure outlet en cours de calcul ou comme solution final.
 - La direction de back flow est supposée normale à la frontière.
 - Les données de back flow doivent être posées pour toutes les variables.
 - Plus elles sont réalistes moins la convergence est difficile.
- Utilisable avec les écoulements compressibles
- La pression est ignorée si l'écoulement est localement supersonique.
- Peut être utilisé comme frontière libre dans un écoulement externe ou non-confiné.

❖ **Out flow :**

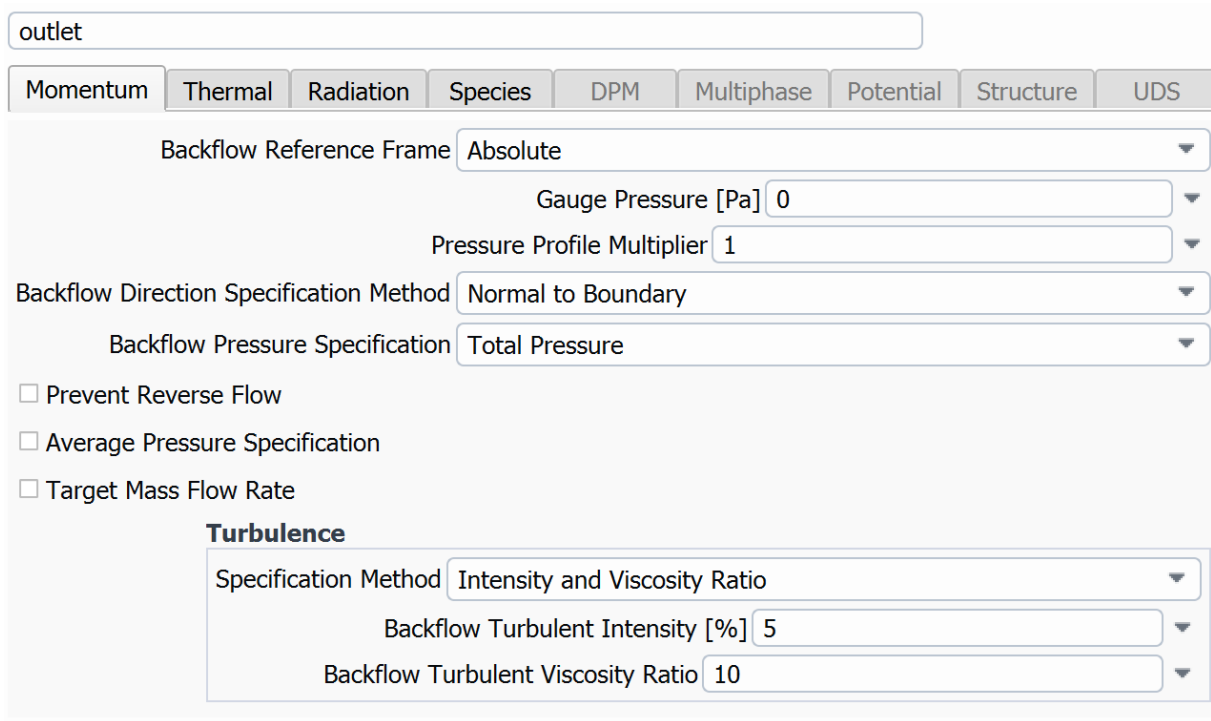
- Pas d'information sur la pression ni sur la vitesse sont nécessaire.
 - ✓ Les données à la sorties sont interpolées à partir des données internes.
 - ✓ Des corrections de conservation de masse peuvent être appliquées.

(4.17) :outflow condition

- Prévu pour les écoulements incompressibles.

Figure

- ✓ Ne peut être utilisé avec une pression inlet, doit être velocityinlet.
- ✓ Ne peut être utilisée pour un écoulement instationnaire compressible.
- Mauvais taux de convergence pour le backflow.
 - ✓ Ne peut être utilisé si un backflow est attendu dans la solution finale.



outlet

Momentum Thermal Radiation Species DPM Multiphase Potential Structure UDS

Backflow Reference Frame Absolute

Gauge Pressure [Pa] 0

Pressure Profile Multiplier 1

Backflow Direction Specification Method Normal to Boundary

Backflow Pressure Specification Total Pressure

Prevent Reverse Flow

Average Pressure Specification

Target Mass Flow Rate

Turbulence

Specification Method Intensity and Viscosity Ratio

Backflow Turbulent Intensity [%] 5

Backflow Turbulent Viscosity Ratio 10

Figure (3.13) :Les conditions au limites a la sortie de la chambre de combustion

❖ Condition à la paroi :

- Limite fluide/solide.
- Avec les écoulements visqueux, conditions de non glissement à la paroi.
 - ✓ Vitesse tangentielle de fluide égale à la vitesse de la paroi.
 - ✓ Composante normale de vitesse = 0.
 - ✓ Le cisaillement peut être spécifié.
- Conditions thermiques :
 - ✓ Plusieurs possibilités.
 - ✓ Le matériau de mur et son épaisseur peuvent être définis pour des calculs de transfert.
- La rugosité de mur peut être définie pour les écoulements turbulents.
- Une vitesse de translation ou de rotation peut être affectée au mur.

Pour le changement et le réglage de l'une au d'autre de ces conditions il faut suivre les étapes suivantes :

- Sélectionner sur la fenêtre tree : condition boundary.
- Choisir l'une des zones apparaitre sur la fenêtre task page, puis choisir l'une des conditions citées la haut.
- Après qu'on clique sur édit, il va apparaitre une fenêtre qu'on doit l'a rempli avec les caractéristiques de condition choisi.

3.4.3.2.3.Initialisation

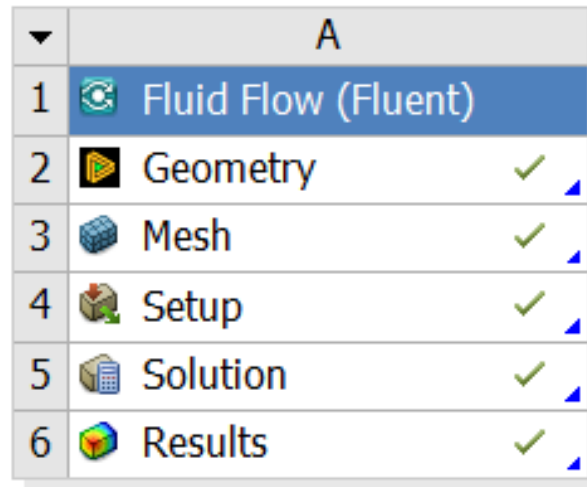
Pour une solution la plus exacte possible le solveur de Fluent procède par itérations successives pour résoudre le système obtenu par discrétisation des équations. La procédure d'itération nécessite que toutes les variables soient initialisées avant le démarrage du calcul pour améliorer la stabilité et la vitesse de convergence.

Le solveur part de la solution initiale et grâce à un algorithme itératif de résolution du système obtenu par discrétisation, va effectuer des itérations. Si tout se passe bien, chaque itération doit modifier la solution courante pour la remplacer par une solution plus proche de la solution exacte recherchée. A chaque itération et pour chaque équations une erreur, nommée résidu, est calculé par rapport à une solution exacte de système. Un calcul diverge si les résidus augmentent au cours des itérations [60].

3.4.3.3. Convergence :

Le suivi de la convergence se fait avec les résidus, en général, la solution converge quand les résidus atteignent l'ordre de 10^{-3} . Toutefois, dans certains cas il faut pousser les calculs jusqu'à l'ordre de 10^{-4} ou de 10^{-6} . Mais, il n'existe pas des règles universelles [60].

Pour confirmer la convergence de notre étude, nous avons tracé l'allure de l'évolution des résidus de calcul en fonction des itérations (Figure 4.20)



| | A |
|---|---------------------|
| 1 | Fluid Flow (Fluent) |
| 2 | Geometry ✓ |
| 3 | Mesh ✓ |
| 4 | Setup ✓ |
| 5 | Solution ✓ |
| 6 | Results ✓ |

Figure (3.14) : les étapes nécessaires a vérifiés sous fluent.

3.4.3.3.1. Stabilité :

Des instabilités numériques peuvent apparaître avec un problème mal posé, un mauvais maillage et/ou un mauvais réglage du solveur. Cela est détecté par des résidus qui augmentent ou restent « bloqué », indiquant une divergence des résidus, c'est-à-dire qu'il y a un déséquilibre dans les équations de conservation.

Les solutions possibles pour remédier ce problème sont [7, 12,13-15]:

- Vérifier que le problème est bien posé.
- Calculer une première solution avec un schéma à l'ordre 1.
- Diminuer la sous-relaxation pour les équations ayant des problèmes de convergence.
- Réduire le nombre de courant
- Remailler ou raffiner le maillage.

3.5. Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter la suite logicielle ANSYS, utilisée pour le traitement géométrique de notre chambre de combustion et la discrétisation du domaine de calcul à l'aide d'un maillage non structuré. Nous avons également discuté des paramètres du modèle numérique choisis, essentiels pour analyser l'écoulement à l'intérieur de la chambre de combustion. Étant donné que la solution numérique est étroitement liée à la grille conçue, une étude de sensibilité du maillage a été effectuée pour sélectionner une grille optimisée, équilibrant le nombre de mailles, les ressources de calcul nécessaires et le temps de calcul pour les phases ultérieures de notre étude.

CHAPITRE 4 : Résultats et Commentaires

4.1. Introduction :

Après avoir présenté dans le chapitre précédent, la discrétisation du domaine physique et de la géométrie, ainsi le maillage et sa sensibilité jusqu'à l'arrivé au maillage optimum. Nous allons utiliser ce dernier pour simuler le comportement de la structure de la flamme turbulente de diffusion, ainsi les différents paramètres thermodynamiques, à savoir la température, la pression, la vitesse et les fractions massiques des réactifs et celles des espèces formées par la combustion [9,10].

4.2. Présentation des résultats :

4.2.1. Contours thermiques :

4.2.1.1. Contours de température statique :

Dans la Figure 1, on observe que les températures de la flamme de jet oxy-combustible atteignent des pics locaux dépassant 1800 K (Figure 4.1). En comparaison, la référence [1,2] indique des températures atteignant jusqu'à 2000 K (figure 4.2) . Cette différence d'environ 10 % suggère que notre modèle pourrait sous-estimer légèrement la performance thermique de la flamme oxy-combustible. De telles variations pourraient être attribuées à des différences dans les conditions expérimentales ou les modèles de calcul utilisés. Comprendre ces différences est crucial pour optimiser les systèmes de combustion et réduire les émissions dans les applications pratiques.

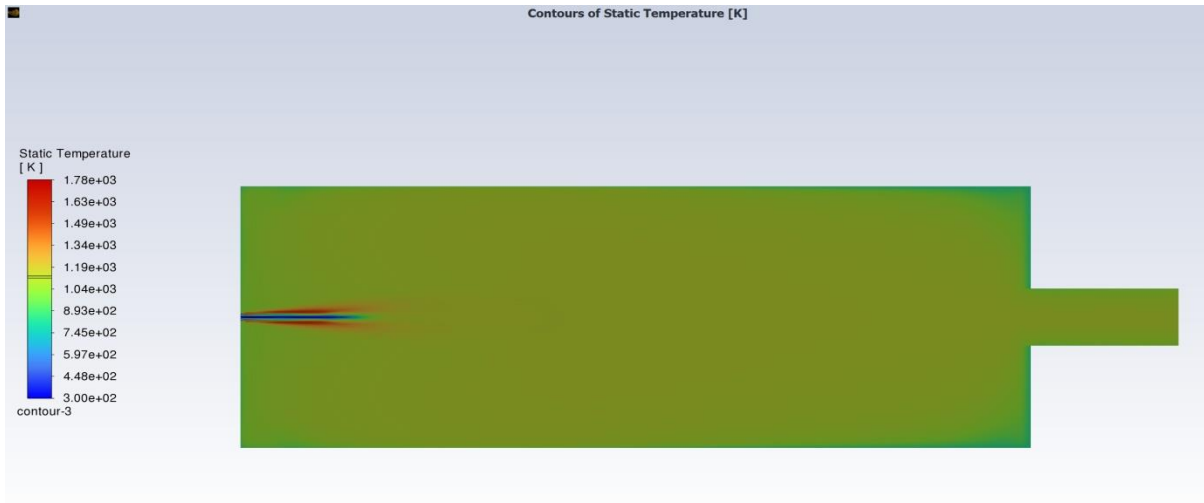


Figure (4.1a) : distribution de la température statique le long de la chambre.

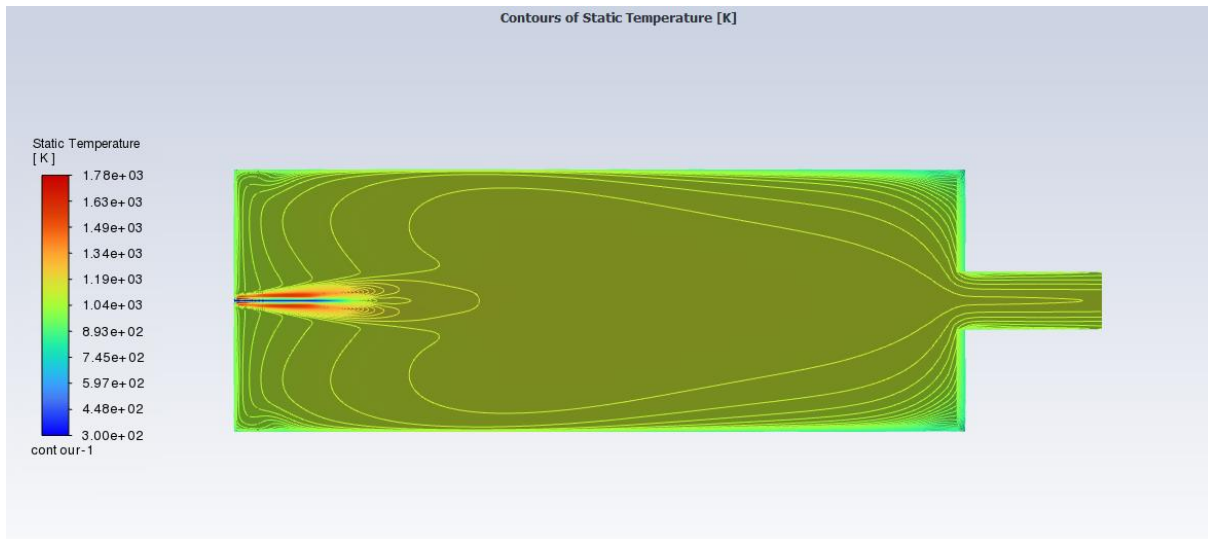


Figure (4.1b) : distribution de la température statique le long de la chambre.

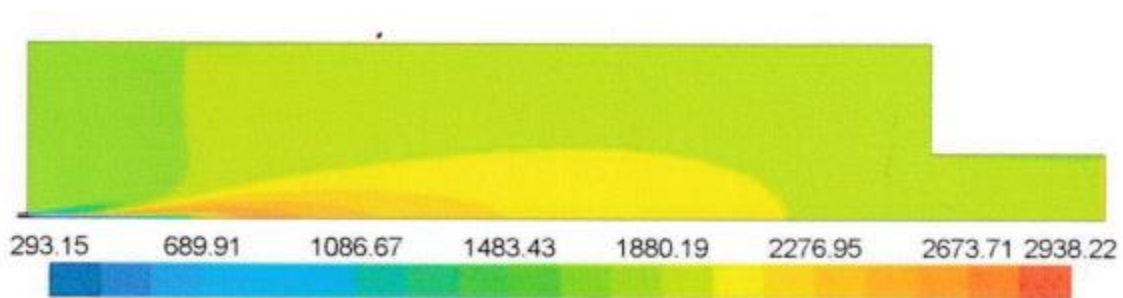


Figure (4.2) : distribution de la température statique le long de la chambre [1,2].

4.2.2. Contours de vitesse

Les figures 4.3 qui représente le contour des champs de vitesse axiale moyennée selon Favre indiquent que la vitesse de la flamme atteint environ 114 m/s pour nos résultats. En comparaison, la référence [1,2] a rapporté une vitesse de 110 m/s. L'erreur relative entre nos résultats et ceux de la référence est d'environ 3,64 %, Cette légère différence peut être attribuée à des variations dans les conditions de simulation et dans le model de combustion employés. Ces résultats indiquent que notre modèle est en accord raisonnable avec les données expérimentales, ce qui renforce la validité de notre approche numérique dans l'analyse de la dynamique de la flamme.

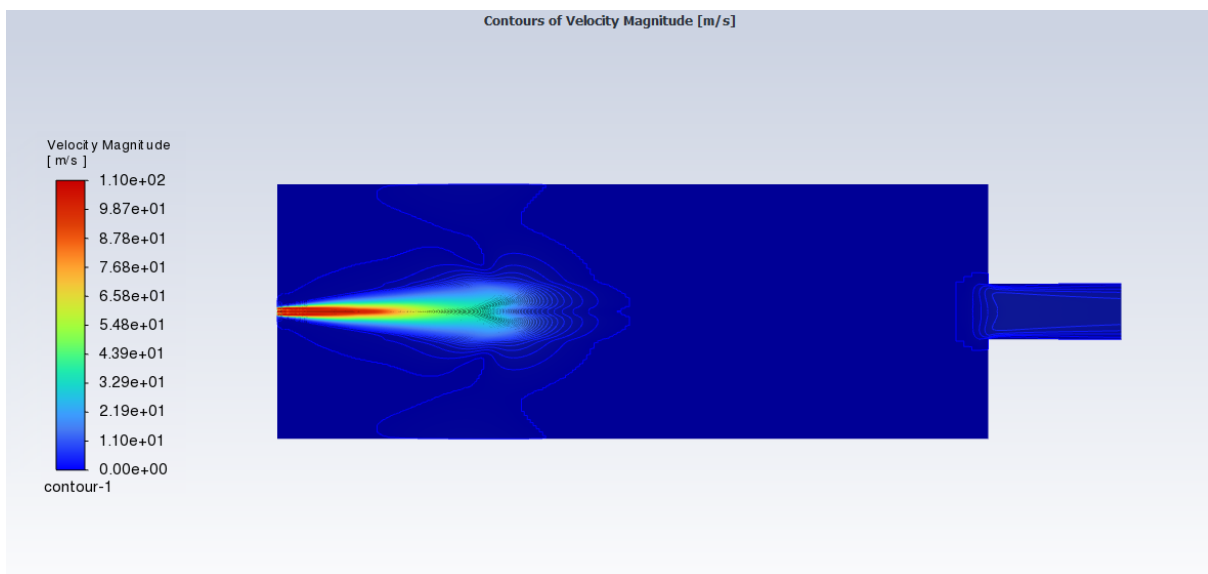


Figure (4.3) : Contour de vitesse le long de la chambre.

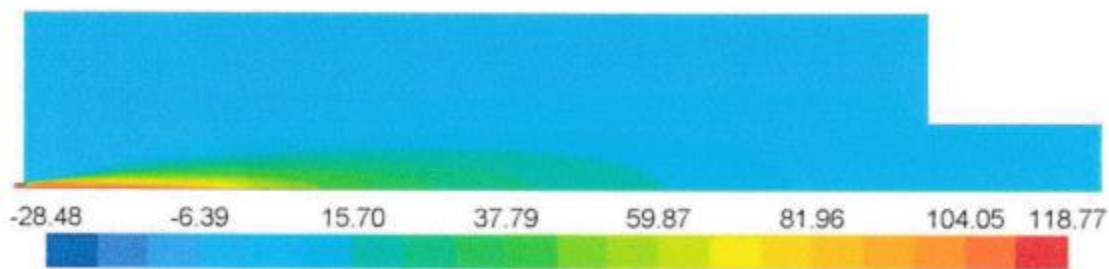


Figure (4.4) : contour de vitesse le long de la chambre pour [1,2].

4.2.3. Contours de la fraction massique de CO et CO₂

Dans la Figure 4.5, on observe que la fraction massique de CO atteint localement des valeurs assez élevées, mais diminue progressivement en aval le long de la flamme, permettant ainsi une meilleure combustion à la sortie de la chambre de combustion. Pour nos résultats, la production maximale de CO est de 0,122, ce qui montre une réduction efficace des émissions en sortie de la chambre, en ligne avec les objectifs de combustion propre et complète.

Dans la Figure 4.6, la fraction massique de CO₂ atteint localement des valeurs élevées, mais diminue progressivement en aval le long de la flamme, favorisant ainsi une combustion plus complète à la sortie de la chambre de combustion. Nos résultats montrent une production maximale de CO₂ avoisinant 0,1, ce qui reflète une réduction notable des émissions. Cela souligne l'efficacité du processus de combustion et son impact positif sur la propreté des gaz d'échappement.

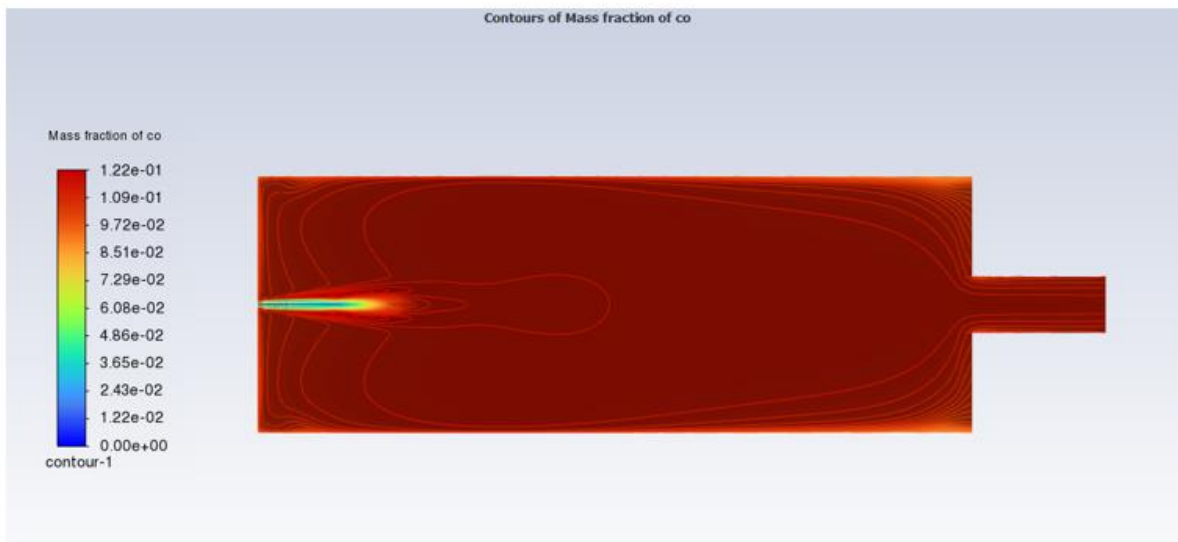


Figure (4.5) : contour de fraction massique du CO long de la chambre

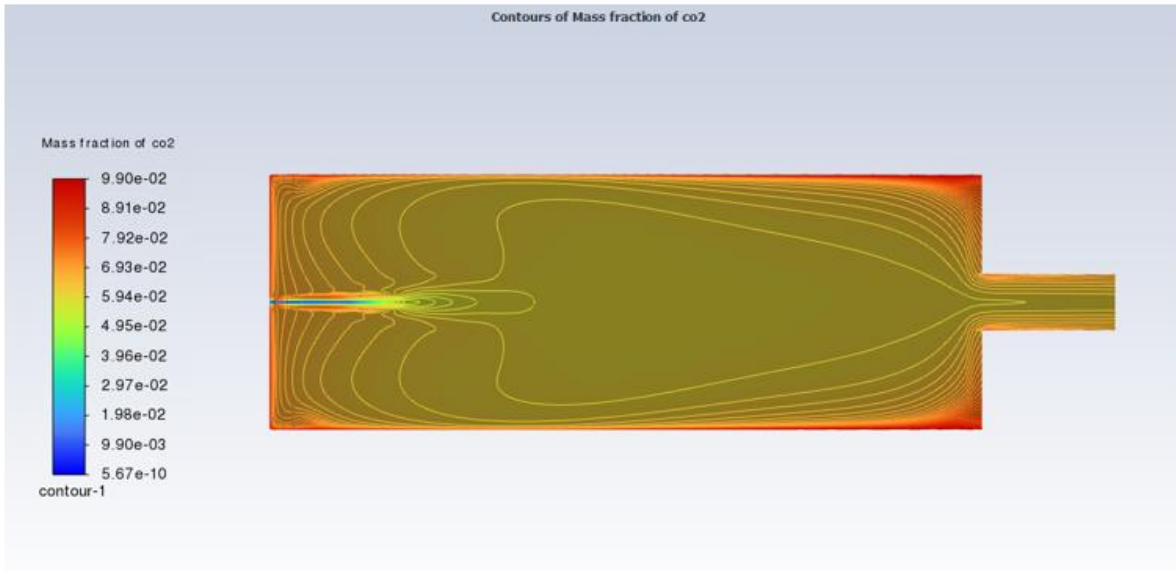


Figure (4.6) : contour de fraction massique du CO2 long de la chambre

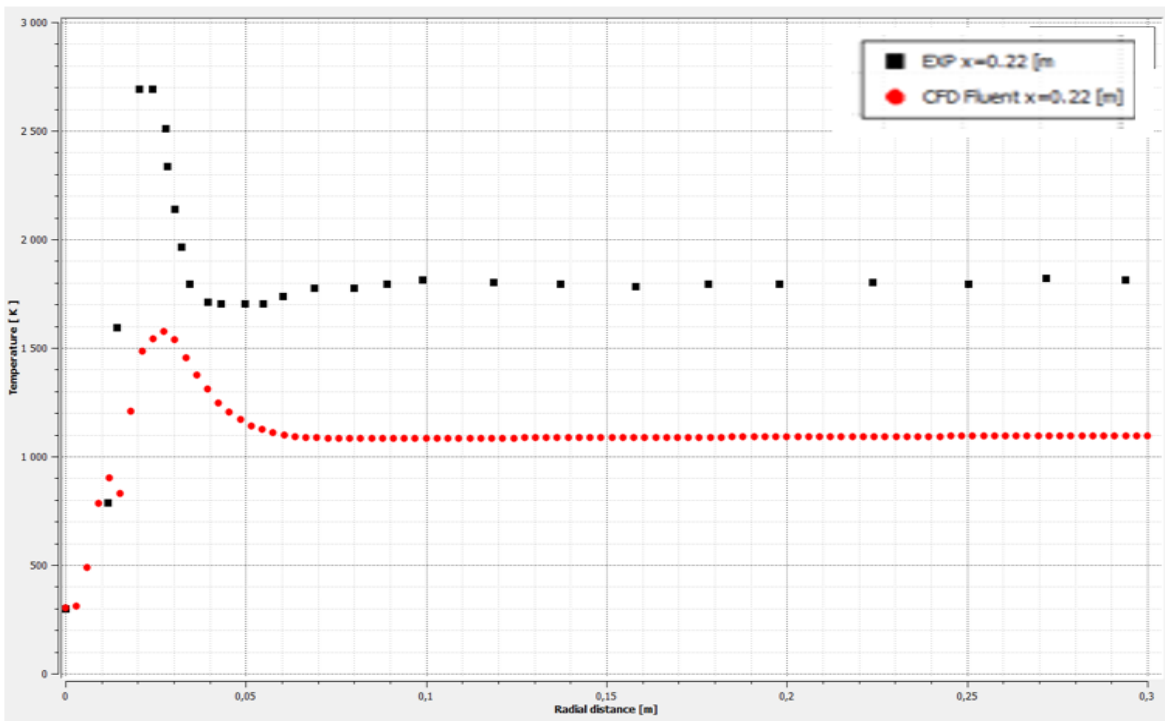


Figure (4.7) : Profils radiaux de température à différentes stations axiales

(a) $x : 0,22 \text{ m}$, (b) $x : 0,82 \text{ m}$ (Expériences issues des références [1.2]).

Les profils radiaux de température statique prédits sont comparés aux valeurs expérimentales [1,2] dans la Figure 4.7, à une station axiale ($x : 0,22$ m, mesurée depuis la sortie du brûleur coaxial).

Pour $x : 0,22$ m (Figure 4.7), le pic de température mesuré à environ $0,02$ m de la position radiale est bien reproduit par notre simulation, avec une valeur proche de 1600 K. Bien que la prédiction du pic de température corresponde bien à la valeur mesurée, la position et l'extension radiale de cette zone sont légèrement sous-estimées. La simulation prédit également un minimum local de température à environ $0,025$ m de la position radiale, tandis que les mesures montrent un minimum beaucoup plus faible à une position radiale plus large, autour de $0,04$ m. Cela conduit à une sous-estimation de la température entre $0,02$ m et $0,05$

5.4. Conclusion :

Ce dernier chapitre est consacré principalement à la présentation des différents résultats obtenue à partir de la suite de logiciel ANSYS, qu'il nous a permis non seulement de mieux comprendre la phénoménologie qui a lieu à l'intérieur de la chambre de combustion étudiée mais aussi de vérifier les différents paramètres qui régissent les performances de cette dernière telle que la température et la production des polluants CO et CO₂. Ensuite, ces résultats ont été comparés avec la littérature scientifique, ou ils présentent relativement de bonnes concordance et par conséquent s'assurer de leurs validités.

Conclusion générale :

La présente étude de projet de fin d'études a permis d'approfondir la compréhension des phénomènes liés à la combustion dans un contexte semi-industriel, en particulier dans une chambre de combustion alimentée en gaz naturel et en oxygène. L'approche choisie, à savoir la simulation numérique par le biais du logiciel ANSYS-Fluent, a permis d'analyser en détail le comportement des principaux paramètres thermodynamiques, tels que la température, la vitesse de l'écoulement, et les fractions massiques des produits de combustion (CO, CO₂).

Parmi les principaux résultats obtenus, la température maximale simulée à l'intérieur de la chambre de combustion a atteint environ 1880 K, ce qui montre une bonne concordance avec les données expérimentales, bien que légèrement inférieure à certaines références qui atteignent jusqu'à 2000 K. De plus, les vitesses axiales moyennes prédites se sont avérées très proches des résultats de la littérature, avec une vitesse maximale de 114 m/s contre 110 m/s, confirmant la validité de notre modèle de simulation.

Les résultats relatifs aux émissions polluantes ont révélé des concentrations de CO locales assez élevées, mais qui diminuent progressivement en aval de la flamme, suggérant une combustion plus propre en sortie de chambre. La production de CO₂ a, quant à elle, été bien captée, avec une fraction massique maximale avoisinant 0,1, ce qui traduit une efficacité de combustion satisfaisante.

Ces résultats montrent que l'approche méthodologique adoptée est solide et peut être utilisée comme base pour des études supplémentaires dans le domaine de la combustion oxy-fuel. Néanmoins, quelques ajustements dans les modèles de turbulence et de réaction chimique pourraient encore améliorer la précision des simulations, en particulier pour les zones de haute température et la réduction des émissions polluantes.

En conclusion, ce travail constitue une avancée significative dans la simulation de processus de combustion, et ouvre la voie à de futures recherches visant à optimiser l'efficacité des systèmes de combustion tout en réduisant leur impact environnemental. Les résultats obtenus offrent des perspectives prometteuses pour l'amélioration des performances énergétiques et environnementales des installations industrielles.

Perspectives

Cette mémoire de PFE offre des perspectives intéressantes pour les études futures, notamment dans l'optimisation de la combustion oxy-fuel, l'amélioration de la prédiction des émissions de polluants, et l'application de ces modèles à d'autres types de combustibles dans des systèmes de combustion industriels. Ces avancées contribueront à un développement plus durable et respectueux de l'environnement des technologies de combustion.

References

- [1] : A. C. Benim*, B. Pfeiffelmann, P. Wollny, A. Gies, A. Al-Halbouni, H. Rahms:r, “VALIDATION OF TURBULENT COMBUSTION MODELS FOR OXY-NATURAL GAS DIFFUSION FLAMES”, Çeçme, Izmir, Turkqt, September8-13,2013.
- [2] :J.Warnatz, U. Maas and R. W. Dibble. “Combustion – Introduction, Fundamental Definitions and Phenomena”. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2006.
- [3] :R. BORGHI & M. DESTERIAU La combustion et les flammes, TECHNIP (1975).
- [4] : "Damköhler numbers" Retrieved from https://en.wikipedia.org/wiki/Damk%C3%B6hler_numbers [Accessed: June 14, 2023].
- [5] :MOUANGUE RUBEN MARTIN « Contribution à la modélisation de la combustion turbulente non-prémélangée avec prise en compte de l’autoallumage»- thèse de doctorat- 2011.
- [6] :DENIS VEYNANTE "modélisation et simulation numérique de la combustion turbulente" WWW.idris.fr/docs/journal/pdf_N.3/N3veynam.pdf.
- [7] :R.Borghi and M. Destriau. "Combustion and flame:chemical and physicalprinciples". Editions Technip, 1998.
- [8] :J. J. McGuirk and J. M. L. M. Palma. “The flow inside a model Gas Turbine Combustor : Calculations”. Transactions of the ASME, 594 – 602 (115) 1993
- [9] :Shah, R. D., & Banerjee, J. (2015, April 22). Thermal and emission characteristics of a CAN combustor. Heat and Mass Transfer, 52(3), 499–509. <https://doi.org/10.1007/s00231-015-1572-9>
- [10] :Shreekala N, & S. N. Sridhara. (2018, November). Combustion Characteristics In a Can Combustor Fueled with surrogates of Gasoline and Jet-A using Numerical Methods .International Journal of Pure and Applied Mathematics, Volume 119 No. 14 2018, 187-192
- [11] :.Williams, F. A. (2018, March 5). Combustion Theory. <https://doi.org/10.1201/9780429494055>
- [13]: DAVID WILCOX C., « Turbulence Modeling for CFD »; DCW Industries, Inc. La Cafiada, California 91011; November 1994.
- [14] :FLUENT INC. FLUENT12.0 User Guide.
- [15] :Tutorial 15. Using the Non-Premixed Combustion Model Release 12.0 c ANSYS, Inc. March 12, 2009.
- [16] Andersen J., et al.: Energy & Fuels, 23:1379 (2009)