

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE HADJ-LAKHDAR BATNA
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

MEMOIRE

Diplôme de **MAGISTERE**

Option : **PHYSIQUE ENERGETIQUE**

Etude Numérique de la Combustion des Gaz dans un Four de Cimenterie

Présenté par :

NOUI Samira

Soutenu le : 05 Mars 2006

Devant le jury :

Président	Dr HECINI Mabrouk	M.C	Université de Biskra
Rapporteur	Dr BENMOUSSA Hocine	M.C	Université de Batna
Examineurs	Dr SOUDANI Azeddine	M.C	Université de Batna
	Dr BOUGOUL Saâdi	M.C	Université de Batna
	Dr MESSAOUDI Laïd	C.C	Université de Batna

Dédicace

Je dédie cet humble travail à la mémoire de mon frère Mohamed qui m'est toujours la plus chère, puisse Dieu le miséricordieux ait pitié de son âme.

Samira

REMERCIEMENTS

J'adresse mes sincères remerciements à :

Dr. BENMOUSSA Houcine d'avoir accepté de m'encadrer en dépit de son emploi du temps très chargé et de la confiance qu'il m'a témoignée.

Dr. HECINI Mabrouk d'avoir accepté de présider le Jury.

Dr MESSAOUDI Laïd pour sa disponibilité, son aide précieuse en rapport avec les logiciels utilisés, les problèmes d'installation souvent rencontrés ainsi que ses conseils judicieux.

Dr. SOUDANI Azeddine et Dr. BOUGOUL Saâdi d'avoir accepté d'examiner le présent mémoire et m'enrichir de leurs remarques et critiques objectives ainsi que leur soutien moral et leurs encouragements pendant toute la durée de ma post graduation.

Mr DEMAGH Yassine pour m'avoir proposé le sujet et pour l'aide qu'il m'a apportée.

Melle MEZAACHE Fouzia pour son aide inestimable à tout point de vue et son sourire réconfortant, qu'elle trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Ma soeur Melloula pour son immense aide dans les moments difficiles.

Je tiens aussi à témoigner mon profond respect pour toute l'équipe de recherche du laboratoire de Mécanique-Energétique de l'Université de Constantine en particulier à Mr le Professeur NEMOUCHI Zoubir.

Mon cher mari pour son aide et sa patience.

S. NOUI

Sommaire

Nomenclature.....	
<i>Introduction</i>	
1. Introduction	01
2. Etude bibliographique	02
3. Objectif du travail.....	04
4. Contenu du mémoire.....	04
<i>Chapitre I : Processus dans les fours de cimenterie</i>	
I.1. Introduction.....	05
I.2. Four rotatif de cuisson.....	06
I.2.1. Vitesses des gaz à l'intérieur du four.....	09
I.3. Domaine d'étude et dimensionnement.....	09
I.4. Brûleur.....	10
I.4.1. Combustion à l'intérieur du four.....	11
<i>Chapitre II : Notions sur les flammes</i>	
II.1. Introduction.....	14
II.2. processus de combustion.....	14
II.3. Combustion laminaire.....	15
II.3.1. Flamme laminaire prémélangée.....	15
II.3.2. Flamme laminaire non prémélangée.....	16
II.4 Combustion Turbulente	20
II.4.1 Diagrammes de combustion turbulente.....	20
II.4.1.1 Diagramme de combustion turbulente prémélangée.....	20
II.4.1.2. Diagramme de combustion turbulente non- prémélangée.....	24
II.5. Brève présentation de quelques modèles de combustion turbulente.....	27
II.5.1. Modèles de combustion turbulente.....	28
<i>Chapitre III : Formulation numérique</i>	
III.1. Equations de l'aérothermochimie turbulente.....	29
III.1.1. Equation de continuité	29
III.1.2. Equations de conservation de quantité de mouvement.....	29

III.1.2.1. Modèle k- ϵ	30
III.1.3.1. Equations de transport de l'énergie cinétique turbulente.....	30
III.1.3.2. Equations de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.....	31
III.1.4. Equations de conservation de l'énergie.....	31
III.1.4.1. Equations d'état.....	32
III.1.5. Equations de transfert radiatif	32
III.1.6. Equations de conservation des espèces chimiques	33
III.2. Modèle de combustion.....	34
III.3. Traitement près des parois.....	34
III.3.1. Fonction de paroi standard.....	36
III.3.1.1. Quantité de mouvement.....	36
III.3.1.2. Energie	37
III.3.1.3. Turbulence	38
III.3.1.4. Les espèces chimiques	38
III.4. Conditions aux limites	39

Chapitre VI : méthode numérique de résolution

INTRODUCTION	
IV.1. Méthode des volumes finis	40
IV.2. Maillage	40
IV.3. Discrétisation.....	41
IV.3.1. Linéarisation de l'équation discrétisée	42
IV.3.2. Sous relaxation.....	42
IV.4 Discrétisation de l'équation de la quantité de mouvement	43
IV.4.1. Schéma du premier ordre amont	44
IV.4.2. Schéma du second ordre amont.....	44
IV.4.3. Schéma Quick	44
IV.5. Interpolation de la pression	45
IV.5.1. Schéma standard.....	45
IV.5.2. Schéma du second ordre.....	45
IV.5.3. Schéma PRESTO (option de pression décalée)	46
IV.6. Discrétisation de l'équation de continuité	46
IV.7. Couplage Vitesse -Pression.....	46
IV.7.1. Algorithme SIMPLE (semi-implicit method for pressure linked equations)	46

IV.8. Procédure de résolution.....	48
IV.9 Algorithme de calcul.....	48

Chapitre IV: Résultats et Discussions

V.1. Description du problème	50
V.2. Condition aux limites et maillage	50
V.2.1. Condition aux limites	50
V.2.2. Maillage	51
V.2.2.1. Effet de maillage	52
V.3. Discussion des résultats.....	53
V.3.1. Champ de température.....	53
V.3.2. Champ dynamique.....	57
V.3.3. Champ turbulent.....	60
V.3.4. Contours des fractions massiques des différentes espèces.....	63

<i>Conclusion Générale et Perspectives Futures</i>	67
---	----

Références Bibliographiques

Tutorial et Annexes

Nomenclature

A	Surface (m^2).
A et B	Constantes empiriques du modèle Eddy dissipation.
\vec{A}	Vecteur de surface
a_p, a_{nb}	Coefficient de linéarisation, (nb) pour cellules adjacentes
b	Résidu
C_p	Chaleur spécifique à pression constante ($J / kg K$)
c_0, c_1	Centre des cellules
D	Diamètre (m)
E	Energie totale (J)
I	Intensité de turbulence (%)
k	Energie cinétique turbulente (m^2/s^2)
M	Masse (kg)
$M_{w,i}$	Masse molaire de l'espèce i (g/mole)
r	Rayon (m)
R	Constante universelle des gaz ($R = 8.314 J \text{ mole}^{-1} K^{-1}$)
R_i	Taux net de production par réaction chimique ($kg/m^3.s$).
S_\emptyset	Terme source
T	Température (K)
u, v	Vitesses axiale et radiale moyennes (m/s)
U_L	Vitesse de la flamme laminaire (m/s)
u'	Fluctuation axiale (m/s). ($u' = \sqrt{u'^2}$)
v'	Fluctuation radiale (m/s). ($v' = \sqrt{v'^2}$)
Y_i	Fraction massique d'une espèce i.
Y_P	Fraction massique d'une espèce P dans les produits.
Y_R	Fraction massique d'une espèce R dans les réactifs.

Lettres grecques

α	Facteur de sous relaxation
θ	Coefficient pour le schéma Quick
Γ_ϕ	Coefficient de diffusion de ϕ
δ	Epaisseur de la zone de réaction
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^3)
η	Micro échelle spatiale de Kolmogorov
λ	Conductivité thermique.
μ	Viscosité dynamique ($\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s}$)
μ_t	Viscosité dynamique turbulente ($\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s}$)
ν	Viscosité cinématique (m^2/s)
ν_t	Viscosité cinématique turbulente (m^2/s).
ν', ν''	Coefficients stœchiométriques pour réactifs et produits
ρ	Masse volumique (kg/m^3).
τ_c	Echelle de temps caractéristique de la réaction chimie (s).
τ_t	Echelle de temps caractéristique de la turbulence (s)
$\dot{\omega}$	Taux de réaction ($\text{mole}/\text{cm}^3 \cdot \text{s}$).
ϕ	Scalaire

Nombres sans dimension

Da	Nombre de Damköhler
Pr	Nombre de Prandtl
Re	Nombre de Reynolds
Sc _t	Nombre de Schmidt turbulent
Ka	Nombre de Karlovitz

1. Introduction

La combustion turbulente est l'un des thèmes privilégié de l'énergétique. C'est pourquoi ce travail a pour but la simulation des écoulements réactifs turbulents, en particulier l'étude numérique des flammes de diffusion turbulente (non prémélangées). En effet ces dernières se trouvent dans diverses applications technologiques telles que les brûleurs industriels, les moteurs Diesel, les fours industriels...etc. Ce type de flammes est utilisé principalement pour des raisons écologiques, à cause de l'émission dans l'environnement de gaz très nocifs tels que le monoxyde de carbone (CO), les oxydes d'azote (NO_x) et de soufre (SO_x). En ajoutant à cela les accords de Kyoto et l'augmentation inquiétante des problèmes de pollution, leurs études deviennent plus que nécessaires.

L'une des raisons aussi, est le fait que l'Algérie, un pays disposant de ressources pétrolières et gazières importantes, doit disposer de ressources humaines et de recherche scientifique conséquente spécialisée dans le domaine de la combustion et ses applications.

L'autre raison est que les écoulements des fluides rencontrés dans l'industrie ont le plus souvent un caractère complexe qui est dû à la nature des fluides eux même et à plusieurs facteurs qui peuvent les influencer, par exemple la compressibilité et l'instationnarité.

Suite à cela le but recherché est la compréhension et la maîtrise de la stabilité des flammes de diffusion turbulente afin d'améliorer les performances techniques et sécuritaires des différents dispositifs et installations énergétiques. De ce fait il est nécessaire de comprendre les processus physique et chimique prépondérants au sein du système de combustion telles que la stabilité des flammes, l'interaction entre la turbulence et les réactions chimiques et le comportement dynamique.

Les mesures expérimentales souvent utilisées pour analyser ces écoulements sont coûteuses alors que la simulation qui est la résolution numérique des équations de la dynamique des fluides et du transfert de chaleur, nous permet de visualiser les résultats d'un écoulement sur un simple écran d'ordinateur, en relevant des variables telles que la vitesse, la pression et la température. L'énorme progrès qu'ont connu les outils de simulation et les derniers modèles de combustion turbulente rend l'association entre l'approche numérique et le travail expérimental de plus en plus indispensable.

Concernant les travaux numériques, les codes de simulation deviennent un outil indispensable pour l'étude des phénomènes physiques très complexes dont les écoulements réactifs en font partie et pour la validation des résultats expérimentaux.

Récemment le code Fluent est devenu l'un des outils les plus utilisés pour la simulation de tous les phénomènes dans le domaine de l'énergétique tant pour l'industrie que pour la recherche.

2. Etude bibliographique

Ce n'est que dans les années 40 qu'on a commencé à étudier sérieusement les flammes turbulentes avec des travaux théoriques et expérimentaux. Damköhler [1] par exemple a montré l'influence du nombre de Reynolds sur la vitesse de la flamme en le régime turbulent et l'effet de la géométrie a été exploré.

Hotell et Hawthorne, en 1949 [2] ont montré que la longueur d'une flamme de diffusion turbulente ne dépend pas de la vitesse d'arrivée des gaz alors que celle d'une flamme de diffusion laminaire est proportionnelle à celle-ci.

Kuo et al. [3] ont considéré dans leur approche que l'échelle temporelle associée à la flamme turbulente est différente de celle de la flamme laminaire.

La modélisation de la combustion non prémélangée a commencée par l'approche de Bilger [4], celle-ci permet de calculer le champ des fractions massiques moyen et de leurs fluctuations sans faire appel au taux de réaction, lorsque les fractions massiques sont reliées à la fraction de mélange de façon parfaitement déterministe.

Une formule plus au moins empirique, proposée par Magnussen [5] est largement utilisée dans l'industrie. La modélisation ou le taux moyen de réaction est supposé proportionnel à une « surface moyenne de flamme par unité de volume » a été proposé en 1978 par Marble et Broadwel [6]. C'est le modèle dit « de la flamme cohérente », qui a été ensuite transposé aux flammes de prémélange.

Bray [7] a étudié l'interaction entre la turbulence et la combustion d'un point de vue modélisation. Les effets de la combustion sur la structure de la turbulence et ceux de la turbulence sur les taux de réactions chimiques ont été discutés.

Borghini et Dutoya [8] ont traité le problème de fermeture du flux diffusif turbulent et la destruction moléculaire des fluctuations des espèces réactives (ou de la température) en

considérant les formes de la PDF (Probability Density Function) pour les vitesses et les concentration des espèces.

Une comparaison de calcul d'expériences tiré de [9] démontre que les profils des fractions massiques des espèces chimiques sont majoritaires, ainsi que la température. Il s'agit là encore de valeurs moyennes, bien sûr. L'accord semble tout à fait satisfaisant, compte tenu des difficultés de mesure.

Vervisch et al. [10] ont utilisé la méthode PDF pour l'étude des flammes turbulentes non prémélangées. Son intérêt est qu'elle montre une extinction partielle lorsque la vitesse du gaz qui l'alimente (CH_4) est suffisamment forte. Les résultats sont comparés aux tests expérimentaux publiés par Masri, Bilger et Dibble [11]. L'accord peut être considéré comme tout à fait satisfaisant.

L'influence des modèles de turbulence sur la simulation des jets et des flammes a été explorée par plusieurs auteurs comme KUCUKGOKOGLAN et al. [12] qui ont présenté dans leur travail une description de la performance de trois variantes du modèle de turbulence $k-\varepsilon$: ($k-\varepsilon$ Standard, RNG $k-\varepsilon$ et $k-\varepsilon$ Réalisable) pour un écoulement turbulent isotherme avec swirl, dans un four à plusieurs brûleurs. Ils ont expliqué que c'est à une distance égale à au moins une fois et demi du diamètre de ce type de brûleurs, en aval de la sortie, que l'allumage de flamme se produit généralement et que c'est dans cette région aussi qu'il y a une production d'une quantité substantielle de toutes les émissions des oxydes d'azote (NO_x). Ils ont trouvé que l'utilisation de ces trois variantes du modèle $k-\varepsilon$, pour la simulation des écoulements turbulents isothermes avec swirl, donne des résultats plus proches des résultats expérimentaux. Sanders et al. ont étudié numériquement les jets turbulents axisymétriques à température élevée, en utilisant des modèles de premier et de second ordre. Ils ont montré, en comparant les prédictions des modèles pour le champ scalaire qu'il n'y a pas une grande différence et que la comparaison des calculs des deux modèles et les mesures sont le plus souvent favorables au modèle du second ordre. L'effet de la variation de la masse volumique sur les paramètres caractéristiques du jet a été aussi étudié. Les résultats numériques sont en bon accord avec les données expérimentales.

3. Objectifs du travail

L'objectif principal du présent travail est la simulation numérique par la méthode RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes equations) d'un transport d'écoulement réactif turbulent dans le cas d'une flamme de diffusion (non prémélangée), le modèle de four de cimenterie étudié est celui implanté à Hamma Bouziane de Constantine.

L'utilisation des capacités de simulation qu'offre le code "Fluent" représente une partie non négligeable du présent travail. La construction du modèle géométrique, du maillage et des conditions aux limites est générée avec le préprocesseur "Gambit".

4. Contenu du mémoire

Ce mémoire sera composé de cinq chapitres :

- ✓ Le premier chapitre sera consacré à quelques définitions et descriptions concernant le four.
- ✓ Le deuxième chapitre présentera les notions fondamentales sur les flammes laminaires et turbulentes. A la fin de ce chapitre on citera les quelques modèles de combustion les plus utilisés pour la description des flammes turbulentes dans le domaine de la chimie infiniment rapide.
- ✓ Le troisième chapitre comportera une formulation mathématique. On y trouve les équations de l'aérothermochimie décrivant les écoulements réactifs. Les deux variantes du modèle $k-\epsilon$ pour la turbulence et celui de EDDY dissipation pour la modélisation de la combustion turbulente sont introduits.
- ✓ Le quatrième chapitre présentera la procédure numérique avec laquelle le code Fluent traite les différents problèmes abordés.
- ✓ Enfin les résultats seront analysés, interprétés et discutés dans le dernier chapitre.
- ✓ Une conclusion finale résumera tous les résultats des différentes simulations et donnera les perspectives futures de développement à la lumière du présent travail

Chapitre I :
Processus dans les fours de
cimenteries

I.1. Introduction

Les fours rotatifs se retrouvent dans beaucoup de processus qui comportent le traitement de solides. Ceux-ci incluent le séchage, l'incinération, le mélange, le chauffage, le refroidissement, l'humidification, la calcination, la réduction, l'agglomération et la réaction gaz-solide. Une des plus importantes utilisations industrielles est la production du ciment. Les fours à ciment peuvent être très grands. Bien que ce ne soit pas un four à ciment, la figure I.1 montre un four à chaux de 500 t/j. Une autre application importante des fours rotatifs est l'incinération des déchets. Les fours rotatifs sont populaires pour ce rôle en raison de leur flexibilité. Ils peuvent manipuler une grande variété de matériaux d'alimentation, avec des valeurs calorifiques variables, le déplacement des solides de rebus jusqu'à la sortie ne présente aucun problème. Typiquement, les incinérateurs de déchets dangereux fonctionnent avec des lits relativement profonds et ont une chambre de combustion secondaire après le four rotatif pour améliorer la combustion hétérogène des déchets. Un exemple d'un incinérateur de déchets dangereux est montré dans la figure I. 2.



Figure I-1 : La taille du four à chaux de 500 t/j peut être jugée à partir du camion à gauche du four.



Figure I-2 : Four rotatif à incinération équipé d'une seconde chambre de combustion verticale.

Les fours rotatifs sont, dans l'industrie de processus, parmi les unités dont le fonctionnement est bien établis mais qui reste pourtant parmi les moins compris; ils peuvent être employés pour 3 raisons distinctes: chauffage, réaction et séchage de matériaux solides, et dans beaucoup de cas, ils sont employés pour réaliser une combinaison de ces objectifs. Dans la conception des fours, il y a quatre aspects importants à considérer d'un point de vue de technologie de processus, à savoir le transfert thermique, l'écoulement des matériaux solides granulaires à travers le four, le transfert de masse gaz-solide et les réactions.

Le transfert thermique est le plus important parmi ces aspects, parce que dans beaucoup de cas, c'est le transfert thermique qui limite la performance du four rotatif et ceci est reflété par le nombre de papiers publiés sur les modèles de transfert thermique dans des fours. Cependant, le premier aspect des fours rotatifs à être modelé était le mouvement des matériaux à travers le four. Dans le contexte de cette thèse, une étude des écoulements gazeux réactifs à l'intérieur du four est établie en utilisant le code en volumes finis "FLUENT".

I.2. Four rotatif de cuisson [13]

Le four rotatif est le centre du processus de cuisson, il représente l'organe le plus sollicité thermiquement, il inclut la totalité des réactions, qu'elles soient endothermiques ou exothermiques, il inclut encore des échanges thermiques énormes, des apports d'énergie de grandes capacités et de grandes déperditions ; la compréhension de tous ces phénomènes conduit à une meilleure conduite du four.

Le four rotatif est décrit comme étant un cylindre en acier de chaudière (E26.1), animé d'une vitesse de rotation variable pouvant atteindre 2 tr/mn. Ce tube appelé aussi virole est réalisé en construction chaudronnerie, repose par l'intermédiaire de bandages, au nombre de trois, sur des galets, il est revêtu à l'intérieur de briques réfractaires et présente une inclinaison de 3% dans le sens de l'écoulement de la matière, cette inclinaison combinée avec la rotation

font que la matière puisse progresser, par gravité, vers le brûleur. La longueur du four peut atteindre les 90 mètres, son diamètre varie entre 5,4 et 5,7 mètres.

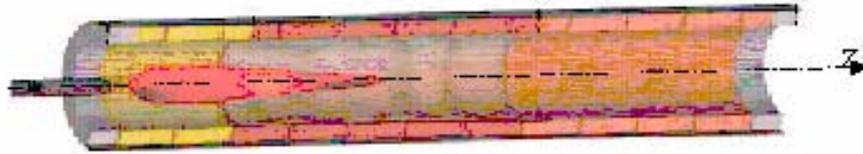


Figure I.3 : Four en coupe.

Le brûleur, élément principal de chauffe, dégage une flamme atteignant parfois les 2000°C, elle est issue, dans notre cas, de la combustion du gaz naturel.

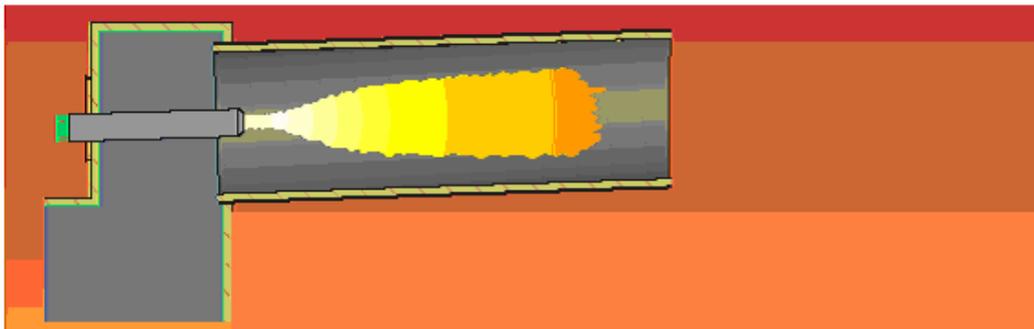


Figure I.4 : Flamme dégagée par le brûleur dans le four.

En amont, la liaison entre le four et le préchauffeur, est réalisée par le biais de la boîte à fumée qui est une gaine en chaudronnerie, revêtue intérieurement de matériaux réfractaires. En aval, il est relié avec le refroidisseur par le capot de chauffe, réalisé aussi en chaudronnerie, il est revêtu intérieurement de matériaux réfractaires. Voir figure 1-5

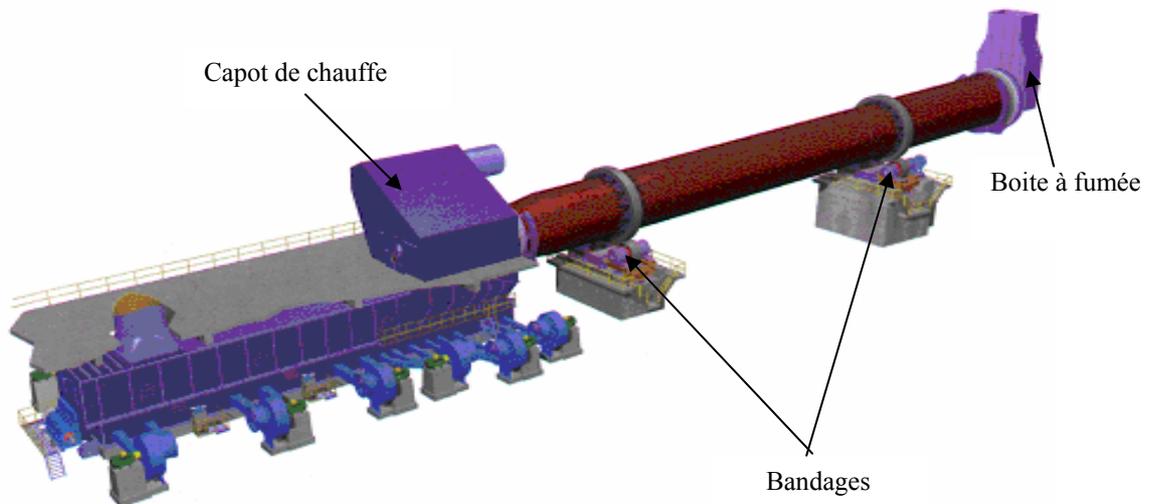


Figure I.5 : Vue d'ensemble de la ligne de cuisson sans pré-chauffeur.

Les dimensions du four, diamètre et longueur, sont déterminées par le constructeur en fonction de la capacité de production en clinker prévue, ainsi que du débit et de la vitesse des gaz de combustion (air secondaire). En régime établi, le four est le siège d'un équilibre entre deux flux :

Un flux calorifique des fumées de combustion d'aval en amont fourni par la combustion des gaz et le débit d'air secondaire, arrivant du refroidisseur déjà chaud.

Un flux de matière granulaire, d'amont en aval qui forme dans le four un lit de matière appelé talus, arrivant du pré-chauffeur partiellement décarbonatée, avec une température de l'ordre de 800 °C à 900 °C et devant atteindre la température de clinkerisation à quelques mètres de la sortie du four.

Le temps de séjour de la matière dans le four est estimé, pour une température d'entrée de matière de 810 °C, un taux de décarbonatation de 35 % et une vitesse de rotation du four de 1,9 tr/mn, à environ 52 minutes.

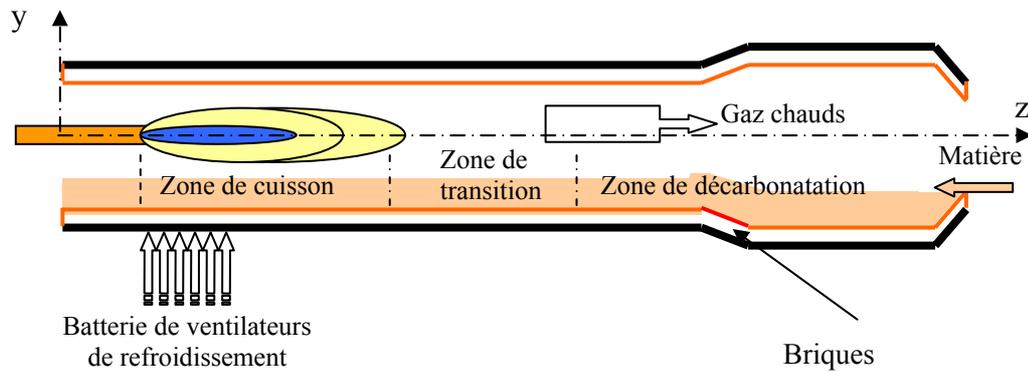


Figure I.6.a : Processus à l'intérieur du four.

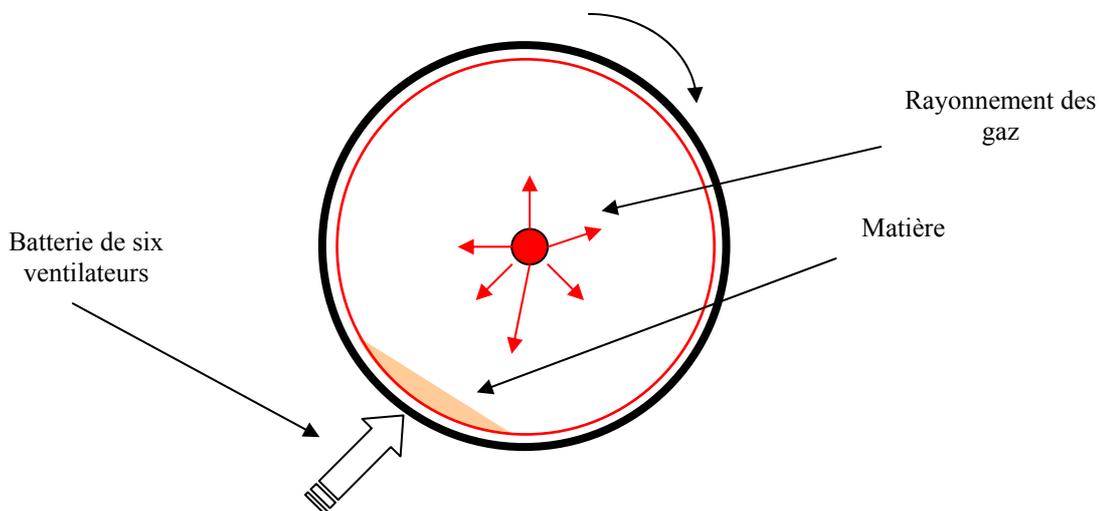


Figure I.7.b : Four vu de côté.

I.2.1. Vitesse des gaz à l'intérieur du four

La vitesse des gaz dans le four peut être lue sur le graphe ci dessous, figure I-7.

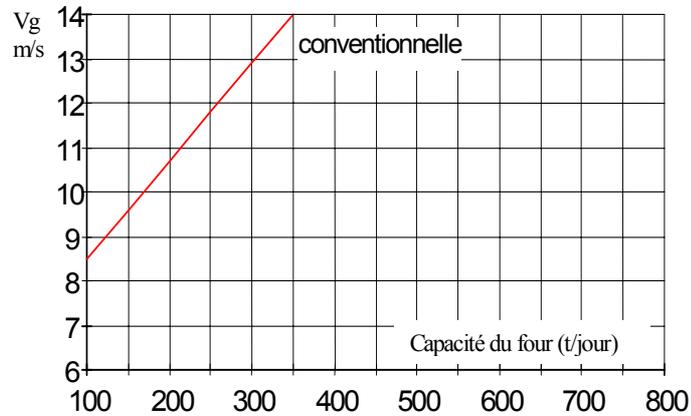


Figure I.7 : Vitesse des fumées en fonction du débit journalier du four [13]

En dehors de l'utilisation du graphe, elle peut être calculée par la formule suivante :

$$V_g = 0,054 \cdot (L/D) \cdot q \cdot g \cdot D_r \quad [\text{m/s}] \quad (1-3)$$

- Avec :
- L et D : longueur et diamètre du four [m].
 - q : charge spécifique du four [$\text{t/m}^3 \cdot \text{jour}$].
 - g : débit spécifique des gaz dans le four rotatif [Nm^3/kg de clinker].
 - Dr : diamètre du four pris sur le réfractaire.

I.3. Domaine d'étude et dimensionnement

Etant donné que notre étude ne s'intéresse qu'au milieu gazeux à l'intérieur du four, nous allons vous donner la configuration interne du four (cette configuration est propre à l'unité de Hamma-Bouziane / Constantine).

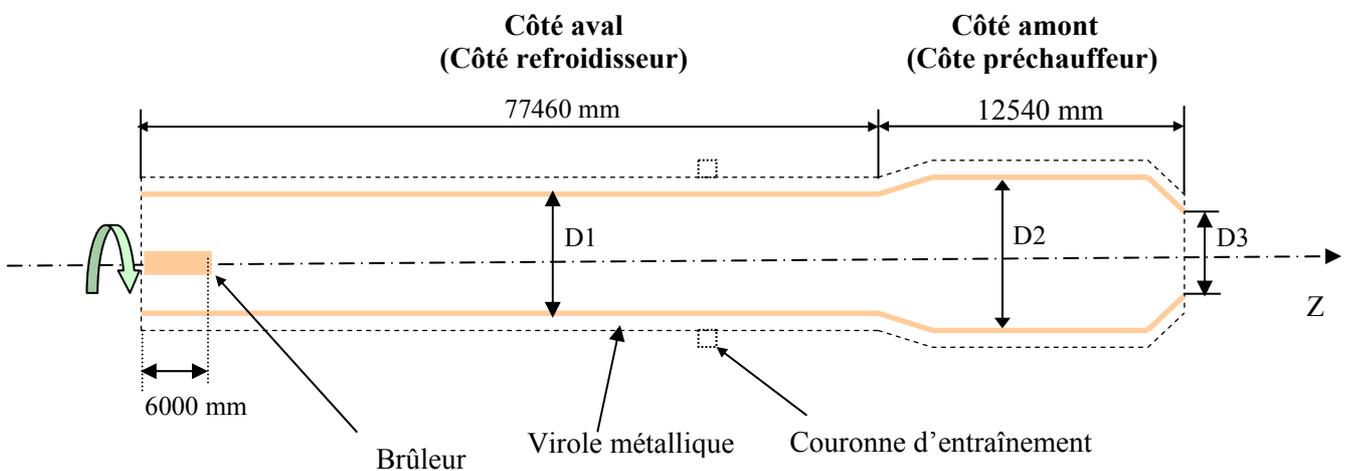


Figure 1.8 : Dimensions du four.

Le four admet une longueur réelle de 90 mètres et les différents diamètres rapportés à la face interne du four (comme indiqué sur la figure 1-7) sont :

$$D1 = 4950 \text{ mm} \quad D2 = 5250 \text{ mm} \quad D3 = 4350 \text{ mm}$$

La totalité de l'énergie mise en jeu et dégagée par le brûleur, ce dernier va engendrer une flamme plus ou moins longue.

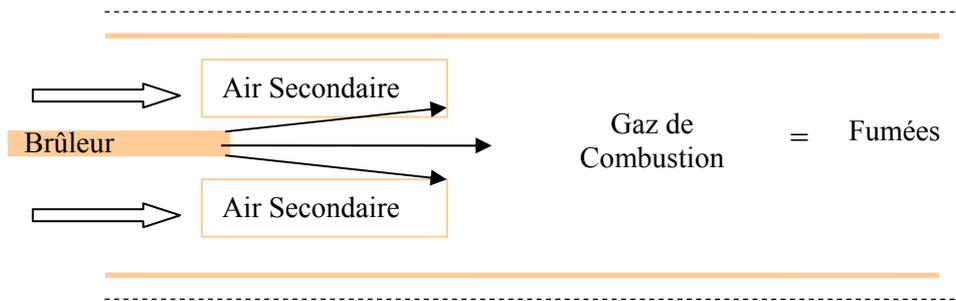


Figure 1.9 : Déroulement de la combustion dans le Four.

I.4. Brûleur

D'un point de vue process le brûleur qui est utilisé pour le chauffage de la zone de cuisson d'un four rotatif doit remplir les conditions suivantes :

- Le Brûleur doit être capable de réaliser la combustion de gaz naturel, de charbon, de gasoil ou n'importe quel mélange de ces dernier, il doit assurer encore une combustion complète, à excès d'air bas et à formation minimum d'oxyde de carbone (CO) et d'oxyde de nitrogène (Nox). Il faut toute fois noter qu'un brûleur qui peut être utilisé pour un combustible solide, liquide et gazeux en même temps n'existe pas en Algérie parce que, par disponibilité du gaz naturel à bas prix, on est pas encore arrivés a la nécessité d'un brûleur à combustibles multiples.
- Il doit produire une flamme courte, étroite et fortement radiante, ces critères représentent les conditions adéquates pour un bon transfert thermique de la flamme aux matériaux en écoulement de la zone de cuisson (clinkérisation) du four.
- Il doit engendrer une flamme qui doit favoriser la formation, dans la zone de cuisson du four, d'une couche dense et stable sur le réfractaire (phénomène de croûtage).
- Il doit utiliser un peu d'air primaire sans pour autant compromettre la stabilité de fonctionnement normal ou surcharge du four. l'air primaire est habituellement exprimé en pourcentage d'air de combustion stœchiométrique requis pour brûler la quantité du combustible mise au feu par le brûleur.

Le brûleur dans un four rotatif fonctionne comme un injecteur, fig. I-9, l'air secondaire est aspiré du refroidisseur dans le four de telle façon que la flamme dégagée se concentre autour de la ligne centrale du four.

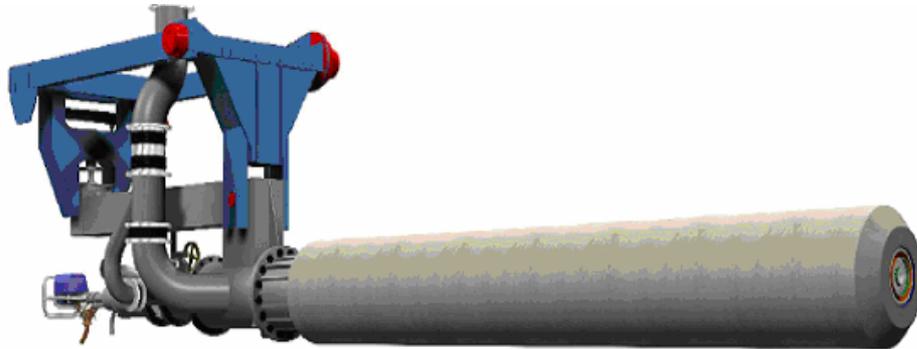
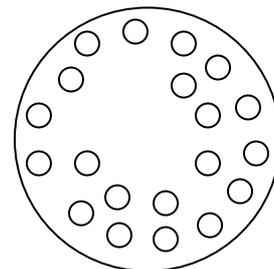


Figure I.10 : équipement de chauffage à gaz pour four rotatif.

La figure I-10 ci-dessus illustre un équipement de chauffage type pour les industries de ciment, elles sont divisées en deux parties :

- Partie externe au four qui comprend toutes les installations de service à savoir les pompes, les ventilateurs, les appareils de surveillance, les tuyaux de raccordement ...
- La deuxième partie qui va être à l'intérieur du four et essentiellement un tuyau de 6 à 8 mètres de long, ayant un diamètre à nue de 400 mm et un diamètre avec réfractaire (comme de la figure) de 700 mm. Au bout de ce tuyau on va retrouver un disque support au buse d'injection qui peuvent être au nombre de 24 buses de divers diamètres. Les buses peuvent être éliminées par l'utilisation de buses pleines

Figure I.11 : Illustration de la tête du brûleur dont certaines buses sont éliminées.



I.4.1. Combustion à l'intérieur du four

Le brûleur a une importance capitale dans le déroulement de la combustion. Il permet en effet de produire une flamme constamment stable pour tous les débits, ce qui aura pour conséquence un croûtage stable et par la même, une protection adéquate du réfractaire.

Dans des conditions normales, la longueur de la flamme et son diamètre dépendent de sa puissance calorifique c'est-à-dire des calories libérées durant une heure de combustion. Les courbes de la figure I-12 permettent, en fonction de la puissance de la flamme, elle-même imposée par le diamètre du four et du débit journalier, de prévoir ses dimensions.

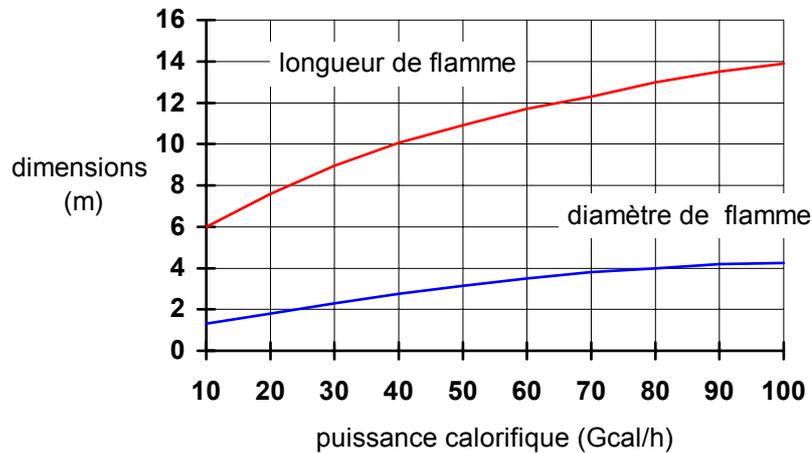


Figure I.12 : Grandeurs géométriques de la flamme en fonction de la puissance du brûleur [13]

Influence de l'excès d'air sur la température de la flamme.

Dans la plus part des cas, pour une meilleure combustion, on rajoute une quantité d'oxygène ; dans l'industrie du ciment cette quantité d'oxygène est injectée sous forme d'une quantité d'air et peut être caractérisé par un taux d'excès d'air. La présence de cet excès influe directement sur la température de la flamme, comme le montre la figure I-13 ci-dessous.

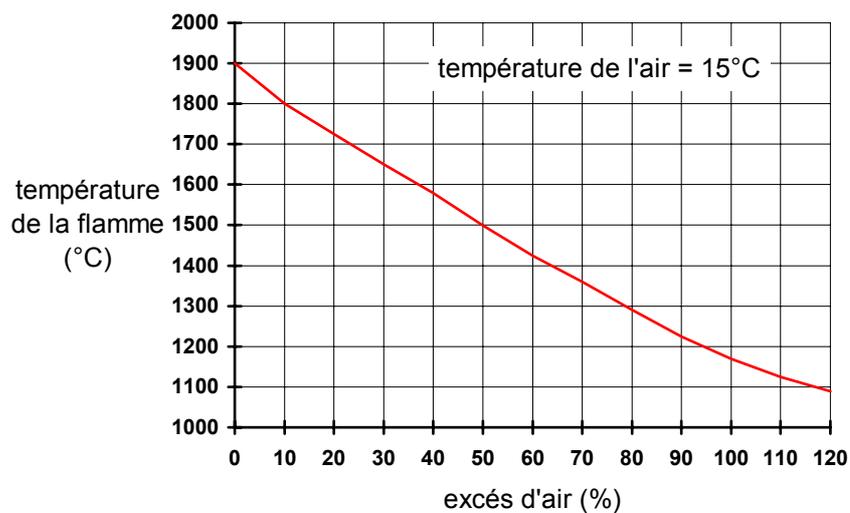


Figure I.13 : Température de la flamme en fonction de l'excès d'air [13]

Nous pouvons faire la constatation qu'à chaque fois que l'excès d'air augmente de 10% la température chute de 100 °C, ceci implique que des consignes de tirage excessif des ventilateurs de la tour de préchauffage provoqueraient une augmentation de l'excès d'air et abaisseraient assez fortement la température de la flamme pour que le four se retrouve à la limite des possibilités de cuisson et parfois même assez froid pour produire des incuits, et qu'alors, par simple diminution du tirage, le four se réchauffera.

Le graphe suivant, figure I-12, montre la variation du volume des gaz brûlés en fonction du PCI du gaz naturel, c'est-à-dire de la teneur en hydrocarbures. Pour le gaz naturel algérien avec un PCI variant de 8400 à 8450 kcal/m³, le volume des gaz brûlés se situe aux alentours de 12,4 Nm³/m³ de gaz naturel.

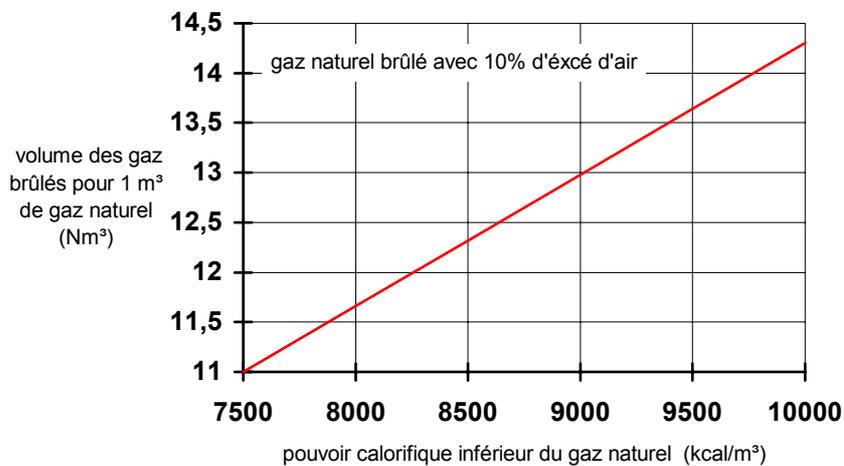


Figure I.14 : Volumes des fumées en fonction du PCI du gaz naturel [13]

Notons aussi que la température de la flamme augmente avec l'augmentation de la température de l'air secondaire. A ce niveau aussi, pour une faible couche de clinker dans le refroidisseur, la température de l'air secondaire chute et fait diminuer la température de la flamme d'où parfois un refroidissement du four.

Chapitre II:
Notions sur les flammes

II.1. Introduction

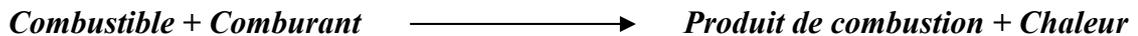
Dans les fours industriels, les flammes turbulentes qui s'y propagent peuvent être classées en deux grandes familles :

- Flamme prémélangée où le combustible et le comburant sont intimement mélangés.
- Flamme non prémélangée où le combustible et le comburant sont amenés séparément dans la flamme et qui fera l'objet du présent mémoire.

Dans ce chapitre nous allons nous attarder sur la structure des flammes de prémélange et de diffusion, en faisant appel aux diagrammes dans lesquels peuvent être répertoriés les différents régimes de flamme et à la fin de ce chapitre, nous citerons les modèles de combustion les plus utilisés pour la description des flammes turbulentes dans le domaine de la chimie infiniment rapide.

II.2. Processus de combustion

La combustion désigne une réaction chimique évoluant rapidement, accompagnée d'émission lumineuse et d'un important dégagement de chaleur selon le schéma global suivant :



Plus précisément, cette réaction :

- **Induit un fort dégagement de chaleur**, qui a lieu dans une zone très mince (les flammes les plus courantes ont des épaisseurs δ_L typiques de l'ordre de 0.1 à 1 mm) conduisant à des gradients thermiques très élevés.
- **Correspond un temps de réaction fortement non linéaire** (loi d'Arrhenius).

Différents mécanismes de couplage interviennent en combustion. Les **schémas cinétiques** de la réaction chimique doivent être décrits pour déterminer le taux de consommation du combustible, la formation de produits de combustion et des espèces polluantes et prédire l'allumage, la stabilisation et l'extinction des flammes. Les **transferts de masses**, par diffusion moléculaire ou transport convectif, des différentes espèces chimiques sont aussi des éléments importants des processus de combustion. Le dégagement d'énergie du à la réaction chimique induit des **transferts thermiques** intenses par conduction, convection et /ou rayonnement.

II.3. 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 n'intervenir que dans quelques applications plutôt anecdotiques (bougies et flamme de briquet) la compréhension de la structure de ces flammes est cependant fondamentale pour la description et la modélisation de nombreuses situations industrielles. Notre attention sera focalisée principalement sur les flammes non prémélangées considérées dans le présent mémoire.

II.3.1. Flamme laminaire prémélangée

Le combustible et le comburant sont mélangés à l'avance, la propagation de la flamme est le résultat d'une opération composée de deux phénomènes :

- ◆ Un préchauffage qui se fait sur une épaisseur δp où les réactions chimiques sont inexistantes et où les phénomènes convectifs et diffusion de masse et de chaleur sont prépondérants.

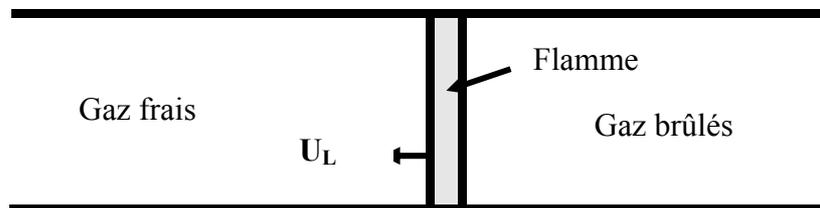


Figure II.1 : Structure d'une flamme laminaire prémélangée.

Arrivant à un certain niveau de température, les gaz réagissent en dégageant de la chaleur, c'est la zone de réaction qui se déroule sur une épaisseur δr . Cet échauffement se fait sur une épaisseur δL qu'on appelle épaisseur de la flamme laminaire et qui peut être assimilée à la distance parcourue par la chaleur libérée par réaction pendant le temps τ_c que dure cette réaction. Ainsi, en faisant intervenir le coefficient de diffusion thermique d .

L'épaisseur de la flamme s'exprime sous la forme [14] :

$$\delta L \sim (d\tau_c)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.1})$$

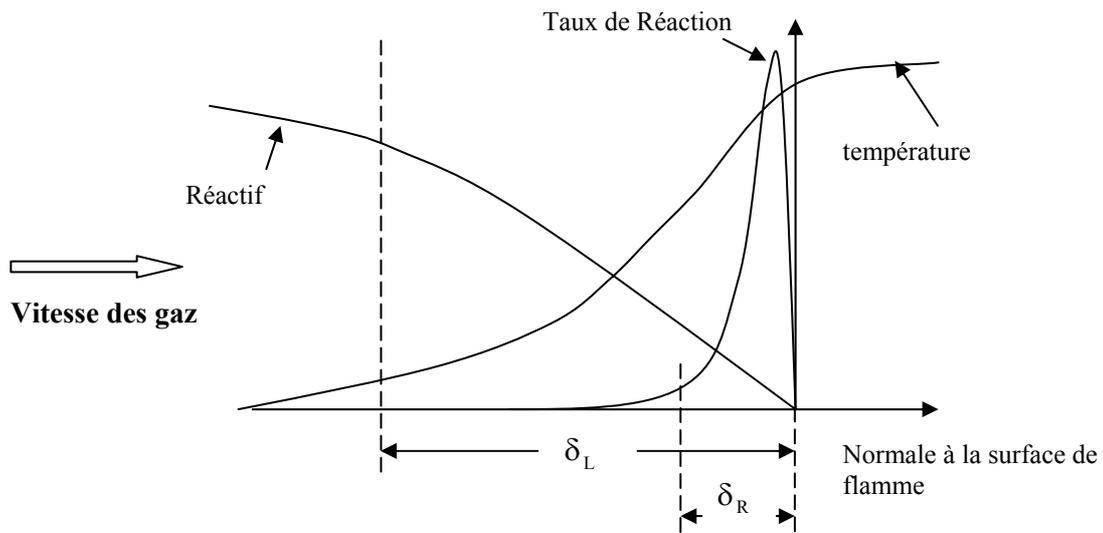


Figure II.2: Profile d'une flamme laminaire prémélangée

Ces zones se déplacent dans le milieu à une vitesse de propagation perpendiculaire au front de flamme que l'on appelle vitesse de flamme laminaire et que l'on note u_L . Cette vitesse dépend de différents paramètres (nature des réactifs, richesse des mélanges et température des gaz frais) est de l'ordre de 0.1 à 1 m/s [15].

Le raisonnement précédent nous montre que le front de flamme progresse de δL pendant le temps τ_c , u_L peut être définie par la relation :

$$u_L \sim \frac{\delta L}{\tau_c} \sim \left(\frac{d}{\tau_c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.2})$$

II.3.2. Flamme laminaire non prémélangée [15]

La caractéristique principale dite de diffusion qui consiste à présenter une zone de réaction séparant les réactifs, combustible et oxydant. Les profils des fractions massiques et de température sont présentés sur la figure II.3.

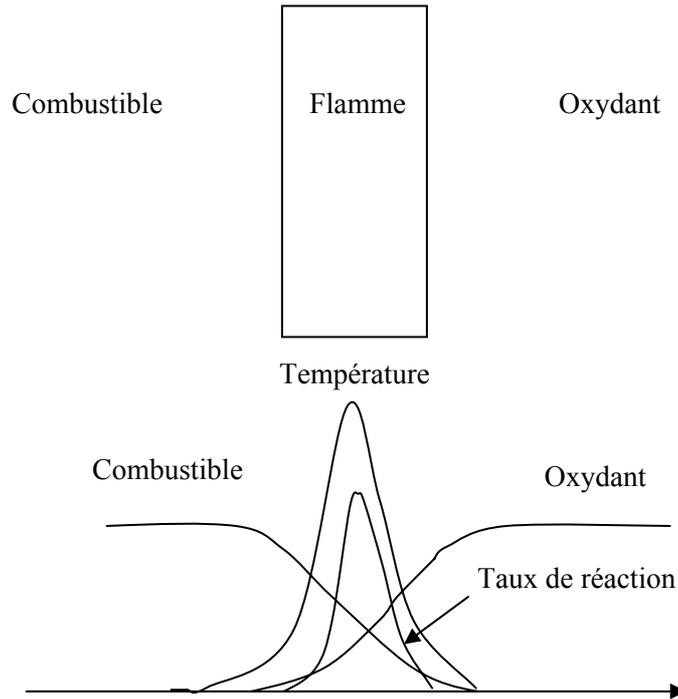
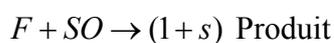


Figure II.3: Structure d'une flamme laminaire non prémélangée.

Comme les flammes de prémélange, les flammes de diffusion se développent grâce au concours des phénomènes de réaction ainsi que des phénomènes de diffusion de chaleur et de masse qui se produisent de part et d'autre de la zone réactive. Les phénomènes de convection jouent cependant un rôle plus important en amenant les réactifs et en emportant les produits de façon plus efficace que la seule diffusion. Pour que la flamme reste laminaire, il faut que les vitesses d'écoulement ne soient pas trop grandes.

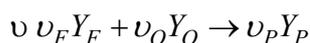
Le taux de réaction de ce type de flamme est principalement contrôlé par la diffusion moléculaire qui gouverne l'apport des réactifs vers les flammes.

Considérons la réaction chimique entre le combustible F et l'oxydant O



Où S désigne le coefficient stœchiométrique massique.

En terme de fraction massique cette réaction devient :



Où (Y_F, Y_O, Y_P) sont les fractions massiques combustible, oxydant et produit et les ν_i sont les coefficients stœchiométriques molaires de la réaction.

Les équations de transport des fractions massiques et de la température sont :

$$\rho \frac{\partial Y_F}{\partial t} = -\rho \bar{u} \cdot \nabla Y_F + \nabla \cdot (\rho D_F \nabla Y_F) + \dot{\omega}_F \quad (\text{II-3})$$

$$\rho \frac{\partial Y_O}{\partial t} = -\rho \bar{u} \cdot \nabla Y_O + \nabla \cdot (\rho D_O \nabla Y_O) + \dot{\omega}_O \quad (\text{II-4})$$

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} = -\rho \bar{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \left(\frac{K}{C_P} \nabla T \right) + \dot{\omega}_F \left(\frac{Q}{C_P} \right) \quad (\text{II-5})$$

Où la diffusion moléculaire des espèces est décrite par la loi de Fick. $\dot{\omega}_F$ et $\dot{\omega}_O$ désignent les taux de réaction du combustible F et du comburant O .

Q est la quantité de chaleur libérée par la combustion d'une unité de masse de combustible.

Une nouvelle grandeur Z nommée variable de Schwab-Zeldovich est définie par :

$$Z = \frac{\phi \left(\frac{Y_F}{Y_{F,0}} \right) - \left(\frac{Y_O}{Y_{O,0}} \right) + 1}{\phi + 1} \quad (\text{II-6})$$

Où $Y_{F,0}$ est la fraction massique du combustible dans l'écoulement (cette fraction massique peut être inférieure à l'unité si le combustible est dilué) et $Y_{O,0}$ est la fraction massique d'oxydant dans l'écoulement de comburant (typiquement, dans l'air $Y_{O,0} \cong 0.23$). ϕ est le rapport d'équivalence de la réaction, défini par :

$$\phi = s \frac{Y_{F,0}}{Y_{O,0}} \quad (\text{II-7})$$

Avec $s = \left(\frac{\nu_O W_O}{\nu_F W_F} \right)$, où W_i est la masse molaire de l'espèce i .

En supposant que les diffusivités massiques du combustible et de l'oxydant sont identiques, c'est à dire que $D_F = D_O = D$, la variable de Schwab-Zeldovich Z donnée par l'équation (II-6) est un scalaire passif qui suit une équation de convection-diffusion sans terme source :

$$\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i Z}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial Z}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II-8})$$

Ce scalaire passif a des propriétés très intéressantes :

- $Z = 1$ dans l'écoulement de combustible.
- $Z = 0$ dans l'écoulement de comburant.
- $Z(x, t)$ représente le degré du mélange de combustible et oxydant.

Sous l'hypothèse d'une chimie infiniment rapide (c'est à dire que le combustible et l'oxydant ne peuvent coexister sans réagir), le front de flamme est défini par la relation $Y_F = Y_O = 0$ et

correspond donc à l'iso surface : $Z = Z_{st} = \frac{1}{(\phi + 1)}$.

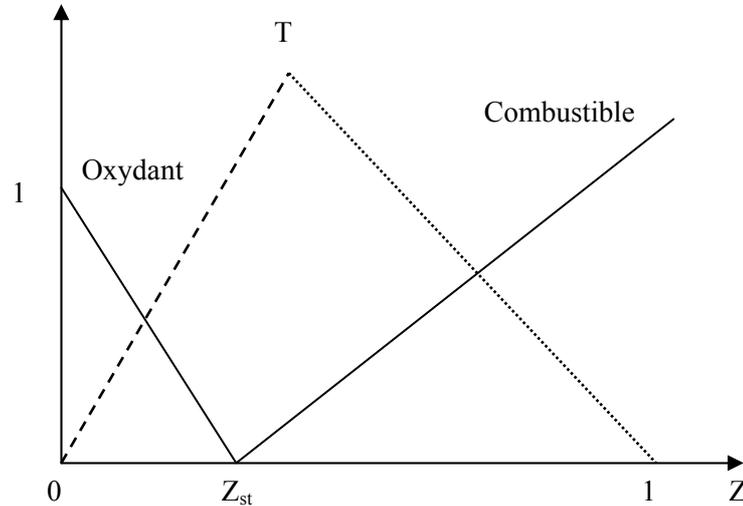


Figure II.4 : Fractions massiques réduites du combustible F , $Y_F / Y_{F,0}$, et d'oxydant O , $Y_O / Y_{O,0}$, en fonction du scalaire passif Z dans le cas d'une cinétique chimique infiniment rapide (solution de Burke et Schumann).

On peut réécrire les équations des fractions massiques et de la température dans un nouveau système, où elles sont exprimées en fonction de la fraction de mélange uniquement.

En supposant que les effets instationnaires sont négligeables: $Y_i = Y_i(Z, \chi)$ et $T = T(Z, \chi)$

Sont alors solutions des équations :

$$\chi \frac{\partial^2 Y_i}{\partial Z^2} + \dot{\omega}_i = 0 \quad (\text{II-16})$$

$$\chi \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} + \dot{\omega}_T = 0 \quad (\text{II-17})$$

$$\chi = 2\Delta(\nabla Z)^2 \quad (\text{II-18})$$

Où : χ est la dissipation scalaire de Z

Remarque : Dans le cas d'une réaction chimique infiniment rapide (hypothèse de Burke et Schumann), le taux de réaction $\dot{\omega}_i$ est nul en dehors de la zone de réaction définie par $Z = Z_{st}$. Dans ce cas les fractions massiques et la température sont alors des fonctions affines par morceaux (voir figure II-4).

II.4. Combustion Turbulente

Dans un foyer, 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, selon des temps caractéristiques, qui sont souvent le temps de la réaction chimique τ_c et le temps de fluctuation de l'écoulement τ_t

II.4.1. Diagrammes de combustion turbulente

II.4.1.1. Combustion turbulente prémélangée [16]

La classification des régimes de combustion turbulente des flammes de prémélange remonte à Damköhler (1947) qui adopta l'idée qu'une turbulence à grande échelle ne fait que plisser la flamme laminaire sans modification significative de sa structure interne; alors qu'une turbulence à petite échelle affecte les processus de transfert dans la structure interne de la flamme laminaire. D'après Damköhler, les frontières des régimes de combustion turbulente sont identifiables à l'aide, par exemple, de comparaisons entre les échelles spatiales de la turbulence et l'épaisseur de la flamme laminaire.

Pour que notre discussion de la structure des flammes turbulentes de prémélange soit claire, nous commencerons par définir les différents paramètres utilisés à cet effet. L'énergie cinétique de la turbulence k , et l'échelle intégrale spatiale de la turbulence l_t , qui caractérisent toutes les deux l'état de la turbulence dans les gaz frais, nous donne un nombre de Reynolds

turbulent $Re_{l_t} = \left(k^2 \cdot \frac{l_t}{\nu} \right)$, où ν est la viscosité cinématique.

L'échelle intégrale temporelle τ_t , correspond au temps caractéristique des gros tourbillons est estimé par $\tau_t = l_t / k^{1/2}$. L'échelle spatiale de Kolmogorov, représentative de la dimension caractéristique des plus petites structures turbulentes, est estimée par $\eta_k = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}$ et l'échelle temporelle correspondante par $\tau_k = (\nu / \varepsilon)^{1/2}$, où $\varepsilon = (k^{3/2} / l_t)$ représente le taux de dissipation de la turbulence (Tennkes et Lumiey, 1983).

L'épaisseur et la vitesse de propagation de la flamme dans un écoulement laminaire sont respectivement : δ_L (l'épaisseur de Zeldovich) et u_L , elles sont liées par $u_L = (Hd / \delta_L)$, où d est la diffusivité thermique et H est une constante. Ces paramètres sont utilisés pour déterminer le temps chimique global $\tau_c = \delta_L / u_L$ et la valeur du critère de Klimov-Williams qui peut être évaluée comme étant égal à τ_c / τ_k ainsi que le nombre de Damköhler $Da = \tau_t / \tau_c$.

A partir de ces paramètres, plusieurs types de classifications des régimes de combustion turbulente des flammes de prémélange peuvent être envisagés. La classification la plus générale est celle de Barréve (1974) reprise et développée par Borghi (1984) et Peters (1988) et qui fait apparaître les différents régimes dans le plan défini par $k^{1/2} / u_L$ et l_t / δ_L voir figure (II.5). Elle permet de distinguer les régimes suivants :

Régime I : Dans ce régime, on a $Re_{l_t} < 1$ et l'on se situe dans le cas où les fluctuations turbulentes sont très petites devant la vitesse de propagation laminaire de la flamme ($u_L \gg k^{1/2}$). Par conséquent la turbulence ne produit aucun effet sur la flamme qui reste laminaire.

Régime II : Ce régime est limité par $Re_{l_t} = 1$ et par $\tau_c = \tau_k$ c'est à dire K-W = 1. A l'intérieur de ces limites on peut distinguer deux sous-régimes. Le premier est limité par $k^{1/2} < u_L$; le front de flamme laminaire y subit les contraintes de la turbulence dont l'échelle spatiale de Kolmogorov η_k est très grande devant δ_L . Pour un rapport $k^{1/2} / u_L < 1$, le front de flamme est seulement déformé sans être déchiré; c'est le régime des flammes laminaires plissées. Par contre, lorsque $k^{1/2}$ augmente, le rapport $k^{1/2} / u_L$, devient supérieur à l'unité et les plissements ont tendance à se déformer de plus en plus. Dans ce régime, appelé régime des fronts de flamme corruguées, la condition $Re_{l_t} > Da \gg 1$ est vérifiée.

L'ensemble de ces deux régimes est aujourd'hui communément appelé :

Régime des « flammelettes » (figure II.6a).

Régime III : Ce régime est limité par la droite $K - W = 1$ ($\tau_c = \tau_k$) et par la droite $Da = 1$ ($\tau_c = \tau_k$). L'échelle de Kolmogorov η_k est donc petite devant l'épaisseur de la flamme laminaire δ_L et $\tau_k = \tau_c$. Dans ce cas les contraintes dues aux petites structures de la turbulence peuvent influencer la structure interne du front de flamme instantané et donner lieu à son étirement qui peut modifier son épaisseur et sa vitesse de propagation laminaire. Ce régime est appelé : le régime des "flammes plissées-épaissies" et est représenté sur la figure II. 6b.

Régime IV : Ce régime est l'extension du régime précédent dans le sens où la réaction est encore plus distribuée dans l'espace. Il se caractérise par un nombre de Damköhler inférieur à 1. Dans ce régime, aucune ondulation ou plissement de la flamme ne peut exister, et il est préférable de parler de "zone de réaction" que de flamme avec une épaisseur définie. Ce régime est appelé : le régime des "flammes épaissies" et est représenté sur la figure (II.6.c).

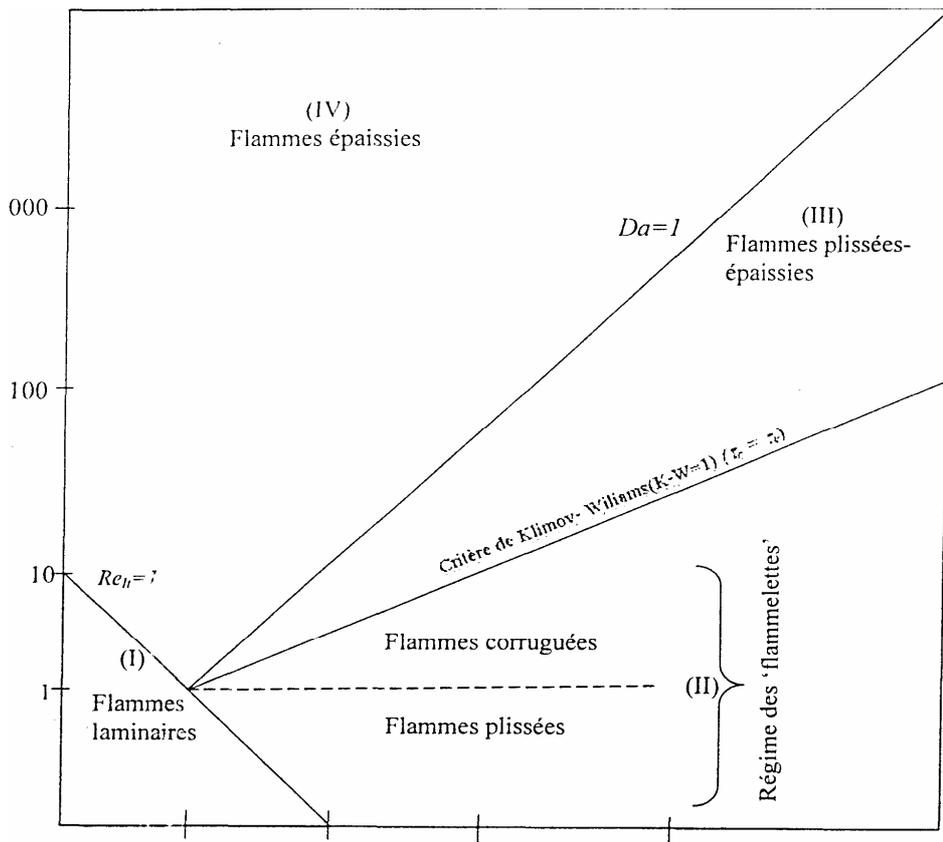


Figure II.5 : Diagramme des régimes de la combustion turbulente prémélangée [16].

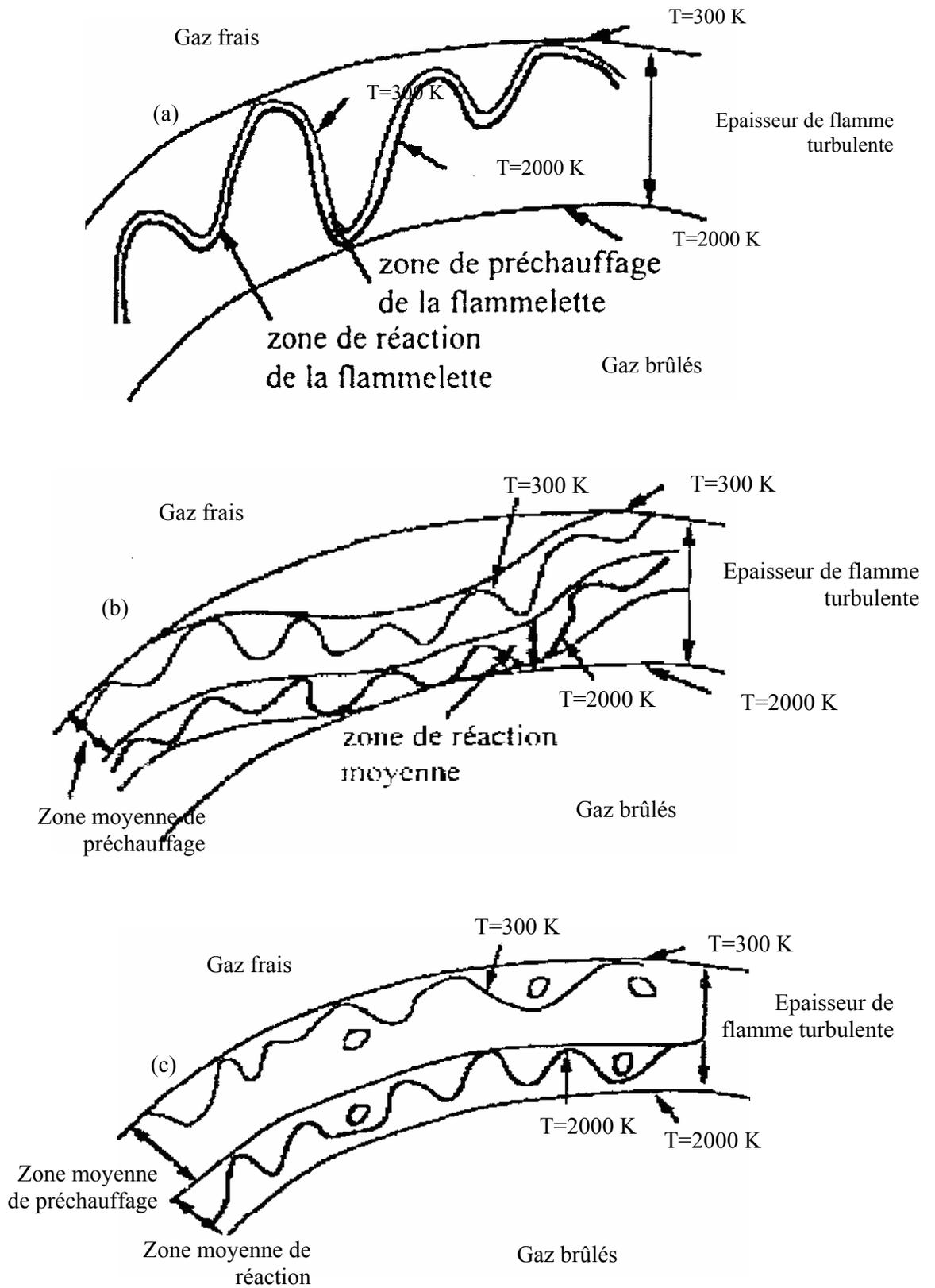


Figure II.6 : Régimes de combustion turbulente prémélangée identifiés par Borghi et Destriau (1995).

(a) *flamme mince plissée (flammelette)*. (b) *flamme plissée-épaissie*

(c) *flamme épaissie*

II.4.1.2. Combustion turbulente non- prémélangée [17]

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que deux nombres sans dimensions (un rapport de vitesse et un rapport de longueur) sont suffisants pour caractériser un régime de combustion turbulente pour les flammes prémélangées. Le problème est plus délicat pour les flammes non-prémélangées, essentiellement parce qu'il est difficile de définir une échelle de longueur pour ces flammes.

On peut résumer les classifications pour la combustion turbulente non-prémélangée disponibles dans la littérature en deux groupes : celles qui utilisent les paramètres (Reynolds, Darrköhler), (Libby et Williams 1994) et celles travaillant avec le couple (Fluctuations, fraction de mélange, Damköhler), (Bray et Peters, 1994). Nous proposons ici une classification (Reynolds, Damköhler).

- Lorsque la turbulence n'est pas trop forte, la structure de la flamme de diffusion est celle d'une flamme plissée, elle est alors constituée d'une longue flammelette continuellement plissée, étirée et comprimée alternativement par les mouvements turbulents figure (II.8.a)
- Lorsque la turbulence devient assez forte, deux phénomènes peuvent se produire :
 - D'une part la turbulence peut étirer la flammelette de telle façon que celle-ci s'éteigne à l'endroit où elle est suffisamment étirée d'où on rencontre plusieurs flammelette séparée par la zone de d'extinction et celle-ci apparaît lorsque $\tau_c / \tau_k > 1$ (figure II.8.b).
 - D'autre part, une turbulence trop forte va provoquer aussi des interactions entre deux portions de flammelette. Les grandes échelles feront interagir deux portions assez éloignées et cela formera des boucles de flammelette figure (II.8.b).
 - Les petites échelles spatiales proches de l'épaisseur de la flammelette entraîneront un épaissement local de celle-ci. La zone de réaction referme sur elle-même figure (II.8.c) les petites échelles de taille η sont semblables à l'épaisseur de la flammelette de diffusion.
 - Lorsque ces interactions deviennent trop nombreuses, on ne peut plus considérer la flamme comme composée d'une ou de plusieurs flammelettes plissées; ces dernières sont modifiées par la turbulence et l'estimation proposée est telle que l'épaisseur de la zone de réaction est inférieure à l'échelle de kolmogorove.

Le diagramme de la figure 11.8 montre les différents domaines de flammes de diffusion :

- $Re_t=1$: on ne s'intéresse qu'au domaine vraiment turbulent pour lequel $Re_t > 1$.
On a tracé aussi $Re_t^* = (\widetilde{Z}^{\prime 2})^2 / (\Delta Z)_r^4$, qui limite le domaine des flammelettes.
- $Re_t > 1$: est le domaine des flammelettes à extinction locales,
- $Re_t > Re_t^*$: est le domaine où il n'est plus possible de distinguer des flammelettes au sens propre du terme, c'est-à-dire qui ne soient pas modifiées intérieurement par la turbulence. Si $\tau_k < \tau_c$ avec extinction et $\tau_k > \tau_c$ sans extinctions.
- $\tau_c \gg \tau_t$ si l'on considère maintenant le domaine où la petitesse de τ_t implique que les fluctuations turbulentes de concentration et température, dans la flamme sont très petites. Elles ont eu le temps de se dissiper avant qu'aucun phénomène chimique notable ne se produise (bien sur, cela n'implique pas que les fluctuations de vitesse soient faibles, puisqu'elles sont constamment renouvelées, par hypothèse). Si de plus Re_t est élevé, la diffusion est assurée de façon très efficace puisque le coefficient effectif de diffusion turbulente est justement, par définition, proportionnel à $Re_t v$. On est alors en présence d'une flamme turbulente qu'on pourrait appeler pseudo-laminaire. Les fluctuations turbulentes sont très fortes mais à très petite échelle ($l_t = k^{1/2} \tau_t$ peut être petit même si $k \tau_t$ est grand) et elles produisent une flamme de diffusion qui ne fluctue presque pas, avec de larges zones de diffusion-convection qui entourent une zone de réaction, comme dans la situation d'une flamme laminaire usuelle.

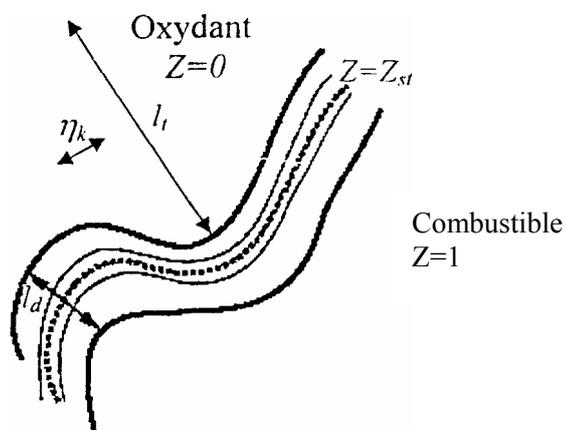


Figure II.7 : Echelle pour une flamme turbulente non-prémélangée [15]

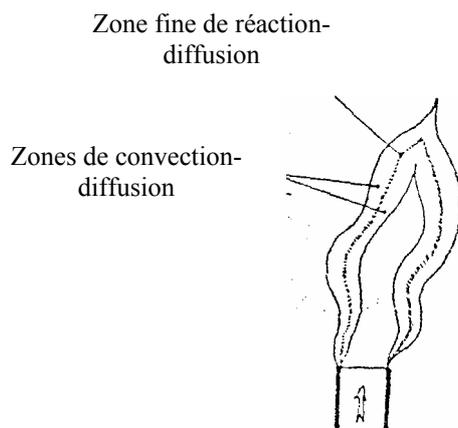


Figure II.8.a : Flamme de diffusion faiblement turbulente

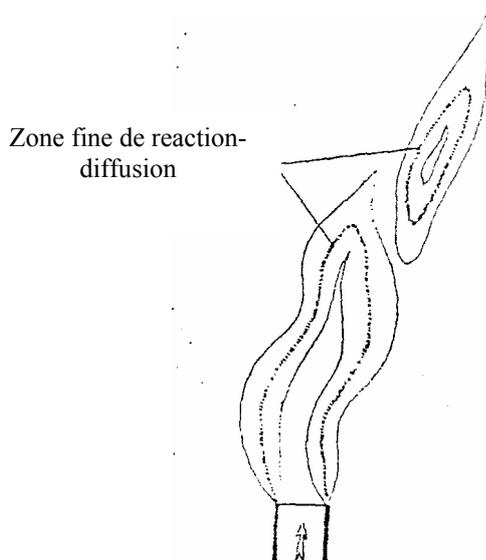


Figure II.8.b : interaction à grande échelle de « flammelettes »

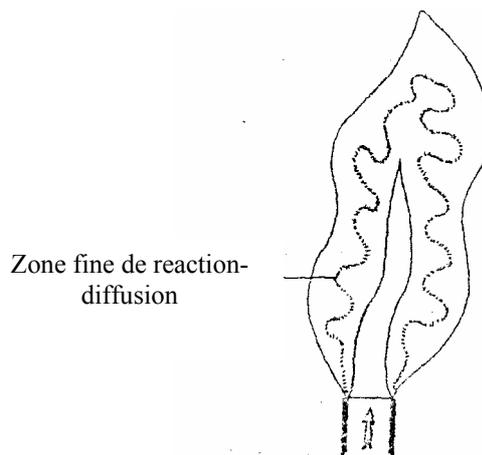


Figure II.8.c : interaction à petite échelle de « flammelettes »

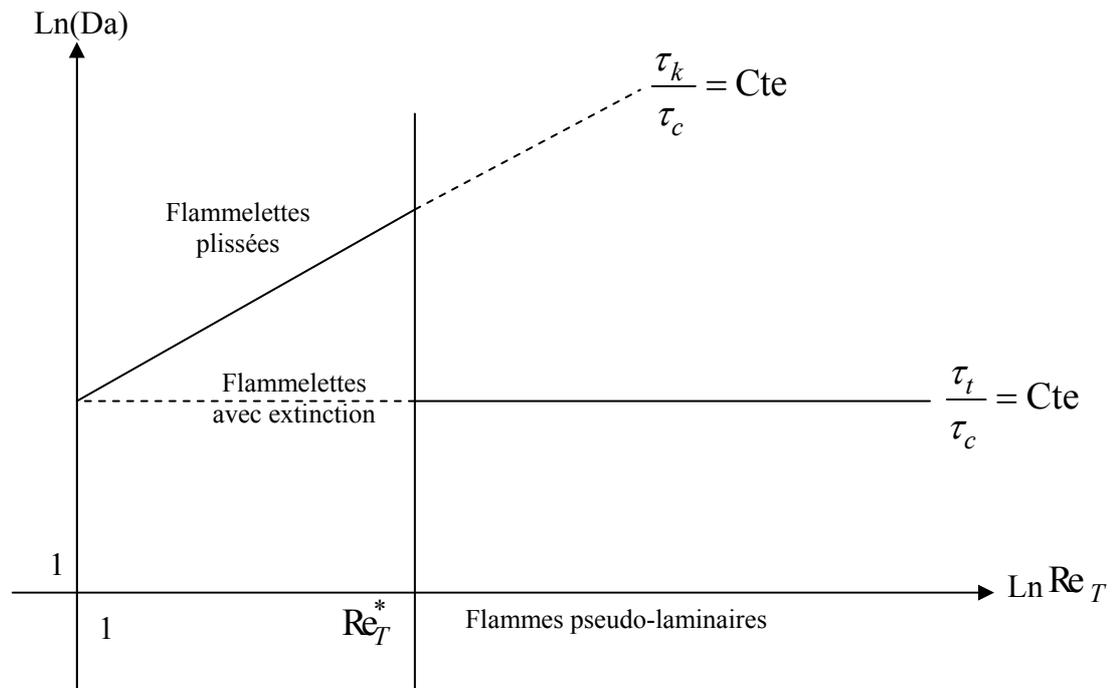


Figure II.9 : Classification des différents types de flammes de diffusion turbulentes, dans le plan : nombre de Damköhler - nombre de Reynolds.

II.5. Brève présentation de quelques modèles de combustion turbulente

En turbulence classique, les équations pour les divers moments des variables dépendantes sont dérivées à partir des équations de bilan. On montre alors que ces équations ne peuvent être 'fermées' à aucun niveau et que des hypothèses de fermeture, souvent empiriques, sont nécessaires. Ces hypothèses proposent de relier les moments d'ordre supérieur aux moments d'ordre inférieur par des relations universelles.

Cette démarche constitue aujourd'hui l'essentiel des efforts de modélisation en turbulence classique, c'est-à-dire dans les écoulements non- réactifs à masse volumique constante ou variable. Cette tâche, qui n'est déjà pas simple en turbulence pure, est autrement plus compliquée lorsque les échelles temporelles et spatiales dues à la combustion interagissent avec celles de la turbulence. Le problème majeur est celui introduit par la non linéarité du taux moyen de réaction, qui ne peut être exprimé en termes de quelques moments, par exemple, d'une variable de progrès de la réaction chimique.

Les chercheurs se sont attachés alors à examiner la physique des phénomènes pour pouvoir proposer des modèles de combustion turbulente.

II.5.1. Modèles de combustion turbulente

Il s'agit maintenant de trouver des modèles pour exprimer les taux de réaction moyens en fonction des variables connues, c'est-à-dire des valeurs moyennes elles-mêmes, et probablement aussi en fonction des caractéristiques de la turbulence, puisque celle-ci doit jouer un rôle.

Pour la modélisation des écoulements réactifs, "Fluent" propose quatre modèles :

- ▲ Le modèle du taux de réaction généralisé (generalized finite-rate model)
- ▲ Le modèle PDF (conserved scalar PDF model)
- ▲ Le modèle des flammelettes (Laminar flamelet model)
- ▲ Le modèle de combustion prémélangée. (Zimont model).

Le modèle du taux de réaction généralisé est basé sur la solution de l'équation de transport des fractions massiques des espèces. Les termes sources qui apparaissent dans les équation de transport des espèces sont calculés d'après l'expression du taux d'Arrhenius pour les combustions non prémélangés, prémélangée et partiellement prémélangée. Les mécanismes des réactions chimiques seront prédéfinis par l'utilisateur. Ce modèle étant appliqué uniquement lorsque $Da > 1$. A noter que le modèle de combustion turbulente pour une chimie non infiniment rapide, sur lequel nous ne reviendrons pas, le lecteur intéressé pourra consulter les références [17] et [18].

- Pour la combustion non prémélangée, on cite le modèle de Magnussen et Hjertager (1976) [8], pour lequel le taux de réaction est contrôlé par le temps turbulent τ_t et par les concentrations des espèces limitantes (réactifs : carburant, oxydant et gaz brûlés, nécessaires pour enflammer le mélange des gaz frais), pour plus de détails voir chapitre suivant.
- Le modèle de combustion prémélangée a été développé spécifiquement pour les systèmes de combustion qui sont du type purement prémélangés. On citera le modèle dit « Eddy Break » [19]. Ce modèle est dû aux travaux de D.B. Spalding, F.C. Lockwood, K.N.C. Bray et B. Moss [20]. Ils supposent que les réactions chimiques sont infiniment rapides dès que très peu de gaz brûlé vient au contact des gaz frais et que le milieu est adiabatique. Dans ces conditions, on peut définir un "degré d'avancement de la réaction", qui ne peut prendre que les valeurs 0 (dans les gaz frais) et 1 (dans les gaz parfaitement brûlés, donc à l'équilibre chimique).

Chapitre III :
Formulation mathématique

III.1. Equations de l'Aérodynamique turbulente

La modélisation mathématique d'un écoulement turbulent avec ou sans réaction chimique est classiquement menée à l'aide de la résolution des équations différentielles aux dérivées partielles du type elliptique non linéaire. Ces équations expriment les principes de conservation de masse, de quantité de mouvement et des espèces chimiques dans un volume élémentaire de fluide (gaz, traitement Eulérien).

Il est à noter que le lecteur peut se référer à la référence [20] pour une présentation relativement détaillée de la plupart des relations utilisées le long de ce chapitre.

III.1.1. Equation de continuité

L'équation qui exprime la conservation de masse est donnée comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (\text{III.1})$$

u_i : est la composante du vecteur vitesse selon l'axe i .

III.1.2. Equations de conservation de quantité de mouvement

Les équations de quantité de mouvement moyennées de Navier Stokes, connues sous le nom de RANS sont pour un fluide incompressible et newtonien données par :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i)}_{\text{Transport Convectif}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j)}_{\text{Forces dues au Pression}} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right]}_{\text{Forces de viscosité}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u_i' u_j'})}_{\text{Forces générés par la turbulence}} + F_i \quad (\text{III.2})$$

Où les $-\rho \overline{u_i' u_j'}$ sont les composantes du tenseur des contraintes de Reynolds. Pour les relier à l'écoulement moyen, on a recours au concept de Boussinesq [21] qui permet de les exprimer en fonction des gradients des vitesses moyennes :

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i}) \delta_{ij} \quad (\text{III.3})$$

Les F_i sont les forces de volume.

III.1.3. Modèle k-ε

Le modèle k-ε standard [22] est un modèle semi empirique basé sur les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et de sa dissipation ε . L'équation modélisée de l'énergie turbulente est dérivée de l'équation exacte. Celle de la dissipation est obtenue sur la base d'un raisonnement physique. Dans ce modèle, l'écoulement est supposé complètement turbulent.

III.1.3.1. Equation de transport de l'énergie cinétique turbulente

L'équation de l'énergie cinétique est donnée comme suite :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon$$

Modélisation du terme de production turbulente :

Ce terme est défini par :

$$G_k = -\rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad \text{et} \quad G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}$$

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad \text{où : } G_b \text{ est l'effet Buyancy (poussée d'Archimède)}$$

◆ Modélisation de la viscosité turbulente :

La viscosité turbulente μ_t est obtenue en combinant k et ε comme suit :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Pour la constante C_μ : $C_\mu = 0.09$

III.1.3.2. Equation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon u_j)}_{\text{Transport convectif}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right]}_{\text{}} + \underbrace{C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}}_{\text{Terme source}} \quad (\text{III.5})$$

Les constantes usuelles du modèle de turbulence k-ε sont données à partir de l'expérience ou de la théorie par :

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

III.1.4. Equations de Conservation de l'Energie

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i E)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \sum_j h_j J_j + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h \quad (\text{III.6})$$

Avec :

$$J_i = -\left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial y_i}{\partial x_i} \quad (\text{III.7})$$

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{u_j}{x_i} + \frac{u_i}{x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{u_i}{x_i} \delta_{ij} \quad (\text{III.8})$$

Dans cette équation :

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{u_i^2}{2} \quad (\text{III.9})$$

\vec{j} : Vecteur flux de chaleur dû à la conduction et à la diffusion de l'enthalpie (effet Duffour).

K_{eff} : Conductivité effective (k + kt, où kt est la conductivité thermique turbulente).

$(\tau_{ij})_{eff}$: Tenseur effectif newtonien des contraintes visqueuses.

T : Température du mélange.

h : Enthalpie spécifique du mélange

$D = D_{i,m}$: Coefficient de diffusion de l'espèce i dans le mélange (loi de Fick).

S_h : Energie due à la réaction chimique et au rayonnement.

III.1.4.1. Equations d'état :

On suppose que le fluide est un mélange homogène de gaz parfait, ainsi on peut écrire les relations suivantes :

$$p = \rho R T \sum \frac{Y_i}{M_i} \quad (\text{III.10})$$

$$h = \sum h_i(T) y_i \quad (\text{III.11})$$

$$h_i = \int_{T_{ref}}^T c_{p,i} dT \quad (\text{III.12})$$

$$C_p = C_p(T) = \sum_m C_{p,i}(T) Y_i \quad (\text{III.13})$$

C_p : est la capacité calorifique du mélange.

M_i : est la fraction massique de l'espèce i

III.1.5. Equation du transfert radiatif

L'équation radiative de transfert (RTE) pour le modèle *DISCRETES ORDINATES MODEL* [23] & [24] est :

$$\frac{\partial I_{si}}{\partial x_i} + \underbrace{(a + \sigma_s)}_{\text{Absorption}} I(r, s) = \underbrace{an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi}}_{\text{Admission}} + \underbrace{\frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(r, s') \phi(s \cdot s') d\Omega'}_{\text{Diffusion (Scattering)}} \quad (\text{III.14})$$

Absorption

Admission

Diffusion
(Scattering)

\vec{r} : Vecteur de position.

\vec{s} : Vecteur de direction.

\vec{s}' : Vecteur de diffusion.

s : Longueur de chemin.

a : Coefficient d'absorption.

n : Indice de réfraction.

σ_s : Coefficient de diffusion.

σ : Constante de Stefan-Boltzmann.

I : Intensité de rayonnement.

T : Température locale.

ϕ : Fonction de phase.

Ω' : Angle plein.

III.1.6. Equations de conservation des espèces chimiques :

La détermination de la fraction massique pour chaque espèce, Y_i , se fait par la solution de l'équation de transport de la $i^{\text{ème}}$ espèce, qui a la forme suivante :

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v Y_i) = - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left((\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t}) Y_i \right) + R_i \quad (\text{III.15})$$

Y_i : est la fraction massique de l'espèce i ;

Sc_t : est le nombre de Schmidt turbulent $\frac{\mu_t}{\rho D_t}$;

R_i : est le taux net de production par réaction chimique.

Calcul de la masse volumique

Dans ce travail la masse volumique est calculée suivant une loi dite des gaz parfaits incompressibles (incompressible Idéal Gaz). Celle-ci est donnée comme suit :

$$\rho = \frac{P_{OP}}{RT \sum_i \frac{Y_i}{M_{w,i}}} \quad (\text{III.16})$$

R : est la constante universelle des gaz

$M_{w,i}$: est la masse molaire de l'espèce i

P_{op} : est la pression de référence

III.2 Modélisation de la combustion

La modélisation de la combustion, d'une façon générale, a été traitée au paragraphe II.4 du chapitre II. Dans ce qui va suivre on ne prendra en considération que le modèle Eddy Dissipation sur lequel est basée la modélisation des taux de réaction de cette étude.

III.2.1 Modèle Eddy Dissipation

Ce travail traite sur la problématique des flammes turbulentes non prémélangées (diffusion). Ce modèle a donc été utilisé pour la modélisation des taux de réaction.

Le modèle **Eddy Dissipation** qui est basé sur les travaux de Magnussen et Hjertager dans lequel la chimie est considérée très rapide par rapport à la turbulence.

Dans ce cas, la combustion qui n'est contrôlée que par la turbulence, transporte le mélange des gaz frais avec les produits chauds dans la zone de réaction où s'effectue rapidement la cinétique chimique. Cette dernière peut donc être négligée.

Le taux de réaction $R_{i,r}$ de l'espèce i du à la réaction r est donné par le minimum des expressions suivantes :

$$R_{i,r} = \nu'_{i,r} M_{w,i} A \rho \frac{\varepsilon}{k} \min \left(\frac{Y_R}{\nu'_{R,r} M_{w,R}} \right) \quad (\text{III.17})$$

$$R_{i,r} = \nu'_{i,r} M_{w,i} A B \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\sum_P Y_P}{\sum_J \nu''_{j,r} M_{w,j}} \right) \quad (\text{III.18})$$

Où :

Y_p : est la fraction massique d'une espèce p dans les produits ;

Y_r : est la fraction massique d'une espèce r dans les réactifs ;

A et B : sont des constantes empiriques qui ont respectivement des valeurs 4 et 5 ;

$M_{w,i}$: est la masse molaire de l'espèce i .

III-3 Traitement près des parois

Les écoulements turbulents sont affectés par la présence des parois d'une manière significative. Pour l'écoulement moyen, il doit satisfaire une condition de non glissement. En ce qui concerne l'écoulement turbulent, tout près des parois, l'effet de la viscosité réduit les fluctuations de la vitesse tangentielle parallèle à la paroi, tandis que le blocage cinématique

cause l'atténuation des fluctuations normales. Dans la partie extérieure de la région proche de la paroi, la turbulence augmente rapidement à cause de la production de l'énergie cinétique turbulente due aux forts gradients des vitesses moyennes. Le modèle $k-\varepsilon$ est principalement valide pour les régions centrales des écoulements. Il a été trouvé que la région proche de la paroi peut être subdivisée en trois couches :

La couche intérieure, dite sous couche visqueuse, où l'écoulement y est laminaire et la viscosité moléculaire joue un rôle dominant. La couche extérieure est complètement turbulente. Entre ces deux couches, il y a une couche transitoire où il n'y a pas domination de l'un des effets par rapport à l'autre (figure III.1).

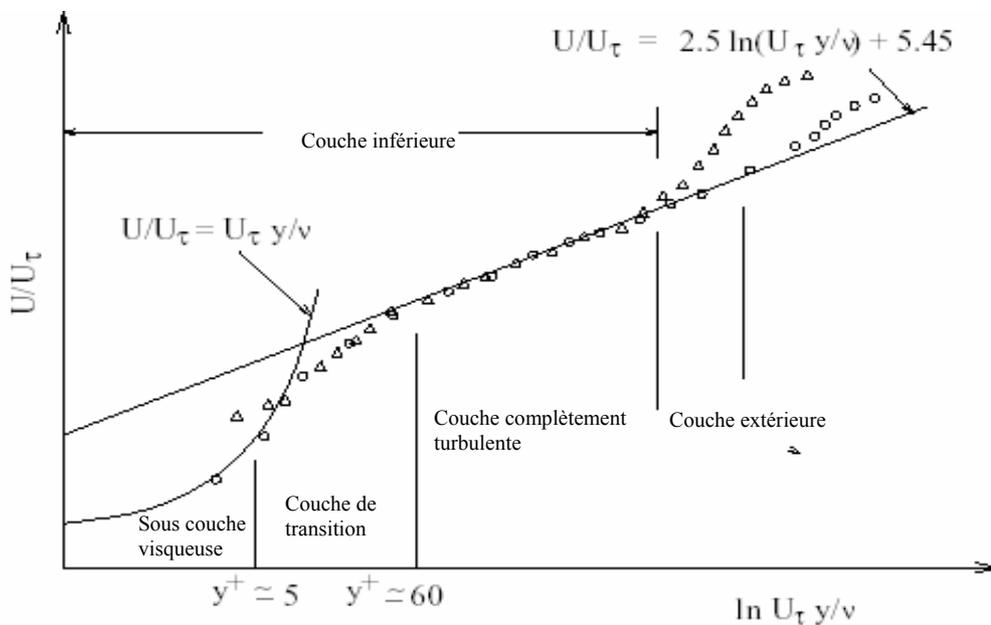


Figure III.1 : Décomposition de la région proche de la paroi

Il existe deux approches pour modéliser l'écoulement près des parois (figure III.8) : L'une se base sur des formules semi empiriques dites fonctions de paroi pour lier la couche complètement turbulente et la paroi sans tenir compte des autres couches. L'autre consiste à raffiner le maillage de telle sorte que la distance entre le premier nœud et la paroi soit inférieure à l'épaisseur de la sous couche visqueuse.

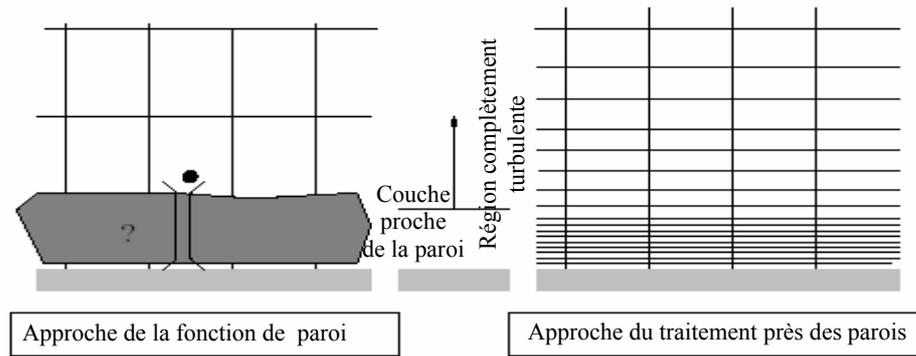


Figure III.2 : Traitement près des parois dans "Fluent"

III.3.1 Fonction de paroi standard

C'est la fonction prise par défaut dans "Fluent". Elle a été proposée par Launder et Spalding (1974).

III.3.1.1 Quantité de mouvement

La loi de paroi pour la vitesse moyenne est :

$$U^* = \frac{1}{k} \ln(Ey^*)$$

$$\text{Où : } U^* = \frac{U_P C_\mu^{1/4} C_P^{1/2}}{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{III.19})$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} C_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (\text{III.20})$$

K : est la constante de Von Karman (= 0,42) ;

E : constante empirique qui dépend de la rugosité de la paroi, égale par défaut à 9,81 ;

U_P : est la vitesse moyenne du fluide au point p ;

K_P : est l'énergie cinétique turbulente au point p ;

Y_P : est la distance entre le point p et la paroi ;

μ : est la viscosité dynamique du fluide.

La loi logarithmique est valide pour $y^* > 30$ à 60 . Pour "Fluent" elle est employée pour $y^* > 11.225$. Dans le cas contraire, une relation linéaire (écoulement laminaire de couette) est utilisée : $U^* = y^*$

A noter que "Fluent" se base beaucoup plus sur la valeur y^* que sur $y^+ (\equiv \rho U_{\tau} y / \mu)$.

Elle sont approximativement les même pour une couche limite turbulente en régime développé. Dans notre cas, le code de calcul utilise :

- Pour la loi logarithmique $y^* > 11.225$
- Pour les contraintes de cisaillement laminaire $U^* = y^* \quad y^* < 11.225$

III.3.1.2 Energie

Pour la température, la modification de T près de la paroi [26] est de la forme :

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_p) \rho c_p C^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} = \begin{cases} Pr_t y^* & y^* < 11,225 \\ Pr_t \left[\frac{1}{k} \ln(Ey^*) + p \right] & y^* > 11,225 \end{cases} \quad (III.21)$$

$$p = 9.24 \left[\left(\frac{Pr}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[1 + 0.28 e^{-0.007 Pr / Pr_t} \right]$$

k_f : La conductivité thermique du fluide.

ρ : La densité du fluide.

c_p : La chaleur spécifique du fluide.

\dot{q} : Le flux de chaleur de la paroi

T_p : La température près de la paroi.

T_w : La température de paroi.

Pr : Le nombre de Prandtl laminaire.

Pr_t : Le nombre de Prandtl turbulent (0,85 sur la paroi).

A : 26 constante de Van Driest.

III.3.1.3. Turbulence

Pour les modèles k - ε , l'option pour obtenir les conditions aux limites imposées sur la paroi sera :

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0$$

La production de l'énergie cinétique turbulente G_k et son taux de dissipation ε dans les cellules adjacentes aux parois, sont des termes sources dans l'équation k et ε , et sont calculés :

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{k \rho C_{\mu}^{1/4} k_p^{1/2} y_p} \quad (\text{III.22})$$

$$\varepsilon_p = \frac{C_{\mu}^{3/4} k_p^{3/2}}{k y_p} \quad (\text{III.23})$$

III.3.1.4. Espèces chimiques

Pour le transport des espèces chimiques la loi est de la forme suivante :

$$Y_i^* \equiv \frac{(Y_{i,w} - Y_i) \rho C_{\mu}^{1/4} k_p^{1/2}}{j_{i,w}} = \begin{cases} S_c y^* & y^* < 11.225 \\ S_{ct} \left[\frac{1}{k} \ln(E y^*) + p_c \right] & y^* > 11.225 \end{cases} \quad (\text{III.24})$$

Avec : S_c et S_{ct} les nombres de Schmidt : laminaire et turbulent

$j_{i,w}$ est la diffusion du flux des espèces i à la paroi

P_c est calculée de la même manière que P dans l'équation d'énergie. La seule différence est la prise en compte du nombre de Schmidt au lieu de celui de Prandtl

III.4. Conditions aux limites (CL)

Dans le cas général on dispose de quatre types de conditions aux limites :

- a)- A l'entrée du domaine : on connaît généralement la valeur du champs Φ .
- b)- A la sortie du domaine : il est habituellement satisfaisant de supposer que le flux de diffusion est égal à zéro (régime établi) dans le sens du courant.
- c)- Paroi : au niveau des parois on peut connaître la valeur de la variable Φ . On peut aussi connaître plusieurs autres grandeurs physiques, telles que : si Φ représente le champs de température par exemple, on peut avoir comme donnée la valeur du flux de chaleur de la paroi et le coefficient externe de convection.
- d)- Sur l'axe de symétrie : le gradient de la variable suivant la direction perpendiculaire à l'axe de symétrie est nul.

Chapitre IV :

Méthode numérique de résolution

METHODE NUMERIQUE DE RESOLUTION

La discrétisation des équations présentées dans le chapitre précédent traduisant l'écoulement monophasique est l'opération de transformer ces équations différentielles en un système d'équations algébriques.

Plusieurs méthodes de discrétisation des équations différentielles aux dérivées partielles sont utilisées actuellement telles que : la méthode des volumes finis, des différences finies et des éléments finis. La méthode utilisée par "Fluent" est celle des volumes finis.

IV.1 Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes finis ainsi dans tout le domaine de calcul. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation tel que le terme source par exemple. La méthode consiste à partager le domaine de calcul en plusieurs volumes, où chaque volume entoure un nœud. En utilisant différents schémas d'approximations on peut intégrer les termes des équations différentielles modélisantes sur chaque volume de contrôle, où les valeurs et les quantités sont stockées aux nœuds du volume de contrôle.

Ces équations algébriques produites expriment la conservation des quantités pour le volume de contrôle et pour tout le domaine de calcul.

IV.2 Maillage

"Fluent" traite plusieurs types de maillages très compliqués qui sont en général importés directement d'autres logiciels de génération de maillages ("GAMBIT" [27] par exemple). Pour l'utilisation correcte de "Fluent" et pour connaître le lien entre les nœuds (cellules) ciblées et les nœuds (cellules) ou faces voisines, il est à noter que "Fluent" mentionne (dans ses mécanismes internes) les points avec les indices i, j, k, l, \dots etc. En plus il donne des topologies de certaines grilles qu'il accepte de résoudre selon le problème posé, on donne comme exemple les figures suivantes :

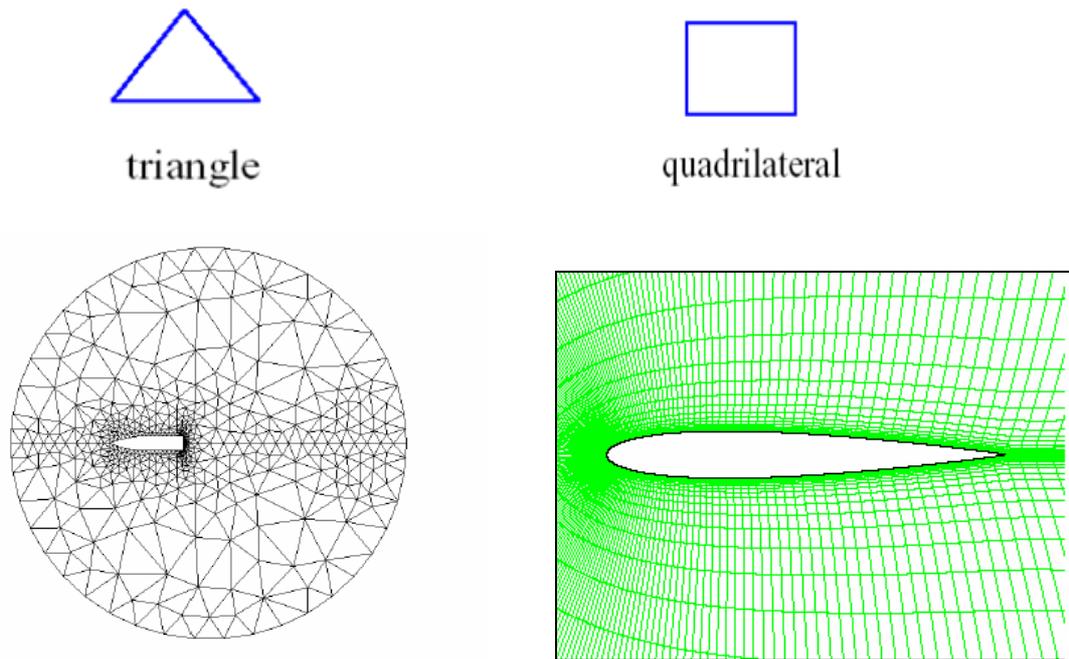


Figure IV.1 : Les différentes grilles topologiques traitées par "Fluent"

(a) triangulaire.

(b) quadrilatérale

IV.3 Discrétisation

Le code "Fluent" utilise une technique qui consiste à intégrer les équations différentielles sur chaque volume de contrôle puis de les convertir en équations algébriques. En prenant la figure (IV.2) comme exemple d'un maillage tétraédrique et pour un cas stationnaire du transport d'un scalaire Φ , la discrétisation se fera par rapport aux faces des cellules comme suit :

$$\oint \rho \Phi U dA = \oint \Gamma_{\Phi} \nabla \Phi dA + \int_V S_{\Phi} dV \quad (\text{IV.1})$$

Γ_{Φ} : Coefficient de diffusion.

L'équation (IV.1) exprime que la quantité de Φ produite par unité de temps à l'intérieur du polyèdre est égale à la quantité de Φ qui sort nette par unité de temps à travers la surface (les N faces) enveloppant le volume de contrôle V, par convection et par diffusion. Pour chaque volume de contrôle on aura :

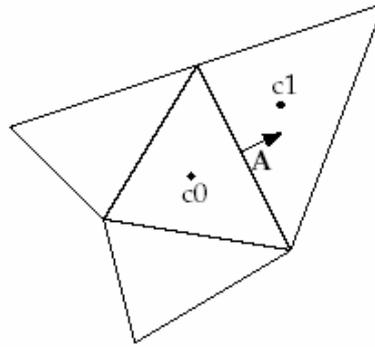


Figure IV.2 : Volume de contrôle pour la discrétisation de l'équation de transport d'un scalaire

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho \cup_f \Phi_f A_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_{\Phi} (\Delta \Phi)_n A_f + S_{\Phi} v \quad (IV.2)$$

Remarque : Les valeurs discrètes du scalaire sont stockées aux centres des cellules. Les valeurs aux faces du terme convectif nécessaires à la résolution de l'équation (III.2) sont interpolées par un schéma amont des valeurs aux centres des cellules.

IV.3.1 Linéarisation de l'équation discrétisée

La linéarisation de l'équation (IV.2) donne :

$$a_p \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (IV.3)$$

A l'exception des cellules adjacentes aux limites du domaine, les autres cellules ont un nombre de faces égal au nombre de cellules avoisinantes. Des équations similaires peuvent être écrites pour chaque cellule du maillage. Cela donne des équations algébriques avec une matrice de coefficients dispersés (sparse coefficients matrix). "Fluent" résout ce système linéaire en utilisant un solveur ponctuel implicite d'équations linéaires (Gauss-Seidel).

IV.3.2. Sous relaxation

Pour les équations non linéaires, il est nécessaire de contrôler le changement d'un scalaire ϕ lors de la résolution. La sous relaxation réduit ce changement durant chaque itération. La nouvelle valeur dépend donc de la valeur précédente et de l'écart entre les deux valeurs :

$$\phi = \phi_{old} + \alpha \Delta \phi \tag{IV.4}$$

Dans notre cas, les valeurs de sous relaxation sont données dans le tableau (IV.I) :

	Pression	Quantité de mouvement	Energie cinétique turbulente k	Taux de dissipation ε	CH4	O ₂	H ₂ O	CO ₂	Energie
Modèle k-e	0,3	0,7	0,8	0,8	0,9	0,9	0,9	0,9	1

Tableau IV.I : Valeurs de sous relaxation

Note : En cas de problème de divergence du calcul avec le modèle, il est préférable de commencer le calcul avec des facteurs de sous relaxation inférieurs à 0,5 (pour toutes les variables), puis les augmenter au fur et mesure que le calcul converge pour accélérer la convergence.

IV.4. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement

L'équation différentielle de transport de quantité de mouvement est la suivante :

$$\oint \rho \vec{U} \vec{U} d\vec{A} = -\oint P I d\vec{A} + \oint \bar{\bar{\tau}} d\vec{A} + \int_v \vec{F} dV \tag{IV.5}$$

$-\oint P I d\vec{A}$: est la force totale de pression sur les N faces du polyèdre, où :

I : est la matrice identité \vec{A} est le vecteur de surface.

\vec{A} : est la force totale visqueuse sur les N faces du polyèdre.

Où : $\bar{\bar{\tau}}$ est le tenseur de contraintes.

$\int_v \vec{F} dV$: est la force totale de volume sur le volume du polyèdre, où :

\vec{F} est le vecteur de force.

D'après l'exemple précédent (§5.3) l'équation discrétisée aura la forme suivante :

$$a_p U = \sum_{nb=1}^{Nfaces} a_{nb} U_{nb} + \sum_{nb=1}^{Nfaces} P_f \hat{i} A + S \tag{IV.6}$$

Où : a et a_{nb} sont les coefficients de linéarisation. L'indice nb (neighbour) correspond aux cellules adjacentes.

IV.4.1. Schéma du premier ordre amont

"Fluent" considère pour ce schéma que la valeur stockée au centre d'une cellule est la moyenne de toutes les valeurs de la même cellule. Les valeurs aux faces sont égales à celles des cellules se trouvant à l'amont.

IV.4.2. Schéma du second ordre amont

Il y a lieu d'une reconstruction linéaire multidimensionnelle. C'est-à-dire qu'on effectue un développement en série de Taylor des valeurs aux centres des cellules. La valeur sur la face sera :

$$\Phi_f = \Phi + \nabla \Phi \Delta S \quad (IV.7)$$

Φ et $\nabla \Phi$; sont la valeur du scalaire dans la cellule centrale et son gradient.

ΔS : est le vecteur déplacement de la cellule centrale en amont vers la face centrale.

D'après le théorème de divergence :

$$\nabla \Phi = \frac{1}{V} \sum_f^{N \text{ faces}} \tilde{\Phi}_f A_f \quad (IV.8)$$

L'équation (IV.8) représente une deuxième approche basée sur le calcul d'un gradient à partir d'un bilan sur un volume de contrôle au lieu de faire la somme des dérivées dans toutes les directions.

IV.4.3. Schéma Quick [28]

Pour un maillage quadrilatéral ou hexaédrique où il n'y a qu'une seule face ou cellule en amont et en aval (figure IV.6), ce schéma est décrit comme suit :

$$\Phi_e = \theta \left[\frac{S_d}{S_c + S_d} \Phi_P + \frac{S_d}{S_c + S_d} \Phi_E \right] + (1 - \theta) \left[\frac{S_u + S_c}{S_u + S_c} \Phi_P - \frac{S_c}{S_u + S_c} \Phi_w \right] \quad (IV.9)$$

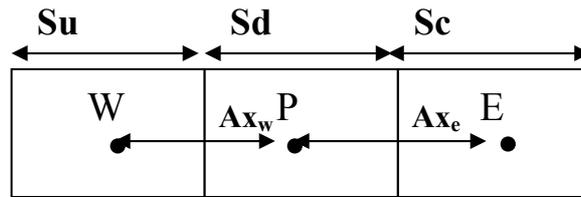


Figure IV.3 : Maillage quadrilatéral structuré

$\theta = 1$: c'est une interpolation centrée au second ordre.

$\theta = 0$: c'est le schéma second ordre amont.

$\theta = 1/8$: c'est le schéma Quick traditionnel dans le code "Fluent". θ est choisi d'une manière dépendante de la solution pour éviter d'introduire un nouvel extremum à celle-ci (à noter que pour un maillage hybride θ sera pris nul pour les faces des cellules non quadrilatérales ou non hexaédriques).

IV.5. Interpolation de la pression

Les valeurs de la pression sont stockées aux centres des cellules pour obtenir les valeurs des pressions aux faces nécessaires pour la résolution de l'équation (IV.6), "Fluent" propose plusieurs schémas d'interpolation.

IV.5.1 Schéma Standard

L'interpolation s'effectue en utilisant les coefficients de l'équation de quantité de mouvement (IV.6). Cette procédure fonctionne bien pour de petites variations de la pression entre les centres des cellules. De forts gradients de pression entre les cellules engendrent une sous/sur estimation de la vitesse sur les faces. C'est le cas d'un écoulement tourbillonnaire à grande vitesse.

IV.5.2. Schéma du second ordre

C'est le même schéma utilisé pour la quantité de mouvement (§ IV.4.2).

IV.5.3. Schéma PRESTO (option de pression décalée)

Il utilise le bilan de masse dans un volume de contrôle décalé pour la face où est calculée la pression décalée. Ce schéma est inspiré de l'idée de la grille décalée valable avec un maillage structuré proposé par Patankar [29].

IV.6. Discrétisation de l'équation de continuité

$$\oint \rho U dA = 0 \tag{IV.10}$$

Sous forme discrétisée

$$\sum_f^{Nfaces} J_f A_f = \sum_f^{Nfaces} \rho U_n A_f = 0 \tag{IV.11}$$

A_f : est l'aire de l'une des N faces enveloppant le volume fini.

U_n : est la composante de vitesse normale à la face.

L'équation de continuité sert comme équation pour la pression. On utilise l'un des algorithmes de couplage vitesse-pression pour introduire la pression qui n'apparaît pas explicitement dans l'équation (IV.11).

IV.7. Couplage Vitesse -Pression

Le couplage Vitesse-Pression est traité en résolvant les équations de quantité de mouvement et une équation pour la pression dérivée d'une combinaison de l'équation de continuité et celles de quantité de mouvement. "Fluent" dispose de trois algorithmes de couplage (SIMPLE, SIMPLEC, PISO) dont le premier sera brièvement décrit ci-dessous,

IV.7.1. Algorithme SIMPLE (semi-implicit method for pressure linked equations)

Cet algorithme utilise une relation entre la vitesse et la correction de pression pour imposer la conservation de la masse et obtenir le champ de pression. Si l'équation de quantité de mouvement est résolue avec le champ de pression P^* , le flux résultant sur une face calculé par l'équation (IV.12) ne satisfait pas l'équation de continuité [30] :

$$J_f^* = \hat{J}_f^* + d_f (P_{c0}^* - P_{c1}^*) \tag{IV.12}$$

J_f^* est un terme qui contient l'effet des pseudo vitesses obtenues en supposant des pression nulles dans les équations de quantité de mouvement.

d_f est le rapport entre l'aire d'une surface f et la moyenne des coefficients de linéarisation des équations de quantité de mouvement a_p .

Par conséquent une correction du flux J'_f est ajoutée au flux J_f^* :

$$J_f = J_f^* + J'_f$$

La correction du flux est une fonction de la correction de pression P' :

$$J'_f = d_f (P'_{c0} - P'_{c1})$$

La correction du flux J'_f est substituée dans l'équation de continuité discrétisée (IV.11) pour obtenir une équation discrète de la correction de la pression :

$$a_p P' = \sum_{nb} a_{nb} P'_{nb} + b \tag{IV.15}$$

Le terme source b est la somme algébrique des débits traversant les N faces entourant la cellule. C'est un résidu qui doit s'annuler après convergence de la solution.

$$b = \sum_f^{N \text{ faces}} J_f^* A_f \tag{IV.16}$$

Finalement le champ de pression et le champ de flux deviennent :

$$P = P^* + \alpha_p P' \tag{IV.17}$$

α_p est un facteur de sous relaxation associé à la correction de pression.

$$J_f = J_f^* + d_f (P'_{c0} - P'_{c1}) \tag{V.18}$$

IV.8. Procédure de Résolution

Un fichier de données (extension .cas) est créé suite à la lecture du fichier contenant les détails de la géométrie (extension .msh). Après vérification du maillage, on passe au type de solveur. Pour notre cas, c'est un solveur découplé avec une formulation implicite pour un cas dimensionnel et un écoulement stationnaire prenant en considération des vitesses absolues. D'autres équations peuvent être ajoutées selon les phénomènes étudiés (transfert de chaleur, combustion, multi phases ...).

Les autres étapes du menu "define" sont les choix du fluide (air), des conditions d'opération (introduction de l'effet de la gravité et de la pression de référence) et l'introduction des conditions aux limites.

Le dernier menu utilisé pour entamer le calcul est le menu "solve". On doit choisir les équations à résoudre, les schémas de discrétisation, les facteurs de sous relaxations et les critères de convergence. Le calcul est initialisé d'après les conditions aux limites.

IV.9 Algorithme de calcul

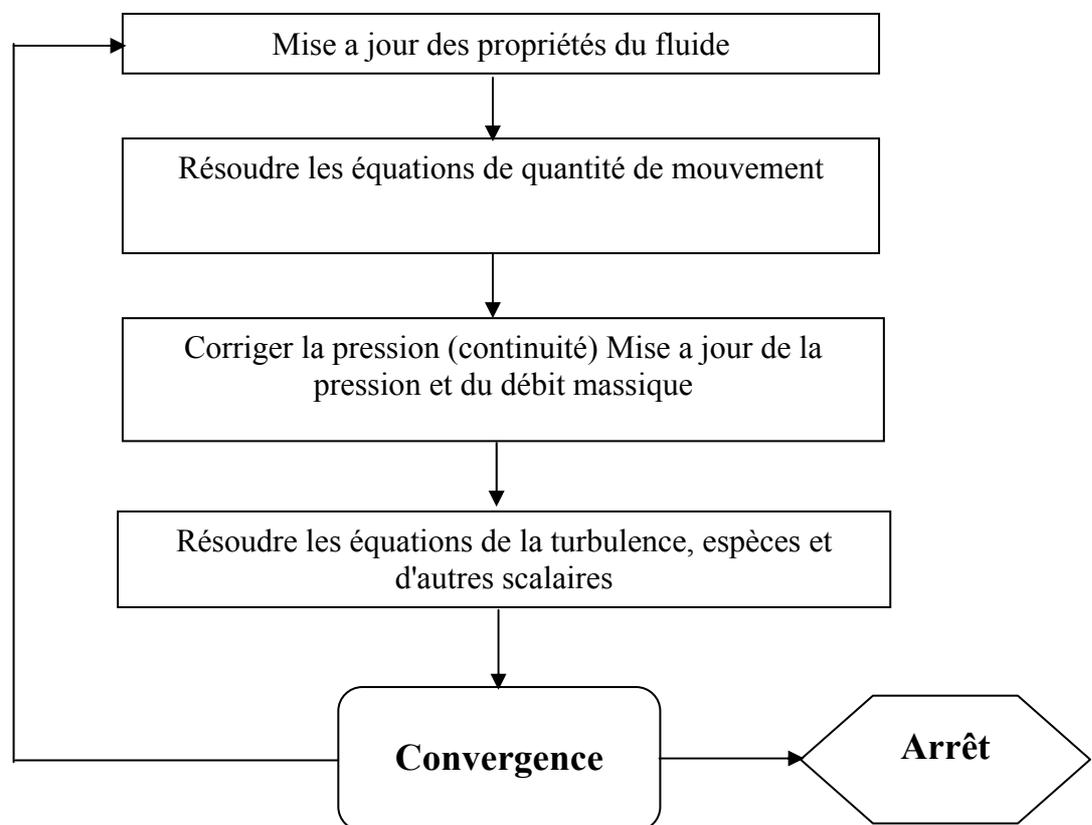


Figure IV.4 : Algorithme de calcul pour un solveur découplé.

Pour un solveur découplé, les équations qui gouvernent l'écoulement sont résolues séquentiellement (découplées l'une de l'autre). Un calcul itératif est nécessaire pour des équations non linéaires et interdépendantes. Chaque itération est constituée des étapes suivantes :

- ✓ Mise à jour des propriétés du fluide basée sur la solution actuelle. Au delà du calcul, la mise à jour est basée sur la solution d'initialisation.
- ✓ Chaque équation de quantité de mouvement pour U, V et W est résolue en utilisant les valeurs actualisées des pressions et flux de masse pour la mise à jour du champ de vitesse.
- ✓ Si les valeurs de vitesses obtenues dans l'étape deux ne satisfont pas l'équation de continuité localement, une équation de type poisson pour la correction des pressions, dérivée de l'équation de continuité et des quantités de mouvement linéarisées, sera résolue pour obtenir les corrections des champs de pression, vitesse et flux massique nécessaires pour satisfaire la continuité.
- ✓ Si c'est OK, les équations d'autres scalaires (turbulence, énergies...etc.) sont résolues
- ✓ Si un couplage d'interphase est inclus, les termes sources dans les équations de la phase continue nécessitent une mise à jour avec les résultats du calcul de trajectoire de la phase discrète.

Dans la résolution par la méthode découplée, chaque équation discrétisée est linéarisée en gardant une forme implicite par rapport à la variable dépendante. Pour une variable donnée, la valeur inconnue dans chaque cellule est déterminée en utilisant une relation qui contient des valeurs inconnues. Aussi dans les cellules voisines, donc, la variable inconnue, associée à une cellule, apparaît dans plus d'une équation et par conséquent le système d'équations pour cette variable doit être résolu simultanément. "Fluent" adopte une variante de l'algorithme de résolution des systèmes linéaires Gauss Seidel en conjonction avec la méthode multigrid algébrique AMG pour résoudre le système résultant.

Chapitre V :

Résultats et discussions

V.1. Description du problème

Le code "Fluent" a été utilisé pour simuler le transport des écoulements réactifs dans un four. La configuration géométrique considérée dans le présent travail est illustrée sur la figure V.1.

Le brûleur est constitué d'un tube horizontal de diamètre extérieur égal à 400 mm centré sur une section transversale du four. Le tube central apporte le combustible qui pour des raisons de simplification est supposé unique (gaz méthane CH_4), avec une vitesse de 80 m/s, ce qui assure un régime turbulent, avec un nombre de Reynolds $\text{Re}=285000$. La partie droite du tube a une longueur de 8 m pour permettre l'établissement de l'écoulement avant la sortie du tube. L'écoulement périphérique est un écoulement d'air en amont débouchant à 8 m/s. Cet écoulement est pleinement turbulent et son intensité initiale est égale à 10 %.

Le domaine d'étude est basé dans sa globalité sur la zone de développement du jet (zone de flamme).

Dans ce travail la supposition d'une réaction globale à une seule étape a été adoptée :

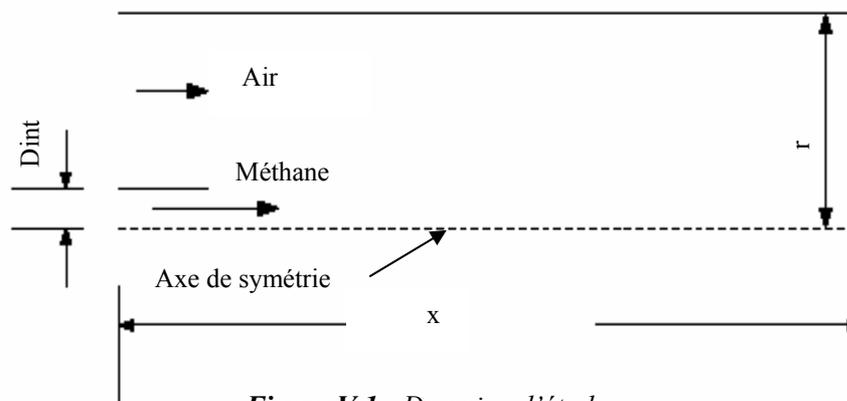
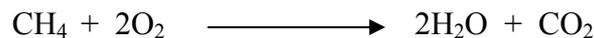


Figure V.1 : Domaine d'étude

V.2. Maillage et conditions aux limites

V.2.1. Condition aux limites (CL)

Les conditions d'entrée de la vitesse sont tirées à partir de données expérimentales (four de cimenterie). Une frontière axisymétrique est choisie sur l'axe du brûleur, pour les autres frontières on a opté pour des conditions de pression de référence donnée ainsi que les conditions aux parois sans glissement.

Les différentes conditions aux limites sont schématisées sur la figure V.2 :

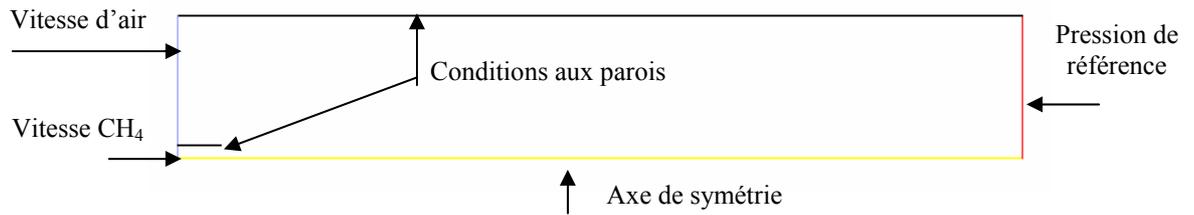


Figure V.2 : Conditions aux limites (CL).

V.2.2. Maillage

La configuration est axisymétrique et le code "Fluent" utilise un système de coordonnées cartésiennes. La définition de la géométrie et la génération du maillage ont été réalisées à l'aide du mailleur "GAMBIT" avec des mailles de forme quadrilatérale. Un raffinement des zones au voisinage de la sortie du brûleur a été pris en compte pour capter les différents phénomènes qui peuvent intervenir dans ces zones, notamment les gradients de vitesse.

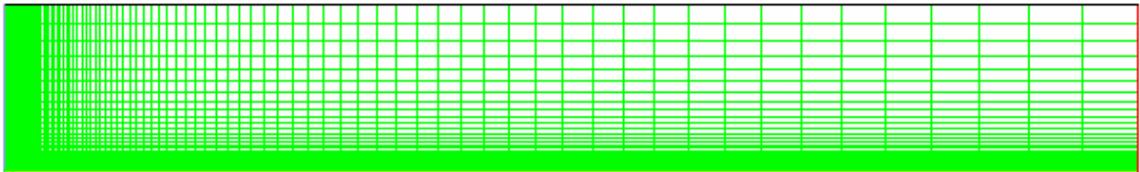


Figure V.3 : Maillage.

Les schémas de discrétisation des différentes variables sont résumés dans le tableau (V.1)

Variable	Schéma
Pression	Standard
Quantité de mouvement	Décentré amont 1 ^{er} ordre
Couplage pression-vitesse	SIMPLE
Energie	Décentré amont 1 ^{er} ordre
Energie cinétique turbulente	Décentré amont 1 ^{er} ordre
Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	Décentré amont 1 ^{er} ordre
Fractions massiques des espèces	Décentré amont 1 ^{er} ordre

Tableau V.1 : Schéma de discrétisation.

V.2.3. Effet du Maillage

Pour un maillage ayant un nombre de cellules différent (figure V.4), la solution de la vitesse axiale ne change pas de manière significative (\leq à 5%). On peut conclure que la solution est indépendante du maillage.

Remarque : Le maillage considéré ne concerne que la zone de propagation de la flamme.

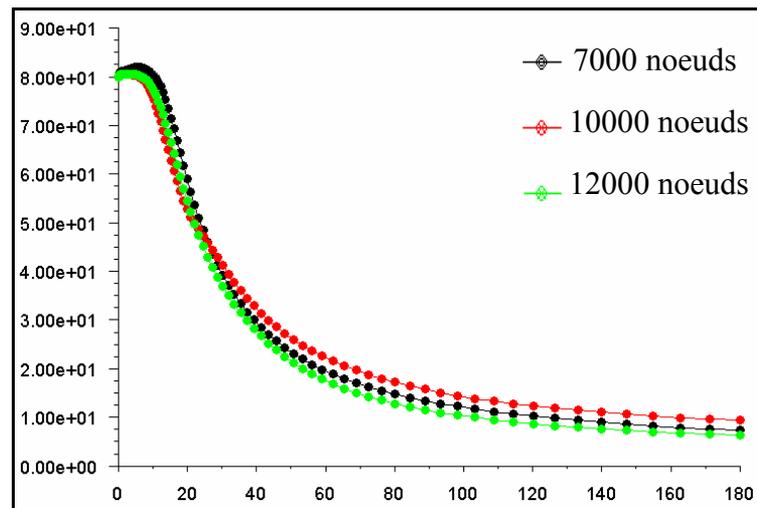


Figure V.4 : Indépendance du maillage

V.3. Discussion des résultats de simulation

V.3.1. Champ de température

La variation de la température suivant la direction axiale est montrée sur les figures (V.5 à V.9). Une augmentation rapide de la température, qui est l'une des manifestations les plus importantes de la combustion est constatée dans la zone de réaction. La température maximale atteinte est de l'ordre de 2400 °K.

Le champ des températures est présenté sous forme de profil axial, figure (V.7) ainsi que sous la forme d'isothermes figure (V.6). En allant vers l'aval, à partir du nez de brûleur, la température augmente de façon régulière jusqu'à une distance égale à 180D, distance pour laquelle la température atteint sa valeur maximale (appelée longueur de flamme) et qui se situe sur l'axe du jet (axe de symétrie). Ensuite, la température diminue progressivement suivant l'axe du jet, figure (V.8 et V.9).

L'allure des courbes obtenues permet de faire les commentaires suivants :

- La combustion n'étant contrôlée que par la turbulence (le mélange méthane air étant essentiellement réalisé par la turbulence), les coefficients de transport tels que la conductivité thermique, le coefficient de diffusion seront pris constants. L'utilisation d'une valeur constante de la capacité calorifique du mélange, notée C_p surestime la température et donne des pics de l'ordre de 3000 °K. Pour cette raison la valeur du coefficient C_p sera estimée à l'aide de la formule suivante :

$$C_p = C_p(T) = \sum_m C_{p,i}(T) Y_i \text{ où : } C_{p,i}(T) \text{ sera prise sous sa forme polynomiale.}$$

$$\text{Pour chaque espèce : } Cp(T) = A_1 + A_2T + A_3T^2 + \dots$$

Les coefficients A_i sont donnés par défaut (code Fluent), figure (V.10)

- On trouve que la température maximale est constante dans toute la section de la flamme et de valeur très proche de la valeur adiabatique de fin de combustion. En pratique cette température est plus basse étant donné que le rayonnement, qui s'exerce par l'intermédiaire des suies (cas des hydrocarbures) ainsi que le rayonnement des parois (parois non refroidies), se traduit par des pertes de chaleur. Le transfert thermique de rayonnement rend la distribution de la température plus uniforme et de ce fait tend à faire baisser le pic de la température maximale de : $T = 2400 \text{ °K}$ à $T=2100 \text{ °K}$, figures (V.11 à V.13).

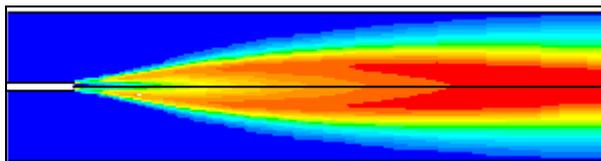


Figure V.5 : Aperçu global de la flamme dans le four (zone de la flamme).

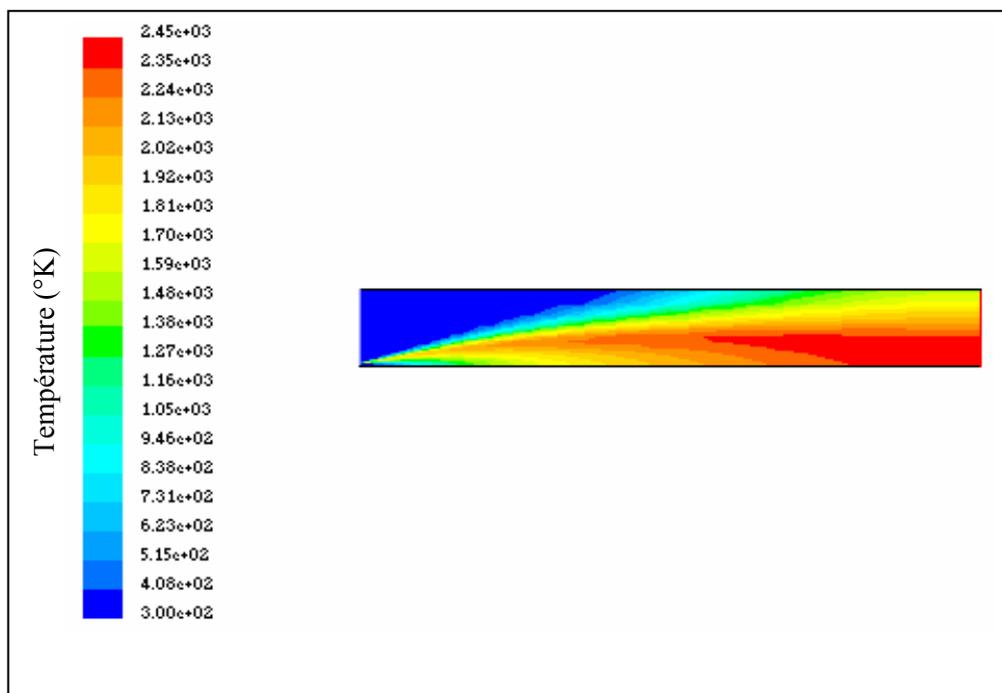


Figure V.6 : Contour de la température dans la zone de flamme (sans rayonnement).

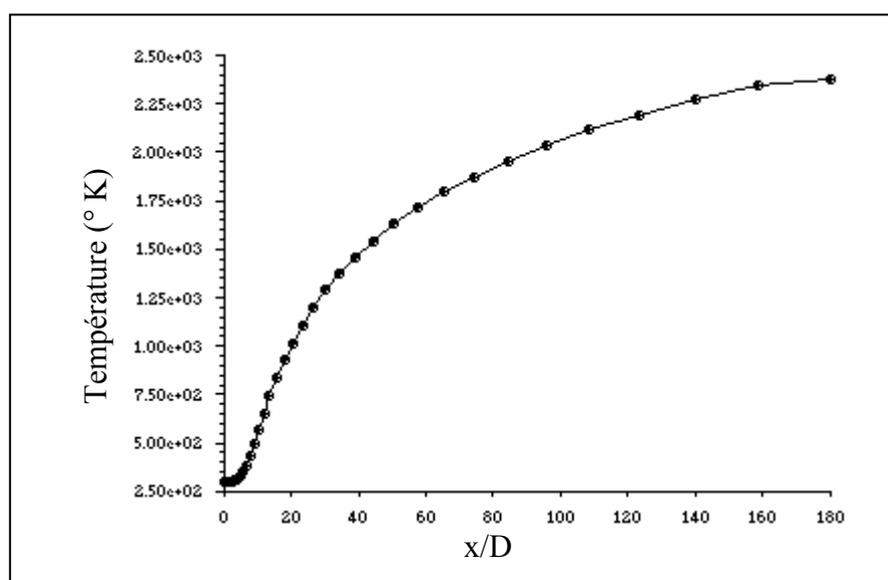


Figure V.7 : Profil axiale de la température dans la zone de la flamme.

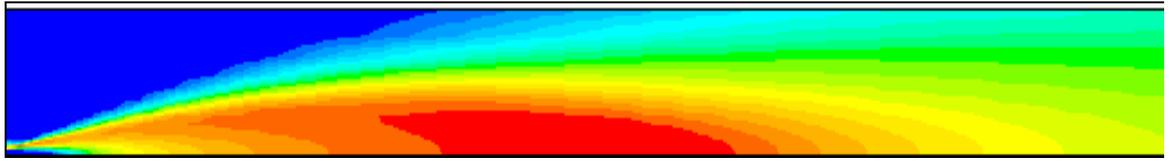


Figure V.8 : Contour de la température en aval du front de flamme suivant l'axe de la tuyère four.

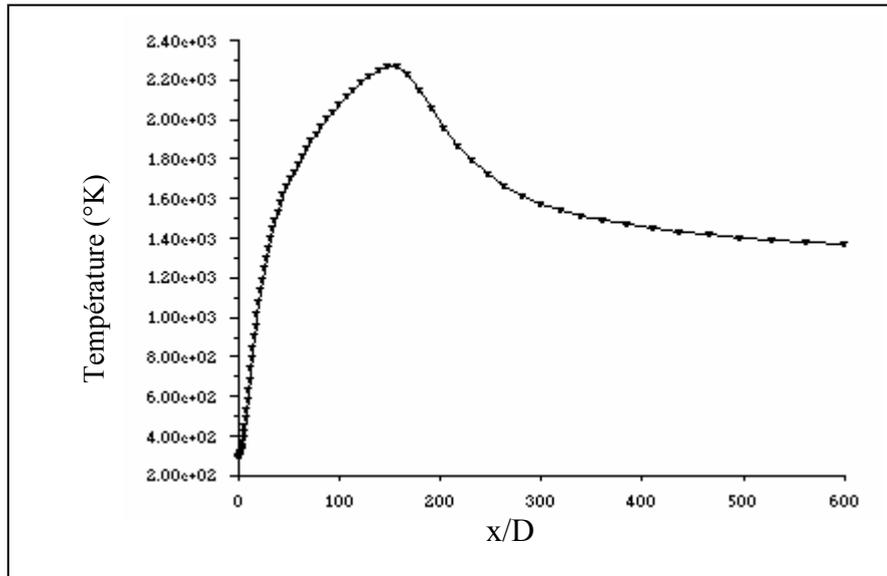


Figure V.9 : Profil axial de la température suivant l'axe de la flamme.

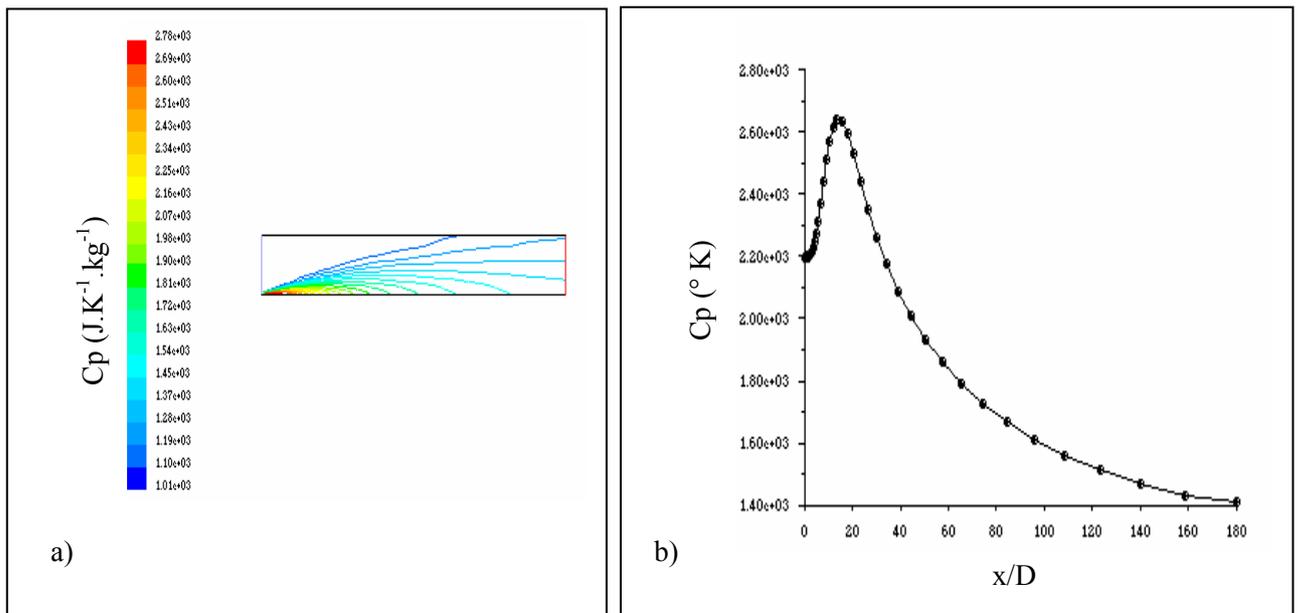


Figure V.10 : a) Contour de la capacité calorifique.
b) Profil axial de la capacité calorifique.

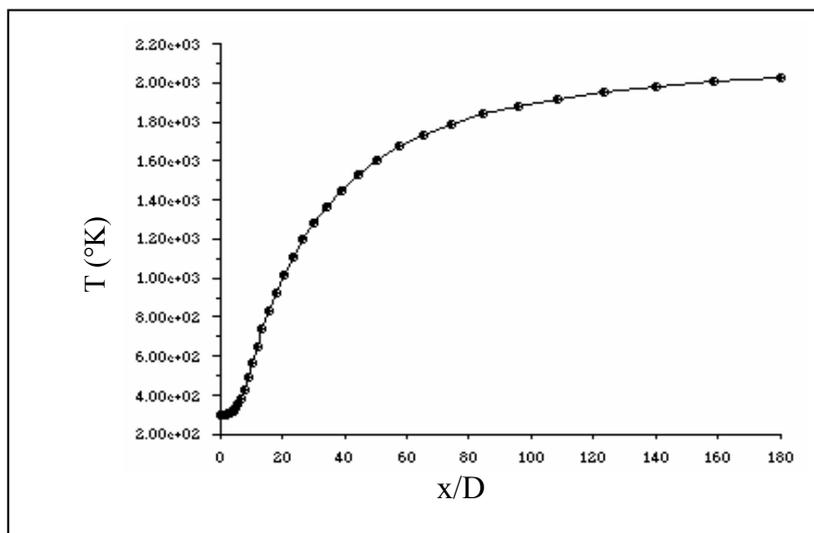


Figure V.11 : Profil axial de la température suivant l'axe de la flamme (avec rayonnement).

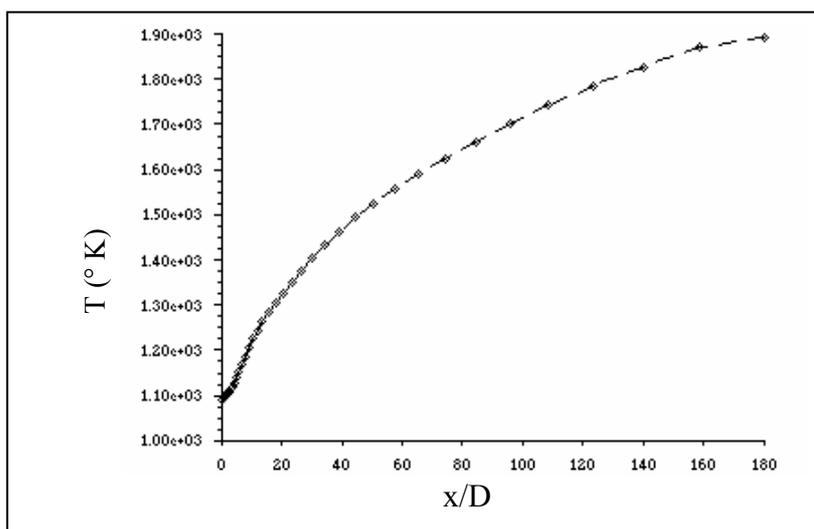


Figure V.12 : Profil axial de la température de rayonnement.

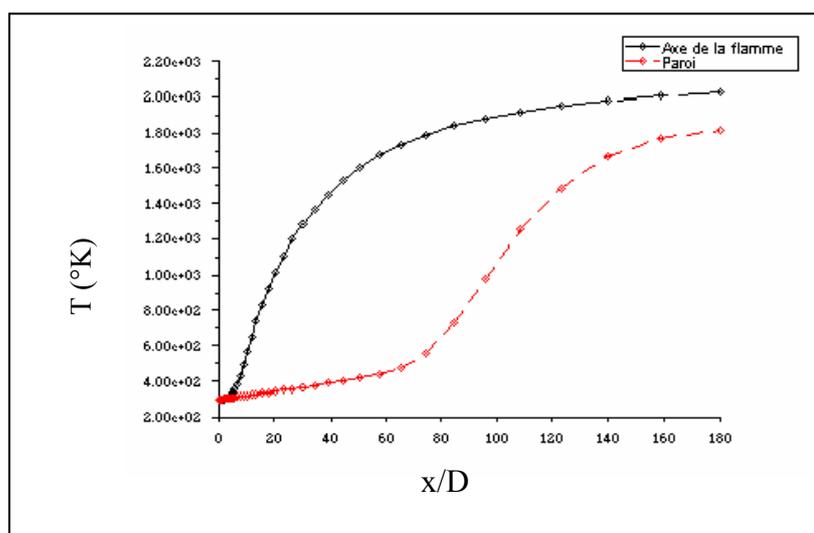


Figure V.13 : Evolution de la température suivant la paroi.

V.3.2. Champ Dynamique

Les figures (V.14 et V.15) montrent respectivement la variation de la vitesse le long de l'axe du jet, normalisée par la vitesse à l'entrée ainsi que le contour de cette dernière. On observe d'abord, une légère augmentation de la vitesse axiale, puis qui décroît et tend vers zéro à l'infini. La petite accélération dans la partie amont du jet, rapportée par quelques travaux expérimentaux, on citera entre autres : Compte Bellot [31] et qui pourrait être due au terme source de Reynolds dans l'équation de transport de quantité de mouvement.

Les profils radiaux en différentes positions dans le jet, de la composante radiale de la vitesse normalisée par la vitesse d'entrée, sont montrés sur la figure (V.16). Juste à la sortie du jet cette composante est nulle sur la partie centrale. En allant vers l'aval, les faibles valeurs de la vitesse deviennent positives. Cela est imposé par le principe de la conservation de masse étant donné que dans le centre du jet la vitesse axiale diminue.

Dans la zone du cône potentiel, le comportement est presque identique dans les deux cas du jet réactif et non réactif, étant donné que le cône potentiel est une zone inerte. Cependant, à partir de la zone de réaction, il est clair que la vitesse axiale dans le jet réactif est plus élevée que celle du jet non réactif, figure (V.17) ; cela est dû à la dilatation des gaz qui ont subi une grande augmentation de température. Ce résultat est aussi confirmé par les profils radiaux sur plusieurs stations, (V.16 et V.18).

À une position donnée $x/D=100$, on observe que les valeurs de la vitesse radiale du jet réactif sont nettement supérieures à celles du jet non réactif, figure (V.19).

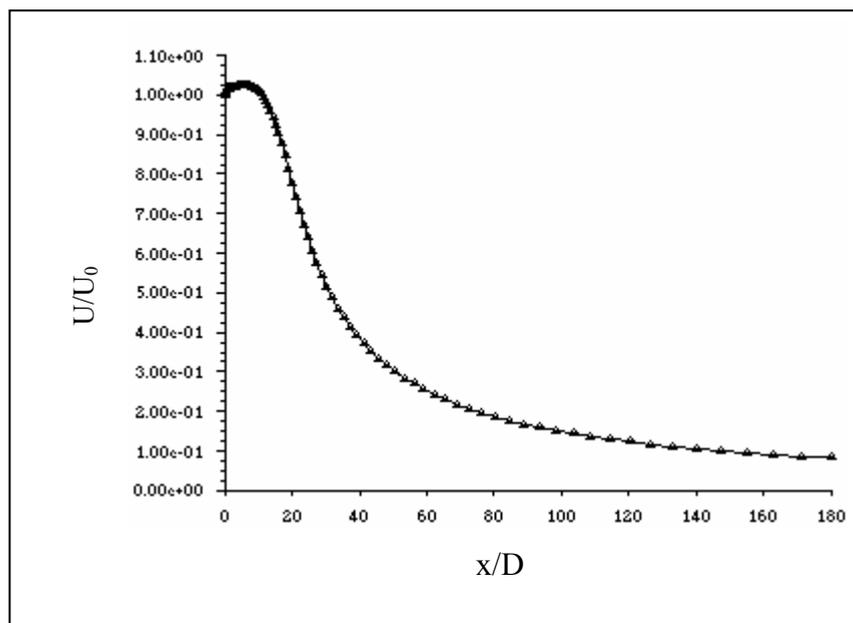


Figure V.14 : Profil axial de la composante axiale de la vitesse normalisée par la vitesse à l'entrée du brûleur.

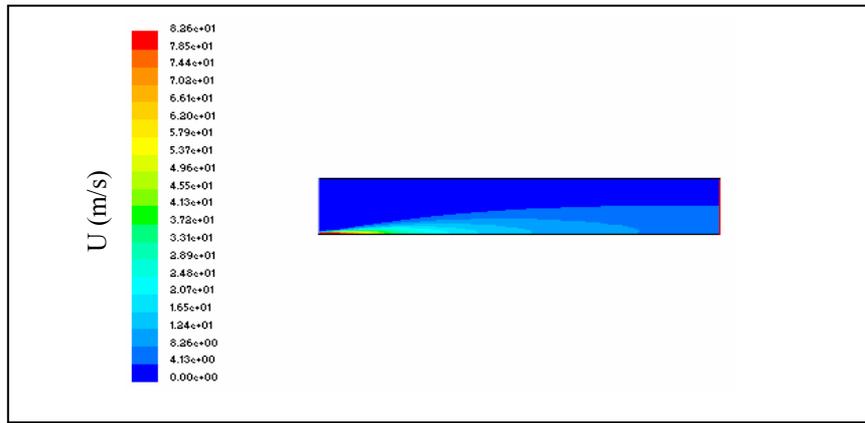


Figure V.15 : Contours de la vitesse axiale.

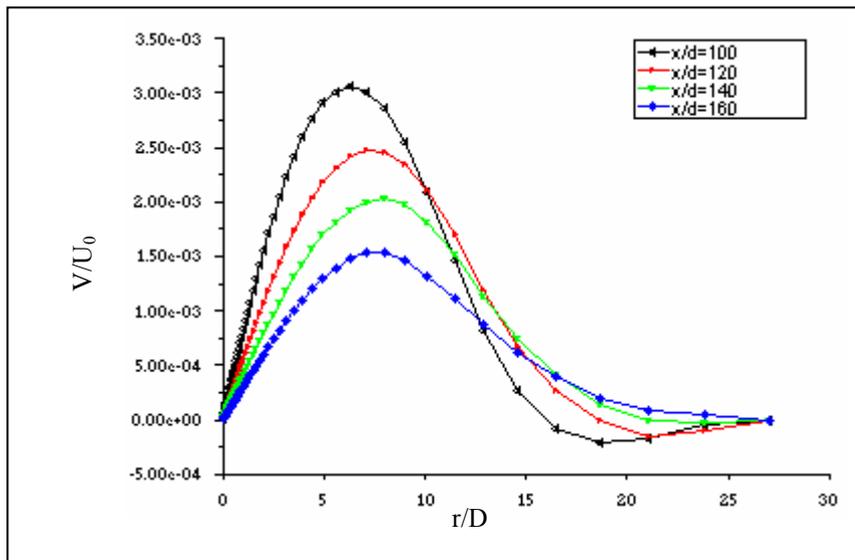


Figure V.16 : Profil radial de la composante radiale de la vitesse normalisée par la vitesse à l'entrée : cas de l'écoulement réactif.

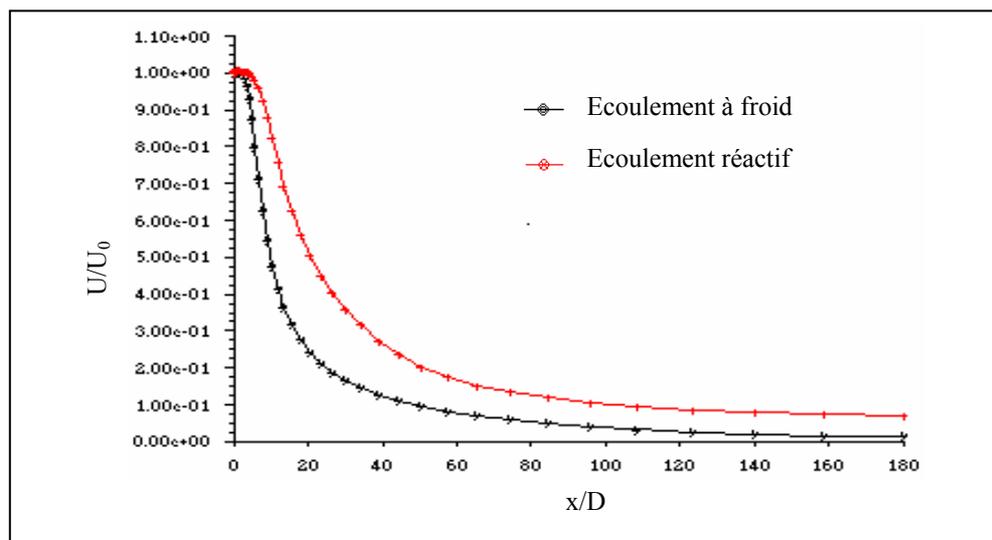


Figure V.17 : Profil axial de la composante axiale de la vitesse normalisée par la vitesse à l'entrée du brûleur : cas de l'écoulement à froid et de l'écoulement réactif.

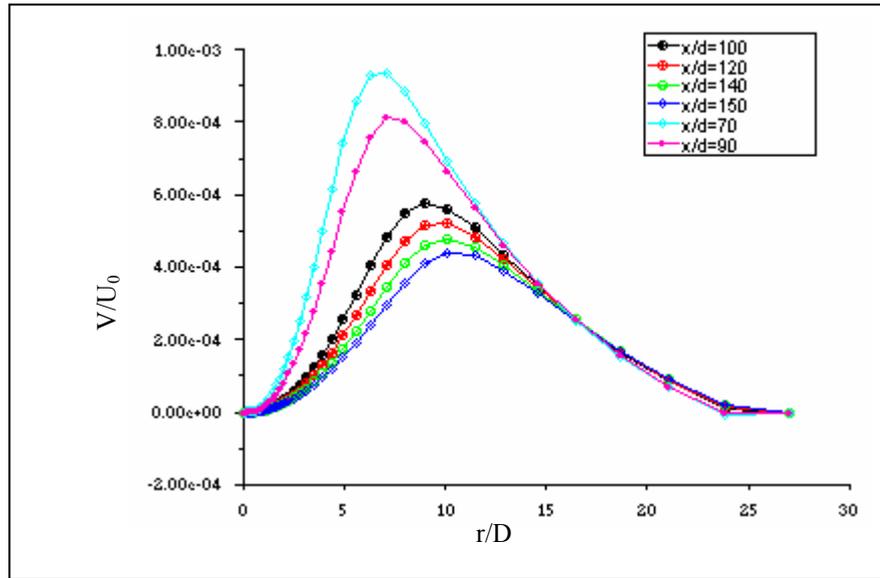


Figure V.18 : Profil radial de la composante radiale de la vitesse normalisée par la vitesse à l'entrée du brûleur : cas de l'écoulement à froid.

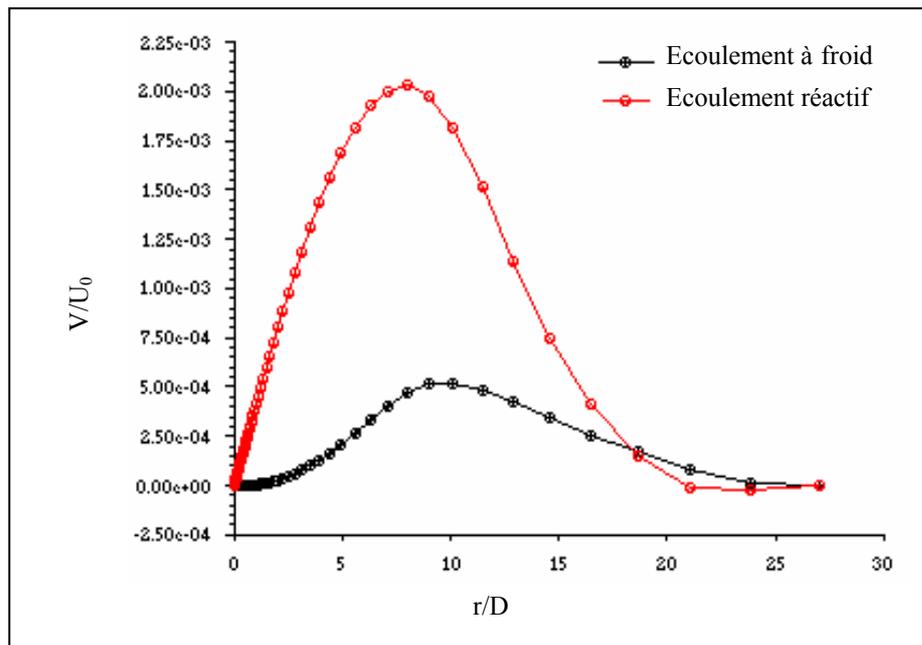


Figure V.19 : Profil radial de la composante radiale de la vitesse normalisée par la vitesse à l'entrée dans une station $x/D=100$.

V.3.3. Champ turbulent

Concernant le champ turbulent, figure V.20, on observe que l'énergie cinétique entame dans un 1^{er} temps un régime de décroissance dès la sortie du brûleur et le long de l'axe, ce qui laisse penser que la combustion joue un rôle dissipatif. Généralement ce phénomène est appelé « dissipation par dilatation ».

Dans un 2^{ème} temps la turbulence sur l'axe est fortement intensifiée. Cette augmentation est due au transport de la périphérie du jet réactif, c'est une zone de forte production de turbulence vu les gradients de la vitesse moyenne importants qui y existent.

Les figures V.20, V.21 et V.22 illustrent l'évolution, le long de l'axe du jet, de l'énergie cinétique, l'intensité de la turbulence et son taux de dissipation, respectivement. La similitude entre les comportements de k et ε peut s'expliquer par le fait que là où il y a une turbulence intense dans le jet, il y a aussi un taux de dissipation important.

L'allure du profil du taux de dissipation ε donné à l'entrée est très similaire à celle de l'énergie turbulente figures V.23 et V.24, cela est plutôt prévisible du fait que l'expression donnant ε à l'entrée est basée sur la supposition de l'état d'équilibre local de la turbulence, qui montre que ε est proportionnel à $k^{3/2}$.

Lors de la décroissance de l'énergie cinétique, qui tend vers 0 à l'infini, il est clair que sur l'axe, le gradient de la vitesse moyenne $\frac{\partial U}{\partial x}$ est nul. Donc le mécanisme de production de la turbulence sur l'axe est pratiquement négligeable. Les valeurs maximales enregistrées sur l'axe, à quelques diamètres de la sortie, représentent en effet une énergie turbulente transportée à partir d'une autre région de forte production, notamment en aval du bord du brûleur.

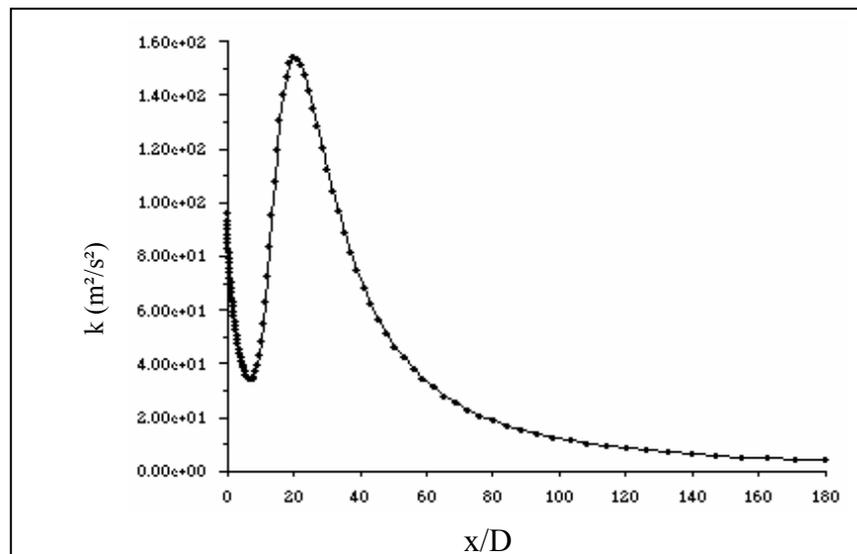


Figure V.20 : profil axial de l'énergie cinétique turbulente.

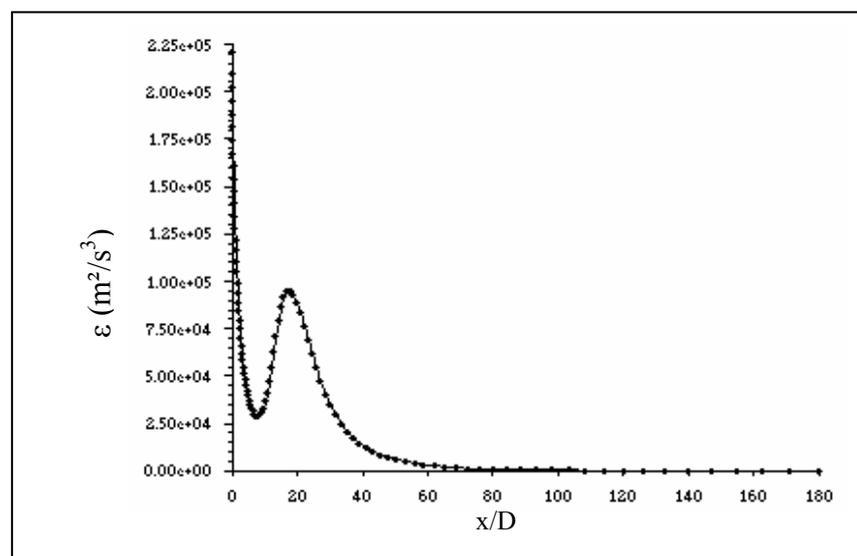


Figure V.21 : Profil axial du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

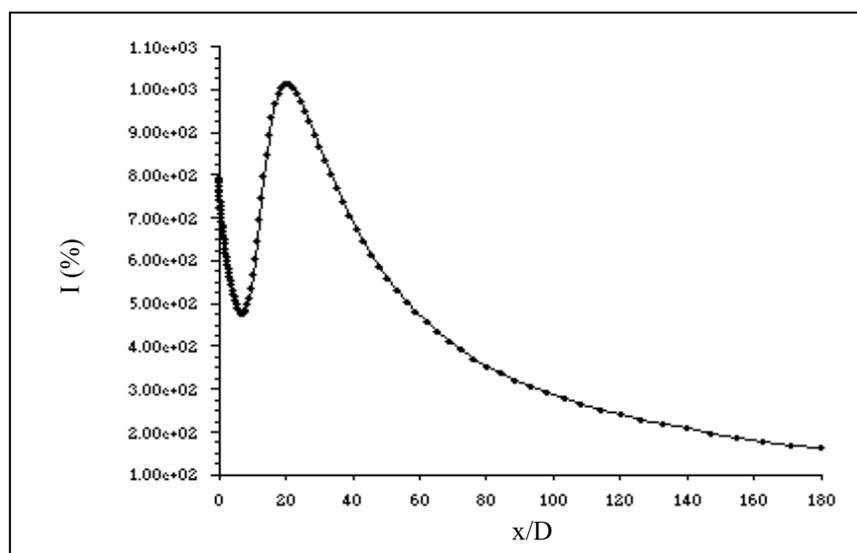


Figure V.22 : Intensité de la turbulence.

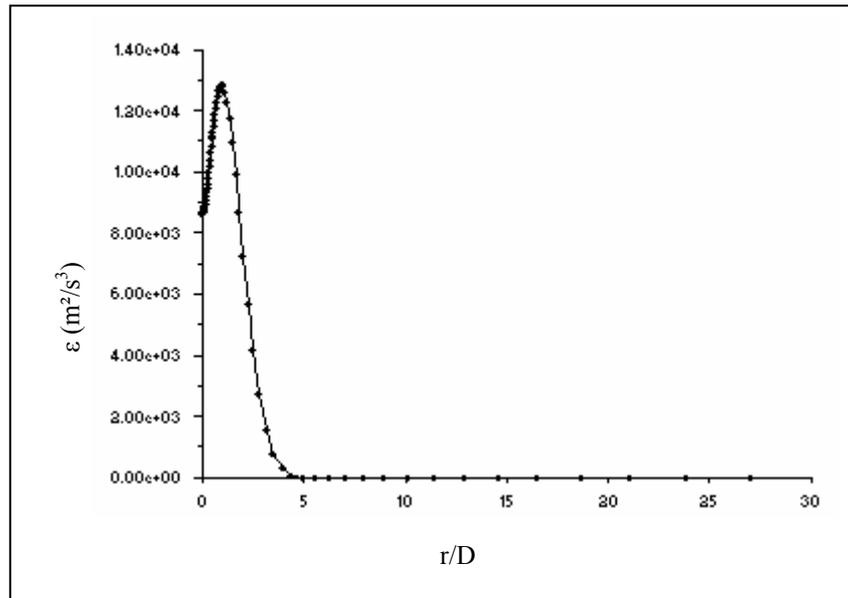


Figure V.23 : Profil radial du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente à l'entrée du brûleur.

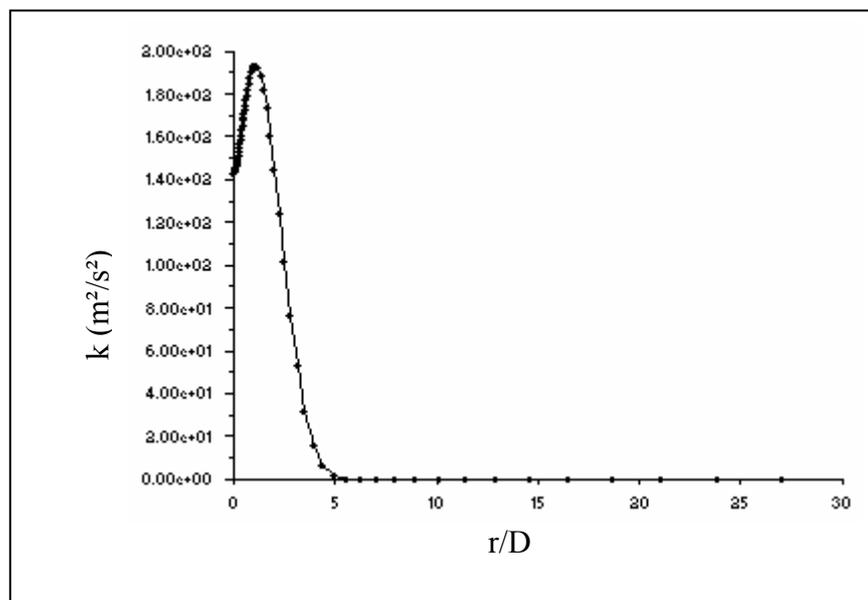


Figure V.24 : Profil radial de l'énergie cinétique turbulente à l'entrée du brûleur.

V.3.4. Contours des fractions massiques des différentes espèces

Le champ de la fraction massique du méthane est représenté sur la figure V.25 sous forme de profils radiaux en différentes positions x/D , normalisée par la fraction massique du méthane à la sortie du jet. Sur la figure V.26 et V.27, sont représentés, respectivement, sous forme de contour et profil axial, de l'évolution axiale du méthane. La consommation du combustible y est clairement illustrée. En effet, La fraction massique diminue progressivement de la valeur initiale (en sortie du jet) pour disparaître complètement à la fin de la zone de réaction.

On observe près de la sortie du jet de méthane que le centre du jet est froid et riche en CH_4 ; la zone de température élevée (zone de la flamme) occupe un espace annulaire qui sépare la zone riche en méthane de celle, extérieure, riche en oxygène, voir figures V.28 et V.29.

Les produits de combustion, inexistant dans le mélange, vont progressivement apparaître et augmenter pour atteindre des valeurs maximales dans la zone de réaction comme le montrent respectivement, pour le dioxyde de carbone (CO_2) les figures V.30 et V.31 (sous forme d'iso valeurs et de profil axial) et les figures V.32 et V.33 pour (H_2O). On notera le comportement similaire de ces deux fractions.

En aval du front de flamme, la concentration de ces espèces diminue puisqu'elles se mélangent avec l'air environnant, voir figure V.34.

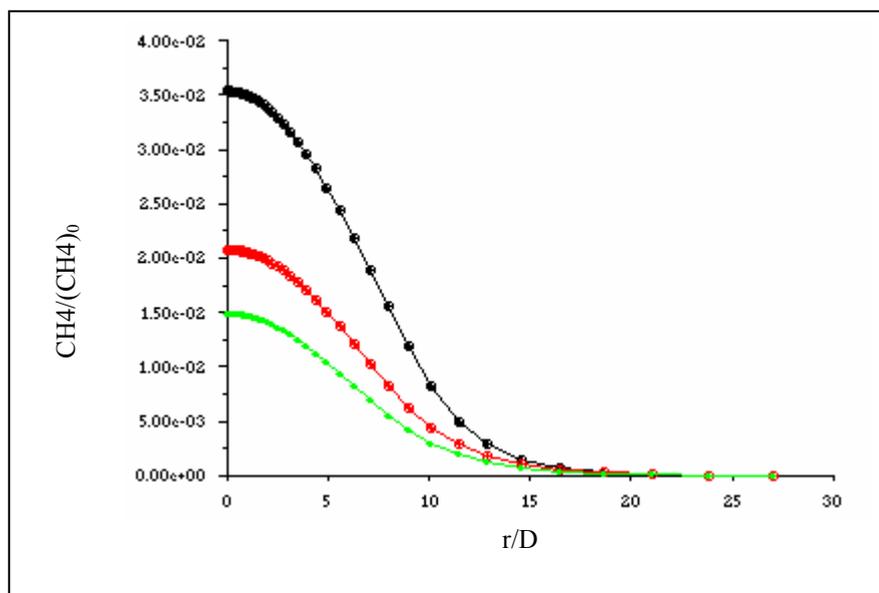


Figure V.25 : Profil radial de la fraction massique du méthane normalisée par la fraction massique du méthane à l'entrée du brûleur pour différentes stations.

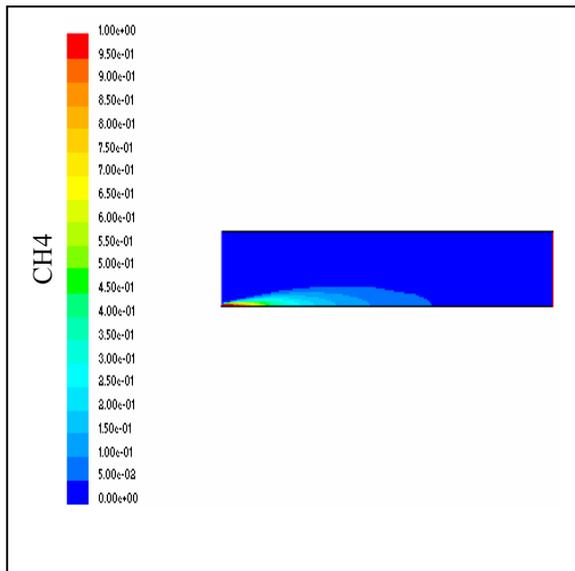


Figure V.26 : Contour de la fraction massique du méthane dans la flamme.

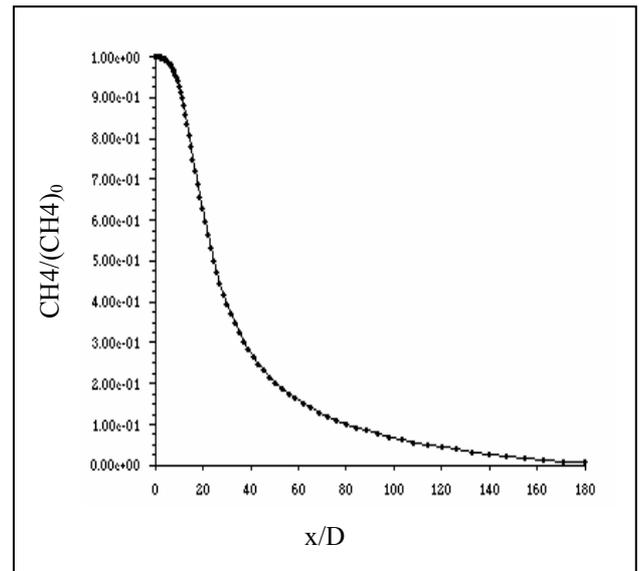


Figure V.27 : Profil axial de la fraction massique du méthane.

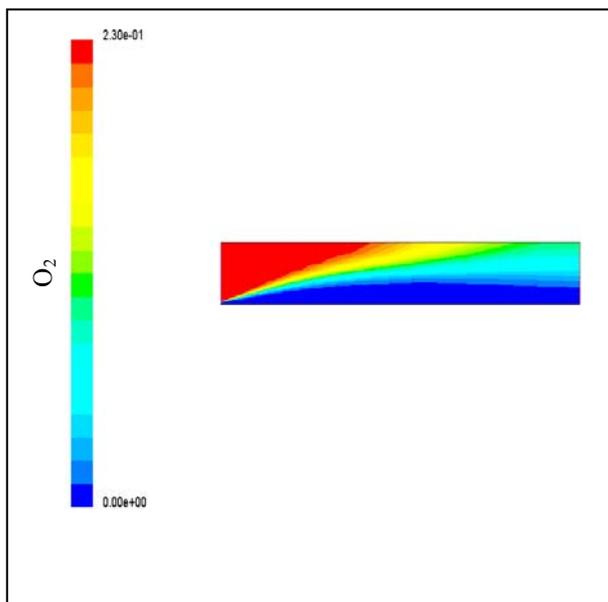


Figure V.28 : Contour de la fraction massique de l'Oxygène dans la flamme.

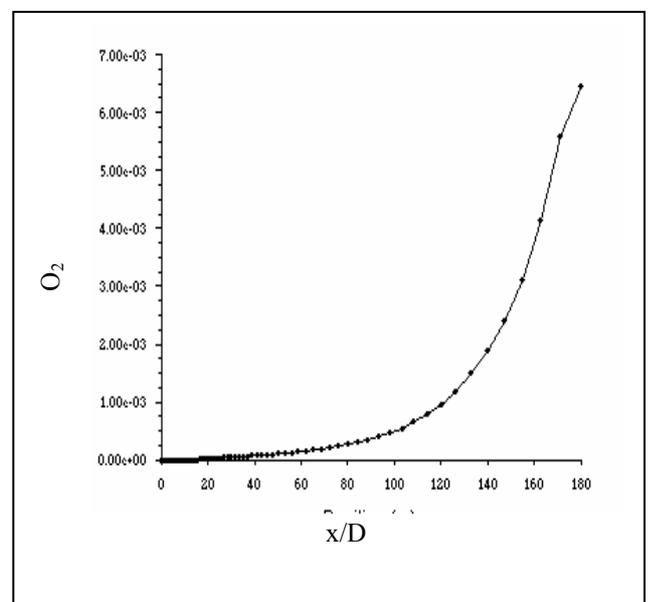


Figure V.29 : Profil axial de la fraction massique de l'Oxygène.

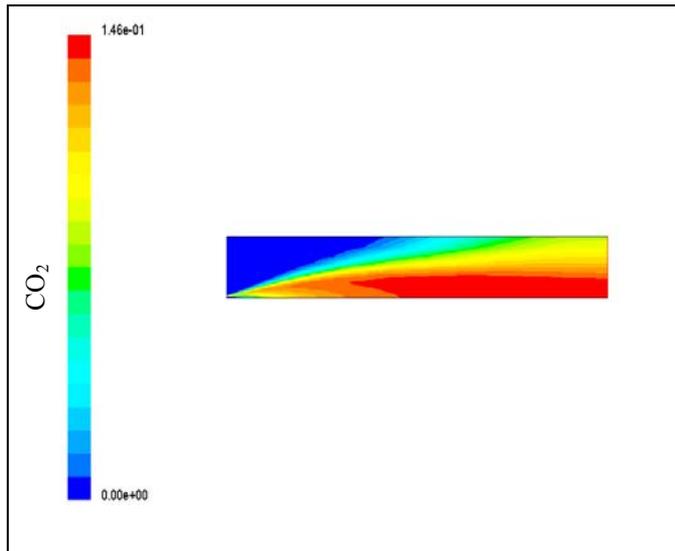


Figure V.30 : contour de la fraction massique du CO₂ dans la flamme.

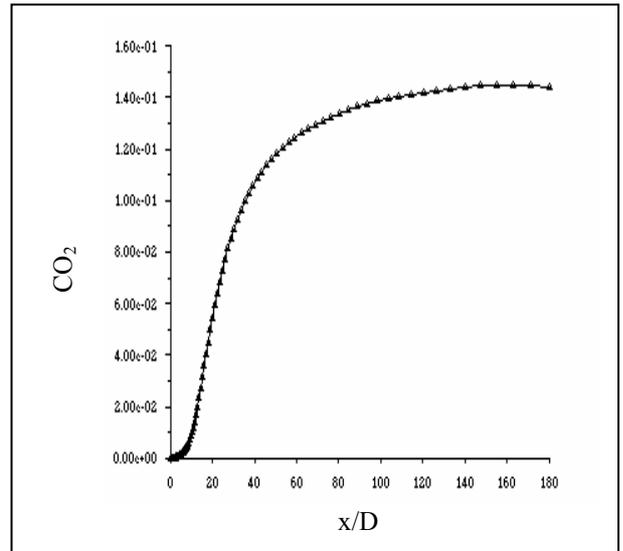


Figure V.31 : Profil axial de la fraction massique du CO₂.

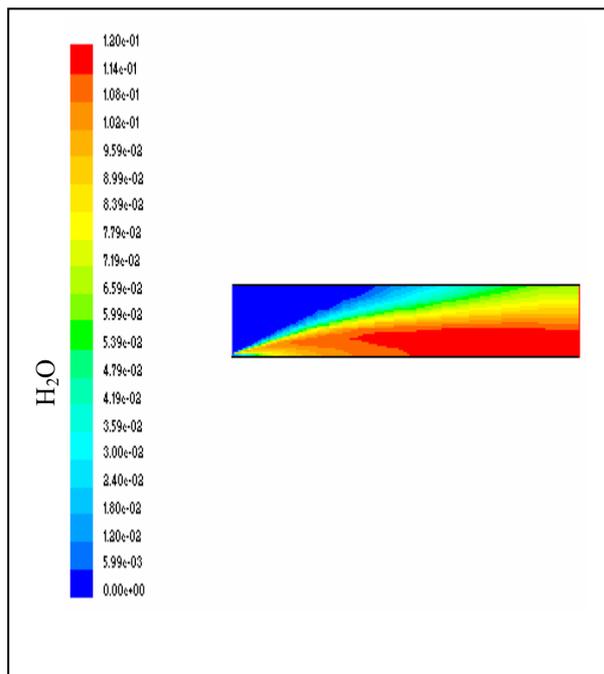


Figure V.32 : contour de la fraction massique de la vapeur d'eau dans la flamme.

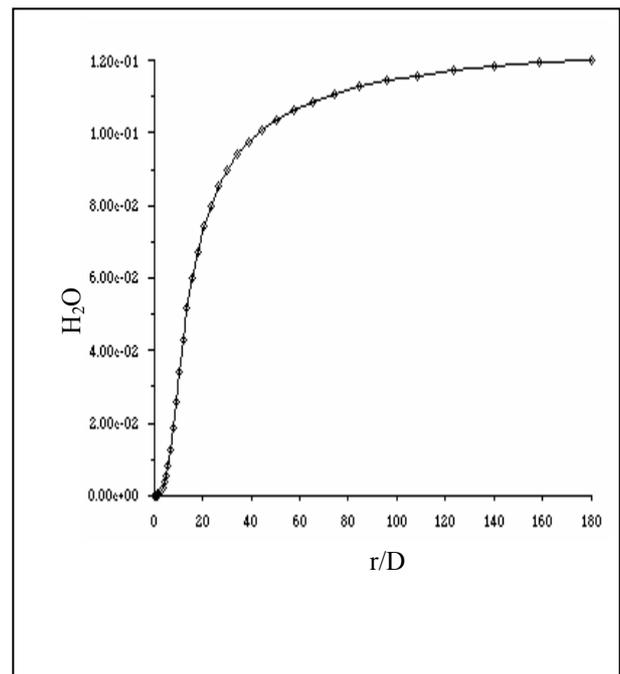


Figure V.33 : Profil axial de la fraction massique de la vapeur d'eau.

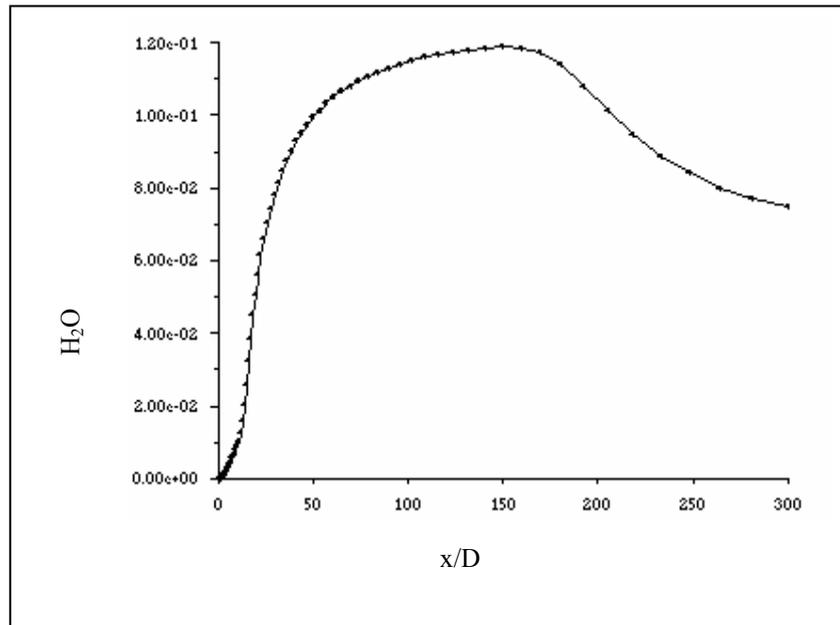


Figure V.34 : Profil axial de la fraction massique de la vapeur d'eau loin de la zone de flamme.

Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE

L'étude et la compréhension du comportement des flammes turbulentes, qui se propagent dans les fours, est devenu un impératif incontournable afin d'améliorer leurs performances et de réduire l'émission des polluants.

Le présent travail a porté essentiellement sur la simulation numérique des phénomènes de l'aérothermochimie turbulente dans les flammes non-prémélangées, utilisant comme outil de calcul le code en volumes finis Fluent.

Cette étude a été basée sur un jet axisymétrique et turbulent, tel qu'on peut rencontrer dans les flammes de diffusion (non-prémélangées), en utilisant le modèle k- ϵ et le modèle Eddy Dissipation. Pour la modélisation de la combustion, qui semble donner de bons résultats, d'un point de vue phénoménologique, nous avons pu constater les zones suivantes :

- ◆ Zone d'établissement de l'écoulement : près du brûleur correspondant à la région initiale du jet (en sortie de l'injecteur à quelques diamètres en aval). Dans cette région, le mélange du jet turbulent commence avec l'air ambiant, l'écoulement étant très influencé par les conditions de sortie de l'injecteur mais en même temps peu influencé par les conditions externes. De plus, les grandeurs au centre du jet (vitesse, température...etc.) conservent leurs valeurs initiales, ce qu'on appelle le cône de potentiel.
- ◆ La zone d'écoulement établi commence lorsque le mélange turbulent atteint le centre du jet et que la vitesse sur l'axe du jet commence par décroître. La dynamique du jet est alors gouvernée par la quantité de mouvement du jet.
- ◆ La troisième région est la région lointaine. Dans cette zone la quantité du mouvement du jet diminue (diminution hyperbolique de la vitesse dans la direction axiale).

Une étude de la structure des champs d'écoulement, dans le cas d'un mélange réactif, comparé à celui d'un mélange non réactif, a montré que la réaction chimique dans son interaction avec la turbulence tend toujours à modifier le champ de vitesse au sein de l'écoulement ; la réaction chimique a tendance à amortir la turbulence venant des gaz frais et à dilater les gaz au niveau du front de flamme.

On constate aussi que l'énergie cinétique décroît dès la sortie du brûleur. Celle-ci est due à la chaleur, produite par combustion, qui a pour effet de dilater les gaz et donc de réduire l'intensité de la turbulence.

Pour ce qui est de la température nous avons observé une augmentation de cette dernière, signe caractéristique d'une réaction de type combustion.

Les fractions massiques du réactif (CH_4) vont diminuer progressivement dès la sortie du brûleur pour disparaître complètement. Les produits de réaction inexistant dans le mélange initial vont atteindre leurs valeurs maximales dans la zone de réaction.

PERSPECTIVES FUTURES

Notre étude a porté sur un exemple de four sans matières (sans apport de clinker) étant donné que la simulation s'est focalisée uniquement sur la problématique de la flamme et des paramètres qui accompagnent généralement cette dernière. Il serait peut être judicieux de traiter un exemple plus compliqué, tenant compte de l'apport de matière (clinker) et pour lequel la simulation numérique qui s'impose prendrait en compte le couplage gaz-solide et qui permettrait, certainement, d'approcher avec plus de précision le comportement réel du problème complexe de la combustion dans un four de cimenterie, mais ceci est une autre affaire !

REFERENCES

- [1] **G. DAMKÖHLER.** « *The Effect of Turbulence on the Flame Velocity in a Gas Mixture* ». English translation. NACA TM 1112, April (1947).
- [2] **HOTELL HC, HAWTHORNE WR (1949)** 3rd symposium on combustion, Williams and Wilkins, Baltimore, p.254.
- [3] **K. K. KUO.** « *Principles of Combustion* ». Ed. John Wiley. New York, (1986).
- [4] **BILGER RW (1976)** prog. Energy. Comb.sc, 1,87.
- [5] **Magnussen B, Hjertager BH(1976)** 16th symposium (int.) on combustion, 719-729, The Combustion Institute, Pittsburgh.
- [6] **Marble F, Broadwell J (1977)** The coherent flame model for turbulent chemical reactions. TRW Report, Redondo Beach, Californie.
- [7] **Bray (1979)** “The interaction between turbulence and combustion” In P.A Libby and F.A. Williams (Ed), Topics in applied physics, 44 pp 115, New York, Springer Verlag.
- [8] **Borghi et Dutoya** “On the scales of fluctuations in Turbulent Combustion”, colloquium on turbulent combustion interaction, combustion institute.
- [9] **Bilger RW, beck RE (1975)** 15th symposium (Int.) on combustion, p. 541, the combustion institute Pittsburgh.
- [10] **Borghi R, Vervisch L, Garréton D (1991)** The calculations of local fluctuations in non-premixed turbulent flames. In: *heat transfer in radiating combustng systems* (Carvalho MG, Lockwood F, Taine J, eds.) 83-113, Springer Verlag, Berlin.
- [11] **Masri AR, Dibble RW, Bilger RW (1988)** Composition and flame, 71,245.
- [12] **S. KUCUKGOKOGLAN, A. AROUSSI, S. J. PICKERING.** « *Prediction of Interaction Between Burners In Multi-Burner Systems* ». University of Nottingham, Nottingham, NG7 2RD, UK, p. 1, (1999).
- [13] **Y. DEMAGH** «Modélisation par Eléments Finis des transferts Thermiques : application au four de la cimenterie de Hamma Bouziane», Mémoire de Magistère, Université de Batna (2002).
- [14] **R. BORGHI.** « Recent Advances in Aerospace Science ». (C Bruno, C Casci. Eds). Plenum Pub. Corp. p. 117, (1985).
- [15] **L. VERVISCH & D. VEYNANTE** Turbulent combustion, cours présentés à l’institut de Von Karman (1999).
- [16] **A. BOUKHALFA** Combustion à l’étude de la structure scanner dans les flammes turbulentes prémélangées de type BUNSEN, thèse de doctorat d’état, université d’Orléans (1988).
- [17] **R.BORGHI & M. DESTERIAU** La combustion et les flammes, TECHNIP (1975).

- [18] **R.BORGHI & M. CHAMPION** Modélisation et théorie des flammes, TECHNIP (2000).
- [19] **B. E. LAUNDER, D. B. SPALDING.** « *Mathematical Models Of Turbulence* ». Académie Press, London and New York (1972).
- [20] **D. B. SPALDING.** « *Development of the Eddy-Break-Up Model of Turbulent Combustion* », Sixteenth International Symposium on Combustion, Ed. The Combustion Institute, p. 1657, (1977).
- [21] **FLUENT 6.0 documentation.** User's Guide. Fluent. Inc. (2001).
- [22] **J.O. Hinze.** Turbulence. McGraw-Hill Publishing Co., New York, 1975.
- [23] **B. E. LAUNDER, D. B. SPALDING.** « *Lectures Mathematical Models of Turbulence.* ». Academic Press, London, England, (1972).
- [24] **G. D. Raithby and E. H. Chui.** A Finite-Volume Method for Predicting a Radiant Heat Transfer in Enclosures with Participating Media. J. Heat Transfer, 112:415{423, 1990).
- [25] **E. H. Chui and G. D. Raithby.** Computation of Radiant Heat Transfer on a Non Orthogonal Mesh Using the Finite-Volume Method. Numerical Heat Transfer, Part B, 23:269{288, 1993.
- [26] **J. R. Viegas, M. W. Rubesin, and C. C. Horstman.** On the Use of Wall Functions as Boundary Conditions for Two-Dimensional Separated Compressible Flows. Technical Report 23rd Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, 1985.
- [27] **GAMBIT 2.0 Documentation :** User's guide. Modelling guide. Tutorial guide. Fluent. Inc.2001.
- [28] **B. P. Leonard and S. Mokhtari.** ULTRA-SHARP Nonoscillatory Convection Schemes for High-Speed Steady Multidimensional Flow. NASA TM 1-2568 (ICOMP-90-12), NASA Lewis Research Center, 1990
- [29] **S. V. PATANKAR.** Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere. Washington, D,C. PP 115-120. 1980
- [30] **C. M. Rhie and W. L. Chow.** Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation. AIAA Journal, 21(11):1525{1532, November 1983.
- [31] **C. Bailly, G.Compte-bellot (2003).** "Turbulence", Editions CNRS.

Tutorial et Annexes
Présentation des logiciels :
Gambit et Fluent

A.1. Préprocesseur GAMBIT :

C'est un préprocesseur intégré pour l'analyse en CFD (Computational Fluid Dynamics). Il peut être utilisé pour construire une géométrie et lui générer un maillage. Eventuellement, une géométrie d'un autre logiciel de CAO peut être importée dans ce préprocesseur.

Les options de génération de maillage de gambit offrent une flexibilité de choix. On peut décomposer la géométrie en plusieurs parties pour générer un maillage structuré. Sinon, gambit génère automatiquement un maillage non structuré adapté au type de géométrie construite. Avec les outils de vérification du maillage, les défauts sont facilement détectés.

A.2. Interface de GAMBIT :

C'est une interface facile à manipuler. Elle est décomposée en plusieurs parties (figure A.1)

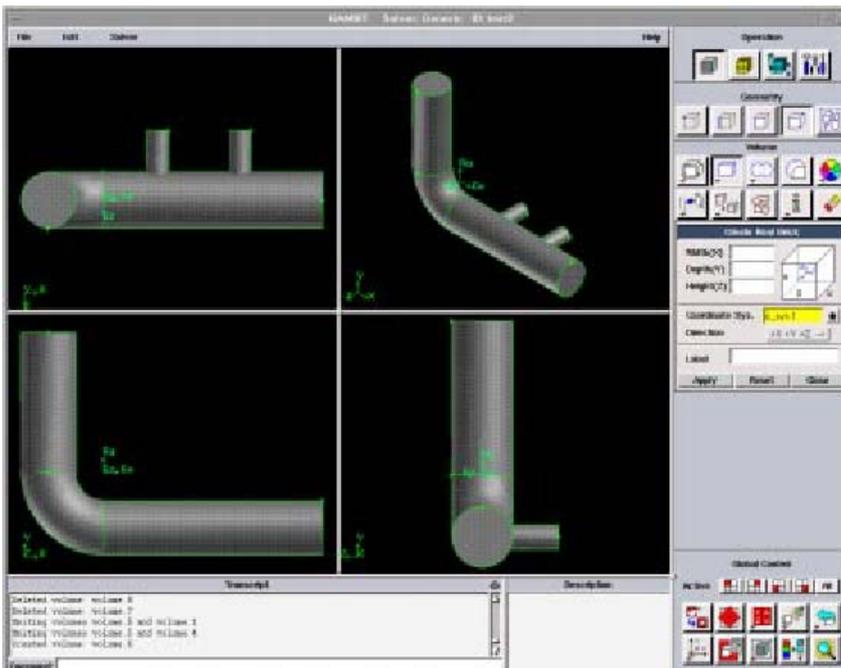


Figure.A.1: Interface de Gambit

a. Fenêtre d'outils d'opération :

Chaque bouton de cette fenêtre correspond à une fonction bien définie (figure A.2).

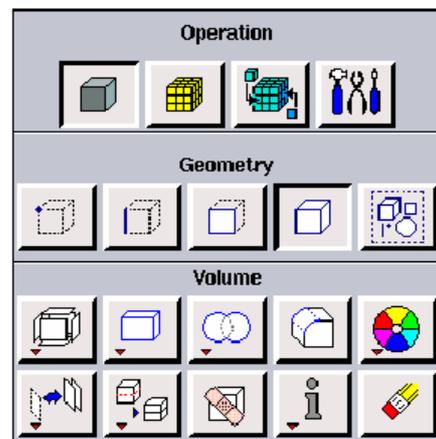


Figure.A.2: fenêtre d'outils d'opération

a.1. Construction de la géométrie :

Elle est créée à partir de points, de cotés, de surfaces, de volumes ou d'un groupe de tous ces éléments. On peut effectuer des opérations d'union, d'intersection, de séparation d'effacement de décomposition.

a.2. Génération de maillage :

Cette fonction permet la génération de tous types de maillage, la manipulation du maillage généré et la création d'une couche limite s'il y a lieu.

a.3. Incorporation des conditions aux limites :

Plusieurs types de conditions aux limites sont disponibles selon le problème traité. A noter que l'espace maillé est pris par défaut comme étant fluide.

a.4. Boutons d'outils :

Ils permettent de spécifier le système de coordonnées par exemple ou d'autres opérations spécifiques.

b. Fenêtre de contrôle global :

Elle concerne l'orientation, l'affichage, la lumière et la vérification du maillage (figure A.3).

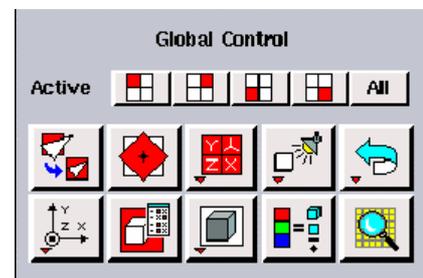


Figure.A.3: fenêtre de contrôle global

c. fenêtre des descriptions :

Elle décrit la fonction de l'icône sur laquelle se trouve le curseur de la souris (figure A.4)

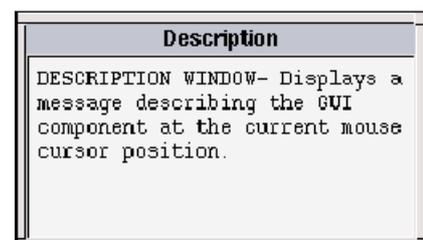


Figure.A.4: fenêtre des descriptions

d. Fenêtre de la liste des commandes :

Elle contient la liste des commandes antérieures. Si nécessaire, on peut ajouter une commande écrite pour être exécutée (figure A.5).



Figure.A.5: fenêtre de la liste des commandes

A.2. Code FLUENT :

Fluent est un programme informatique conçu pour la simulation des écoulements de fluide et du transfert de chaleur dans des géométries complexes. Il présente une grande flexibilité d'adaptation avec n'importe quel type de maillage. Il permet le raffinement du maillage en fonction des conditions aux limites, des dimensions et même des résultats déjà obtenus. Cela est très utile dans les régions à gradients importants (couches limites, couches à cisaillement libre).

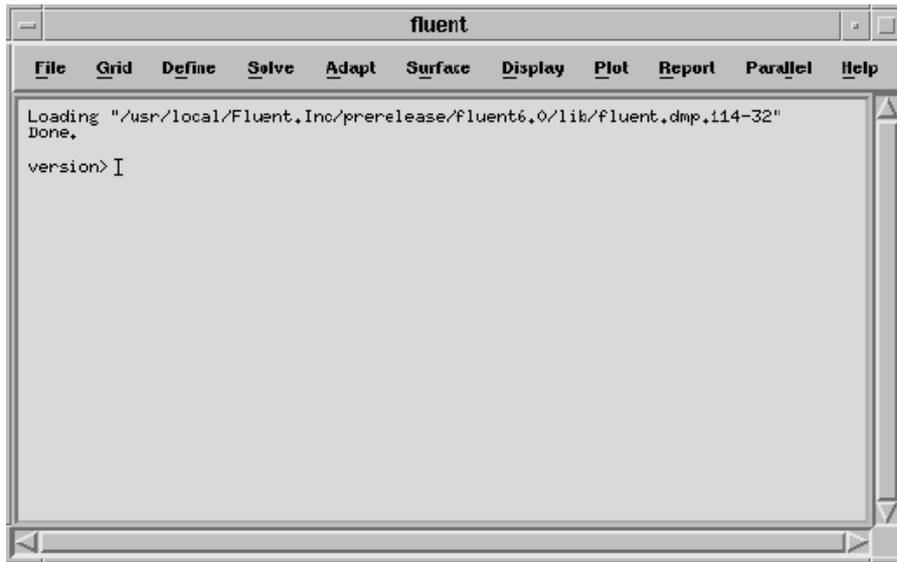
Fluent est écrit en langage C. Il emploie toute la flexibilité et la puissance qu'offre ce langage. Il a une architecture serveur client nécessaire au calcul parallèle sur plusieurs machines.

Fluent dispose d'un outil de graphisme pour l'affichage des résultats et leur exploitation. On peut aussi exporter les résultats vers un autre logiciel de graphisme.

Enfin, l'option UDF permet de résoudre des équations additionnelles ou des termes sources additionnels définis par l'utilisateur.

A.3. Interface du code fluent :

On peut démarrer 4 versions de fluent : 2D, 3D, 2DDP, 3DDP ayant la même interface (figure A.6).



Les fonctions disponibles pour la procédure numérique sont :

File : pour les opérations concernant les fichiers : lecture, sauvegarde, importation...

Grid : pour la vérification et la manipulation du maillage et de la géométrie.

Define : pour définir les phénomènes physiques, les matériaux et les conditions aux limites.

Solve : pour choisir les équations à résoudre, les schémas de discrétisation, les facteurs de sous relaxation, les critères de convergence et pour initialiser et procéder au calcul.

Adapt : pour l'adaptation u maillage selon plusieurs paramètres.

Surface : pour créer des points des lignes et des plans nécessaires à l'affichage des résultats.

Display et plot : pour l'exploitation des résultats.

Report : pour afficher des rapports contenant les détails du problèmes traité.

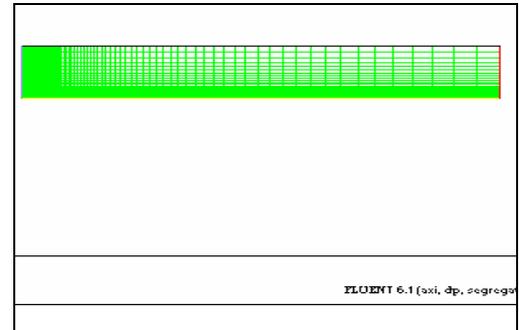
Parallel : pour le calcul parallèle.

Help : pour l'exploitation du contenu du code.

Procédure de Résolution

Etape 1.

Un fichier de données (extension .cas) est créé suite à la lecture du fichier contenant les détails de la géométrie (extension .msh), après vérification du maillage, on passe au type de solveur.

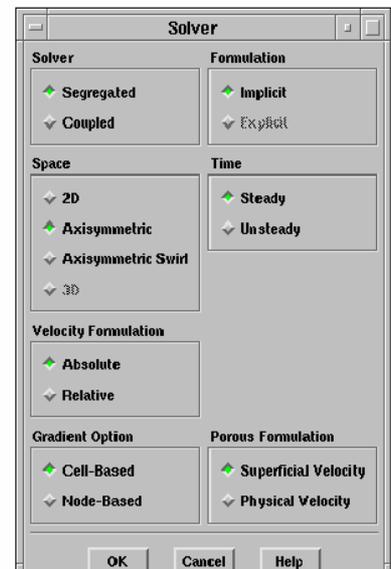


Etape 2.

Menu "define"

Define → Models → Solver...

Pour notre cas, c'est un solveur découplé avec une formulation implicite pour un cas axisymétrique et un écoulement stationnaire et une vitesse absolue, valider en cliquant sur OK. D'autres équations peuvent être rajoutées selon les phénomènes étudiés (transfert de chaleur, combustion, multi phases ...).



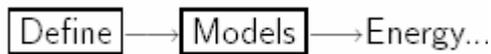
Etape 3.

Define → Models → Viscous..

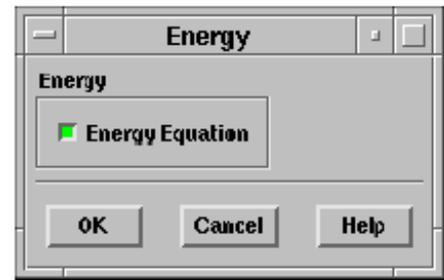
C'est le modèle k- ϵ avec l'option fonction de paroi (wall-function). Cette étape représente une approche pour modéliser l'écoulement près des parois.



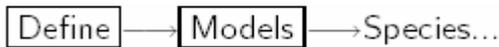
Etape 4.



Formulation de l'équation d'énergie.

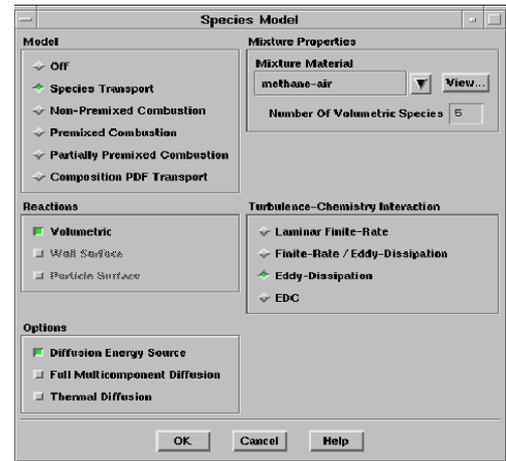


Etape 5.

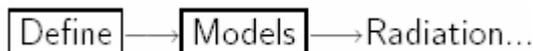


Le modèle de transport des espèces chimiques, avec une réaction volumétrique Eddy-dissipation pour la modélisation du taux de réaction.

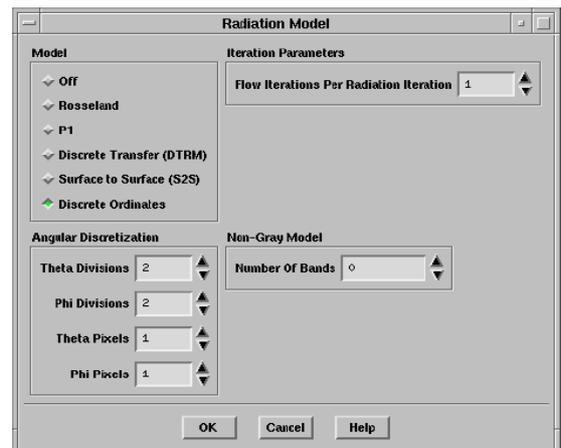
Pour avoir une combustion froide on doit désactiver la réaction volumétrique.



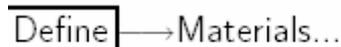
Etape 6.



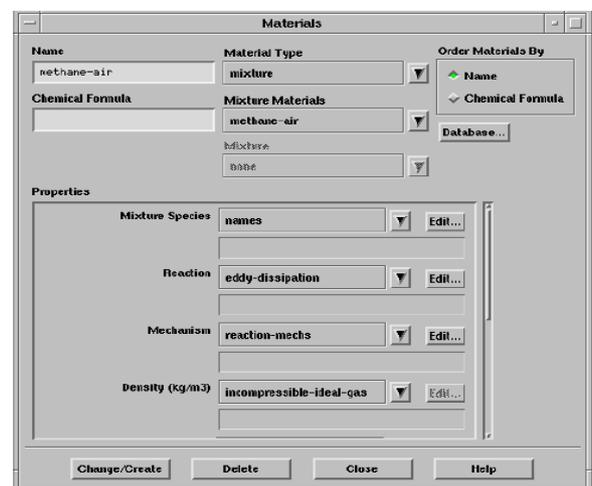
Formulation de l'équation de transfert radiatif avec le modèle *Discret-Ordinate*.



Etape 7.



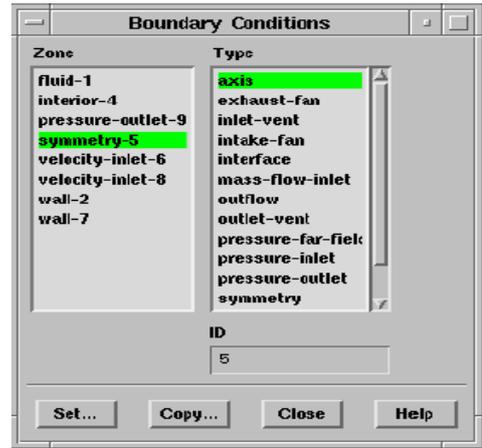
C'est le choix du fluide utilisé avec l'introduction des données concernant les propriétés physiques. On note qu'il faut cliquer sur le bouton change/creat avant de quitter le panneau.



Etape 8.

Define → Boundary Conditions...

Les conditions aux limites pour chaque frontière seront définies avec la fenêtre Boundary condition, après avoir sélectionné chaque fois, la frontière concernée et faire rentrer les conditions aux limites de cette dernière ensuite valider.

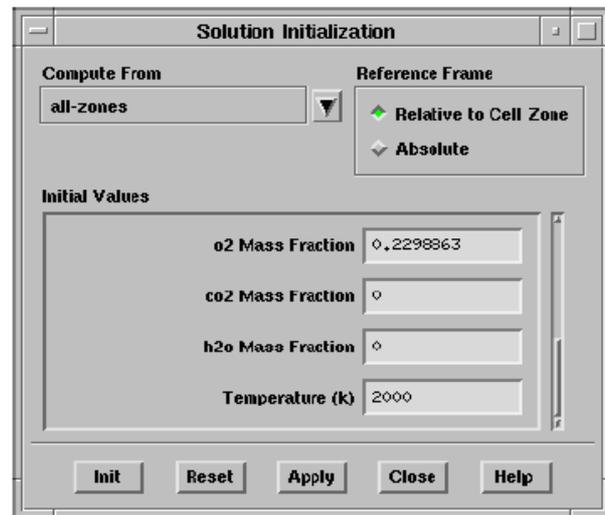


Etape 9.

Menu "solve".

Le dernier menu utilisé pour entamer le calcul est le menu "solve". On doit choisir les équations à résoudre, les schémas de discrétisation, les facteurs de sous relaxations et les critères de convergence. Le calcul est initialisé d'après les conditions aux limites.

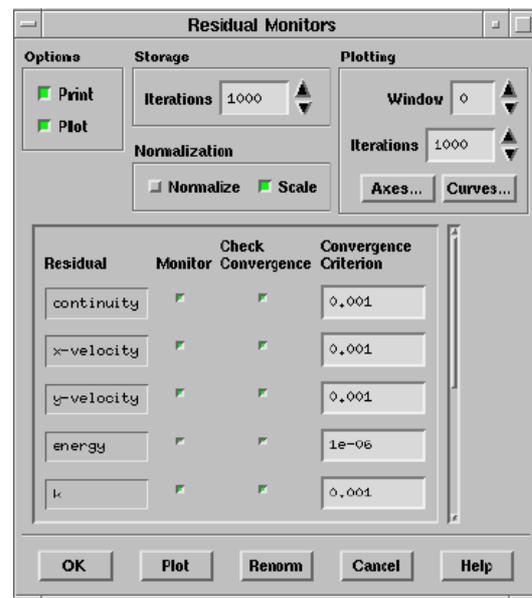
Solve → Initialize → Initialize...



Etape 10.

Solve → Monitors → Residual...

Faire activer l'option plot dans la fenêtre residual monitor. Lancement des itérations jusqu'à la convergence, enregistrer les résultats pour entamer ensuite la phase sortie graphique.



Abstract :

The understanding of turbulent combustion is of a capital interest in the field of reactive flows, due to the complexity of the phenomena brought into play but also because very widespread in our practical life. The no-premixed turbulent flames are one type in various domestic and technological application but especially for their ecological virtue.

This work is a contribution to the numerical study of axisymmetric turbulent jets of non reactive and reactive fluids. The modelling of combustion is based on the model of Magnussen. Turbulence effects are taken in account using the k- ϵ model. The problem was tackled by using the computer codes Gambit (grid generator) to generate the grid and fluent (solver) to solve the flow. In the case of the reactive jet, interesting results were obtained concerning the field of temperature, velocity and mass fractions of the various species such as methane (CH₄), oxygen (O₂) and water (H₂O) in the computational field.

Key words: Burners, turbulent combustion, no-premixed flames, axisymmetric turbulent.

Résumé :

La compréhension de la combustion turbulente représente un intérêt capital dans le domaine des écoulements réactifs. Les flammes turbulentes non prémélangées sont un type de cette combustion. Elles ont reçu un intérêt particulier dans le présent travail car se trouvant dans diverses applications domestiques et technologiques mais aussi pour leur vertu écologique. Le présent travail est une contribution à l'étude numérique, par l'approche R.A.N.S, de l'aérothermochimie, des jets turbulents (brûleur) axisymétriques de fluides réactifs dans un four. La modélisation de la combustion est basée sur le modèle de Magnussen. Le modèle k-ε est utilisé pour modéliser la turbulence.

Le modèle géométrique ainsi que les conditions aux limites ont été élaborés à l'aide du générateur de maillage du programme "GAMBIT". Les différentes simulations numériques ont été faites à l'aide du code de calcul en volumes finis "FLUENT 2D" version 6.1

Des résultats intéressants ont été obtenus concernant les champs de température, dynamique, les fractions massiques des différentes espèces impliquées dans le processus de combustion telles que le méthane (CH₄), l'oxygène (O₂), le dioxyde de carbone (CO₂) et l'eau (H₂O), les gaz nocifs tels que le monoxyde de carbone (CO) ou les oxydes d'azote (NO_x) source des problèmes de pollution.

Mots clés : Brûleurs, jet axisymétrique, combustion, turbulence, flammes non prémélangées.