

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Hassiba Benbouali de Chlef

Faculté de Technologie

Département de Génie Mécanique



# THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

**DOCTORAT EN SCIENCES**

Spécialité : Génie Mécanique

Par

**Said NECHAD**

Thème :

***Etude d'une simulation numérique à trois dimensions  
des flammes de diffusion: Application, chambres de  
combustion à multi-brûleurs.***

Soutenue le 13 / 02 / 2020

Devant le jury composé de :

Hocine Abdelkader	Professeur	Université Hassiba Benbouali de Chlef	Président
Bouaziz Mohamed Nadjib	Professeur	Université Dr Yahia Farès de Médéa	Examineur
Benarous Abdellah	Professeur	Université Saad Dahlab de Blida	Examineur
Hemis Mohamed	Professeur	Université Djilali Bounaama de Khemiss Miliana	Examineur
Zerrout Amar	MCA	Université Hassiba Benbouali de Chlef	Invité
Khelil Ali	Professeur	Université Hassiba Benbouali de Chlef	Rapporteur
Loukarfi Larbi	Professeur	Université Hassiba Benbouali de Chlef	Co-rapporteur

Année universitaire : 2019/2020

## *Remerciements*

*Je tiens à exprimer mes remerciements et ma gratitude à tous ceux qui m'ont aidé, soutenu, et encouragé pour la réalisation de ce modeste travail:*

*Monsieur le professeur KHELIL Ali, le directeur de thèse, pour ses orientations, sa compréhension, qui s'est toujours montré à l'écoute, et pour sa disponibilité tout au long de la réalisation de ce mémoire.*

*Monsieur le professeur LOUKARFI Larbi, le co-directeur de thèse, pour l'aide et le temps qu'il a bien voulu me consacrer pour diriger ce travail.*

*Je tiens à remercier Mr HOCINE Abdelkader, professeur à l'Université Hassiba Benbouali de Chlef pour avoir accepté de présider la soutenance de cette thèse malgré ces obligations.*

*Je remercie également très sincèrement Mr BOUAZIZ Mohamed Nadjib, professeur à l'Université Dr Yahia Farès de Médéa, pour avoir fait partie du jury d'expertise de cette thèse.*

*Que Messieurs, BENAROUS Abdellah, professeur à l'Université Saad Dahlab de Blida, HEMIS Mohamed, professeur à l'Université Djilali Bounaama de Khemiss Miliana et ZERROUT Amar, maître de conférences à l'Université Hassiba Benbouali de Chlef, puissent trouver ici toute la gratitude que je souhaite leur exprimer pour les efforts qu'ils ont développés pour examiner et expertiser le travail de cette thèse.*

*J'exprime mes sincères remerciements à Mr HADJ MELIANI Mohamed, professeur à l'Université Hassiba Benbouali de Chlef pour ses encouragements, conseils continus et son soutien.*

*Un grand merci à ma femme qui m'a supporté et soutenu pendant ces années de travail.*

# *Dédicace*

*Je dédie ce modeste travail :*

*Aux être qui me sont les plus chères : Mon père et ma mère pour leur Soutient et leur encouragements permanent durant mes études.*

*A ma petite famille " ma Femme et mes enfants : **Anes** et **Ahmed Yassine**".*

*A ma sœur et mes frères : "Djilali, Mohammed, Ibrahim, Housine" .*

*A tous les membres de ma famille "**NECHAD**".*

*A la famille " **MEBIOU, RAFA, RAKAD, BOUTBEL et KELKOUL**".*

*A mes amis "Hamza Benchike, Soufiane Bouazedia, Rachid Mougari, Rabah Magarbi, Mohamed Bouchakour, Abed Elaziz Heni chebra".*

*A tous mes amis ainsi qu'à tous mes collègues.*

*- Saïd Nechad -*

## ملخص:

هذه الأطروحة هي مساهمة في دراسة المحاكاة الرقمية ثلاثية الأبعاد لشعل المنتشرة والمضطربة الغير مختلطة داخل غرف الاحتراق متعددة الحارق الدوام. في الواقع, إن تحسين الخليط (الهواء/الميثان) يساهم في التغلب على العديد من المشاكل (استقرار الشعلة, إصدارات ملوثة, عدم الثبات الصوتي...) وذلك بتحسين مردود الحارق. لدراسة تأثير الدوامة على الخصائص الديناميكية لتدفق نفاث للهواء المنبعث متساوي الأحرار من خلال التركيبين الهندسيين للناشر. يحتوي الناشر الأول على شكل بيضاوي مع نسب أبعاد مختلفة  $AR = a/b$ , بحيث  $a$  و  $b$  هما عرض وارتفاع الناشر يتغيران من 1, 2, 4 و 8. بينما يولد الثاني الهواء النفاث بدوامة عبر فتحة مزودة بشفرات مائلة بزاوية 60 درجة. النماذج المضطربة k-ε standard والإجهاد لرينولدز (RSM) تم استعمالهما لنمذجة السريان المضطرب. النتائج المتحصل عليها أثبتت أن الناشر الدوام هو عنصر أساسي في غرف الاحتراق الحديثة, وذلك لأنه يساهم في تثبيت الشعلة واستعماله الواسع لخلط الوقود (الهواء/الميثان) بشكل جد فعال. توفر دراسة التنبؤ الرقمية لتركيبية الهندسية ذات أحادي الحارق المحوري و متعددة الحارق الدوامين داخل غرفة الاحتراق المحصورة تفاصيل دقيقة حول طوبولوجيا الشعلة المنتشرة. الكثير من العوامل التي تؤثر في عملية الاحتراق تم فحصها. إن احد هذه الأهداف هو دراسة تأثير آليات التفاعل في التنبؤ بالحقل الديناميكي لسريان ودرجة الحرارة و الأجزاء الكتلية للعناصر الكيميائية. نموذج الاضطراب لإجهاد لرينولدز (RSM) المرتبط بنموذجين الاحتراق " Eddy Dissipation " (6 عناصر وتفاعلات) ودالة كثافة الاحتمال PDF (دالة  $\beta$ , 9 عناصر و8 تفاعلات) استعملت من اجل التنبؤ بالتداخل بين التفاعلات الكيميائية. المحاكاة تم تنفيذها باستعمال الرمز التجاري "Ansys-Fluent", الطريقة الرقمية المستخدمة هي تلك الخاصة بالحجوم المتناهية مع استعمال شبكة غير منتظمة من نوع رباعي السطوح. نتائج المحاكاة الرقمية المتحصل عليها تمت مقارنتها بالنتائج التجريبية لـ **Mastorakos & Machover (2017)**.

## الكلمات الاستدلالية:

الاحتراق الغير مختلط, السريان المضطرب الدوام, نفاث بيضاوي الشكل, شعلة المنتشرة, نماذج الحركية الكيميائية, متعدد الحارق, *Fluent*.

## ***Résumé***

Cette thèse concerne une étude de la simulation numérique tridimensionnelles des flammes de diffusion turbulentes non-prémélangée dans les chambres de combustion avec multi-brûleurs tourbillonnant. En effet, l'amélioration du mélange (air/méthane) permet de pallier de nombreux problèmes (stabilité de la flamme, émission de polluants, instabilités acoustiques, ...) tout en améliorant le rendement du brûleur. L'effet de tourbillonnement sur les caractéristiques dynamique de l'écoulement du jet d'air isotherme soufflé à travers deux configurations géométriques du diffuseur a été étudié. Le premier diffuseur à une forme elliptique avec différents rapports d'aspect  $AR = a / b$ , où  $a$  et  $b$  sont la hauteur et la largeur du diffuseur respectivement, variant de 1, 2, 4 et 8, tandis que le second engendre des jets tourbillonnaires à travers un orifice muni d'ailettes inclinées de  $60^\circ$ . Les modèles de turbulence  $k-\varepsilon$  standard et RSM (Reynolds stress model) sont utilisés pour modéliser l'écoulement turbulent. Les résultats obtenus montrent que le brûleur tourbillonnaire est un élément essentiel dans les chambres de combustion modernes, car il favorise la stabilisation de la flamme et il est couramment employé pour mélanger efficacement le combustible (air/méthane). L'étude de la prédiction numérique d'une configuration géométrique avec un seul brûleur coaxial et multi-brûleurs tourbillonnant dans une chambre de combustion confinée apporte des détails sur la topologie des flammes de diffusion. Plusieurs facteurs qui influencent le processus de combustion sont examinés. Un des objectifs est d'étudier l'influence des mécanismes réactionnels sur la prédiction du champ dynamique de l'écoulement, de la température et les fractions massiques des espèces chimiques. Le modèle de turbulence RSM (Reynolds Stress Model) associé aux deux modèles de combustion ED « Eddy Dissipation » (6 espèces et 2 réactions) et la fonction de densité de probabilité PDF (fonction  $\beta$ , 9 espèces et 8 réactions) sont utilisés pour modéliser l'interaction chimique. Le calcul numérique à été effectué à l'aide du code **Ansys-Fluent**, la méthode numérique utilisée est celle des volumes finis avec un maillage non structure de type tétraédrique. Les résultats des simulations numériques obtenus sont confrontés aux résultats expérimentaux de **Machover & Mastorakos (2017)**.

**Mots clefs:** *Combustion non prémélangée, écoulement turbulent tourbillonnaire, jet elliptique, flamme de diffusion, les modèles de la cinétique chimique, multi-brûleurs, Fluent.*

## ***Abstract***

This thesis presents findings from a study of three-dimensional numerical simulation of non-premixed turbulent diffusion flames in combustion chambers with swirling multi-burner. It highlights the ways in which the improvement of the mixture (air / methane) makes it possible to overcome many problems (stability of the flame, emission of pollutants, acoustic instabilities ...) while improving the efficiency of the burner. The swirling effect on the dynamic characteristics of the flow of the isothermal air jet blown through two geometrical configurations of the diffuser has been studied. The first diffuser has an elliptical shape with different aspect ratios  $AR = a / b$ , where  $a$  and  $b$  are the height and width of the diffuser respectively. This aspect ratios varying from 1, 2, 4 and 8, while the second diffuser generates jets swirling through an orifice with inclined vanes ( $60^\circ$ ). The standard  $k-\epsilon$  and Reynolds stress (RSM) turbulence models are used to modeled turbulent flow. The results show that the swirling burner is an essential element in modern combustion chambers because it promotes flame stabilization and is commonly used to effectively mixing the fuel (air / methane). The study of the numerical prediction of a geometric configuration with a single coaxial burner and multi-burner swirling in a confined combustion chamber provides details on the topology of diffusion flames. Several factors that influence the combustion process are examined. One of the objectives is to study the influence of the reaction mechanisms on the numerical prediction of the dynamic field of the flow, the temperature and the mass fractions of the chemical species. The Reynolds Stress Model turbulence model (RSM) associated with the two Eddy Dissipation models (6 species and 2 reactions) (ED) and the PDF probability density function ( $\beta$  function, 9 species and 8 reactions) are used for modeling the chemical interaction. The numerical computation has been carried out using the **Ansys-Fluent** code. The numerical method used is that of the finites volumes with a tetrahedral type non structured structure. The simulation numerical results obtained are compared with the experimental results of **Machover & Mastorakos** (2017).

**Keywords:** *Non-premixed combustion, swirl turbulent flow, elliptical jet, diffusion flame, models of chemical kinetics, multi-burners, Fluent.*

# Table des matières

Remerciements

Dédicace

Résumé

Nomenclature

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction générale.....	01
Objectif de la thèse.....	02
Contenu de la thèse.....	03

## **Chapitre I : Etat de l'art des flammes non prémélangées**

Introduction.....	05
I. 1. État de l'art.....	05
I. 2. Combustion turbulente.....	14
I. 2. 1. Combustion prémélangée.....	14
I. 2. 2. Combustion non prémélangée.....	15
I. 2. 3. Combustion partiellement prémélangée.....	15
I. 3. Cartographie des applications académiques de la combustion turbulente.....	16
I. 4. Applications industrielles de la combustion turbulente.....	17
I. 5. Les Différents Types de Flammes.....	19
I. 5. 1. Flamme de diffusion.....	19
I. 5. 2. Flamme de prémélange.....	21
I. 5. 3. L'influence de la turbulence.....	23
I. 5. 3. 1. La turbulence.....	23
I. 5. 4. Régimes des flammes de diffusion turbulente.....	24
I. 6. Conclusion.....	25

## **Chapitre II : Contrôle des écoulements tourbillonnaires dans les chambres de combustion.**

Introduction.....	26
II. 1. Contrôle des écoulements de jets.....	26
II. 1. 1. Contrôle passif.....	27
II. 1. 2. Contrôle actif.....	30
II. 2. Dynamique des jets tourbillonnaires en non réactif.....	30

II. 2. 1. Techniques de génération du swirl.....	31
II. 2. 2. Paramètres de contrôle d'un jet swirlé dans un écoulement non réactif.....	34
II. 2. 2. 1. Nombre de swirl.....	34
II. 2. 2. 2. Nombre de Reynolds.....	35
II. 2. 3. L'effet du swirl sur un écoulement non réactif.....	36
II. 2. 3. 1. Écoulements Faiblement Swirlés ( $S_n < 0.6$ ) .....	36
II. 2. 3. 2. Écoulements Fortement Swirlés ( $S_n > 0.6$ ) .....	36
II. 3. Topologie des flammes swirlées dans les chambres de combustion.....	36
II. 4. Les avantages technologiques de la stabilisation par le swirl.....	38
II. 5. Conclusion.....	39

### **Chapitre III : Modélisation de l'écoulement réactif dans un milieu turbulent.**

Introduction.....	40
III. 1. Les équations des bilans moyens.....	43
III. 2. Modélisation de la turbulence.....	46
III. 2. 1. Le moyennement de Reynolds pour les équations de conservation.....	47
III. 3. les modèles de fermeture du système d'équations.....	48
III. 3. 1. Modèle $k - \varepsilon$ et ses variantes.....	48
III. 3. 2. Le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM).....	51
III. 4. Modélisation de la combustion.....	52
III. 4. 1. Le modèle de Macro-Mélange (Eddy-dissipation).....	53
III. 4. 2. Le modèle de la fonction de probabilité de densité PDF.....	54
III. 4. 3. Le Modèle De Flammelettes Laminaire (laminar flamelet).....	56
III. 5. La combustion stœchiométrique du méthane.....	57
III. 6. Expression et calcul de la richesse.....	57
III. 7. Le modèle de rayonnement.....	58
III. 7. 1. Résolution de l'équation du transfert radiatif.....	59
III. 7. 2. Les modèles de rayonnement.....	60

### **Chapitre IV : Prédiction Dynamique des jets swirlés et elliptiques en non réactif.**

Introduction.....	61
IV. 1. Algorithme de calcul.....	61
IV. 2. Procédure de résolution sous fluent.....	63
IV. 3. Caractéristiques dynamique du jet tourbillonnaire et elliptiques en non réactif.....	64



IV. 3. 1. Description du problème.....	64
IV. 3. 2. Types des conditions aux limites.....	66
IV. 3. 3. Maillage.....	66
IV. 3. 4. Résultats et discussions.....	68
IV. 3. 4. 1. Validation du modèle de turbulence.....	68
IV. 3. 4. 1. 1. Champ d'écoulement moyen.....	68
IV. 3. 4. 2. Confrontation des résultats numériques pour chaque configuration géométrique .....	72
IV. 3. 5. Conclusion.....	78

**Chapitre V: Présentation des résultats et discussions / Etude de cas**

V. 1. Comportement dynamique des flammes non prémélangées swirlées.....	80
V. 1. 1. Cas applicatif N°01: <i>Configuration géométrique avec un seul brûleur swirler.....</i>	80
V. 1. 1. 1. Description du problème.....	80
V. 1. 1. 1. 1. Brûleur et chambre de combustion.....	80
V. 1. 1. 1. 2. Les conditions aux limites.....	82
V. 1. 1. 1. 3. Maillage.....	84
V. 1. 1. 1. 4. Effets du Maillage.....	84
V. 1. 1. 2. Résultats and discussions.....	86
V. 1. 1. 2. 1. Champ d'écoulement moyen.....	86
V. 1. 1. 2. 2. Champ de température et fraction massique des espèces Chimiques.....	91
V. 1. 2. Cas applicatif N°02 : <i>Configuration géométrique avec multi-brûleurs swirlés.....</i>	95
V. 1. 2. 1. Description du problème.....	95
V. 1. 2. 2. Maillage du domaine.....	97
V. 1. 2. 3. Résultats et discussions.....	99
V. 1. 2. 3. 1. Champ d'écoulement moyen.....	99
V. 1. 2. 3. 2. Effet de la distance (S) entre les centres des brûleurs.....	102
V. 1. 2. 3. 3. Champ de température.....	104
Conclusions et perspectives.....	107
Références bibliographiques.....	111
Production scientifique.....	118

## Liste des Figures

Figure N°	Titre	Page
<b>Fig. I. 1</b>	Le concept du nouveau swirler avec les deux vanes tangentielles [26].	08
<b>Fig. I. 2</b>	Chambre de combustion annulaire, (a) Schémas du brûleur annulaire, (b) photographie d'une flamme de diffusion [30].	09
<b>Fig. I. 3</b>	Photographies de l'ensemble des brûleurs linéaires non prémélangée. (a) vue du coté, (b) Photographie de flamme (S=44.0mm_φ=0.40_U <sub>b</sub> =10m/s)[31].	09
<b>Fig. I. 4</b>	Photos du swirl est fixe dans le brûleur, (a) Tourbillonnaire, (b) lobes swirlée [32].	10
<b>Fig. I. 5</b>	Photos des configurations lobés swirlée et tourbillonnaire avec différents angles d'inclinaison [32].	10
<b>Fig. I. 6</b>	Vues en coupe des configurations tourbillonnaire : <b>1</b> (en haut à gauche), <b>2</b> (en haut à droite), <b>3</b> (en bas à gauche) et <b>4</b> (en bas à droite) [33].	11
<b>Fig. I. 7</b>	Représentation schématique du brûleur, de ses composantes et circulation des réactifs : (a) vue en perspective ; (b) vue en coupe ; (c) vue en perspective du diffuseur radial ; (d) vue en perspective du swirler [34-37].	12
<b>Fig. I. 8</b>	Schéma de la configuration expérimentale et détails du brûleur et section transversale à la sortie de l'injection d'air d'oxydation, Avec le laser positions de mesure. [41, 42]	13
<b>Fig. I. 9</b>	Carte simplifiée des modes et régimes de combustion de différentes flammes académiques, mesurées dans le cadre du TNF workshop [48]. Les lettres font référence dans le <b>tableau I.2.</b>	16
<b>Fig. I. 10</b>	Echelle de tailles caractéristiques des chambres de combustion, exemples de brûleurs et d'applications [50].	18
<b>Fig. I. 11</b>	Représentation schématique d'une flamme de diffusion laminaire [51].	19
<b>Fig. I. 12</b>	Représentation de profils à travers une flamme de diffusion classique [51].	19
<b>Fig. I. 13</b>	Structure du front de flamme de prémélange laminaire [52].	22
<b>Fig. II. 1</b>	Détails de la buse et tabs: (a) Dessin par logiciel CAD de la buse, (b) vue de photographique (sans tabs), (c) Schéma de la sortie de la buse avec des tabs triangulaires le long des axes majeur et mineur. (d) Dimensions des tabs triangulaire, rectangulaire et la photographie de la buse avec des tabs triangulaires le long de l'axe majeur [66, 67].	28
<b>Fig. II. 2</b>	Structures vortex (iso-surface de Q) et lignes de courant moyennes [70].	29
<b>Fig. II. 3</b>	Contrôle du jet par deux tubes actionneurs [72].	30
<b>Fig. II. 4</b>	(a) Visualisation d'un écoulement d'eau swirléensemencé de bulles d'air [73]; (b) Schéma des zones caractéristiques de l'écoulement [73].	31
<b>Fig. II. 5</b>	Schéma d'un swirler à ailettes axiales [77].	32

<b>Fig. II. 6</b>	Schéma d'un swirler à pales tangentielles [77].	32
<b>Fig. II. 7</b>	Exemple de swirler : (a) axial et (b) radial [80].	33
<b>Fig. II. 8</b>	Swirler radial à angle de pales variable. Trois positions sont représentées [83].	34
<b>Fig. II. 9</b>	Swirl axial de 60° [85].	35
<b>Fig. II. 10</b>	Topologie de l'écoulement pour différents niveaux de swirl.les aires en bleu matérialisent les zones de recirculation induites par le swirl [84].	37
<b>Fig. II. 11</b>	Schéma des principales structures tourbillonnaires identifiées à la sortie du système d'injection TLC [84].	38
<b>Fig. II. 12</b>	Flamme en V dans le bruleur PRECCINSTA, matérialisée par la variable d'avancement dans le plan médian (Moureau et al. [88].	39
<b>Fig. II. 13</b>	Visualisation de la flamme de laboratoire étudiée dans la thèse de Palies [80].	39
<b>Fig. III. 1</b>	Comparaison entre simulation numérique directe (DNS), résolution des équations moyennées (RANS), et simulations aux grandes échelles (LES) [47].	41
<b>Fig. III. 2</b>	Domaines fréquentiels du spectre d'énergie turbulente calculés et/ou modélisés par méthode RANS, LES et DNS [47].	42
<b>Fig. III. 3</b>	Transfert de chaleur par rayonnement [47].	59
<b>Fig. IV. 1</b>	Algorithme de calcul pour le solveur découplé [102].	62
<b>Fig. IV. 2</b>	Les étapes de la simulation à l'aide des logiciels <i>GAMBIT</i> et <i>FLUENT</i> [47].	64
<b>Fig. IV. 3</b>	Configuration géométrique : (A, B, C et D) Diffuseur à jet elliptique avec différents rapports d'aspect ( $AR = 1, 2, 4$ et $8$ ) et (E) diffuseur swirlé.	65
<b>Fig. IV. 4</b>	Maillage du domaine de calcul: (a) jet elliptique avec $AR = 1$ , (b) diffuseur de swirl.	67
<b>Fig. IV. 5</b>	Indépendance de la solution du maillage.	67
<b>Fig. IV. 6</b>	Distribution radiale des Profils de vitesse $U/U_e$ du jet elliptique avec le rapport d'aspect $AR = 2$ le long des plans XY (axe Mineur) et XZ (axe Majeur) déterminés par les modèles de turbulence $K-e$ Standard et RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$ et $7$ ).	70
<b>Fig. IV. 7</b>	Distribution radiale des Profils de vitesse $U/U_e$ du jet elliptique avec le rapport d'aspect $AR = 4$ le long des plans XY (axe Mineur) et XZ (axe Majeur) déterminés par les modèles de turbulence $K-e$ Standard et RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$ et $7$ ).	71
<b>Fig. IV. 8</b>	Distribution radiale des Profils de vitesse $U/U_e$ du jet elliptique avec le rapport d'aspect $AR = 8$ le long des plans XY (axe mineur) et XZ (axe majeur) déterminés par les modèles de turbulence $K-e$ Standard et RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$ et $7$ ).	72

<b>Fig. IV. 9</b>	Distribution radiale des Profils de vitesse $U/U_e$ du jet tourbillonnaire et de jet elliptique avec le rapport d'aspect $AR = 1, 2, 4$ et $8$ le long des plans XY (axe Mineur) et XZ (axe Majeur) déterminés par le modèle de turbulence RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$ et $7$ ).	74
<b>Fig. IV. 10</b>	La distribution radiale de l'énergie cinétique turbulente ( $q^2$ ) du jet tourbillonnaire et de jet elliptique avec le rapport d'aspect $AR = 1, 2, 4$ et $8$ le long des plans XY (axe Mineur) et XZ (axe Majeur) déterminés par le modèle de turbulence RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$ et $7$ ).	76
<b>Fig. IV. 11</b>	Les profils de contrainte de cisaillement de Reynolds du jet tourbillonnaire et de jet elliptique avec le rapport d'aspect $AR = 1, 2, 4$ et $8$ le long des plans XY (axe Mineur) et XZ (axe Majeur) déterminés par le modèle de turbulence RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$ et $7$ ).	78
<b>Fig. V. 1</b>	Brûleur coaxial : <b>(a)</b> Coupe du brûleur avec dimensions en mm et <b>(b)</b> Vue en 3D du brûleur.	81
<b>Fig. V. 2</b>	Vue en 3D du domaine de calcul : <b>(a)</b> Chambre de combustion, <b>(b)</b> Brûleur à swirl axial et <b>(c)</b> Six ailettes de swirl avec $60^\circ$ .	82
<b>Fig. V. 3</b>	Les Types des conditions aux limites de fonctionnement.	82
<b>Fig. V. 4</b>	Maillage de la chambre de combustion.	84
<b>Fig. V. 5</b>	Indépendance de la solution du maillage.	85
<b>Fig. V. 6</b>	Contour de la vitesse axiale moyenne ( $U$ ) sur un plan ZX ( $Y=0$ ) déterminée par le modèle RSMR2.	86
<b>Fig. V. 7</b>	Distribution radiale des profils de vitesses axiales moyennes normalisée par $U_b$ à des stations $Z = 5, 10, 20$ et $30$ mm à la sortie du brûleur.	88
<b>Fig. V. 8</b>	Distribution radiale des profils de vitesses radiales moyennes normalisée par $U_b$ à des stations $Z = 5, 10$ et $15$ mm à la sortie du brûleur.	89
<b>Fig. V. 9</b>	Distribution radiale des profils de vitesses tangentielles moyennes normalisée par $U_b$ à des stations $Z = 2, 3$ et $5$ mm à la sortie du brûleur.	90
<b>Fig. V. 10</b>	Contour de la température moyenne déterminée par le modèle RSM et schéma réactionnel PDF sur le Plan Z-X.	91
<b>Fig. V. 11</b>	Distribution de la température moyenne suivant l'axe Z déterminée par le modèle RSM et schéma réactionnel PDF.	92
<b>Fig. V. 12</b>	Distribution de la fraction massique des espèces chimiques: <b>(a)</b> $CH_4$ , <b>(b)</b> $O_2$ et <b>(c)</b> $CO_2$ à la sortie de brûleur le long du plan Z-X.	93
<b>Fig. V. 13</b>	Distribution de la fraction massique des espèces chimiques: <b>(a)</b> $CO$ et <b>(b)</b> $HO_2$ à la sortie de brûleur le long du plan Z-X.	94
<b>Fig. V. 14</b>	Photographies de l'ensemble des brûleurs non prémélangé linéaire avec la distance $S_2 = 44$ mm . <b>(a)</b> Photo de côté. <b>(b)</b> Photographie de la flamme. Images reproduite de <i>Machover &amp; Mastorakos [31] (2017)</i> .	96
<b>Fig. V. 15</b>	Modèle géométrique et les conditions aux limites.	96

<b>Fig. V. 16</b>	Maillage tétraédrique du domaine à multi-brûleurs.	98
<b>Fig. V. 17</b>	Étude de la sensibilité de maillage (avec $S_1 = 29.5\text{mm}$ ).	98
<b>Fig. V. 18</b>	Contour du rapport de la vitesse axiale moyennée normalisée par la vitesse à la sortie du brûleur ( $U_b$ ) sur le plan Z-X ( $Z = [0-100]$ mm et $R = [-60, 60]$ mm) prédit par le modèle RSMR2.	100
<b>Fig. V. 19</b>	Distribution radiale des profils de vitesses axiales moyennes normalisée par $U_b$ à des stations $Z = 5, 10, 20, 30$ et $40\text{mm}$ de la sortie des 3-brûleurs.	101
<b>Fig. V. 20</b>	Distribution radiale des profils de vitesses radiales moyennes normalisée par $U_b$ à des stations $Z = 5, 10, 20$ et $30$ mm de la sortie des 3-brûleurs.	101
<b>Fig. V. 21</b>	Distribution radiale des profils de vitesses tangentielles moyennes normalisée par $U_b$ à des stations $Z = 5, 10, 20$ et $30$ mm de la sortie des 3-brûleurs.	102
<b>Fig. V. 22</b>	Profils de vitesse axiale moyenne normalisée par $U_b$ avec différente distance ( $S$ ) entre les centres des 3-brûleurs à des stations $Z = 5, 10, 20$ et $30$ mm.	103
<b>Fig. V. 23</b>	Profils de vitesse radiale moyenne normalisée par $U_b$ avec différente distance ( $S$ ) entre les centres des 3-brûleurs à des stations $Z = 5, 10, 20$ et $30$ mm.	103
<b>Fig. V. 24</b>	Profils de vitesse tangentielle moyenne normalisée par $U_b$ avec différente distance ( $S$ ) entre les centres des 3-brûleurs à des stations $Z = 5, 10, 20$ et $30$ mm.	104
<b>Fig. V. 25</b>	Contour de la température moyenne déterminée par le modèle RSM et schéma réactionnel à deux étapes (R2) sur le Plan Z-X.	105

..

## Liste des Tableaux

<b>Tableau</b>	<b>Titre</b>	<b>Page</b>
<b>Tab. I. 1</b>	Résumé des avantages et inconvénients principaux des trois modes de combustions présentés [48].	15
<b>Tab. I. 2</b>	Liste des flammes expérimentales étudiées par TNF [48].	17
<b>Tab. I. 3</b>	Régimes de flamme dans la limite des grands et petits nombres de Damköhler [55].	25
<b>Tab. III.1</b>	Avantages et inconvénients des approches RANS, LES et DNS pour la simulation numérique des écoulements turbulents, réactifs ou non [47].	43
<b>Tab. IV. 1</b>	Les dimensions de l'orifice elliptique conique et le diffuseur tourbillonnaire [6].	65
<b>Tab. IV. 2</b>	Les conditions opératoires de la simulation [6].	66
<b>Tab. V. 1</b>	Les conditions aux limites fonctionnelles de la simulation [30, 31].	83
<b>Tab. V. 2</b>	Caractéristiques du Maillage.	85
<b>Tab. V. 3</b>	Les conditions aux limites de fonctionnement [31]	97

## Nomenclature

Dans cette thèse les principales notations et abréviations employées sont regroupées dans le tableau suivant. Les termes empruntés de l'anglais « swirl » et « swirler » désignent respectivement la giration des écoulements vrillés et l'élément matériel qui permet d'imposer une rotation à l'écoulement. Ils sont employés abusivement dans ce manuscrit en tant que noms et adjectifs.

### Lettre latines

$a$	Rayon de l'axe principal (major) de diffuseur elliptique	m
$b$	Rayon de l'axe secondaire (mineur) de diffuseur elliptique	m
$A, B$	Constantes du model de Magnussen	
$AR$	Rapport d'aspect de la buse ( $\equiv a/b$ )	
$C_{\varepsilon 3}, C_{\mu}$	Constantes du modèle de turbulence	
$c_{p_i}$	Capacité thermique massique à pression constante de l'espèce $i$	$kJ/kg$
$d$	Diamètre du support des aubes	m
$D$	Diamètre intérieur du jet tourbillonnant	m
$D_e$	Diamètre équivalent de la buse elliptique ( $\equiv 2(ab)^{1/2}$ )	m
$D_{hydr}$	Diamètre hydraulique	m
$D_{eff}$	Coefficient de diffusion effectif	$m^2/s$
$D_k$	diffusivité moléculaire	
$D_{th}$	diffusivité thermique	
$D_{th}^1$	Diffusivité thermique dans les gaz frais	
$F$	facteur d'épaississement de la flamme	
$g'$	Fluctuation d'un variable	
$\tilde{g}$	Valeur moyenne (Favre) d'un variable pondéré par la masse volumique	
$\bar{g}$	Valeur moyenne (Reynolds) d'un variable	
$g$	Variable quelconque	
$h^0$	Enthalpie de formation	$kJ/kg$
$h$	Enthalpie massique	$kJ/kg$

$I'$	Intensité adsorbée	
$I$	Intensité radiative	
$I_{tur}$	Intensité turbulente	
$k$	Énergie cinétique turbulente	$m^2/s^2$
$l$	Longueur de la cellule	m
$L_{tur}$	Dimension caractéristique	m
$l_t$	Longueur caractéristique turbulente	m
$l_m$	Longueur de mélange	m
$m_i$	Masse molaire d'espèce i	kg/mol
$M_i$	Poids moléculaire de l'espèce chimique " i "	kg/kgmol
N	Nombre total de l'espèce dans le mélange	
$p$	pression partielle du gaz	Pa
$P$	Pression du mélange	Pa
$P_{pc}$	Correction de Pope	
$q^2$	Energie cinétique turbulente ( $\equiv \frac{1}{2}(\overline{U'^2} + \overline{V'^2} + \overline{W'^2})/U_e^2$ )	
$r$	Rapport du mélange stoechiométrique	
$R$	Constante molaire des gaz	J/mol.K
$R_{UV}$	Reynolds shear stress ( $\equiv \overline{U'V'}/U_e^2$ )	
$R_{UW}$	Reynolds shear stress( $\equiv \overline{U'W'}/U_e^2$ )	
$R_z, R_y$	Jet half-widths on the major and minor planes, respectively	
$u'_i, u'_j$	Composants de vitesse fluctuante	m/s
$U', V', W'$	Vitesse fluctuante dans les directions X, Y et Z, respectivement	m/s
$U_b$	Vitesse à la sortie du brûleur	m/s
$U_e$	Vitesse à la sortie du diffuseur sur la direction de l'axe X	m/s
$U_i, U_j$	Composantes de vitesse moyenne	m/s
$S_L$	Vitesse laminaire de propagation de la flamme	m/s
$S_T$	Vitesse turbulente de propagation de la flamme	m/s
$S$	Surface de la section d'entrée	$m^2$



$S_{ij}$	Tenseur de contraintes	
$T$	Température	$K$
$t$	Temps	$s$
$T_0$	Température de référence	$K$
$T_1$	Température des gaz frais	$K$
$T_2$	Température des gaz brûlés	$K$
$T_{ad}$	Température adiabatique de flamme	$K$
$U$	Vitesse axiale	$m/s$
$u$	Vitesse	$m/s$
$V$	Vitesse radiale	$m/s$
$v_t$	Vitesse turbulente	$m/s$
$W$	Vitesse tangentielle	$m/s$
$W_k$	Masse molaire de l'espèce $k$	$kg/kgmol$
$\widetilde{W}_i$	Taux de réaction de l'espèce chimique $i$	$mol/s$
$W$	Indice de Wobbe	$kWh/Nm^3$
$X$	Coordonner dans la direction axiale du jet	
$x_\alpha$	Vecteur position	
$\chi$	Dissipation scalaire	
$\chi_{st}$	Dissipation scalaire à la stoechiométrie	
$Y$	Coordonner dans le plan de l'axe secondaire du jet	
$Y_i$	Fraction massique de l'espèce chimique $i$	
$Y_k$	fraction molaire de l'espèce $k$	
$Y_F$	fraction massique de fuel	
$Y_F^0$	fraction massique de fuel dans les gaz frais	
$Y(V)$	Axe des composantes de la vitesse le long du plan secondaire	
$z$	Fraction de mélange	
$Z$	Coordonner dans le plan de l'axe principal du jet	
$z_{st}$	Fraction de mélange stoechimétrie	

$Z(W)$  Axe des composantes de la vitesse le long du plan principal

### Lettres grecques

$\alpha$	Angle d'inclinaison des aubes	
$\delta_L$	Epaisseur de la flamme	$m$
$\delta_l$	Epaisseur thermique	$m$
$\delta_r$	Epaisseur de réaction	$m$
$\delta_T$	Epaisseur turbulente de flamme	$m$
$\Phi(\vec{s}, \vec{s}')$	Fonction de phase	
$\phi$	Variable thermochimique ou Richesse	
$\lambda_t$	Conductibilité thermique turbulente	$w/mK$
$\varepsilon$	Taux de dissipation de $k$	$m^2/s^3$
$\mu_t$	Viscosité turbulente	$kg/ms$
$\mu$	Viscosité dynamique	$kg/ms$
$\chi$	Terme invariant	
$\Gamma_t$	Coefficient de diffusion massique turbulente	$m^2/s$
$\nu$	Coefficient stochastique	
$\sigma_s$	Coefficient de diffusion	
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	
$\tau_c$	Temps caractéristique chimique	$s$
$\tau_f$	Temps de mélange	$s$
$\tau_t$	Temps caractéristique turbulent	$s$
$\rho$	La masse volumique	$kg/m^3$

## **Abréviations**

AMG	Algebraic Multi Grid
CFD	Computational Fluid Dynamics
CEA	Chemical Equilibrium and Applications
DNS	Direct numerical simulation
EGR	Exhaust Gas Recirculation
ETR	Equation de transfert radiatif
EXP.	Résultats expérimentaux.
FAR	Fuel Air Ratio
JC	Jet central
JS	Jet tourbillonnaire (ou Jet Swirl)
KER2	Modèle de turbulence k- $\epsilon$ standard avec schéma réactionnel à deux étapes.
ORZ	zone de recirculation extérieure (Outer recirculation zone)
LES	Simulation aux grandes échelles (Large eddy simulation)
TNF	Flamme non prémélangée turbulent (Turbulent Non-premixed Flames)
PCI	Pouvoir calorifique inférieur
PCI <sub>m</sub>	Pouvoir calorifique inférieur massique
PCS	Pouvoir calorifique supérieur
PDF	La fonction de densité de probabilité
PVC	Precessing Vortex Core.
RANS	Reynolds average Navier-Stocks equations
RSM	Reynolds stress model
RSMPDF	Modèle de turbulence des contraintes de Reynolds avec le modèle de la fonction de densité de probabilité.
RSMR2	Modèle de turbulence des contraintes de Reynolds avec schéma réactionnel à deux étapes.
SNCR	Selective Non Catalytic Reduction
TFA	Température de flamme adiabatique
TNF	Turbulent Non-premixed Flames

---

ZRC	Zone de recirculation centrale
ZRE	Zone de recirculation externe

## **Indices**

$a$	Air
$c$	Carburant
$e$	Equivalent
$i, j, k$	Indices des composants
$\alpha$	Composante d'une variable
$P$	Produit
$Pc$	Correction de Pope
$re$	Réactif

## **Nombres sans dimension**

$D_a$	Nombre de Damköhler
$Pr_t$	Nombre de Prandtl turbulent
$Re$	Nombre de Reynolds
$Sc_t$	Nombre de Schmidt turbulent
$S$	Nombre de swirl



# Introduction générale

## **Introduction générale**

La combustion turbulente non prémélangée est aujourd'hui une priorité, non seulement pour améliorer l'efficacité de la combustion tout en évitant l'apparition d'instabilités des flammes, mais aussi pour réduire les émissions polluantes. L'évolution des normes anti-pollution et l'amélioration des performances des chambres de combustion nécessitent le développement des nouveaux types des brûleurs et des techniques de combustion. Dans la plupart des systèmes industriels, cette combustion est obtenue à partir des flammes de diffusion. En effet, ces flammes de diffusion sont étudiées depuis longtemps, du fait de leur présence dans des nombreuses applications de notre vie courante : brûleurs de gazinière, brûleurs industriels, moteurs, réacteurs,...etc. Les flammes non prémélangée présentent l'avantage d'être contrôlées plus facilement puisque le combustible et le comburant ne sont pas mélangés avant leur injection, limitant ainsi les risques d'explosion ou de retour de flamme.

Depuis plusieurs années, les écoulements tourbillonnaires sont utilisés largement dans l'aéronautique (avions et fusées) et dans l'industrie (fours et turbine à gaz). La complexité de la forme géométrique des brûleurs, les divers configurations des chambres de combustion et les écoulements réactifs rencontrés à l'intérieurs dans ces derniers (tridimensionnel, turbulence, tourbillons, confinement, ..) et ainsi que l'évolution des normes anti-pollution sont des facteurs qui rendent l'étude de ces écoulement une tâche très difficile. Les mesures expérimentales souvent utilisées pour analyser ces écoulements réactifs sont coûteuses, alors que la simulation numérique permet d'optimiser la forme géométrique et visualiser les résultats des écoulements fortement turbulents dans un d'ordinateur. Cet axe de recherche reste un sujet d'actualité qui intéresse la communauté des chercheurs scientifiques. De ce fait, il est nécessaire d'étudier l'effet de la forme géométrique du brûleur, la configuration à multi-brûleurs et l'influence des modèles de turbulences et de combustion pour améliorer le comportement dynamique des écoulements tourbillonnaires, de comprendre les processus physiques et chimiques prépondérants au sein du système de combustion telle que la stabilité des flammes et l'interaction entre la turbulence et les réactions chimiques.

La configuration géométrique du brûleur influence la topologie de l'écoulement des jets libres ou confines dans le cas réactif ou non réactif. Cette géométrie doit être testée à hautes pressions et la stabilité de la réaction doit être évaluée à chaque fois. Dans ce contexte l'utilisation de l'outil modélisation numérique permet de réduire le coût et les temps d'études.

Il est très simple de modifier numériquement la configuration géométrique ou les conditions aux limites du domaine d'étude (vitesse, pression, température d'entrée) d'un brûleur numériquement que dans l'état réel. L'approche numérique permet alors de tester un grand nombre de solutions pour ne retenir que les plus pertinentes pour des tests expérimentaux.

Ces configurations géométriques ont montré à ce jour leur efficacité dans les domaines industriels, aéronautiques et dans les domaines qui ont une relation avec la combustion. Elles sont introduites dans la conception des éjecteurs placés à la sortie des réacteurs. Elles sont également utilisées dans le domaine de la combustion améliorées par le design optimale d'injecteurs qui offrent une meilleure stabilité de combustion.

La maîtrise des processus de combustion reste la clef de l'efficacité énergétique d'un pays et pour booster de développement économique de ce pays. Et comme l'Algérie est un pays disposant des ressources pétrolières et gazières importantes, elle doit disposer des ressources humaines et des recherches scientifiques conséquentes spécialisées dans le domaine de la combustion et ses applications. Sachant que la plupart des installations industrielles épuisent leurs sources de chaleur en utilisant des brûleurs à gaz naturel, le domaine de recherche à ce sujet reste un axe très convoité par les industriels et les scientifiques.

### **Objectif de la thèse**

Le calcul numérique des écoulements réactifs peut guider le design des configurations géométriques des chambres de combustions industrielles, la détermination des conditions opératoires dynamique de différente configuration géométrique du brûleur et le choix de la composition du carburant dans les chambres de combustion modernes. L'objectif principal de cette thèse est de développer les capacités des prédictions des phénomènes complexes qui se produisent à l'intérieur de la chambre de combustion par la simulation numérique. Cette étude se focalise premièrement sur la topologie dynamique des jets non réactifs tourbillonnaires et elliptiques avec différents rapport d'aspect (AR) et deuxièmement sur la compréhension des flammes de diffusion d'un écoulement turbulent tourbillonnaire en utilisant les modèles de turbulence associés avec les modèles de combustion dans le but d'étudier numériquement les facteurs qui influencent le processus de combustion en confrontant les résultats numériques trouvés avec les mesures expérimentales tirées de littératures. Les modèles de turbulence et de

combustion retenus pour cette étude sont :

- ✓ Le modèle de turbulence k- $\epsilon$  standard
- ✓ Le modèle de turbulence à Contraintes de Reynolds (RSM).
- ✓ Le modèle de combustion «Eddy dissipation».
- ✓ Le modèle de combustion de la fonction densité de probabilité PDF.

### **Contenu de la thèse**

Ce mémoire de thèse est structuré en cinq chapitres présentés comme suit :

Le premier chapitre présente des généralités sur la combustion et les domaines d'application académique, expérimentale et industrielle de la combustion turbulente avec des notions sur les différents types de flamme, et de cinétique chimique. Une étude bibliographique détaillée sur les des différentes configurations géométriques du brûleur tourbillonnaire utilisées dans les chambres de combustion est présentée dans le but de l'amélioration du mélange, le rendement et réduire les émissions polluants. Les prédictions numériques et les expérimentales des travaux antérieurs sur les différents modèles de turbulence et de combustion sont abordées avec un bref rappel sur la formation des polluants clôturera ce premier chapitre.

Le second chapitre traitera les modes de contrôle de la dynamique des jets tourbillonnaires. Une revue des techniques classiques de mise en rotation des jets appliquées aux brûleurs y est décrite. Les paramètres de contrôle liés à la géométrie du brûleur, le nombre de Reynolds et le nombre de swirl sont ensuite détaillés.

Le troisième chapitre présente une formulation mathématique des équations de l'écoulement réactif turbulent et les modèles pour traiter la turbulence et la combustion.

Le quatrième chapitre concerne la simulation numérique à trois dimensions (3D) pour deux configurations géométriques d'un diffuseur tourbillonnaire et un diffuseur elliptique avec différents rapports d'aspect ratio (AR= 1, 2, 4 et 8) dans une chambre de combustion cylindrique pour déterminer l'influence de la forme géométrique des diffuseurs (brûleurs) sur le comportement dynamique des jets. Les différentes configurations géométriques des diffuseurs étudiées ont les mêmes valeurs du diamètre hydraulique, nombre de Reynolds et la vitesse d'entrée. D'autre part on présente aussi l'influence des modèles de turbulence k- $\epsilon$  standard et RSM (Reynolds stress model) implanté dans le logiciel Fluent sur la prédiction



numérique de l'écoulement non réactif. Les résultats numériques trouvés seront confrontés avec les résultats expérimentaux de Sang-Joon et Baek (1994).

Le dernier chapitre présente la comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux de Machover & Mastorakos (2017) d'une prédiction numérique des flammes de diffusion dans une chambre de combustion munie d'un seul brûleur coaxiale tourbillonnaire et pour le cas deuxième avec multi-brûleurs. Ces calculs serviront d'abord, à prédire la structure des flammes de diffusion tourbillonnaire turbulente confinée de gaz naturel en utilisant les modèles appropriés. L'influence des mécanismes réactionnels sur la prédiction du champ dynamique de l'écoulement de la température et les fractions massiques des espèces chimiques sont étudiées. Le modèle de turbulence RSM (Reynolds Stress Model) associé aux deux modèles de combustion « Eddy Dissipation » (6 espèces et 2 réactions) et la fonction de densité de probabilité PDF (fonction  $\beta$ , 9 espèces et 8 réactions) sont utilisés pour modéliser l'interaction turbulence-chimie. Les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement réactif turbulent tourbillonnaire confiné généré par multi-brûleurs disposés linéairement et l'effet de la distance (S) entre les brûleurs sont prédites numériquement dans le deuxième cas.

Cette étude s'achève avec une conclusion et un ensemble des perspectives.



*Chapitre I*

**Etat de l'art des flammes  
non prémélangées**

## Introduction

Dans le contexte économique de ces vingt, dernières années, l'amélioration de la combustion reste un sujet important pour la communauté scientifique. L'augmentation du rendement, la diminution des polluants deviennent alors des enjeux primordiaux, qui imposent des contraintes et la nécessité de les résoudre aux constructeurs de dispositifs industriels. A l'heure actuelle, la flamme turbulente non prémélangée, dans laquelle les réactifs sont initialement séparés, est un des types de combustion les plus utilisés que ce soit dans le domaine des brûleurs industriels ou dans celui des moteurs. En particulier, dans le milieu industriel, pour des raisons de sécurité mais aussi de dimensionnement de la chambre de prémélange, on trouve souvent des brûleurs qui fonctionnent avec des gaz non prémélangés. Dans ce cas, le rendement des systèmes est très lié au problème de stabilisation de la flamme dans des écoulements souvent à grande vitesse. La maîtrise et le contrôle des phénomènes mis enjeu nécessite alors un approfondissement des mécanismes de base.

### I. 1. État de l'art

La combustion turbulente non prémélangée se rencontre dans l'industrie le plus souvent dans les Turbines à gaz, les turboréacteurs, moteurs à combustion interne et les moteurs des fusées. La turbulence joue un rôle indispensable pour mélanger le plus rapidement possible les gaz en présence, elle est due essentiellement aux forts gradients de vitesse qui existe entre l'air et le gaz. En 1940 qu'on a étudié sérieusement les flammes turbulentes avec des travaux théoriques et expérimentaux. **Damköhler [1] (1947)** montré l'influence du nombre de Reynolds sur la vitesse de la flamme dans le régime turbulent et à exploré l'effet de la géométrie. Dans les installations industrielles, les méthodes géométriques de stabilisation de la flamme sont basées sur l'augmentation des temps de séjour des gaz réactifs soit par l'effet de sillage ("brûleur Bluff-Body"), soit par la mise en rotation de l'écoulement des réactifs ("brûleur a Swirl"). La plupart des travaux effectués sur les jets libres sont orientés vers les chambres de combustion des moteurs, des réacteurs nucléaires et les brûleurs afin d'obtenir un mélange homogène de carburant et de comburant [2, 3]. Les jets tourbillonnaires sont particulièrement intéressants dans la mesure où ils incorporent les caractéristiques de l'écoulement rotatif. La nature du système de soufflage, la disposition, le nombre des jets, l'inclinaison des ailettes, la température de l'air soufflé sont autant de paramètres nécessaires pour parvenir à la maîtrise de jet rotationnel [4, 5]. **Lee et Baek [6] (1994)** ont noté qu'il y avait une différence notable dans le taux d'épanouissement dans la direction radiale le long des plans majeur et mineur. Ils ont constaté aussi que les effets de

rapport d'aspect sur les caractéristiques de la turbulence du jet elliptique étaient apparents, et en particulier le cas de jet elliptique de rapport d'aspect  $AR = 2$  exhibe des caractéristiques de forte intensité de turbulence dans les champs d'écoulement proches de l'orifice de soufflage. Dans la littérature, nous trouvons de nombreux exemples de l'utilisation des jets tournants comme moyen de contrôle de combustion **Beer et Chigier [7] (1972)**, **Takahashi et Schmolli [8] (1990)**. Des études récentes ont porté sur l'effet de swirl sur les caractéristiques des flammes liftées **Cha et al. [9] (1999)**, la réduction des émissions polluantes **Schmittel et al. [10] (2000)**, **Coghe et al. [11] (2004)**, ou sur la stabilisation et le phénomène de blow-out **Masri et al. [12] (2004)**. L'étude de **Sautet et al. [13] (2006)** utilise de l'oxy-combustion dans des brûleurs à jets séparés offre des perspectives intéressantes dans la réduction des  $NO_x$  et dans la modularité des propriétés des flammes (accrochage, topologie du front de flamme, longueur de flammes).

Plusieurs chercheurs ont étudié la prédiction des champs d'écoulements et de températures par le code *Fluent* [14, 15, 16, 17]. Le code commercial *Fluent* 6,0 a été utilisé par **Frassoldati et al. [15] (2005)** pour simuler une flamme de diffusion du gaz naturel confiné à fort tourbillonnement, en se référant aux travaux développés par **Schmittel et al. [18] (2000)**. Un modèle de turbulence  $k-\epsilon$  avec une nouvelle procédure SFIRN développé par **Faravelli et al. [19] (2001)** sont utilisés pour la modélisation de l'interaction de la chimie-turbulence, dans le but de prédire la formation des polluants  $NO_x$ . Ces auteurs ont trouvé un accord satisfaisant avec les données expérimentales. **German et al. [20] (2005)** ont montré que l'accord global entre les mesures et les prédictions numériques obtenues à la fois avec le modèle de turbulence  $k-\epsilon$  et le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM) sont raisonnablement satisfaisants, notamment en ce qui concerne les propriétés de la flamme. **Merlo et al. [21] (2014)** sont intéressés à l'étude de caractérisation expérimentale d'une flamme turbulente non prémélangée swirlée de méthane-air enrichi en oxygène, dans le but de caractériser expérimentalement les effets de paramètres globaux, tels que la teneur en  $O_2$  dans l'oxydant, la richesse globale à l'injection et l'intensité de swirl sur la stabilité de la flamme, les émissions polluantes et le comportement dynamique de l'écoulement réactif. **Theodore Providakis et al. [22] (2013)** ont étudié la Caractérisation des structures cohérentes dans des flammes swirlées dans un injecteur multipoint étagé (Influence de l'étagement). Dans cette étude un injecteur multipoint étagé à échelle de laboratoire est caractérisé à l'aide de la Vélocimétrie par Image de Particules à haute cadence et la Fluorescence Induite par Laser. Les résultats montrent que les processus de stabilisation de flamme sont fortement influencés

par la distribution de carburant, conduisant à des instabilités thermo-acoustiques plus ou moins élevées. **Khelil et al. [23] (2009)** ont traité la prédiction numérique d'une flamme de diffusion du gaz naturel à fort tourbillonnement dans un milieu confiné. Le calcul numérique a été effectué par le code commercial *Fluent*. Le modèle de turbulence RSM utilise pour décrire l'écoulement turbulent. Le modèle de fonction de densité de probabilité PDF (fonction  $\beta$ ) (9 espèces et 8 réactions) avec un modèle d'équilibre chimique utilise pour modéliser l'interaction turbulence- chimie. Dans leurs objectif principal est déterminé les émissions polluantes et d'étudier numériquement les facteurs qui influencent le processus de combustion en comparant les résultats avec les mesures expérimentales.

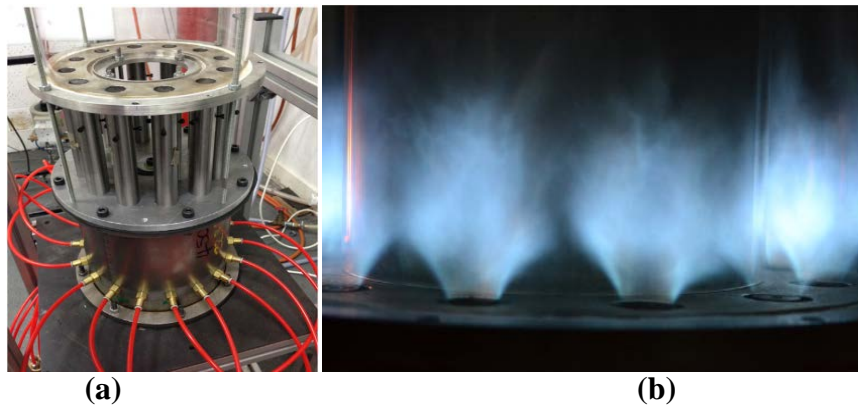
**Albouze et al. [24](2009)** ont étudié la cinétique chimique et le couplage avec les modèles de combustion turbulente pour la simulation aux grandes échelles (LES) doivent être maîtrisés pour garantir les prédictions d'écoulements de la chambre de combustion. Deux modèles de combustion turbulente sont utilisés. Le premier repose sur une approche de PDF présumée couplée à une table chimique obtenue avec un schéma cinétique réduit. Le second modèle utilise l'approche de flamme épaissie et le même schéma cinétique réduit, mais dont les taux de réactions sont calculés explicitement. Puis, pour estimer les effets de réduction de cinétique chimique, le premier modèle est comparé à un troisième, avec la même approche PDF, mais couplée à une table obtenue avec un schéma cinétique complet. Des mesures expérimentales complètes (température et de fractions massiques des espèces) réalisées sur un brûleur prémélangé pauvre sont comparées aux résultats de simulation. Tous les résultats LES sont proches les uns des autres, la différence principale se trouvant sur les fractions massiques de *CO*. **Christer Fureby [25] (2010)** est étudié, la simulation aux grandes échelles (LES) a été utilisée pour prédire l'écoulement, mélange et la combustion dans un seul brûleur, puis à 18 brûleurs de section identiques menus à la chambre de combustion d'une turbine à gaz du laboratoire. Les résultats numériques du modèle LES de la chambre de combustion du laboratoire à un seul brûleur sont comparés aux données expérimentales, les prédictions obtenus par le modèle LES donne un bon accord. **Eldrainy et al. [26] (2009)** a simulé numériquement l'écoulement dynamique à l'intérieur d'un nouveau brûleur de la chambre de combustion d'une turbine à gaz. Ils ont conclu à des résultats préliminaires qui confirment le concept de la vrille proposée. Le nouveau concept permet la variation du nombre de tourbillons au même débit massique d'entrée d'air. Les performances et les principales caractéristiques du nouveau brûleur swirlée ont été examinées au moyen de quatre simulations numériques. Le brûleur swirlée est rapporté pour améliorer l'efficacité de la combustion en

raison de sa capacité à produire un nombre de swirl élevé, en particulier lorsque la charge de la turbine est faible.



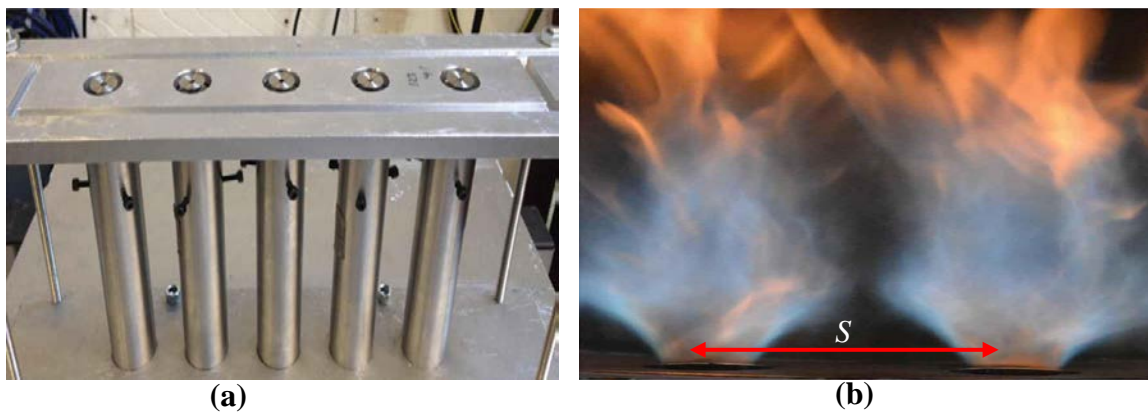
**Fig. I. 1.** Le concept du nouveau swirler avec les deux vannes tangentielles [26].

**Elbaz and Roberts [27] (2016)** ont été faite des mesures détaillées sur le champ d'écoulement turbulent, des concentrations d'espèces de gaz et du champ de température dans une flamme tourbillonnante de méthane non prémélangée. Une attention particulière est portée à l'effet de la géométrie (droite quarl et convergente quarl) sur la structure de la flamme et les caractéristiques d'émission en raison de son importance dans les applications de turbine à gaz et de brûleur industriel. Ils ont constaté que la structure de la flamme principale est contrôlée par la rotation de l'écoulement d'air swirlée, la géométrie droite quarl, le modèle de turbulence, fraction de mélange, la distribution de température, les émissions et la stabilité de la flamme. Donne sur La zone de recirculation interne (IRZ) un mélange rapide et complet qui est permet de réduire le temps de séjour de la formation de *NO*. La prédiction d'un ensemble des réactions chimiques détaillées et complètes dans la chambre de combustion annulaire d'une turbine à gaz avec 18 brûleurs, et d'autre part, une chambre de combustion annulaire constituée de 16 brûleurs swirlée prémélangés identiques ont été simulés avec le modèle Large Eddy Simulation (LES) [28, 29]. **Machover et Mastorakos [30](2016)** ont effectué des études expérimentales sur le comportement d'allumage d'une chambre de combustion à multi-brûleurs non prémélangée. Les mesures montrent que les limites de stabilité de la réaction sont beaucoup plus larges que les limites d'inflammabilité, mais lorsque l'espacement entre les brûleurs est réduit, elles se rapprochent. La visualisation latérale montre qu'une propagation de flamme réussie d'un brûleur allumé à un brûleur adjacent non allumé est associée à l'allumage de ce dernier par sa propre zone de recirculation. (voir Fig. I.2).



**Fig. I. 2.** Chambre de combustion annulaire, (a) Schémas du brûleur annulaire, (b) photographie d'une flamme de diffusion [30].

D'autre part, une étude de la chambre de combustion à multi-brûleurs se forme linéaire non prémélangées ont été examinées expérimentalement et numériquement par **Machover** et **Mastorakos** [31](2017) concentrant sur la détermination des mécanismes de propagation de la flamme d'un brûleur à l'autre (Fig. I. 3). Différents paramètres sont examinés tels que la distance entre les brûleurs, la richesse globale et les vitesses globales, les mesures du champ de vitesse et de la distribution des fractions de mélange ont été effectuées respectivement avec l'Anémométrie Doppler au Laser (LDA) et la Fluorescence Plane Induite par le Laser (PLIF) de concentration d'un traceur (acétone) injecté dans l'écoulement.

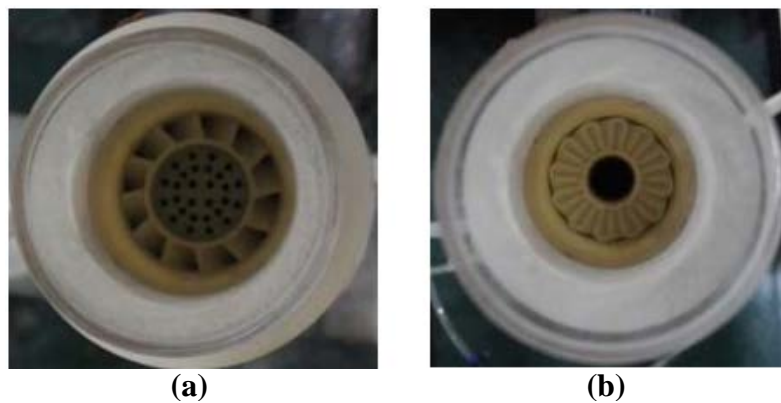


**Fig. I. 3.** Photographies de l'ensemble des brûleurs linéaires non prémélangés. (a) vue du côté, (b) Photographie de flamme ( $S=44.0\text{mm}$   $\phi=0.40$   $U_b=10\text{m/s}$ )[31].

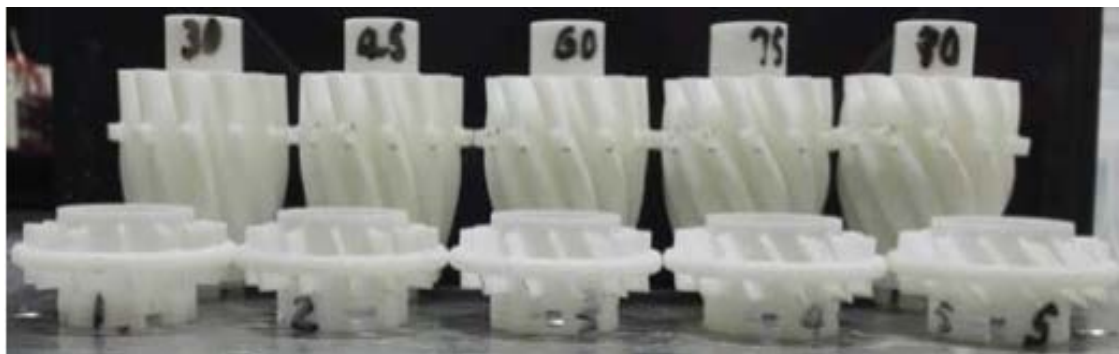
Ils ont été démontré que dans chaque brûleur, le gaz se mélange avec l'air dans une zone de recirculation centrale (CRZ) où le mélange est riche, à l'exception est riche lorsque le jet du gaz axial et le jet d'air annulaire. Le mélange réactif de la zone de recirculation centrale (CRZ) est extrait dans la zone inter-brûleur. La distance de séparation ( $S$ ) permettant la défragmentation de la flamme par l'entraînement de CRZ, l'allumage d'un brûleur à l'autre

non allumée s'effectue dans la zone de recirculation centrale adjacente, ce qui entraîne la propagation de la flamme d'un brûleur à l'autre. Les contours de probabilité d'inflammation ont également été calculés à l'aide d'un modèle réactionnelle d'ordre faible et le modèle LES à l'échelle de temps est utilisée pour modéliser l'écoulement à froid. La quantification de la probabilité du noyau de la flamme d'un brûleur en réaction explique les différences existant entre les résultats expérimentaux et le modèle numérique.

Les besoins industriels imposent les chercheurs de trouver des nouvelles solutions. Par les outils de simulation et les techniques de conceptions pour arriver à différentes configurations géométriques. **Li Gang et al. [32] (2017)** ont testé une nouvelle conception d'un nouvel injecteur lobé tourbillonnaire à différents angles (fig. I. 5). L'injecteur lobé tourbillonnaire peut jouer un rôle efficace dans la génération de tourbillons et l'amélioration du mélange. Par ailleurs, en ajustant la position axiale des lobes swirlés, la combustion non prémélangée peut évoluer en prémélangée combustion, et vice versa. Il a été testé dans une configuration de brûleur à faible swirl.



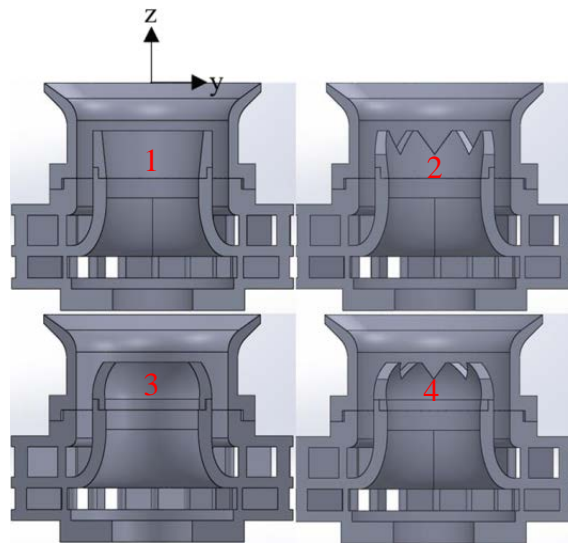
**Fig. I. 4.** Photos du swirl est fixe dans le brûleur, (a) Tourbillonnaire, (b) lobes swirlée [32].



**Fig. I. 5.** Photos des configurations lobés swirlée et tourbillonnaire avec différents angles d'inclinaison [32].

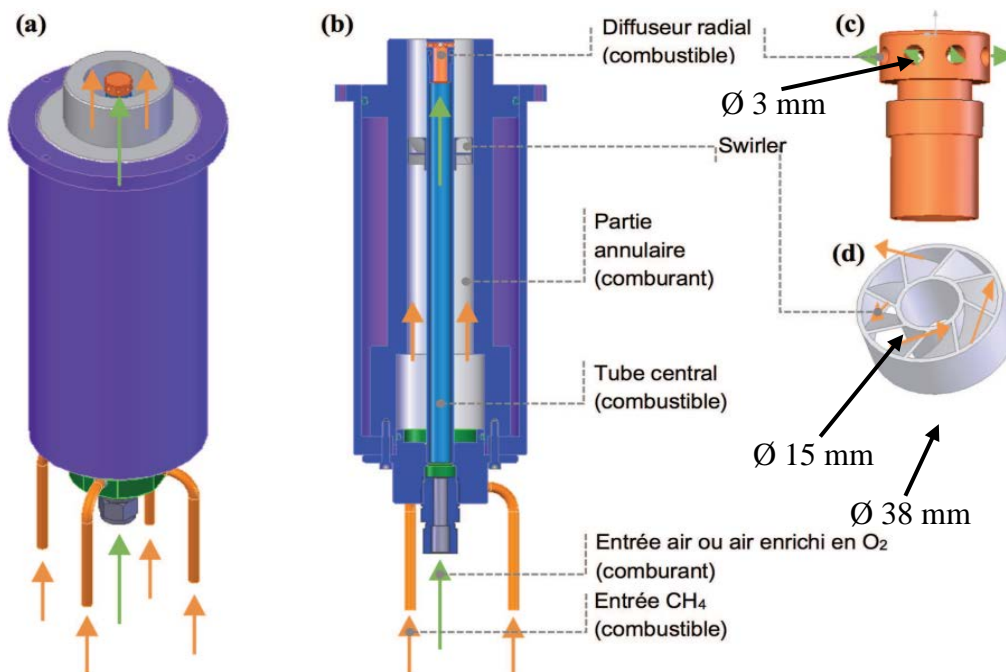


quatre plaques perforées avec différents rapports de blocage sont utilisées pour contourner le flux d'entrée et régler l'intensité de la turbulence. Les distributions de vitesse à la sortie du brûleur sont capturées avec la vélocimétrie bidimensionnelle d'image de particules. Le carburant est du méthane et les flammes sont visualisées par la caméra. Les résultats des expériences indiquent que la plage de fonctionnement est élargie par les tourbillons d'injecteur lobée (Fig. I. 4b). Comparée à la flamme de diffuseur menu des aubes swirlée (Fig. I. 4a), la flamme de l'injecteur lobes swirlée est plus stable. Avec l'augmentation du débit d'air, le volume de flamme de swirl à lobée diminue considérablement et la position du front de la flamme principale se déplace en aval, ce qui signifie une augmentation de la hauteur de flamme. **Sheng-Chieh Lin et al. [33] (2017)** Ont été faire des expériences pour analyser l'effet des modifications géométriques du venturi sur le comportement dynamique de l'écoulement non réactif et réactif à l'aide d'une vrille contre rotation radiale-radiale tourbillons. Dans les tests d'écoulement non réactif, des mesures ont été prises dans un plan vertical central et un plan horizontal (coupe transversale) à la sortie de la vrille, à l'aide d'un système de vélocimétrie à image de particules à deux dimensions et à grande vitesse (2D PIV). La taille de la vrille utilisée dans les tests d'écoulement non réactif est une taille de 4.76X de la vrille utilisée en combustion. Les résultats montrent que le venturi convergent de la configuration 3 semble être la meilleure pour éliminer les instabilités de combustion dans la région pauvre en combustible, par rapport aux autres configurations (Fig. I. 6). Cela indique que la prévention du couplage des fréquences entre le taux de dégagement de chaleur et les oscillations acoustiques a été réalisée en utilisant la conception du venturi convergent.



**Fig. I. 6.** Vues en coupe des configurations tourbillonnaire : **1** (en haut à gauche), **2** (en haut à droite), **3** (en bas à gauche) et **4** (en bas à droite). [33]

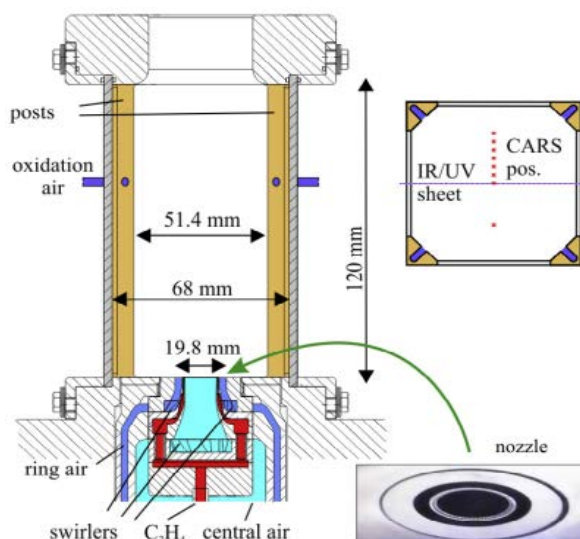
Dans la littérature, des auteurs présentent des études se focalisent sur la stabilité de la flamme, les émissions polluantes et la dynamique du jet en non réactif et réactif d'un dispositif expérimentale se compose d'un brûleur à swirl coaxial avec injection radiale de méthane au voisinage de la sortie du brûleur (voir Fig. I. 7). Ce dernier est confiné dans une chambre de combustion. Le nombre de swirl géométrique et la richesse globale à l'injection sont les principaux paramètres qui peuvent être précisément contrôlés. Les émissions polluantes sont mesurées par des analyseurs en ligne via un prélèvement dans les gaz brûlés par **Boushaki et al.** [34, 35] (2017) et l'impact de l'enrichissement en oxygène sur les flammes tourbillonnantes non prémélangées de **Merlo et al.** [36] (2013). D'autre par, une étude expérimentale et numérique à trois dimensions de la flamme non prémélangée turbulent isotherme et réactif de  $\text{CH}_4$  / air, avec une richesse globale  $\phi = 0.8$  et nombre de swirl élevé  $S_n = 1.4$  ont été étudiée par **Mansouri et Boushaki** [37] (2018) et la résolution des équations moyennées (RANS pour Reynolds Average Navier-Stokes [38, 39, 40]) se contente de décrire le comportement moyen de l'écoulement, le modèle DDES (Delayed-Detached Eddy) est utilisé dans la simulation. Les mesures expérimentales sont effectuées dans les deux cas non réactifs et réactifs. Les résultats de la simulation numérique du champ d'écoulement sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus par vélocimétrie stéréoscopique par image des particules (Stereo-PIV)



**Fig. I. 7.** Représentation schématique du brûleur, de ses composantes et circulation des réactifs : (a) vue en perspective ; (b) vue en coupe ; (c) vue en perspective du diffuseur radial ; (d) vue en perspective du swirler. [34-37]

dans des conditions non réactives et réactives. Des mesures de température sont également effectuées et comparées à celles calculées dans le cas d'écoulement réactif. L'analyse des résultats moyennés révèle la présence d'une zone de recirculation centrale (CRZ), d'une région de jet swirlée (SJ) et de couches de cisaillement (SL) pour les deux écoulements. De plus, les résultats DDES (Delayed-Detached Eddy) sont utilisés pour identifier les structures cohérentes dans les écoulements swirlée non réactifs et réactifs. Deux instabilités sont trouvées pour les deux écoulements, à savoir l'instabilité de Kelvin – Helmholtz et l'instabilité tourbillonnante.

**Felden et al. [41] (2018)** ont été effectuées des études expérimentales et numériques par le modèle LES (Large Eddy Simulation) de l'éthylène/air dans une chambre de combustion swirlée non prémélangée (Fig. I. 8) avec intégration directe de la Chimie Analytique Réduite (ARC). Combinée au modèle DTFLES (Dynamic Thickened Flame), l'approche ARC-LES ne nécessite pas d'hypothèses de modélisation de flamme spécifiques et s'adapte naturellement à tout écoulement ou complexité géométrique. Pour démontrer la valeur ajoutée de la méthodologie ARC pour la prévision des structures de flammes dans divers régimes de combustion, y compris la formation d'espèces intermédiaires et de polluants, elle est comparée à une méthode de tabulation standard (FPI). Les comparaisons des résultats de la prédiction numérique avec les mesures expérimentales montrent un bon accord global avec les deux approches chimiques, pour les champs de vitesse et de température.



**Fig. I. 8.** Schéma de la configuration expérimentale et détails du brûleur et section transversale à la sortie de l'injection d'air d'oxydation, Avec le laser positions de mesure. [41, 42]

**Cozzi et al. [43] (2012)** ont comparé une injection radiale et axiale de l'air secondaire et combustible dans. Ils ont conclu que l'injection radiale permet un mélange centrifuge plus rapide que dans le cas d'une injection axiale.

**Milosavljevic et al. [44](1990)** ont examiné principalement l'influence de trois diffuseurs de méthane à injection axiale, annulaire et radiale sur la stabilité des flammes et la symétrie de ces dernières pour des richesses globales inférieures ou égales à 1, une gamme de nombres de Reynolds  $Re = [29000 ; 45000]$  et un nombre de swirl de 0,2 à 1,8.

Dans une configuration de diffuseur axiale, **Iyogun et Birouk [45, 46]** ont étudié l'influence de deux géométries du diffuseur : une section circulaire avec rétrécissement et une section rectangulaire. Les deux sections présentent la même surface équivalente. Nous retenons que la géométrie rectangulaire du diffuseur permet une meilleure stabilisation de la flamme puisqu'ils constatent qu'elle intensifie la zone de recirculation centrale (ZRC), Tout comme l'effet swirl, comparativement à la géométrie circulaire. Cette intensification favorise le retour d'intermédiaires réactionnels à la base de la flamme d'où l'amélioration de la stabilité observée dans l'étude [45]. Les auteurs relient les décroissances de vitesse importantes à des taux turbulents importants. Ils constatent que la géométrie rectangulaire engendre des décroissances de vitesse plus importantes que dans la géométrie circulaire.

## **I. 2. Combustion turbulente**

La combustion turbulente peut s'effectuer entre un mécanisme chimique de combustion et la turbulence, cette interaction joue un rôle très important dans différents systèmes de combustion, pour la production de chaleur et l'énergie ou la propulsion (par exemple : fours et turbines à gaz ou les chambres de combustion des turboréacteurs). L'étude de ces régimes d'écoulements des gaz dans le milieu réactionnel a conduit à l'introduction de différentes grandeurs caractéristiques de ces phénomènes physiques complexes. La combustion est classifiée selon la manière d'injection des réactifs (prémélangée, non prémélangée et partiellement prémélangée) et la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement.

### **I. 2. 1. Combustion prémélangée**

La combustion prémélangée est un mode où le carburant et le comburant sont mélangés avant d'entrer dans la chambre de combustion et d'atteindre le front de la flamme. Ce mode de combustion est souvent introduit en régime pauvre lorsque la quantité du

carburant est inférieure aux conditions stœchiométriques, parmi ces avantages est d'augmenter le rendement du système de combustion et de réduire la production des d'oxydes d'azote ( $NO_x$ ). En contrepartie, les flammes obtenues sont instables et difficiles à maîtriser, dépendent de l'utilisation des dispositifs complexes d'accrochage de la flamme. De même, le stockage du mélange air/carburant dans la gamme de la flammabilité est prépondérant et n'est pas envisageable dans un contexte industriel.

### I. 2. 2. Combustion non prémélangée

La combustion non prémélangée est un mode dans lequel le carburant et le comburant sont injectés séparément, les réactifs introduits par les deux lignes de courant se rencontrent et forment le front de la flamme. Le désavantage de ce mode de combustion est de produire une quantité importante de polluantes ( $NO_x$ ) car les températures plus élevées atteintes dans le front de flamme. La préférence accordée aux combustions non prémélangées dans les secteurs industriels repose principalement sur un argument de sécurité qui a permis de limiter les risques d'explosion ou de retour de la flamme. Par ailleurs, elle donne une bonne stabilisation de flamme et un stockage du carburant en dehors des limites de flammabilité [47].

### I. 2. 1. Combustion partiellement prémélangée

La combustion partiellement prémélangée est un mode intermédiaire entre les deux modes de combustion prémélangée et non prémélangée, utilisée généralement dans les applications industrielles. Ce mode de combustion partiellement prémélangée peut avoir lieu si l'écoulement est composé d'un mélange riche adjacent à un mélange pauvre. Les conditions de gradient des richesses créées, permettent d'obtenir des flammes partiellement prémélangées. Ce mode de combustion a des intérêts en termes de sécurité et de contrôle des émissions polluantes. Les avantages et les inconvénients des trois modes de combustion sont résumés dans le tableau I.1.

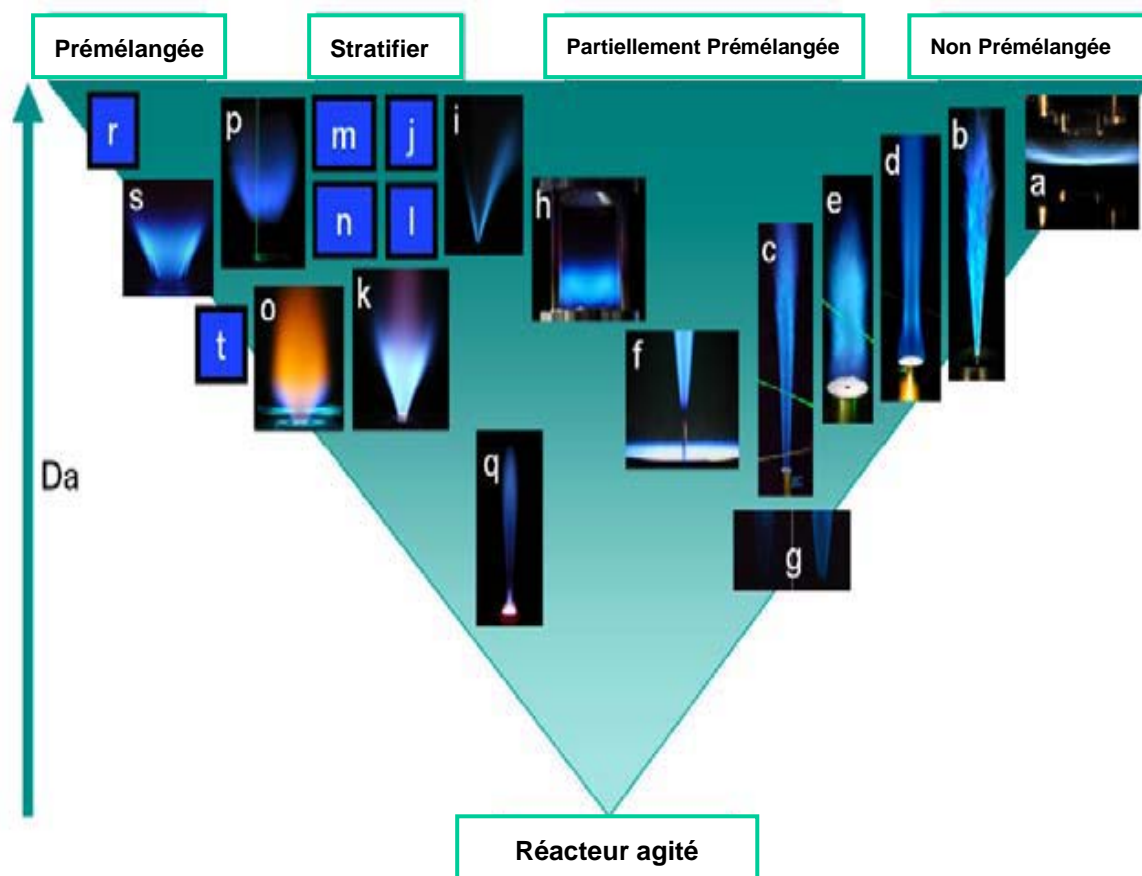
**Tab. I. 1.** Résumé des avantages et inconvénients principaux des trois modes de combustions présentés [48].

Mode de combustion	Avantages	Inconvénients
Prémélangée	Peu polluante (en régime pauvre)	Instabilités de combustion et stockage du mélange
Non prémélangée	Stabilité de la flamme et stockage du carburant en dehors des limites de flammabilité	Production d'oxydes d'azote
Partiellement prémélangée	Peu polluante (en régime pauvre) et stockage du carburant en dehors des limites de flammabilité	Instabilités de combustion et hétérogénéités de mélange

### I. 3. Cartographie des applications académiques de la combustion turbulente

La figure I.9 montre la carte simplifiée des modes et régimes de combustion de différentes flammes académiques, mesurées dans le cadre du TNF workshop pour développer l'interaction entre expérimentateurs et numériciens dans le domaine de la combustion turbulente.

Plusieurs flammes académiques, mesurées expérimentalement, servent comme des données de base au développement et la validation des modèles numériques. Les différentes flammes étudiées expérimentalement en fonction du mode de combustion et du nombre de Damköhler sont illustre dans la Figure I.9. Le tableau I.2 présente les détaille de toutes les flammes cartographiées cités dans la Fig. I.9 [48].



**Fig. I. 9.** Carte simplifiée des modes et régimes de combustion de différentes flammes académiques, mesurées dans le cadre du TNF workshop [48].

Les lettres font référence dans le **tableau I.2**

**Tab. I. 2.** Liste des flammes expérimentales étudiées par TNF [48].

<b>a</b>	TUD Brûleur à jet opposé turbulent.
<b>b</b>	DLR flammes de jet simples de CH <sub>4</sub> / H <sub>2</sub> / N <sub>2</sub> dans l'air
<b>c</b>	Sandia a piloté CH <sub>4</sub> / air, les flammes de jet d'air
<b>d</b>	Sydney flammes du corps bluff-body de CH <sub>4</sub> /H <sub>2</sub>
<b>e</b>	Sydney tourbillonnaire / flammes du corps de bluff-body
<b>f</b>	Berkeley/Sydney, Flammes de jet lifte non prémélangée par assistant d'écoulement H <sub>2</sub> /air
<b>g</b>	Adélaïde, flammes de jet non prémélangées soufflé dans un courant (faible niveau d'O <sub>2</sub> )
<b>h</b>	DLR chambre de combustion modèle de turbine à gaz (cas stables et instables)
<b>i</b>	Brûleur stratifié Cambridge, CH <sub>4</sub> /air V-flamme
<b>j</b>	CORIA-INSA stratifié V-flamme
<b>k</b>	TUD Brûleur stratifié annulaire piloté
<b>l</b>	ORACLES Brûleur
<b>m</b>	Brûleur tourbillonnaire stratifié Cambridge
<b>n</b>	Chambre de combustion tourbillonnaire stratifiée, Twente (cas stables et oscillants)
<b>o</b>	TECFLAM brûleur prémélangé tourbillonnaire
<b>p</b>	TUD brûleur prémélangé à faible tourbillonnement
<b>q</b>	Jet prémélangé piloté par Sydney soufflé dans un courant
<b>r</b>	Porte-place pour diverses flammes prémélangées, avec faible u' / SL
<b>s</b>	Chambre de combustion prémélangé tourbillonnant Sandia
<b>t</b>	Porte-place pour flammes prémélangées, plus haut u' / SL

#### I. 4. Applications industrielles de la combustion turbulence

- Domaine **des turbines aéronautiques**, le carburant est dans la plupart du temps injecté sous forme liquide pulvérisé (spray). Ceci mène inévitablement à un mode de combustion de type partiellement prémélangé. L'utilisation de jets de dilution peut aussi mener à des flammes non prémélangées.
- Domaine **des turbines de production d'énergie**, la combustion est souvent prémélangée. A ce titre, de faibles hétérogénéités de mélange peuvent influencer fortement les performances des turbines, mettant en lumière l'importance d'un bon prémélange [47].
- Domaine **des moteurs à combustion interne** de type "Diesel", le combustible est souvent injecté sous forme de spray, menant à des régimes de combustion de type partiellement prémélangé ou combustion stratifiée. A l'inverse, dans le cas des moteurs de type HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition), le mélange air-carburant est mélangé de la manière la plus homogène possible (comme dans les moteurs à essence) et il est comprimé assez fortement pour atteindre le point d'auto-

allumage. De simples hétérogénéités de mélange influencent alors très fortement les performances du moteur.

- Domaine des **micro-turbines à gaz** ou **micro-brûleurs**, la chambre de combustion de taille inférieure à ces systèmes conventionnels, cette combustion à petite échelle pourra, dans le langage courant, être qualifiée de microcombustion. Bien que l'on se trouve loin de l'échelle microscopique. L'écoulement est principalement laminaire dans ces systèmes de petite taille et le mélange des différentes espèces se fait majoritairement par diffusion. En effet, suivant la taille du système, les mécanismes mis en jeu et les phénomènes physiques afférents peuvent conduire à des comportements qualitativement différents de ceux observés sur les macro-systèmes. Par exemple, la définition donnée par Fernandez-Pello [49] est basée sur la longueur physique du système (voir Fig. I. 10). Ainsi, on appellera :

- **Mésocombustion**, la combustion pour un système d'une taille variant de 1 à 10 mm,
- **Microcombustion**, la combustion dans des brûleurs de 1  $\mu\text{m}$  à 1 mm.

Les deux définitions sont correspondantes à l'échelle de taille physique caractéristique des différents types des chambres de combustion et leur domaine d'application par la Fig. I.10. Afin de différencier la combustion des plus petits systèmes avec les plus grands, la combustion des systèmes conventionnels est appelée macrocombustion.

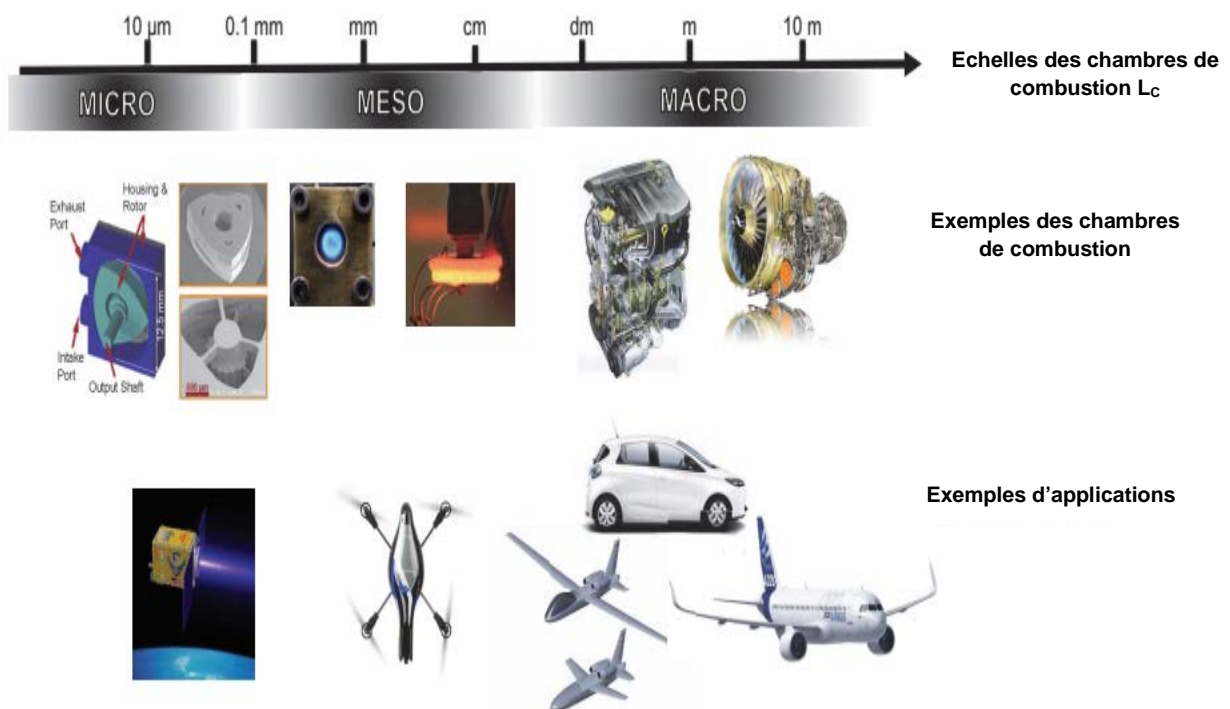


Fig. I. 10. Echelle de tailles caractéristiques des chambres de combustion, exemples de brûleurs et d'applications [50].



## I. 5. Les Différents Types de Flammes

On distingue deux types de flammes, ont été rencontrées dans un écoulement laminaire réactif, selon la procédure utilisée pour introduire le combustible et oxydant dans les chambres de combustion :

- ❖ Les flammes laminaires non prémélangées ou de diffusion lorsque les réactifs (combustible et comburant) sont introduits séparément avant la zone de réaction.
- ❖ Les flammes laminaires de prémélangée où le combustible et comburant, sont mélangée avant la zone de réaction.

### I. 5. 1. Flamme de diffusion

Les réactifs (oxydant et carburant) sont non prémélangés avant, injectés différemment dans les deux lignes de courant différents avant rencontrés le front de la flamme. La figure I.11 illustre une vue simplifiée d'une flamme de diffusion. En effet, la combustion est essentiellement pilotée par la diffusion des réactifs l'un vers l'autre par diffusion moléculaire dans la zone de réaction.

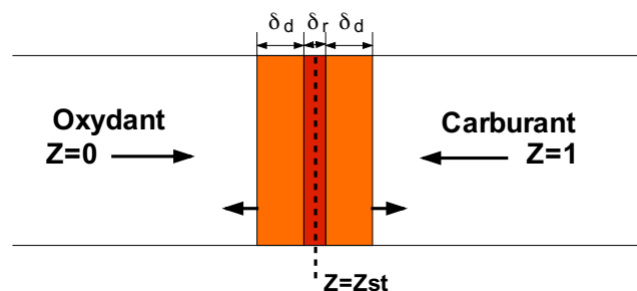


Fig. I. 11.Représentation schématique d'une flamme de diffusion laminaire [51].

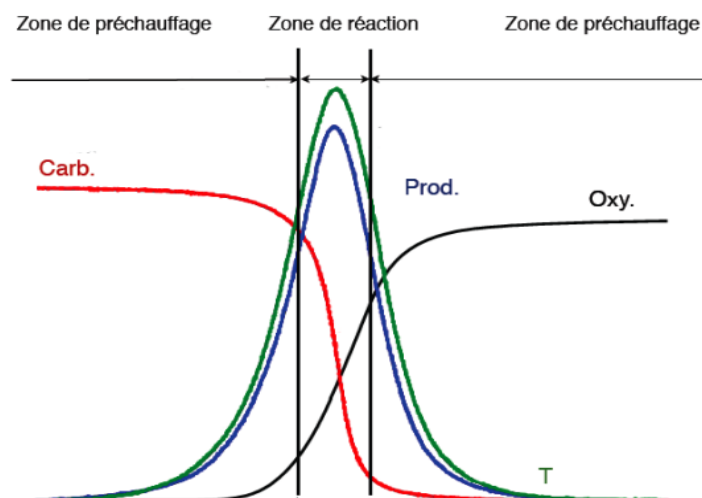


Fig. I. 12.Représentation de profils à travers une flamme de diffusion classique [51].

Il existe trois zones met en évidence du type de la flamme de diffusion représentée dans les figures I.11 et I.12 :

- Zone de réaction : elle se trouve au centre de la flamme et caractérisée par un pic des produits de combustion chimiques et du dégagement de la chaleur. Dans cette zone de flamme, le carburant et comburant sont mélangés à l'échelle moléculaire avant de réagir.
- Zone de diffusion des espèces : cette région, entourant la zone de réaction, l'oxydant et le carburant présents de chaque coté de la flamme sont mélangées aux espèces chimiques dégagées par diffusion moléculaire. L'augmentation progressive de la température des gaz, rencontrée par la diffusion thermique et la dilution des réactants par les gaz brûlés, selon l'hypothèse d'équidiffusion, la température et la zone de diffusion des espèces chimiques sont superposées et symétriques .
- Zone d'apport des réactifs frais : cette zone est alimente la flamme en carburant et en comburant. Ces remarques montrent que les flammes non prémélangées résultent de la compétition entre les produits de combustion chimiques et la diffusion moléculaire des espèces. La structure de cette flamme est donc contrôlée uniquement par le rapport entre les temps caractéristiques de la chimie et de la diffusion [51].

Dans notre étude on s'intéresse par la flamme de diffusion, une nouvelle grandeur est introduite par la notion de fraction de mélange (note  $Z$ ), la variable de Schwab-Zel'dovich est obtenue par opération algébrique sur les fractions massiques des réactifs définies par la relation suivant :

$$Z = \frac{\phi \frac{Y_F}{Y_{F,0}} - \frac{Y_O}{Y_{O,0}} + 1}{\phi + 1} \quad (I.1)$$

Avec  $Y_{F,0}$  est la fraction massique du combustible (fuel) et  $Y_{O,0}$  est la fraction massique du comburant (oxydant), dans les écoulements initiaux. Tandis que  $Y_F$  et  $Y_O$  sont les fractions massiques rencontrées localement. La fraction du mélange  $Z$  est un scalaire passif, qui caractérise le mélange pour lequel :

- ❖  $Z=1$  dans l'écoulement combustible.
- ❖  $Z=0$  dans l'écoulement oxydant.

Burke et Schumann [52] ont donné une analyse dans le cas limite d'une combustion à chimie infiniment rapide, la position de la flamme se trouve à la condition stœchiométrique  $Z_{st}$  où

pour laquelle  $Y_F = Y_O = 0$  lorsque les réactifs sont mélangés en proportions stœchiométriques,  $Z_{st}$  est définie par :

$$Z_{st} = \frac{Y_{O,0}}{Y_{O,0} + sY_{F,0}} \quad (I.2)$$

Où  $\phi$  est la richesse, lorsque  $Z < Z_{st}$  on se situe du coté pauvre, et respectivement du coté riche quand  $Z > Z_{st}$ . Ce qui donne une relation de  $\phi$  :

$$\phi = \frac{Z}{1-Z} \times \frac{1-Z_{st}}{Z_{st}} \quad (I.3)$$

Une d'autre formulation différente qui caractérise la richesse  $\phi$  d'un mélange de combustion avec la notion de FAR (pour Fuel Air Ratio), plus utilisée par les motoristes :

$$FAR = \frac{m_F}{m_O} = \frac{Z}{1-Z} \quad (I.4)$$

Avec  $m_F$  et  $m_O$  sont les masses introduites dans le système. On a directement la relation  $FAR_{st} = Z_{st}/(1 - Z_{st})$ .

### I. 5. 2. Flamme de prémélange

Le comburant et le combustible sont initialement mélangés à l'avance. Le front de la flamme est illustré sur la figure I.13, séparant les gaz frais contiennent l'oxydant et le carburant et les gaz brûlés comportent les produits de combustion caractérisés par une épaisseur  $\delta_L$  qui est composée en deux zones :

- Zone de préchauffage d'épaisseur  $\delta_p$ , où la diffusion de masse et de chaleur sont les deux processus dominants dans laquelle les réactions chimiques sont négligeables.
- Zone de réaction d'épaisseur  $\delta_r$  est caractérisée par une zone d'épaisseur très mince qui conduit à un certain niveau de température dû aux réactions chimiques. L'épaisseur de la flamme laminaire, noté  $\delta_L$ , est peut être assimilé à la distance parcourue par la chaleur libérée par réaction pendant le temps  $\tau_c$  que dure cette réaction. Ainsi, en peut intervenir le coefficient de diffusion thermique  $d$ .  $\delta_L$  s'écrit sous la forme suivant :

$$\delta_L \sim (d\tau_c)^{\frac{1}{2}} \quad (I. 5)$$

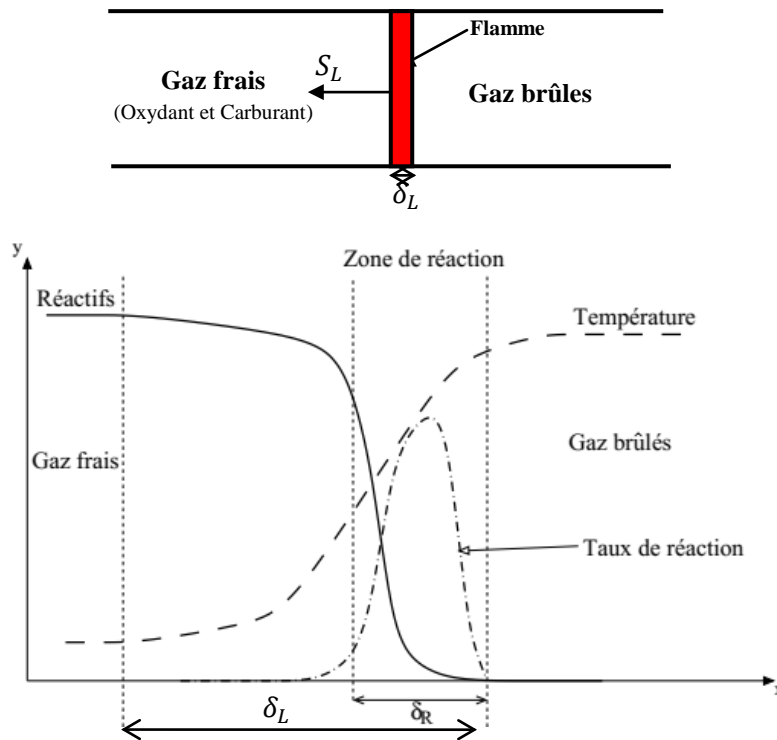


Fig. I. 13. Structure du front de la flamme de prémélange laminaire [52].

Trois grandeurs importantes qui caractérisent les flammes de prémélange : la richesse du mélange, l'avancement de combustion et la vitesse de la flamme.

Pour caractériser l'évolution des processus de réactions globale de combustion à l'aide d'une variable de progrès, noté  $c$ , peut être définie à l'aide de grandeur comme la température :

$$c = \frac{T - T_u}{T_b - T_u}, \quad (I.6)$$

Ou bien de certaines fractions massiques d'espèces :

$$c = \frac{\sum_1^{N_S} \alpha_i Y_i}{\sum_1^{N_S} \alpha_i Y_c^{eq}} = \frac{Y_c}{Y_c^{eq}}. \quad (I.7)$$

Où  $c$  varie naturellement entre la valeur vaut 0 dans les gaz frais et 1 dans les gaz brûlés. La grandeur de la richesse  $\phi$  d'un mélange se définit ainsi :

$$\phi = s \frac{Y_{F,0}}{Y_{O,0}}. \quad (I.8)$$

Où  $s$  c'est le rapport stœchiométrique,  $Y_{F,0}$  c'est la fraction massique de combustible (Fuel) initiale et  $Y_{O,0}$  c'est la fraction massique d'oxydant initiale. Si l'on étudie la réaction globale

de la combustion :  $\nu_F F + \nu_O O \rightarrow \nu_P P$ , avec  $\nu_P$ ,  $\nu_O$  et  $\nu_F$  sont les coefficients molaires stœchiométriques de la réaction globale, le rapport  $s$  s'écrit :

$$s = \frac{\nu_O M_O}{\nu_F M_F} \quad (\text{I.9})$$

La richesse  $\phi$  est caractérisée, pour lequel :

- $\phi = 1$  dans un mélange stœchiométrique (c'est-à-dire que les réactifs sont en proportion optimale)
- $\phi > 1$  dans un mélange riche (le combustible est en excès)
- $\phi < 1$  dans les flammes dites pauvres (les gaz brûlés contiendront de l'oxydant)

La richesse d'une flamme de prémélange est une grandeur fondamentale, influant notamment sur les vitesses de flamme et épaisseurs thermiques caractéristiques.

$$S_L(\phi) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \rho \dot{\omega}_{Y_c} dx}{\rho_u Y_c^{eq}} \quad (\text{I.10})$$

$$\delta_{th}(\phi) = \frac{T_b - T_u}{\left| \frac{dT}{dx} \right|_{max}} \quad (\text{I.11})$$

### I. 5. 3. L'influence de la turbulence

Plusieurs phénomènes physiques peuvent intervenir dans les configurations géométriques des chambres de combustion comme exemple : la turbulence, l'interaction entre la réaction chimique et la turbulence est un phénomène complexe qui conduit à différents modes de combustion. Il convient donc, dans un premier temps, d'étudier les paramètres décrivant la turbulence pour enfin étudier son impact sur la structure d'une flamme prémélangée [53].

#### I. 5. 3. 1. La turbulence

Le régime de la turbulence, selon la théorie de Kolmogorov, est peut être s'exprimé comme une succession de tourbillons de petites et grandes échelles transmettent leur énergie sans perte, aux tourbillons d'échelles inférieures. Plusieurs nombres caractéristiques peuvent être choisis pour faire une classification des régimes de combustion. Les deux nombres les plus utilisés sont les nombres de Damköhler  $D_a$  et de Karlovitz  $K_a$ , qui comparent le temps caractéristique chimique  $\tau_c$  aux temps caractéristiques de la turbulence à grandes échelles  $\tau_T$

et de petites échelles  $\tau_k$  associés respectivement aux structures énergétiques et dissipatives de la turbulence [53] :

$$D_a = \frac{\tau_T}{\tau_c} = \frac{l_T S_L}{\delta_L u'} \quad (\text{I.12})$$

$$K_a = \frac{\tau_c}{\tau_k} = \frac{\delta_L u_k}{l_k S_L} \quad (\text{I.13})$$

Où  $\tau_T$ ,  $l_T$  et  $u'$  sont le temps, l'échelle intégrale et la vitesse caractéristiques de la turbulence respectivement.  $S_L$  et  $\delta_L$  sont la vitesse de la flamme laminaire et l'épaisseur. D'autre part,  $\tau_k$ ,  $l_k$  et  $u_k$  s'expriment le temps, la longueur et la caractéristiques de la dissipation à l'échelle de Kolmogorov peuvent être s'écries en fonction de la dissipation  $\varepsilon$  et la viscosité cinématique du fluide  $\nu$ . Les paramètres des petits tourbillons sont ainsi décrits par l'échelle de Kolmogorov :

$$u_k = (\varepsilon \nu)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{I.14})$$

$$l_k = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{I.15})$$

$$\tau_k = \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{I.16})$$

L'intensité de la turbulence peut être caractérisée par les fluctuations de vitesse  $u'$ , la longueur  $l_T$  et le temps  $\tau_T$  caractéristiques des grands tourbillons valent alors [53] :

$$u' = \left( \frac{2k}{3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.17})$$

$$l_T = \frac{u'^3}{\varepsilon} \quad (\text{I.18})$$

$$\tau_T = \frac{u'^3}{\varepsilon} = \frac{l_T}{u'} \quad (\text{I.19})$$

Les relations précédentes permettent de relier les deux nombres  $D_a$  et  $K_a$  au nombre de Reynolds turbulent  $Re_T$  par :

$$Re_T = \frac{u' l_T}{\nu} = D_a^2 K_a^2 \quad (\text{I.20})$$

#### I. 5. 4. Régimes des flammes de diffusion turbulente

Dans le régime de la turbulence un coefficient de diffusion turbulent est ajouté au coefficient de diffusion laminaire. Les énergies dissipées par la turbulence et l'intensité des

fluctuations turbulentes sont dépendues par le coefficient de diffusion pour caractériser les écoulements locaux. Par ailleurs, la turbulence assure un bon mélange entre les réactifs et augmente l'intensité de combustion. Il existe plusieurs classifications pour la combustion turbulente non prémélangée disponibles dans la littérature, certains chercheurs utilisent les paramètres (Reynolds, Damköhler) d'autres exploitent le couple (fluctuations de fraction de mélange, Damköhler) pour qualifier ces régimes [54]. Damköhler compare les temps caractéristiques de la turbulence  $\tau_T$  et de la réaction chimique  $\tau_c$ . Dans une approche simplifiée de la chimie, le temps caractéristiques à la chimie  $\tau_c$  est celui nécessaire au front de la flamme pour se propager de son épaisseur  $\delta_L$  [55] :

$$D_a = \frac{\tau_T}{\tau_c} = \frac{l_T S_L}{\delta_L u'} \quad (\text{I.21})$$

Les classifications des régimes de la combustion en fonction du nombre de Damköhler  $D_a$  sont résumées dans le tableau I.3.

**Tab. I. 3.** Régimes de la flamme dans la limite des grands et petits nombres de Damköhler [55].

Critère	Comportement	Modèle
$D_a \gg 1$	Cinétique raide Zone de réaction mince Convective et déformée par l'écoulement-	Flammelette
$D_a \ll 1$	Cinétique lente Taux de réaction moyen à partir des valeurs moyennes des $Y$ et $T$ .	Réacteur parfaitement prémélangé

## I. 6. Conclusion

Dans ce premier chapitre, l'état de l'art va nous permettre d'extraire les facteurs qui influencent le processus de combustion tels que : l'effet de la forme géométrique du brûleur, les jets tournants comme moyen de contrôle de combustion, l'effet de tourbillonnement sur le comportement dynamique pour l'amélioration du mélange, les caractéristiques des flammes de diffusion et la réduction des émissions polluantes. Les flammes de diffusion dans les chambres de combustion avec un seul brûleur et multi-brûleurs à fort tourbillonnement dans un milieu confiné. Les applications industrielles de la combustion turbulence et le régime turbulent des flammes non prémélangées sont ensuite abordé. Les aspects dynamiques des écoulements tourbillonnaires en cas non réactif seront décrits dans le chapitre suivant.



*Chapitre II*

**Contrôle des écoulements swirlés dans  
les chambres de combustion**



**Introduction**

Les enjeux techniques et économiques du contrôle de l'écoulement de type jet sont multiples et interviennent dans le développement des nouvelles configurations des brûleurs pour les chambres de combustion et d'autres applications technologiques attenantes. Les écoulements rencontrés dans ces applications ont souvent un caractère tridimensionnel et turbulent couplés à d'autres phénomènes physiques. Cependant, le nombre de degrés de libertés et la dynamique complexe rendent délicat la simulation numérique des écoulements des jets turbulents tourbillonnaires qui sont pourtant nécessaire à la conception d'un contrôle efficace. Ces écoulements peuvent être contrôlés et manipulés afin d'améliorer les performances aérodynamiques: améliorer le mélange à la sortie d'un diffuseur ou d'un brûleur (en aéronautique ou en combustion), diminuer l'émission d'oxydes d'azote ( $NO_x$ ) ou bien encore la pollution sonore et le diriger pour s'éloigner des zones critiques, tout en améliorant le rendement du brûleur.

**II. 1. Contrôle des écoulements de jets**

Pour le contrôle des écoulements de jets libres ou confinés turbulents qui ont été l'objet de plusieurs travaux de recherche expérimentaux et numériques en vue de montrer l'importance de la turbulence et l'influence du tourbillonnement pour l'écoulement étudié. Les effets de la géométrie des jets isothermes à l'entrée du diffuseur de soufflage sur le processus de mélange à densité variable ont été étudiés numériquement par Imine et al. [56]. Les jets étudiés sont issus d'un orifice rectangulaire et elliptique avec un rapport d'aspect  $AR = 2:1$ . Ils ont constaté que la géométrie asymétrique améliore sensiblement le mélange en comparaison avec le cas axisymétrique. Koseoglu et Baskayab [57] ont étudié les différences entre les jets ronds impactant et les jets elliptiques, en termes de caractéristiques de champ d'écoulement et de transfert thermique. Ils ont constaté que les différences sont réduites avec l'augmentation de la distance du jet à la plaque. Kuznik et al. [58] ont testé quatre modèles de turbulence à deux équations, à savoir le modèle  $k-\varepsilon$  standard, le modèle  $k-\varepsilon$  réalisable, le modèle  $k-\varepsilon$ - RNG et le modèle  $k-\varepsilon$  - SST. Ils ont constaté que, même si les modèles peuvent raisonnablement prédire les jets chauds et isothermes, aucun de ces modèles n'est fiable pour simuler les jets froids. Sur la base de certains travaux [59], il a été suggéré qu'un modèle de turbulence d'ordre de deux types RSM serait plus adéquat pour la simulation des enceintes ventilées avec des effets thermiques. L'effet de différents paramètres sur le développement des écoulements derrière un diffuseur à ailettes inclinées a été largement étudié

expérimentalement et numériquement par Raj Thundil et Ganesan [60]. Ce travail a mis en évidence les principales caractéristiques du champ d'écoulement générées par un diffuseur à ailettes inclinées. L'originalité de cette étude est de trouver le meilleur angle des ailettes en utilisant des différents modèles de turbulence. Ils ont constaté que pour un tourbillonnement faible, le modèle k- $\epsilon$  standard est suffisant, alors que pour un fort tourbillonnement, c'est le modèle des contraintes de Reynolds (RSM) qui convient le mieux.

Dans le contexte scientifique, il existe deux techniques pour contrôler les écoulements en général et de même les jets en particulier : le contrôle passif et le contrôle actif, qui sont détaillé par la suite.

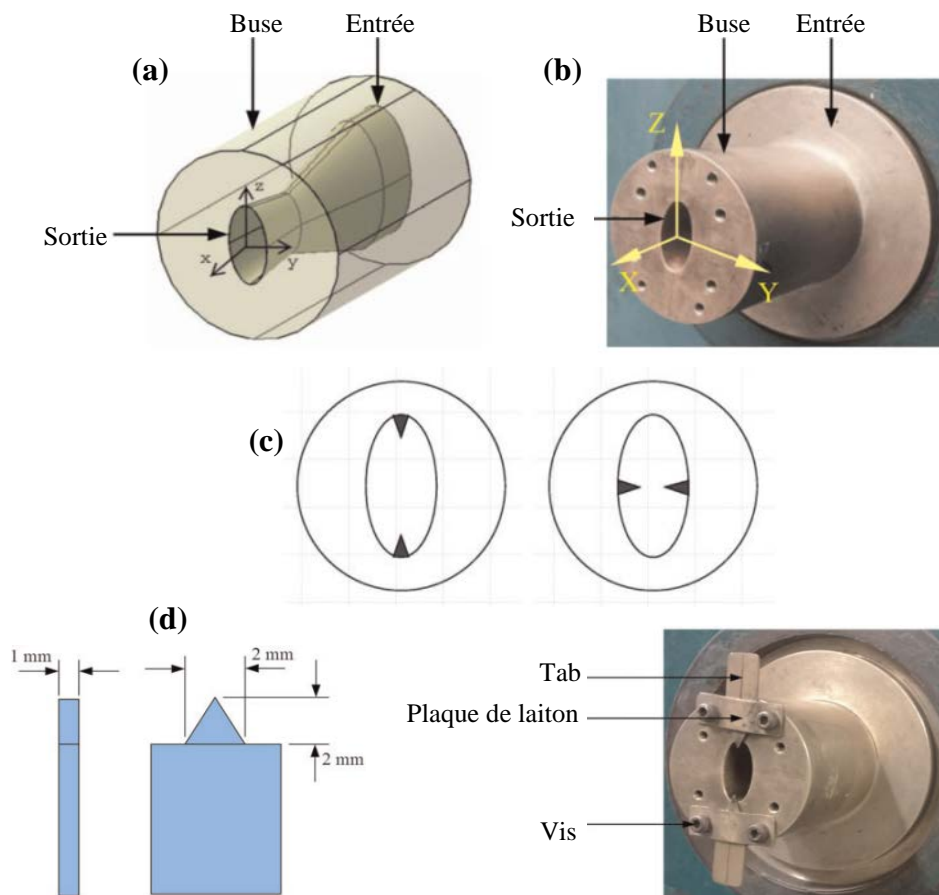
### **II. 1. 1. Contrôle passif**

Le contrôle passif consiste à affecter la dynamique de l'écoulement en modifiant la configuration géométrique du brûleur (ou diffuseur) et ou la forme de la chambre de combustion dans le but d'améliorer le comportement dynamique des jets et le mélange des écoulements.

#### ***Les jets circulaires et non circulaires***

Plusieurs travaux antérieurs de recherche concernant les jets circulaires et non circulaires libres ou issus d'un diffuseur ou injecteur sont intervenues sur les phénomènes assez complexes de mécanique des fluides et de transferts thermiques [61, 62, 63]. Ils sont important en vue d'améliorer le mélange et fournissent de nombreuses connaissances sur leur structure et leur développement dynamique. Ibrahim et al. [64](2005) ont étudié la pénétration du mélange et structures turbulentes, des jets circulaires et non circulaires d'un écoulement transversal. Les buses non circulaires ont une forme géométrie triangulaire et fabriqués de fente. La surface de la buse de toutes les géométries est constante égale  $18,56 \text{ mm}^2$ . Ils ont conclu que l'effet de la forme géométrique et de l'orientation de la buse avait un effet dominant sur la propagation et la pénétration du jet. Rouly et al. [65](2015) ont mené des expériences sur un jet elliptique afin de produire une pression élevée dans un faible angle de divergence. Ils ont conclu que le jet elliptique remplacerait efficacement le jet circulaire. Kumar et Rathakrishnan [66] (2015) ont mené une expérience sur un jet non circulaire avec des petites palettes (tabs) rectangulaires sur le jet elliptique. Ils ont placé des petites palettes (tabs) le long des axes majeur et mineur. Ils ont constaté que le jet produisait un mélange élevé lorsque les tabs étaient placées sur le long de l'axe mineur (fig. II.1). Le mélange des jets elliptiques influencé par des tabs triangulaires dans l'expérience de Kumar et

Rathakrishnan [67] (2016). La modification du mélange d'un jet avec le nombre de Mach 2 à partir d'une buse elliptique convergente-divergente de ratio 2 (voir Fig. II.1), en présence de deux tabs triangulaires le long des axes majeur et mineur à la sortie de la buse, à différentes stations de dilatation de la buse a été testé par les auteurs. Les résultats montrent que le mélange influencé par les tabs le long des axes majeur et mineur à la sortie de la buse est bien visible par rapport au jet non contrôlé à tous les rapports de pression. Toutefois, l'amélioration du mélange devient importante lorsque les tabs sont situés le long de l'axe majeur avec un rapport de pression de la buse supérieur à 5. Les tabs placés le long de l'axe mineur entraînent un meilleur mélange.

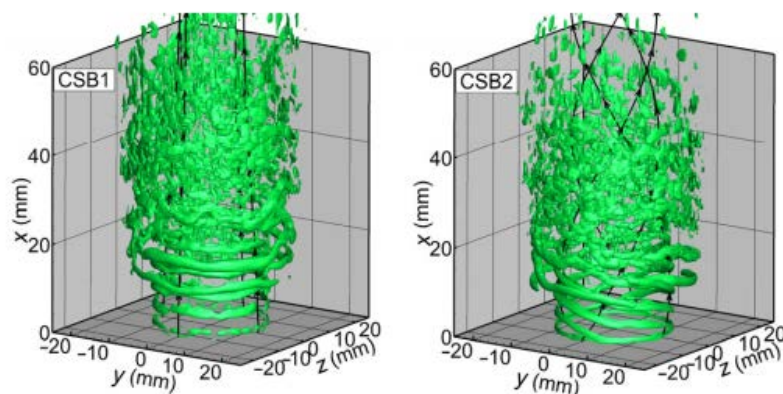


**Fig. II. 1.** Détails de la buse et les petites palettes (tabs): (a) Dessin par logiciel CAD de la buse, (b) vue de photographique (sans tabs), (c) Schéma de la sortie de la buse avec des tabs triangulaires le long des axes majeur et mineur. (d) Dimensions des tabs triangulaire, rectangulaire et la photographie de la buse avec des tabs triangulaires le long de l'axe majeur [66, 67].

### Jet tourbillonnant

Le contrôle d'un jet tournant ou tourbillonnant (swirl), par moyen passif utilise un guidage de l'écoulement au soufflage permet de générer un mouvement en spirale. La mise en rotation hélicoïdale de l'écoulement possède une composante azimutale (tangentielle) à la vitesse axiale du jet. Ce guidage s'effectue par des ailettes ou des vannes, disposées dans la

veine d'air du diffuseur. L'écoulement tourbillonnant se trouve dans nombreux domaines d'applications industrielles, ce domaine a suscité un grand intérêt de recherche pour des études expérimentales et numériques. Les caractéristiques d'entraînement des jets tourbillonnants libres ont été étudiées expérimentalement par Park et Shin [68] (1993), la visualisation de l'écoulement par la technique Schlieren. Cette technique est nouvellement mise au point pour mesurer la vitesse d'entraînement, qui s'est avérée raisonnablement précise et fiable. Les études de visualisation révèlent que le taux d'entraînement augmente avec l'intensité du tourbillon. Escue et Cui [69] (2010) ont simulé un écoulement tourbillonnant dans un pipe à l'aide de différents modèles de turbulence RANS. L'information supplémentaire de ce travail était que le modèle k- $\epsilon$  RNG fonctionne bien pour le nombre de swirl  $S_n < 1$ , le RSM était meilleur pour  $1 < S_n < 2$  et les deux modèles donnaient de mauvais résultats pour  $S_n > 2$ . La méthode de simulation aux grandes échelles (LES) a été utilisée par Zhang et al. [70] (2015) pour étudier les champs d'écoulement non réactifs d'un brûleur tourbillonnaire de Cambridge. Le modèle dynamique de la viscosité turbulente Smagorinsky est utilisé comme modèle de turbulence. Les comparaisons des données expérimentales et numériques montrent que les résultats obtenus par la méthode LES permettent de prédire les profils de vitesse moyenne. L'écoulement annulaire tourbillonnaire a un impact mineur sur la formation de la zone de recirculation du corps de bluff-body. Les structures de vortex près des couches de cisaillement, visualisées par iso-surface du Q- critère, affichent des structures annulaires en écoulement non tourbillonnaire et des structures hélicoïdales en écoulement tourbillonnant près de la sortie du brûleur (Fig. II.2). Une analyse spectrale a été utilisée pour prédire l'occurrence d'oscillations du flux induites par la séparation du vortex et le noyau du Vortex Précession Core (PVC).



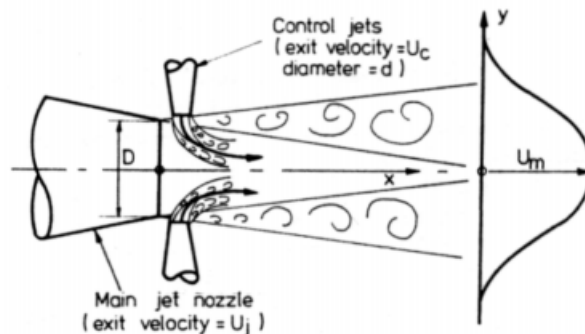
**Fig. II. 2.** Structures vortex (iso-surface de Q) et lignes de courant moyennes [70].

### II. 1. 2. Contrôle actif

A l'inverse des techniques de contrôle passif, les méthodes de contrôle actif nécessitent une source d'énergie externe à travers des actionneurs, globalement pilotés électriquement, pour modifier une ou plusieurs caractéristiques de l'écoulement. Un système de contrôle actif est composé de trois éléments essentiels : un actionneur ayant un effet sur le comportement de l'écoulement ou sur les grandeurs physique que l'on veut contrôler, un capteur capable de quantifier l'effet de l'actionneur et un algorithme de contrôle permettent de commander le dispositif de contrôle à partir du signal du capteur.

#### *Tubes actionneurs*

Les tubes actionneurs sont utilisés dans les systèmes des générateurs de vorticité axiale. En 1982, Davis [71] a été utilisé une technique de contrôle actif de deux petits jets disposés au même endroit que les ailettes dont le but de montrer l'effet des vitesses débitantes sur le jet principale (Fig. II.3). Les résultats obtenus suivant le rapport du débit actionné sur le débit principal qui distingue deux régimes de contrôle : régime des faibles vitesses des jets de contrôle (la réduction des vitesses locales est de l'ordre de 30%) et le régime des débits de contrôle plus élevées dans les tubes actionnaires, le cône potentiel du jet principal est atteint et le jet perd donc sa forme circulaire rendant ainsi le contrôle délicat.

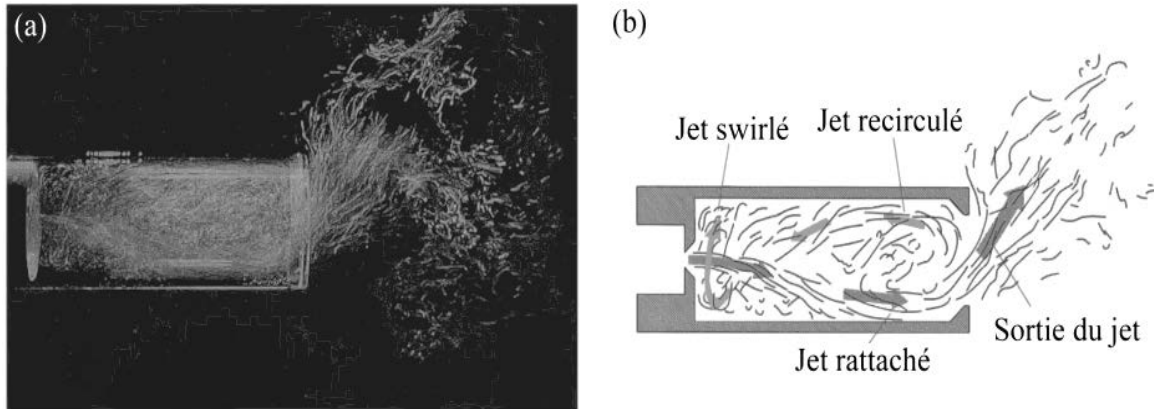


**Fig. II. 3.** Contrôle du jet par deux tubes actionneurs [72].

### II. 2. Dynamique des jets tourbillonnaires en non réactif

La mise en rotation des écoulements des jets isothermes décrire plusieurs phénomènes dynamiques de la mécanique des fluides qui peuvent donner une lumière de compensations pour l'éclatement tourbillonnaire et du PVC (precessing vortex core) (Fig. II.4). Le tourbillonnant consiste à ajouter une composante azimutale (ou tangentielle) au champ de vitesse d'un écoulement. L'ensemble des zones caractéristiques d'un écoulement d'eau swirlé ensemence des bulles d'air sont montrées par Nathan et al. [73](1998). Le phénomène

d'éclatement swirlé, a été tiré l'attention de plusieurs chercheurs. Il est couramment rencontré en combustion et dans de nombreuses applications industrielles comme les turbines à gaz ou les turboréacteurs où sa présence permet d'améliorer la stabilité des flammes [74, 75] et d'augmenter les capacités du mélange [76].



**Fig. II. 4.** (a) Visualisation d'un écoulement d'eau swirlé ensemencé de bulles d'air [73];  
(b) Schéma des zones caractéristiques de l'écoulement [73].

### II. 2. 1. Techniques de génération du swirl

Les brûleurs à swirler sont largement utilisés dans les chambres de combustion des turbines à gaz, fours industriels, chaudières, les moteurs à essence et diesel et de nombreux autres appareils de chauffage pratiques. Les effets d'employés du swirler sur l'écoulement et la combustion sont importants et divers, par exemple, l'aérodynamique, le mélange, la stabilité de la flamme, l'intensité de la combustion et les émissions polluants.

Le swirler est un élément matériel important qui met en rotation l'écoulement. Il existe plusieurs techniques de générer la rotation d'un écoulement. Ils peuvent être classés en trois catégories principales:

- Utilisation des pales ou d'hélices réglables rendent l'écoulement axial à un écoulement tangentiellement. Du fait de sa simplicité, ce dispositif est généralement utilisé dans les systèmes industriels, notamment dans les turbines à gaz.
- Dispositifs mécaniques tournants qui génèrent un mouvement de rotation entraînant l'écoulement axial par effet des frottements visqueux ;
- Injection tangentielle d'une partie ou toute la quantité de fluide dans une conduite principal. L'intensité du swirl est alors déterminée par le rapport entre le débit injecté tangentiellement et celui injecté axialement dans conduit principal.

Pour la conception du brûleur à swirler pour notre cas, on a généralement le choix entre trois types principaux de swirlers : à volute, à pales axiales et à pales tangentielles. Le swirler à

volute correspond par exemple à une volute d'admission tangentielle, ou hélicoïdale pour un moteur diesel à quatre temps.

**Swirler à ailettes axiales**

La conception d'un swirler à ailettes axiales simple est illustrée à la figure II.5. Ce type de swirler est généralement utilisé dans les configurations des brûleurs diphasiques ou à gaz. Pour notre cas la géométrie du swirler est présentée dans la figure Fig. II. 5.

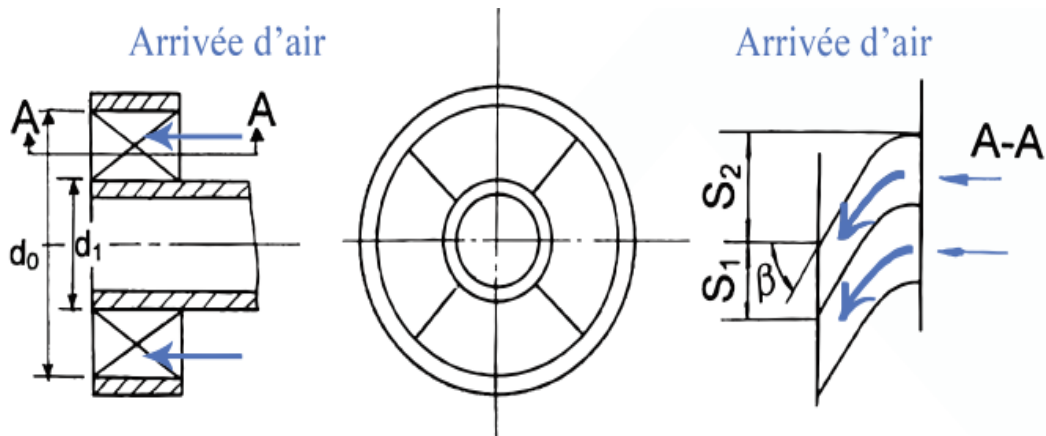


Fig. II. 5. Schéma d'un swirler à ailettes axiales [77].

**Swirler à pales tangentiels**

Dans les brûleurs à pales tangentiels, des aubes tangentiels sont installées (Fig. II.6) à l'entrée du brûleur pour diriger l'écoulement d'air dans l'espace annulaire autour du tube central transportant le combustible. Cela aide à former un écoulement tourbillonnaire.

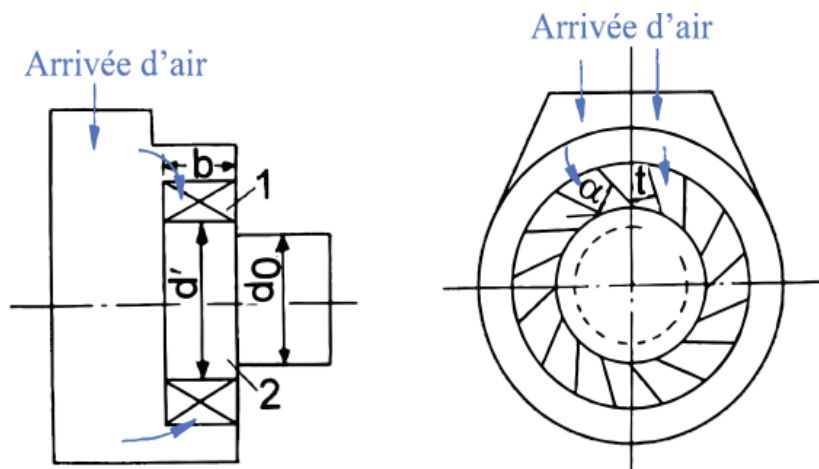
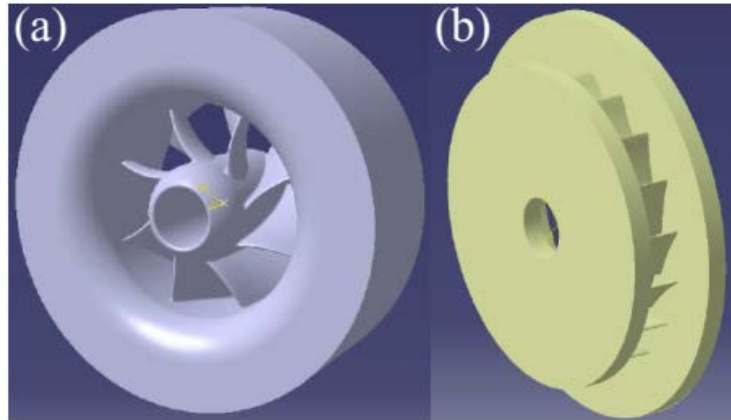


Fig. II. 6. Schéma d'un swirler à pales tangentiels [77].

Leuckel [78] (1967) a proposé la technique des swirlers à pales mobiles afin de faire varier l'intensité de swirl. En effet, la même technique des pales mobiles a été utilisée dans le brûleur de TECFLAM [18] (2000). Le choix du type de swirler est donc déterminant sur la formation de la Zone de Recirculation Interne (ZRI) et sur la stabilisation de la flamme. D'après Syred et Beér [79] (1974), il existe plusieurs types de swirlers à forme géométrique radiale qui peuvent être utilisés. Les swirlers radiaux sont des systèmes compacts où tout l'écoulement passe par une pièce munie de trous d'injection ou de pales orientées selon la direction radiale. Les swirlers axiaux sont équipés de vrilles dont les aubes sont montées selon la direction axiale. La figure II.7 montre les swirlers axial (a) et radial (b) utilisés par Palies [80] (2010). Les aubes des swirlers radiaux sont parfois remplacées par des injections tangentielles. Au minimum deux injections tangentielles sont nécessaires pour imprimer une rotation relativement uniforme à l'écoulement. Gupta [74] (1984) ont montré que selon le nombre de swirl visé, il faut bien choisir le type de swirler afin d'avoir le moins de pertes de charge possible. Pour les systèmes non prémélangés, (Merkle et al. [81] (2003), Mongia [82] (2011)) ont constaté que des swirlers différents pour chaque ligne d'injection peuvent être utilisés.



**Fig. II. 7.** Exemple de swirler : (a) axial et (b) radial [80]

Dans la plupart des systèmes des swirlers, le nombre de swirl reste fixé. Il faut changer de vrille pour faire varier le nombre de swirl  $S_n$ . Des études expérimentales sont effectuées par Durox et al. [83] (2013) à pour but d'étudier la dynamique des flammes tourbillonnantes à l'aide des swirlers radiaux avec des blocs ou des pales mobiles. Ces dispositifs de swirlers permettent de modifier le nombre de tourbillons et d'examiner diverses configurations de flamme tout en conservant des valeurs fixes de débit massique, de rapport d'équivalence et d'autres paramètres du système comme le montre la Fig. II.8.





**Fig. II. 8.** Swirler radial à angle de pales variable. Trois positions sont représentées [83].

## II. 2. 2. Paramètres de contrôle d'un jet swirlé dans un écoulement non réactif

Deux grandeurs de contrôle d'un écoulement swirlé se résument essentiellement au nombre de tourbillonnement  $S_n$  et au nombre de Reynolds  $Re$ .

### II. 2. 2. 1. Nombre de swirl

Les écoulements rotatifs sont caractérisés par un nombre sans dimension : le nombre de swirl (ou de tourbillonnement), noté  $S_n$ , défini par un rapport des flux axiaux des moments azimutaux (tangentielle) et axial [74]. Il est écrit sous la forme:

$$S_n = \frac{G_\theta}{R G_z} \quad (\text{II.1})$$

Où  $G_\theta$  est le flux axial du moment tangentiel,  $G_z$  correspond au flux axial du moment axial et  $R$  est le rayon caractéristique de l'écoulement. Ce nombre détermine l'intensité de swirl; plus ce nombre est élevé, plus l'effet de swirl est fort. Les flux  $G_\theta$  et  $G_z$  sont donnés par les expressions suivantes [85]:

$$G_\theta = \int_0^R \rho u_\theta u_z 2\pi r^2 dr \quad (\text{II.2})$$

$$G_z = \int_0^R (\rho u_z^2 + P) 2\pi r dr \quad (\text{II.3})$$

$u_z$  et  $u_\theta$  sont respectivement les composantes axiale et tangentielle de la vitesse ;  $P$  est la pression statique de l'écoulement. L'introduction de ce nombre de tourbillonnement est basée sur les mesures des flux  $G_\theta$  et  $G_z$  le long de l'axe de l'écoulement. Pour évaluer expérimentalement  $S_n$ , il est nécessaire d'avoir accès aux distributions du champ de vitesse ( $u_z$  et  $u_\theta$ ) et de pression ( $P$ ) sur les sections transversales de l'écoulement tournant.

Pour un brûleur ou diffuseur cylindrique lorsque les effets de pression sont négligés, le nombre de swirl peut s'écrire (Gupta A. K. [74] (1984)) :

$$S_n = \frac{\int_0^R u_\theta u_z r^2 dr}{R \int_0^R u_z^2 r dr} \quad (\text{II.4})$$

Lorsque le paramètre du gradient de pression devient trop important, l'énergie cinétique de l'écoulement dans la direction axiale n'est plus suffisante et des zones de recirculations apparaissent. Ce couplage entre les composantes axiales et radiales de la vitesse donne lieu à des écoulements complexes, qui ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales, théoriques et numériques [84]. La figure II.9 montre un swirler axial avec un angle des aubes vaut  $60^\circ$  ce qui correspond à l'angle de l'écoulement arrivant dans la chambre de combustion aéronautique [85]. Le nombre de tourbillonnement peut être calculé géométriquement avec les dimensions du swirler et du brûleur, comme dans [74, 86].

(a) Swirl de  $60^\circ$ 

(b) Swirl monté dans la chambre

Fig. II. 9. Swirl axial de  $60^\circ$  [85].

### II. 2. 2. 2. Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds, noté  $Re$ , représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Ce nombre sans dimension apparaît naturellement en rendant les équations de Navier-Stokes à la forme adimensionnelle. On le définit de la manière suivante :

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} \quad (\text{II.5})$$

Avec  $U$ ,  $\rho$ ,  $\mu$  sont les paramètres de la vitesse, la masse volumique et la viscosité dynamique caractéristique du fluide respectivement. Le nombre de Reynolds sert à distinguer les régimes laminaire et turbulent d'un écoulement donné suivant une longueur caractéristique  $L$  de l'écoulement ou le diamètre dans une conduite à section circulaire. L'écoulement est laminaire lorsque  $Re$  est inférieur à une valeur critique ( $Re = 2400$ ) pour laquelle se produit une transition assez brutale vers la turbulent. D'autre part, La transition d'un jet annulaire du régime laminaire au régime turbulent dépend du rapport de diamètre bluff-body sur diamètre intérieur.

### II. 2. 3. L'effet du swirl sur un écoulement non réactif

Selon l'effet du nombre de swirl sur un écoulement en distinguant deux catégories des écoulements tourbillonnaires : les écoulements à faible swirl ( $S_n < 0.6$ ) et les écoulements à fort swirl ( $S_n > 0.6$ ).

#### II. 2. 3. 1. Écoulements Faiblement Swirlés ( $S_n < 0.6$ )

Les écoulements à faible nombre de swirl ( $S_n < 0.6$ ), une absence de la zone de recirculation est remarquable. Le tourbillonnement induit une augmentation de l'entraînement du fluide ambiant et une diminution de la vitesse axiale de l'écoulement. Les profils radiaux de la vitesse axiale restent gaussiens tant que le swirl reste inférieur à 0.5 ( $S_n < 0.6$ ) [110]. La vitesse maximale s'écarte de l'axe à l'approche de ( $S_n = 0.6$ ). Ainsi, le degré d'ouverture du jet et le flux de masse entraînée augmente alors continûment avec le nombre de tourbillonnement.

#### II. 2. 3. 2. Écoulements Fortement Swirlés ( $S_n > 0.6$ )

Pour une intensité de tourbillonnement (swirl) d'environ 0.6, une zone de recirculation est apparue dans l'écoulement principal. La taille et la position de cette zone de recirculation varient avec l'intensité de swirl [86]. Cette zone est un élément essentiel pour la stabilisation des flammes car elle contient des gaz frais préchauffés et permet une meilleure combustion. Une des caractéristiques importantes de cette zone de recirculation est que son centre se rapproche du nez de diffuseur (ou de brûleur) et que sa taille augmente à mesure que le nombre de swirl de l'écoulement augmente.

### II. 3. Topologie des flammes swirlées dans les chambres de combustion

Le swirler est couramment utilisé en combustion car il a un rôle stabilisant pour la flamme. En effet, si l'intensité du swirl est suffisamment forte, une zone de recirculation apparaîtra. Cette dernière est une région dans laquelle les gaz frais et les gaz de combustion sont bien mélangés [87]. De plus, le swirler améliore l'entraînement des gaz et augmente considérablement les limites de soufflage de la flamme. La figure II.10 montre l'effet de l'intensité du swirl sur le comportement de la flamme. En distingue trois types de flamme :

➤ **Flamme de type A :**

Lorsque  $S_n$  est faible, le comportement de la flamme est similaire à celui rencontré sans swirl. Une zone de recirculation externe (ORZ pour Outer Recirculation Zone) se forme autour du jet principal, la flamme est détachée du brûleur.

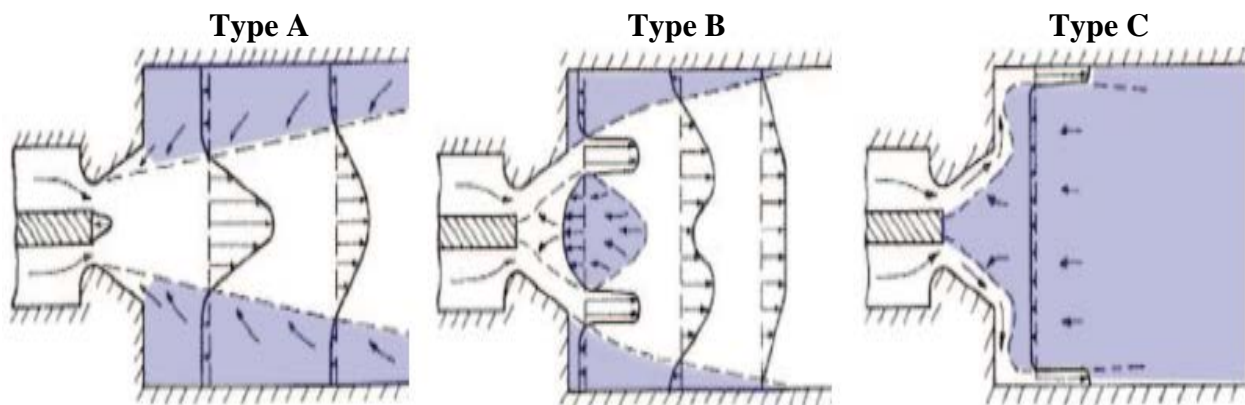
➤ **Flamme de type B:**

L'intensité du swirl est intermédiaire ou modéré, la flamme est stabilisée au plus près du brûleur, dans la zone de recirculation riche en gaz frais. Les niveaux de turbulence sont élevés et la combustion est intense.

➤ **Flamme de type C:**

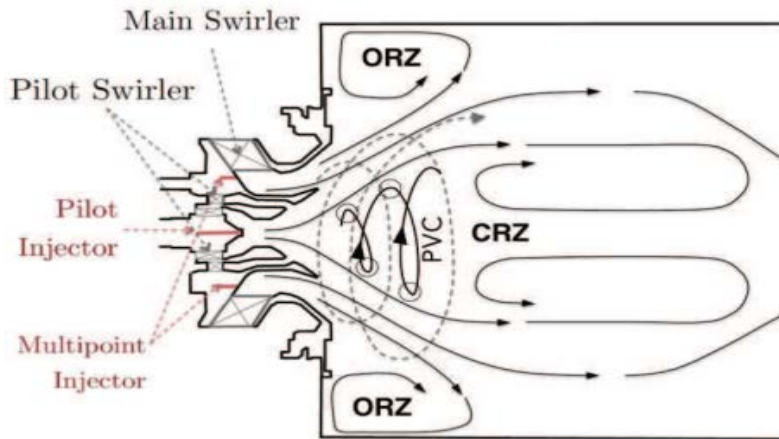
Quand  $S_n$  est élevé, l'interaction flamme/parois est intense, c'est généralement un cas indésirable, sauf dans certains fours industriels pour obtenir un rayonnement intense et uniforme. Concernant la combustion en diffusion (dans le cas d'une injection centrale de fuel et d'une injection annulaire externe d'oxydant).

La topologie de l'écoulement réactif à la sortie du brûleur pour ces différents niveaux de swirl est représentée sur la Fig. II.10.



**Fig. II. 10.** Topologie de l'écoulement pour différents niveaux de swirl.les aires en bleu matérialisent les zones de recirculation induites par le swirl [84].

Dans un système d'injection multi-étages composé d'un swirler axiale et d'une entre radiale est présenté sur la figure II.11 montre la topologie de l'écoulement et les principales structures tourbillonnaires identifiées à la sortie du brûleur. Il existe des zones de cisaillement de fluide entre les zones de recirculation et l'écoulement principal : L'ISL (Inner Shear Layer) désigne la zone de cisaillement entre L'ORZ (Outer Recirculation Zone) et l'écoulement principal. Ces zones de cisaillement sont caractérisées par d'importants niveaux de vitesse [84].



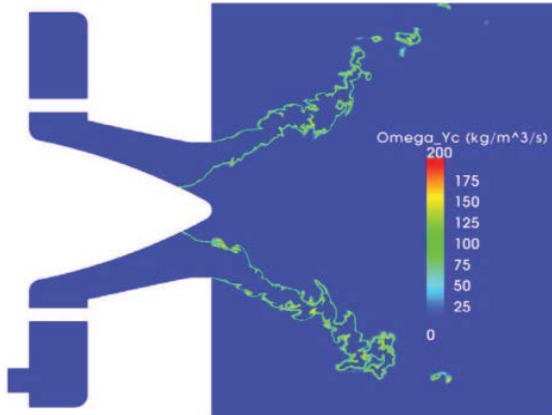
**Fig. II. 11.** Schéma des principales structures tourbillonnaires identifiées à la sortie du système d'injection TLC [84].

#### II. 4. Les avantages technologiques de la stabilisation par le swirl

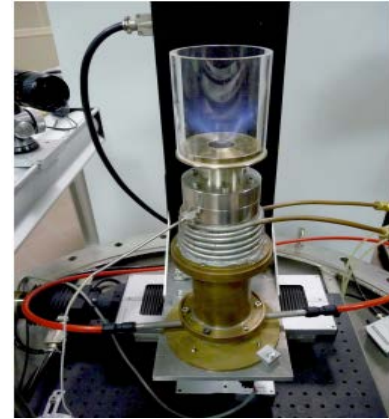
Les écoulements turbulents tourbillonnaires favorisent des avantages sur la stabilisation de la flamme qui sont multiples :

- ✓ La stabilisation par swirl est couramment employée par rapport à une stabilisation par accroche flamme, car il est fait grâce à un point d'arrêt aérodynamique.
- ✓ La contribution du mouvement de swirl permet d'augmenter l'efficacité de mélange des réactifs, à la fois de réduire les  $NO_x$  et de faciliter la stabilisation de la flamme.
- ✓ L'avantage du swirl est de la compacité de la flamme, ce qui permet de diminuer la longueur de la flamme et réduire la taille du brûleur de la chambre de combustion. Cet aspect est particulièrement important dans le contexte aéronautique. La flamme, stabilisée sur l'avant de la zone de recirculation centrale est dite "en V" (Fig. II.12) lorsqu'elle est accrochée au centre du brûleur, et "en M" lorsqu'elle est également accrochée sur la paroi externe du swirler [80]. Cette structure de flamme en M, visible sur la Fig. II.13, a un ratio surface-volume important, assurant l'efficacité du système avec un encombrement réduit [84].
- ✓ Un autre avantage très important de la zone de recirculation qui est de permettre de jouer le rôle de réservoir énergétique entre les réactifs de la combustion. L'importante quantité de gaz contenue dans la zone de recirculation permet

donc de stabiliser la flamme sur une large plage de fonctionnement. D'autre part, les gradients de vitesse sont intéressants dans la zone de cisaillement qui se trouve entre les zones de recirculations et le jet principal.



**Fig. II. 12.** Flamme en V dans le brûleur PRECCINSTA, matérialisée par la variable d'avancement dans le plan médian (Moureau et al. [88]).



**Fig. II. 13.** Visualisation de la flamme de laboratoire étudiée dans la thèse de Palies [80].

## II. 5. Conclusion

Les techniques du contrôle des écoulements des jets ont été abordées en première partie de ce chapitre. La dynamique des jets tourbillonnaires dans le cas de l'écoulement non réactif avec une présentation des techniques classiques de génération de swirl (ou de mise en rotation) des jets appliquées aux brûleurs sont décrites. Les grandeurs de contrôle d'un écoulement swirlé liés à la géométrie du diffuseur (ou de brûleur), le nombre de tourbillonnement et le nombre de Reynolds sont ensuite détaillés. Les spécificités de l'effet du nombre de swirl sur un écoulement non réactif, les écoulements à faible swirl ( $S_n < 0.6$ ) et les écoulements à fort swirl ( $S_n > 0.6$ ) sont mises en lumière pour ces types d'écoulement de jet. Il intervient ensuite une description de la topologie des flammes swirlées par la distribution des vitesses axiales lorsque l'intensité du swirl augmente du type A au type C et les principales structures tourbillonnaires identifiées à la sortie du brûleur telles que la zone de recirculation centrale (ZRC), le PVC (Precessing Vortex Core) et les instabilités. La synthèse bibliographique nous a permis de confirmer que les écoulements turbulents tourbillonnaires favorisent l'homogénéisation du mélange ainsi que la stabilisation de la flamme.



*Chapitre III*

**Modélisation de l'écoulement réactif  
dans un milieu turbulent**

## Introduction

Pendant de nombreuses années, les études expérimentales ont servi à développer et valider les méthodes de simulation numérique. De nos jours, la simulation numérique est devenue suffisamment développée pour être utilisée en parallèle des essais expérimentaux, et devient ainsi un outil prédictif.

Mais la simulation numérique n'apporte pas toujours les réponses aux problèmes des constructeurs. Lorsqu'on s'intéresse aux écoulements turbulents et réactifs dont la complexité mène aux instabilités qui ont été évoquées, il faut considérer un large spectre d'échelles à la fois en espace et en temps et autoriser de nombreux phénomènes physiques.

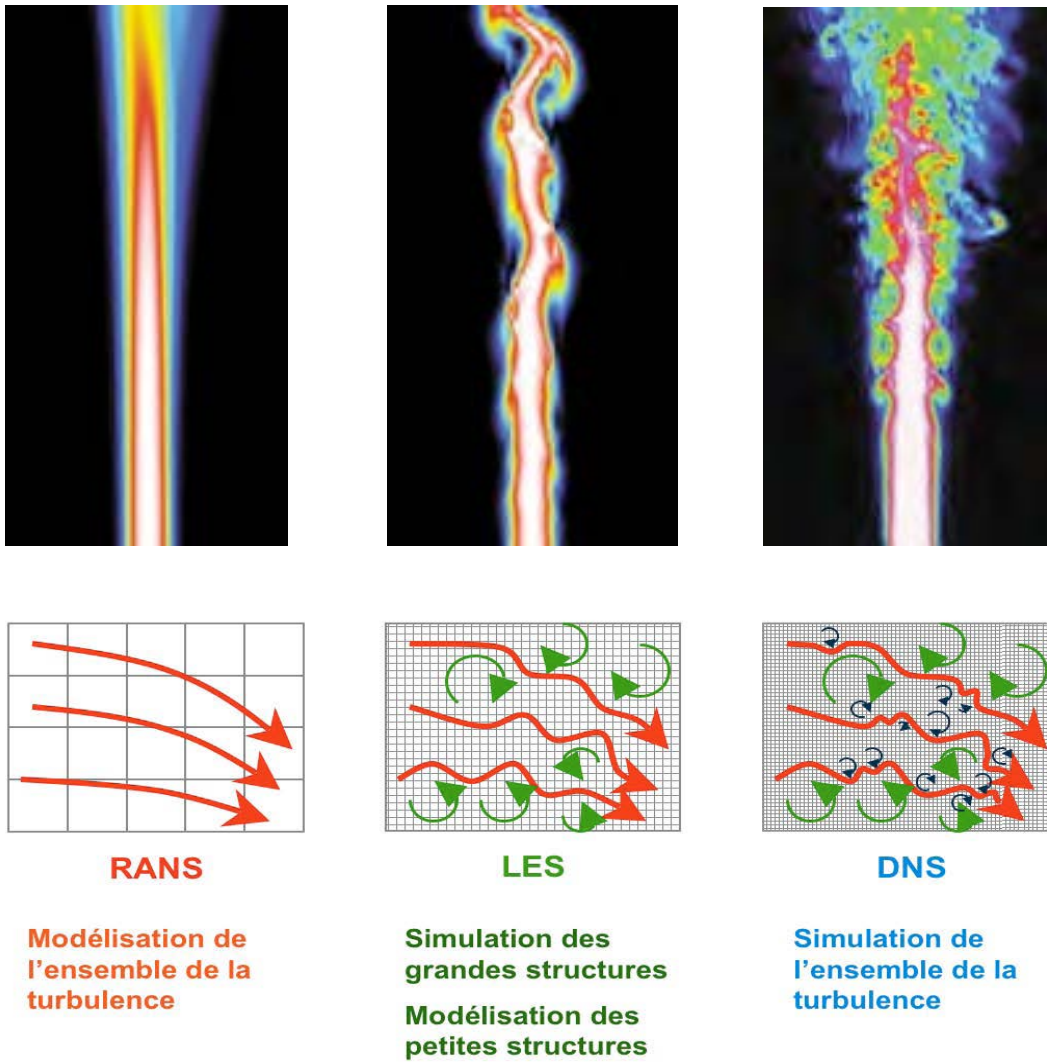
La turbulence est un phénomène extrêmement complexe qui est encore loin d'être maîtrisé et sur lequel, malgré les très nombreuses études disponibles, on a que des résultats parcellaires. Le nombre de *Reynolds*, représentant le rapport entre les forces d'inertie et les forces de frottement qui s'exercent sur un fluide, permet de caractériser le régime d'écoulement. Pour de plus grands nombres de *Reynolds* et à partir d'un certain seuil, des instabilités apparaissent et l'écoulement semble désordonné ; l'écoulement est alors qualifié de turbulent. Les fluctuations spatiales et temporelles des différentes grandeurs sont d'autant plus irrégulières que la vitesse est élevée. La turbulence est difficilement prévisible car une faible variation des conditions aux limites de l'écoulement peut provoquer des modifications importantes du champ des diverses grandeurs. Elle peut être caractérisée par quelques propriétés : c'est un phénomène tridimensionnel, irrégulier dans l'espace et le temps, rotationnel, diffusant fortement toute quantité transportée, et dissipant de façon importante l'énergie cinétique en chaleur [47].

Dans la plupart des systèmes de combustion du domaine industriel, le type de régime d'écoulement observé est turbulent et interagit avec la combustion. La combustion turbulente résulte de cette interaction entre deux phénomènes complexes ayant lieu à des échelles de temps très faibles. En mécanique des fluides numérique (*CFD*, comme *Computational Fluid Dynamics* en anglais) pour modéliser numériquement les phénomènes liés à la combustion turbulente, on peut distinguer, à l'heure actuelle, trois degrés de résolution des équations des bilans moyens [89] ou appelées aussi équations de l'aérothermochimie (Fig.III.2).

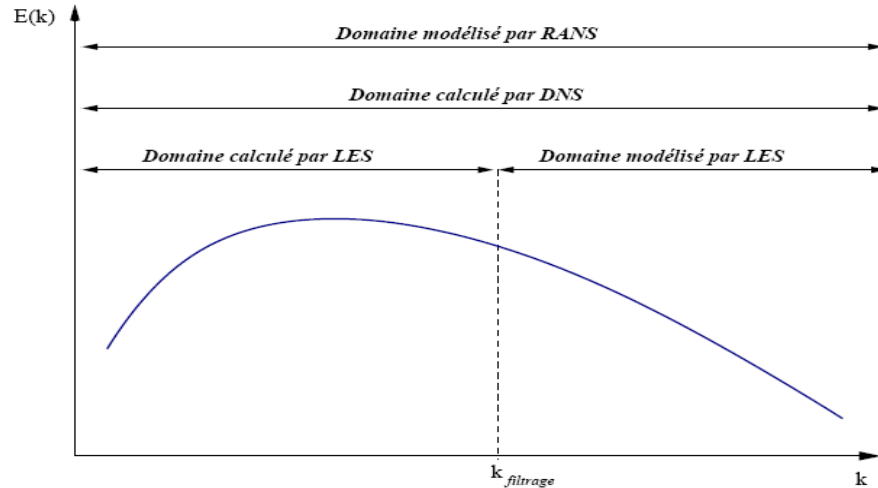
Le premier degré, le plus grossier, est celui du moyennement au sens de *Reynolds* (*RANS*, pour *Reynolds Averaged Navier-Stokes* en anglais). Ce modèle s'appuie sur une résolution des valeurs moyennes des grandeurs physiques de la combustion turbulente, en utilisant des modèles



de fermetures pour les équations de conservation formulées en valeurs moyennes, seuls les champs moyens sont résolus. Les estimations des grandeurs physiques d'un problème correspondent à leur moyenne temporelle dans un écoulement stationnaire ou périodique (moyenne sur plusieurs cycles).



**Fig. III. 1.** Comparaison entre simulation numérique directe (DNS), résolution des équations moyennées (RANS), et simulations aux grandes échelles (LES) [47].



**Fig. III.2.** Domaines fréquentiels du spectre d'énergie turbulente calculés et/ou modélisés par méthode *RANS*, *LES* et *DNS* [47].

Le deuxième degré de résolution correspond à des simulations numériques faites à l'échelle des plus grands tourbillons de l'écoulement turbulent, c'est la simulation aux grandes échelles (*LES*, pour *Large Eddy Simulation*). Les équations ne sont résolues numériquement que pour les grandes échelles de la turbulence repérées par une méthode de filtrage, alors que les effets dus aux plus petites échelles sont représentés à l'aide de modèles de fermeture adaptés. Les modèles de fermeture *RANS* ou *LES* peuvent être obtenus en étudiant les phénomènes à modéliser par simulation numérique directe (*DNS*, pour *Direct Numerical Simulation*) (voir la figure III.1). Dans ces simulations, les équations de l'aérothermochimie sont directement résolues à chaque instant, sans nécessiter de modèle approché pour la turbulence, toutes les échelles et toutes les variations des grandeurs physiques de la combustion turbulente sont calculées. Ce type de simulation s'est beaucoup développé durant ces dernières années mais reste appliqué à des géométries de petites dimensions pour des configurations basiques [89] à cause de la lourdeur en temps de calcul puisque le nombre de points où la solution doit être captée est une puissance de  $9/4$  du nombre de *Reynolds*. Le calcul *DNS* a permis de mieux comprendre les mécanismes de la combustion turbulente à petite échelle et de générer des modèles de fermetures adéquats pour le *RANS* et la *LES*. Avantages et inconvénients des différentes approches sont résumés dans le Tableau III.1:

**Tab. III.1:** Avantages et inconvénients des approches *RANS*, *LES* et *DNS* pour la simulation numérique des écoulements turbulents, réactifs ou non [47].

Approche	Avantages	Inconvénients
<i>RANS</i>	- « faible » résolution requise - simplification (2D — symétrie) - - « faible » coût numérique	- écoulement moyen - modélisation
<i>LES</i>	- instationnaire - impact de la modélisation	- modélisation - calculs tridimensionnels - précision numérique - coûts numériques
<i>DNS</i>	- pas de modèle - outil d'étude	- coûts numériques énormes - problèmes académiques

### III. 1. LES EQUATIONS DES BILANS MOYENS

Ces équations permettent de déterminer les quantités caractéristiques de l'écoulement qui sont subdivisées, pour le cas d'une flamme sans gouttes ou particules solides, en trois variables [90] :

- Les variables dynamiques (les composantes de la vitesse de l'écoulement, dans un trièdre donné, noté ici  $u_\alpha$ ,  $\alpha = 1,2,3$ )
- Les variables thermodynamiques ; la masse volumique  $\rho$  et l'énergie interne massique (ou l'enthalpie massique)  $e$  (ou  $h$ ) du mélange gazeux ;
- Les variables chimiques ; la fraction massique pour les  $n$  constituants des milieux gazeux (les différents composés chimiques réagissants) :  $Y_i, i = 1, \dots, n$ .

Entre ces variables, il existe deux types de relations :

- Les équations de bilan, qui sont la traduction des grands principes de la physique (conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) ;
- Les équations d'état thermodynamique du fluide composé par le mélange gazeux.

En ce qui concerne ces derniers, on considère pratiquement toujours un mélange idéal de gaz parfaits en équilibre thermique, ce qui se traduit par les équations classiques :

$$P / \rho = \sum_{i=1}^n Y_i \frac{R}{m_i} T \quad (\text{III.1})$$

Où  $P$  désigne la pression du mélange.

$R = 8,314\ 41\ \text{J}/(\text{mol.K})$  constante molaire des gaz,

$m_i$  Masse molaire des constituants  $i$ ,

Et :

$$h = \sum_{i=1}^n h_i Y_i \quad (\text{III.2})$$

Avec :

$$h_i = \int_0^T c_{p_i}(T) dT + h_i^0 \quad (\text{III.3})$$

Et  $c_{p_i}$  capacité thermique massique à pression constante du constituant  $i$ ,

$h_i^0$  Enthalpie de formation à  $0\ \text{K}$  du constituant  $i$ .

Les valeurs de  $c_{p_i}(T)$  et  $h_i^0$  sont des données que l'on doit trouver dans des tables spécifiques (par exemple les tables du *NIST, JANAF* [91]).

Pour établir les équations du bilan dans le cas des écoulements réactifs (combustion), on utilise généralement des moyennes pondérées par la masse volumique ou moyennes de Favre pour toutes les variables sauf  $\rho$  et  $P$  [90]. Cela donne, pour toute variable  $g$  :

$$\tilde{g} = \overline{\rho g} / \overline{P} \quad (\text{III.4})$$

Où le surlignage (-) est la moyenne statistique non pondérée et le tilde (~) est la moyenne pondérée par  $\rho$ . Dans les équations, on verra apparaître aussi les fluctuations autour des valeurs moyennes ; on notera ici :

$$g' = g - \tilde{g} \quad (\text{III.5})$$

Avec  $\tilde{g}' = \overline{\rho g'} / \overline{\rho} = 0$

Au contraire, pour  $\rho$  et  $P$ , on gardera  $\overline{\rho}$  et  $\overline{P}$ , et les fluctuations  $\rho'$  et  $P'$  seront :

$$\rho' = \rho - \overline{\rho} \text{ et } P' = P - \overline{P} \quad (\text{III.6})$$

En tenant compte de ces notations, les équations de bilans moyens s'écrivent :

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\overline{\rho \tilde{u}_\alpha}) = 0, \text{ pour l'équation de continuité} \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_\beta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\rho} \tilde{u}_\alpha \tilde{u}_\beta) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_\beta} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\tau}_{\alpha\beta} - \bar{\rho} \widetilde{u'_\alpha u'_\beta}) + \bar{\rho} \tilde{Y}_\beta, \beta = 1, 2, 3, \text{ pour l'équation (III.8)}$$

de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\rho} \tilde{u}_\alpha \tilde{Y}_i) = \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{J}_{\alpha,i} - \bar{\rho} \widetilde{u'_\alpha Y'_i}) + \bar{\rho} \widetilde{W}_i, i = 1, \dots, n, \text{ pour l'équation (III.9)}$$

de transport d'espèce

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\rho} \tilde{u}_\alpha \tilde{h}) = \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{J}_{\alpha,h} - \bar{u}_\beta \bar{\tau}_{\alpha\beta} - \bar{\rho} \widetilde{u'_\alpha h'}) + S_h, \alpha = 1, 2, 3, \text{ pour l'équation (III.10)}$$

de l'énergie

Cette écriture utilise la notation d'*Einstein*, chaque fois qu'un indice se répète dans le même terme, cela implique une sommation ; par exemple :

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \bar{\rho} \tilde{u}_\alpha = \frac{\partial}{\partial x_1} \bar{\rho} \tilde{u}_1 + \frac{\partial}{\partial x_2} \bar{\rho} \tilde{u}_2 + \frac{\partial}{\partial x_3} \bar{\rho} \tilde{u}_3 = \text{div.}(\bar{\rho} \tilde{\vec{u}}) \quad (\text{III.11})$$

Les équations précédentes contiennent des termes inconnus, qui nécessitent des expressions fonction des termes connus, ceci impose mathématiquement une fermeture du système d'équations:

- Les termes  $-\widetilde{u'_\alpha u'_\beta}$ , ou  $-\widetilde{u'_\alpha h'}$ , ou  $-\widetilde{u'_\alpha Y'_i}$ , que l'on appelle flux de diffusion turbulente de quantité de mouvement, ou d'enthalpie, ou d'espèces, respectivement, font intervenir les fluctuations, que l'on ne connaît pas ;
- Les termes  $\widetilde{W}_i$ , appelés taux de réactions moyens, ne sont pas seulement fonction de la chimie : comme les valeurs non moyennées de  $\widetilde{W}_i$  sont très fortement non linéaires par rapport à la température ou la concentration, les valeurs moyennées seront fortement dépendantes des fluctuations de ces variables, que l'on ne connaît encore pas.
- Les termes  $\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_\beta}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_i}{\partial t}$  et  $\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}}{\partial t}$  représentent l'accumulation des variables ; masse volumique, vitesses, enthalpie et fractions massiques respectivement, au cours du temps  $t$ , qui sont nuls dans le cas d'un problème stationnaire.
- Les seconds termes du membre de gauche représentent les flux de convection des variables.

Dans l'équation (III.10),  $S_h$  est un terme source introduit la participation de l'effet du rayonnement dans l'équation de l'énergie.

Pour le cas des équations d'état, le problème se pose du même genre ; en effet la moyenne des équations classiques donne :

$$\bar{P} = \tilde{\rho}R \sum_{i=1}^n \frac{\widetilde{Y_i T}}{m_i} = \tilde{\rho}R \sum_{i=1}^n \frac{\tilde{Y}_i \tilde{T}}{m_i} + \tilde{\rho}R \sum_{i=1}^n \frac{\widetilde{Y_i T'}}{m_i} \quad (\text{III.12})$$

Et de même :

$$\tilde{h} = \sum_{i=1}^n Y_i \int_0^T c_{pi}(T) dT + \sum_{i=1}^n \tilde{Y}_i h_i^0 \quad (\text{III.13})$$

Pour le cas de combustion avec de l'air, donc à peu près 79% d'azote,  $\sum_{i=1}^n \frac{Y_i}{m_i}$  est très peu variable en fonction de la composition exacte du milieu gazeux et on a simplement [90] :

$$\bar{P} = \tilde{\rho}R_m \tilde{T} \quad (\text{III.14})$$

Avec

$$R_m = \sum_{i=1}^n \frac{\bar{Y}_i R}{m_i} \quad (\text{III.15})$$

Enfin, pour pouvoir utiliser ces équations, il faut les compléter par des modèles permettant de calculer, de façon approximative, les flux de diffusion turbulentes et le taux de réaction moyen en fonction des grandeurs caractéristiques moyennes. Nous allons décrire, dans le paragraphe qui suit, les principaux modèles de turbulence permettant d'exprimer les flux de diffusions turbulentes, ensuite, le modèle permettant de décrire le taux de réaction moyen. Dans les écoulement pleinement turbulents, les flux laminaires moyens :  $\bar{J}_{\alpha,i}$ ,  $\bar{\tau}_{\alpha,\beta}$  et  $\bar{J}_{\alpha,h}$  sont négligeables devant les flux turbulents [90].

Cette étude utilise le code Fluent pour l'investigation de l'écoulement réactif, turbulent et tourbillonnaire dans une chambre de combustion d'une turbine à gaz.

### **III. 2. Modélisation de la turbulence**

Les modèles de turbulence, comme nous l'avons mentionné ci-dessus, doivent permettre de calculer les tensions de *Reynolds* et les flux de diffusions turbulents d'enthalpie ou d'espèces. C'est dans l'obtention de tels modèles que réside le cœur du problème de la turbulence. Des

modèles résous une équation de transport supplémentaire pour chacune de ces grandeurs comme par exemple le modèle *RSM*, tandis que, d'autres les expriment en fonction des valeurs moyennes des variables caractéristiques de l'écoulement tels que le modèle  $k - \varepsilon$  et ses variantes, et le modèle  $k - \omega$  décrits au paragraphe III.3.1 et III.3.2 respectivement.

### III. 2. 1. Le moyennement de Reynolds pour les équations de conservation

La procédure de moyennement de Reynolds pour une équation de transport d'une quantité scalaire  $f$  donne :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_{\text{accumulation}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \phi)}_{\text{convection}} = \underbrace{D_\phi}_{\text{diffusion}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{source}} \quad (\text{III. 16})$$

La valeur de  $\phi$  dans l'écoulement turbulent est supposé la somme d'une valeur moyenne et une valeur fluctuante:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (\text{III. 17})$$

Avec  $\bar{\phi}$ , la valeur moyenne de  $\phi$  définie comme:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi dt \quad (\text{III. 18})$$

On suppose que  $\phi' = 0$  :

En remplace l'équation III.17 en III.16 et en moyennant suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \bar{\phi}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{\phi}) = - \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \overline{u'_i \phi'}) + \overline{D_\phi} + \overline{S_\phi} \quad (\text{III. 19})$$

Ce résultat suppose que les fluctuations de la densité sont négligeables et le terme  $\bar{\rho} \overline{u'_i \phi'}$  représente la diffusion fluctuante.

Le moyennement de Reynolds des équations de mouvements de la vitesse à un point est considérée comme une somme d'une valeur moyenne et d'une valeur fluctuante:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (\text{III. 20})$$

En remplaçant cette relation dans l'équation de mouvement on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \left[ \frac{\partial u_i}{\partial u_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \left( \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \right) - \frac{\partial P}{\partial x} + \rho g_i + F_i \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u'_i u'_j}) \end{aligned} \quad (\text{III. 21})$$

L'effet de la turbulence est incorporé dans le tenseur des tensions de Reynolds  $\overline{\rho u'_i u'_j}$ .

### III. 3. Les modèles de fermeture du système d'équations

Pour calculer les tensions de Reynolds, deux possibilités sont envisageables. D'une part, les corrélations doubles peuvent être calculées à partir des valeurs moyennes de l'écoulement en faisant appel au concept de viscosité turbulente. Cette première approche est chronologiquement la plus ancienne. D'autre part, on peut obtenir des équations de transport des tensions de Reynolds mais, dans ces nouvelles équations, interviennent des termes de corrélations qu'il faut à nouveau modéliser [92].

#### III. 3. 1. Modèle $k - \varepsilon$ et ses variantes

Ce modèle appartient à la catégorie de modèles basés sur l'hypothèse de *Boussinesq*, suivant laquelle tous les flux turbulents peuvent être reliés aux gradients des grandeurs moyennes par des coefficients de diffusion turbulents, analogues aux coefficients de diffusion moléculaires qui relient les flux laminaires aux gradients des variables caractéristiques de l'écoulement. Ainsi, les flux turbulents de chaleur sont reliés aux gradients d'enthalpie moyenne par un coefficient de conductibilité thermique turbulente  $\lambda_t$  et les flux turbulents d'espèces chimiques, aux gradients de fractions massiques moyennes par un coefficient de diffusion massique turbulente  $\Gamma_t$ . Les tensions de *Reynolds* sont quant à elles, reliées aux gradients de vitesses moyennes par l'intermédiaire de la viscosité turbulente par  $\mu_t$ , ces flux sont donnés comme suit :

$$-u'_\alpha h' = \lambda_t \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_\alpha}, \quad -u'_\alpha Y'_i = \Gamma_t \frac{\partial \tilde{Y}_i}{\partial x_\alpha}, \quad -u'_\alpha u'_\beta = \mu_t \left( \frac{\partial \tilde{u}_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial \tilde{u}_\beta}{\partial x_\alpha} \right), \alpha \neq \beta \quad (\text{III.22})$$

Avec

$$\mu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon, \quad \Gamma_t = \frac{\mu_t}{Sc_t}, \quad \lambda_t = \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (\text{III.23})$$

$C_\mu = 0,09$ ,  $Sc_t$  et  $Pr_t$  sont les nombres de *Schmidt* et *Prandtl*, respectivement en régime turbulent supposées constants ( $Pr_t$  est de l'ordre de 0,8 et  $Sc_t = 0.7$  pour les gaz).



Par conséquent, le calcul d'un écoulement turbulent est équivalent, avec cette hypothèse, au calcul d'un écoulement laminaire dont les propriétés physiques sont remplacées par des propriétés effectives, somme des propriétés moléculaires et turbulentes. L'information relative à la turbulence est regroupée dans l'expression des propriétés turbulentes, qui varient en tout point du domaine de calcul. Ces propriétés, qui s'expriment en  $m^2/s$ , peuvent être exprimés par le produit d'une vitesse turbulente  $v_t$  et d'une longueur caractéristique turbulente  $l_t$ . La première peut être définie comme la racine de l'énergie cinétique de turbulence  $k$ , le calcul de la vitesse turbulente requiert donc de résoudre une équation supplémentaire de conservation pour  $k$ , cette équation comprend un terme de production d'énergie cinétique de turbulence sous l'action du cisaillement produit par les gradients de vitesses dans le fluide, et un terme de dissipation de cette énergie cinétique, due à la viscosité moléculaire du fluide. Ce dernier terme noté  $\varepsilon$ , peut être représenté, d'après l'analyse dimensionnelle, à partir de  $k^{3/2}/l_t$ . On peut également le calculer à partir du choix de la dimension caractéristique de l'écoulement. En pratique, ce choix est difficile car les échelles de longueurs dépendent de la géométrie de l'écoulement et ne peuvent donc être estimés que si des études expérimentales détaillées sont disponibles pour la configuration étudiée. Dans le modèle  $k - \varepsilon$ , on introduit une équation de conservation supplémentaire pour la variable  $\varepsilon$ . Ainsi, leurs formulations sont données par :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} k + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\rho} \tilde{u}_\alpha k) = \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( \bar{\rho} \frac{\mu_t}{Pr_k} \frac{\partial k}{\partial x_\alpha} \right) - \underbrace{\widetilde{\rho u'_\alpha u'_\beta}}_{\text{La production de } k} \frac{\partial \tilde{u}_\alpha}{\partial x_\beta} - \underbrace{\bar{\rho} \varepsilon}_{\text{La dissipation de } k} \quad (III.24)$$

Et :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\rho} \tilde{u}_\alpha \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( \bar{\rho} \frac{\mu_t}{Pr_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_\alpha} \right) - \underbrace{\bar{\rho} \frac{\varepsilon}{k} \widetilde{C_1 u'_\alpha u'_\beta}}_{\text{La production de } \varepsilon} \frac{\partial \tilde{u}_\alpha}{\partial x_\beta} - \underbrace{\bar{\rho} C_2 \frac{\varepsilon^2}{k}}_{\text{La dissipation de } \varepsilon} \quad (III.25)$$

Les relations du modèle  $k - \varepsilon$ , comportent cinq constantes, dont les valeurs ont été déterminées afin de valider ce modèle pour un certain nombre de configurations expérimentales définies, à titre d'exemple, sont [93] :

$$C_\mu = 0,09 ; C_I = 1,44 ; C_2 = 1,92 ; Pr_k = 1 ; Pr_\varepsilon = 1,3 \quad (III.26)$$

En raison de sa simplicité et sa robustesse, le modèle  $k - \varepsilon$  est largement utilisé et implémenté dans tous les logiciels de simulation numérique, car il permet de tenir compte des

effets de la turbulence sans alourdir significativement le calcul de l'écoulement. Il a été utilisé au cours de l'étude numérique, décrivant correctement le comportement d'un écoulement non tourbillonnaire axisymétrique en aval d'un injecteur coaxial unique, une expression dite de *Pope* est ajoutée à l'équation de transport du taux de dissipation  $\varepsilon$ , le taux de production de l'énergie cinétique est ainsi corrigé par un terme invariant  $\chi$ , et s'écrit [47]:

$$P_{pc} = C_{\varepsilon 3} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} \chi \quad (\text{III.27})$$

Le terme  $\chi$  s'exprime en fonction des composantes des tenseurs  $S$  et  $W$ :

$$\chi = \omega_{ij} \omega_{jl} S_{li} \quad (\text{III.28})$$

$$\text{où : } S_{li} = \frac{1}{2} \frac{k}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_l} \right] \quad (\text{III.29})$$

$$\omega_{jl} = \frac{1}{2} \frac{k}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_l} - \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III.30})$$

La correction du terme du taux de production de l'énergie cinétique dans l'équation de transport de  $\varepsilon$  permet de prendre en considération l'effet de l'étirement tourbillonnaire sur la viscosité du jet et par conséquent, sur son taux d'épanouissement, ainsi, le jet rond (considéré axisymétrique) s'épanouit moins rapidement que le jet plan.

L'utilisation du modèle  $k-\varepsilon$  est néanmoins soumise à certaines restrictions. Les hypothèses du modèle limitent en effet sa validité aux écoulements à nombre de *Reynolds* élevé et il doit donc être adapté pour les zones de l'écoulement où cette hypothèse n'est pas vérifiée, notamment au voisinage des parois.

D'autre part, les équations du modèle ont été établies en supposant la turbulence homogène et isotrope, hypothèse considérée comme valable dans le cas des écoulements non swirlés [90]. Par conséquent, une réécriture du modèle  $k-\varepsilon$  pour l'adapter à un plus grand nombre de configurations d'écoulement et inclure plus particulièrement des termes spécifiques aux

écoulements à swirl, a été développée par *Choudhry*. Ce modèle, implémenté dans le code *Fluent* [94] sous la dénomination de *RNG-k-ε*, et techniques sur ce modèle peuvent être trouvés dans la littérature [95].

### III. 3. 2 Le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM)

L'une des principales limites des modèles de la famille k-ε est l'introduction d'une viscosité turbulente isotropique. Cela implique que les fluctuations de vitesse sont identiquement affectées par les gradients du champ moyen dans chaque direction. L'isotropie de la viscosité turbulente peut entraîner des résultats erronés dans le cas d'écoulements complexes. Pour ces raisons, les modélisations au second ordre se sont développées: les tensions de Reynolds sont considérées comme des grandeurs transportées susceptibles d'avoir une histoire individuelle [3, 5, 23]. Ainsi, il est possible d'écrire des équations de transports pour les corrélations doubles sous la forme de la relation (III.31) pour la corrélation  $\overline{u'_i u'_j}$  avec k comme indice de sommation. Cependant, apparaissent des corrélations d'ordre trois qu'il faut à nouveau modéliser [55].

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u'_i u'_j})}_{\text{Transport convectif}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ (\overline{u'_i u'_j u'_k}) + P(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j) - V \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right]}_{\text{Transport diffusif}} \\
 & - \rho \left[ \underbrace{\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}}_{P_{ij} = \text{production}} \right] + \underbrace{P \left[ \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right]}_{\Phi_{ij} = \text{pression}} - 2\mu \underbrace{\left[ \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \right]}_{\varepsilon_{ij} = \text{dissipation}} \\
 & - \underbrace{2\rho \Omega_k [\overline{u'_i u'_m} \varepsilon_{ikm} + \overline{u'_i u'_m} \varepsilon_{jkm}]}_{\text{Terme rotationnel}} + S_{ij} + D_{ij} \tag{III.31}
 \end{aligned}$$

Plusieurs termes de l'équation doivent être modélisés dans le but de fermer le système d'équations.

- Le terme de transport diffusif est décrit comme suit en utilisant un coefficient scalaire de diffusion.

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \quad (\text{III.32})$$

Avec le coefficient  $\sigma_k = 0.82$

- Le terme de pression est décrit comme suit :

$$\Phi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{K} \left[ \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right] - C_2 \left[ P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P - S_{ij} \right] + \Phi_{ij}^w \quad (\text{III.33})$$

$C_1 = 1.8$  ,  $C_2 = 0.6$  sont des constants empiriques

et 
$$P = \frac{1}{2} P_{ij} \quad (\text{III.34})$$

- Finalement le terme de dissipation est décrit par la formule suivante en supposant que la dissipation est isotropique.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (\text{III.35})$$

Le modèle RSM est considéré comme étant le plus logique dans le cadre de l'approche des moyennes de Reynolds, parcequ'il fournit des quantités de flux en résolvant les équations de transport complètes, qui peuvent être dérivées des équations de Navier Stokes (Xia et *al*, (1998)).

### III. 4. Modélisation de la combustion

La combustion est une suite de réactions globalement exothermiques. Si on prend l'exemple de la combustion du méthane dans l'air, l'ensemble des réactions dites (élémentaires) fait intervenir plusieurs centaines d'espèces. Les temps caractéristiques de ces réactions s'étendent sur un spectre temporel très large : de la picoseconde pour les réactions les plus rapides (entre radicaux) jusqu'à la seconde pour la recombinaison du CO par exemple. Il est bien sur illusoire de vouloir inclure le schéma cinétique complet dans un calcul CFD, au regard des puissances de calcul actuelles. La modélisation des flammes non-prémélangées turbulentes est toujours l'objet de nombreux travaux et donnent naissance à des modèles de plus en plus évolués.

Cependant, deux approches apparues dans les années 70 sont toujours les plus largement utilisées. Il s'agit des modèles de « Eddy Break-Up » ou « Eddy dissipation » et celui de la fraction de mélange, brièvement décrits ciaprès [23].

### III. 4. 1 Le modèle de Macro-Mélange (*Eddy-dissipation*)

Le modèle de macro- mélange est basé sur la notion du *Eddy Break Up* ou *EBU* développé dans les années 1970 par *Spalding* [96] pour le calcul des flammes prémélangés, le concept d'*Eddy-dissipation* a été développé par *Magnussen* et *Hjertager* en 1976 [97] pour étendre le principe du modèle au cas des flammes non-prémélangées. Celui-ci postule qu'on peut représenter le phénomène de combustion turbulente par des divisions successives (ou *Break-Up*), sous l'action du frottement turbulent, du domaine des gaz frais en éléments de plus en plus petits (appelés *eddies* ou *bouffées turbulentes*), et ce jusqu'à atteindre une taille limite à laquelle ces *bouffée*, contenant les réactifs supposés mélangés à l'échelle moléculaire, sont en contact suffisant avec les gaz brûlés pour que leurs température soit assez élevée pour réagir instantanément. Dans le modèle de *Spalding*, ainsi que dans le modèle de *Magnussen* et *Hjertager*, implémenté dans *Fluent* sous le nom *Eddy-dissipation Model* ou *EDM*, la chimie est considérée comme infiniment plus rapide que le mélange (même turbulent) des réactifs, et la composition atteinte alors dans ces structures fines correspond à celle de l'équilibre chimique. Par conséquent, on peut supposer la vitesse de réaction moyenne comme inversement proportionnelle au temps caractéristique du mélange des grandes échelles de la turbulence et indépendante de la cinétique chimique. Le taux moyen net de production/destruction de l'espèce  $i$  dans la réaction  $r$  peut donc s'exprimer par:

$$\overline{W}_{i,r} = v'_{i,r} M_{w,i} A \rho \frac{\varepsilon}{k} \min \left( \frac{Y_{re}}{v'_{re,r} M_{w,re}}, B \frac{\sum_P Y_P}{\sum_N^j v''_{j,r} M_{w,j}} \right) \quad (\text{III.36})$$

Où  $M_{w,j}$  est le poids moléculaire de l'espèce  $i$ ,  $\rho$  est la masse volumique du mélange, l'indice  $re$  représente le réactif donnant la valeur minimale de l'expression  $\frac{Y_{re}}{v'_{re,r} M_{w,re}}$ , l'indice  $p$  représente les produits de la réaction,  $A$  et  $B$  sont des constantes du modèle, leurs valeurs sont de 4 et 0.5 respectivement.

La relation (III.36) exprime que la vitesse de réaction est limitée par l'espèce en défaut, qui peut être un réactif, ce qui est logique, mais aussi les produits de combustion. Ceci est un artifice qui permet de simuler l'inflammation du mélange réactif sous l'effet du préchauffage par les produits de combustion, ainsi que cela se produit en pratique dans un équipement de combustion, alors que l'absence de notion de cinétique dans ce modèle ne permet nulle part de tenir compte de l'effet de la température d'inflammation. On suppose donc que, si les produits de combustion existent, c'est qu'on a atteint localement la température d'inflammation et donc que la réaction peut se produire. La conséquence de ceci est que, pour que la réaction de combustion puisse démarrer, il est obligatoire d'imposer une fraction non nulle de produits de combustion quelque part dans le domaine. Dès que la réaction a démarré, elle est supposée se maintenir pour autant que la turbulence soit présente ( $k/\varepsilon > 0$ ) et il est donc impossible de simuler les phénomènes d'extinctions locales ou de décollement des flammes turbulentes avec ce modèle, néanmoins, dans le cas du four étudié, le problème principal est que la production de l'énergie cinétique est beaucoup plus importante que son taux de dissipation à cause des grandes vitesses d'injection du fluide dans la chambre de combustion par le brûleur, ce qui implique que la combustion se déroulera dans un temps caractéristique infiniment grand, ceci engendra des instabilités acoustique et de combustion, donc il est utile d'insister sur une interaction chimie-turbulence avec ce modèle[47]

### III. 4. 2. Le modèle de la fonction de probabilité de densité PDF

Cette première approche permettant de simplifier la représentation de la combustion est basée sur la notion de fraction de mélange. Lorsque le combustible et le comburant sont injectés dans une enceinte séparément, il est possible de définir une grandeur chimiquement inerte appelée fraction de mélange  $f$ . Ce scalaire reflète le degré de mélange du combustible et de comburant.[23]

$$f = \frac{Y_i - Y_{i,ox}}{Y_{i,fuel} - Y_{i,ox}} \quad (\text{III. 37})$$

$Y_i$  est la fraction massique pour l'élément  $i$ , les indices  $ox$  et  $fuel$  représentent le fluide comburant et le fluide combustible respectivement.  $f$  est donc égale à 1 dans le jet initial de combustible et 0 dans le jet de comburant. L'avantage de la fraction de mélange est que tout autre scalaire fonction

de  $f$  (comme la masse volumique ou la fraction massique d'une espèce chimique) peut être calculée grâce à la valeur locale de  $f$ , en faisant l'hypothèse d'équilibre chimique. Il suffit donc pour résoudre le système d'ajouter une équation de transport sur  $f$ , de la même forme que les autres équations de conservation aux dérivées partielles. Au sein de l'écoulement turbulent, la fraction de mélange va fluctuer autour d'une valeur moyenne en tout point de l'enceinte. C'est la modélisation de ce terme qui va permettre de caractériser la combustion, en fonction des conditions du mélange et des réactions chimiques. La méthode la plus largement répandue consiste à utiliser une fonction de densité de probabilité (PDF) pour calculer la composante fluctuante de  $f$ . Des études expérimentales sur des flammes non prémélangées ont permis de définir plusieurs fonctions de densité de probabilité [5]. La plus utilisée est la fonction  $\beta$ , qui permet de représenter au mieux le phénomène de combustion turbulente. Les équations des fractions massiques moyennes  $\bar{f}$  et leurs variances  $\overline{f'^2}$  sont données comme suit :

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_j \bar{f})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_f} \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} \right) + S_f \quad (\text{III. 38})$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_j \overline{f'^2})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_f} \frac{\partial \overline{f'^2}}{\partial x_j} \right) + C_g \mu_t \left( \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} \right)^2 - C_d \rho \left( \frac{\varepsilon}{k} \overline{f'^2} \right) + S_f \quad (\text{III. 39})$$

Avec  $f' = f - \bar{f}$  les constants  $\sigma_f$ ,  $C_g$  et  $C_d$  sont données par les valeurs suivantes 0.85, 2.86 et 2 respectivement (voir *Fluent 6.0 User's Guide* [95]).  $S_f$ , terme source.

La définition de fraction de mélange peut être comprise en considérant une combustion simple constituée d'un carburant F et un comburant O sous des conditions stœchiométriques peut être donnée par l'équation suivante.



$r$  est le rapport massique de l'air et fuel.

Dans le cas général cette équation peut être écrite comme suit :



$\emptyset$  est le rapport d'équivalence.

La fraction de mélange peut être déduite par formule suivante :

$$f = \frac{\phi}{\phi + r} \quad (\text{III. 42})$$

### III. 4. 3. Le Modèle De Flammelettes Laminaire (*laminar flamelet*)

Lorsque la structure de la flamme turbulente est celle d'une flamme à « flammelettes », la modélisation doit s'en tenir compte. La présence des flammelettes se traduit par l'existence, à chaque instant et en chaque point, de relation entre les différentes espèces et la fraction de mélange, assurées par le maintien de la structure à petite échelle même pendant que les flammelettes se déplacent dans les mouvements turbulent à grand échelle. Appelons ces relations  $\widetilde{Y}_i^f(Z)$  ; elles ne sont pas celles imposées par l'équilibre chimique, mais elles peuvent être utilisées de façon un peu semblable [98].

Nous avons dit que les flammelettes pouvaient être courbée, étirées ou comprimées par la turbulence. Parmi toutes ces possibilités, certaines des flammelettes sont des flammelettes étirées à l'état stationnaire dans l'écoulement à contre-courant. Si l'écoulement est en moyenne plus étirées que comprimé, on peut s'attendre à ce qu'elles soient en majorité dans la flamme. Ces raisonnements ont conduit à utiliser les relations  $\widetilde{Y}_i^f(Z)$  comme celles obtenues dans les calculs de flammes étirées contrecourant; elles dépendent alors du taux d'étirement, soit  $a$  une constante positive proportionnelle à  $V_0/L$ , (si  $V_0$  est la vitesse de sortie commune des jets et  $L$  l'écart entre ceux-ci), le calcul des grandeurs moyennes est alors juste une généralisation :

$$\widetilde{Y}_i = \int_0^\infty da \int_{Z^*} Y_i^f(Z, a) \widetilde{P}(Z, a) dZ \quad (\text{III. 43})$$

$$\widetilde{T} = \int_0^\infty da \int_{Z^*} T^f(Z, a) \widetilde{P}(Z, a) dZ \quad (\text{III. 44})$$

Cette approche possède encore deux variantes, qui consistent à utiliser encore l'équation (III.9) en tenant compte de la structure de flammelette seulement pour calculer les  $\widetilde{W}_i$ . On peut penser que le domaine de validité de l'approche est alors plus large, puisque c'est seulement la zone réactive des flammelette qui doit voir sa structure, assimilée à celle d'une flammelette à contre-



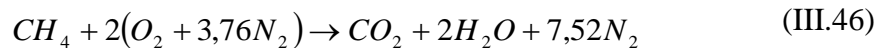
courant, conservée dans la turbulence. Dans la première variante, les taux de réaction moyens sont calculés par :

$$\widehat{W}_i = \int_0^{\infty} da \int_{Z^*} W_i(Y_j^f(Z, a) \forall j, T^f(Z, a)) \widehat{P}(Z, a) dZ \quad (\text{III.45})$$

Dans la deuxième variante, on utilise le modèle de flamme cohérente, modifié pour prendre en compte l'étirement des flammes. Cette modification apparaît à la fois dans les termes de production de surface par étirement, et dans les flux d'espèces par unité de surfaces, les  $V_{Di}$  [98].

### III. 5. La combustion stœchiométrique du méthane

L'équation chimique de combustion s'écrit comme suite :



On appelle stœchiométrie la composition du mélange air-carburant requise pour obtenir une combustion complète, selon l'équation précédente. Le rapport stœchiométrique  $r$  est le quotient des masses respectives  $m_a$  et  $m_c$  d'air et de carburant mises en présence dans les conditions stœchiométriques :

$$r = (m_a / m_c)_{st} \quad (\text{III.47})$$

$r$  est généralement compris entre 13 et 15 pour les hydrocarbures, plus précisément  $r = 17,23$  pour le méthane [99].

On admet pour l'air la composition en volume de 20,9 % d' $O_2$  et 79,1 % de  $N_2$  (l'argon, dont la teneur volumique dans l'air est 0,93 %, et les autres constituants présents à l'état de traces sont assimilés à l'azote).

### III. 6. Expression et calcul de la richesse

Dans les applications industrielles de la combustion (moteurs, turbines, foyers, etc.), les conditions de combustion ne sont pas nécessairement celles correspondant à la stœchiométrie et se caractérisent soit par un excès, soit par un défaut de carburant par rapport à l'oxygène. La composition du milieu réactionnel s'exprime alors par la richesse  $\phi$ , définie par la relation:

$$\phi = \frac{(m_c / m_a)_{re}}{(m_c / m_a)_{st}} \quad (\text{III.48})$$

avec  $(m_c / m_a)_{re}$  rapport des masses respectives  $m_c$  et  $m_a$  de carburant et d'air effectivement utilisées.

La richesse s'écrit également en fonction du rapport stœchiométrique  $r$  :

$$\phi = (q_{mc} / q_{ma})r \quad (\text{III.49})$$

Avec :

$q_{ma}$  débit-masse d'air,

$q_{mc}$  débit-masse de carburant.

La richesse se rapporte donc au réactif le plus noble, c'est-à-dire le carburant, et le mélange est riche ou pauvre selon que le carburant se trouve en excès ou en défaut.

En pratique, la combustion pourra se dérouler dans des conditions de richesse très variables selon les types d'installations ou d'engins considérés. Dans les réacteurs d'avion, dans les turbines, ainsi que dans les fours et foyers industriels, la combustion se déroule en milieu pauvre ou, très exceptionnellement, stœchiométrique.

### **III. 7. Le modèle de rayonnement**

Le rayonnement thermique est un phénomène d'origine électromagnétique émis par les molécules du milieu lorsqu'elles sont le lieu de transitions de niveaux électroniques. L'énergie rayonnée lors de ces transitions se situe dans les zones du spectre électromagnétique correspondant aux domaines de l'ultraviolet, du visible et de l'infrarouge. Dans la plupart des applications en combustion, les transferts thermiques par rayonnement s'effectuent à des longueurs d'ondes appartenant au domaine du visible et de l'infrarouge ( $0.1 \rightarrow 100 \mu m$ ) [47]. Dans les procédés à haute température, le modèle de transfert thermique dominant est le rayonnement. Il est donc essentiel de le prendre en compte pour prédire correctement l'énergie cédée par les produits de combustion vers les parois, ainsi que les échanges entre parois. Le problème du transfert par rayonnement dans une enceinte de combustion est particulièrement complexe, ce qui explique que l'implantation des modèles dans les codes de CFD ait été assez tardif. La complexité est due d'une part à la difficulté de résolution de l'équation du transfert radiatif (ETR) dans une enceinte tridimensionnelle, et d'autre part au calcul de la contribution volumique des espèces  $CO_2$  et  $H_2O$  au rayonnement.

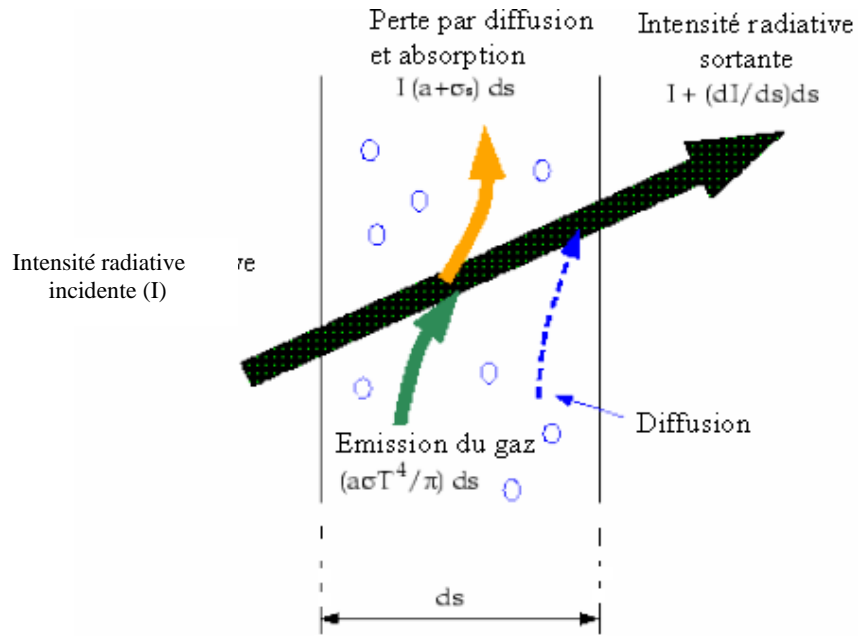


Fig. III. 3. Transfert de chaleur par rayonnement [47].

### III. 7. 1. Résolution de l'équation du transfert radiatif

L'équation de base décrivant le rayonnement thermique en milieu réactif est appelée équation du transfert radiatif (ETR) [23].

$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{dS} = -(a + \sigma_s)I(\vec{r}, \vec{s}) + a\left(\frac{\sigma T^4}{\pi}\right) + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s}, \vec{s}') d\Omega' \quad (\text{III.50})$$

Avec :

$\vec{r}$  : Vecteur de position

$\vec{s}$  : Vecteur de direction

$\vec{s}'$  : Vecteur de direction de dispersion

$a$  : Coefficient d'absorption

$\sigma_s$  : Coefficient de dispersion

$\sigma$  : Constante de Stefan Boltzmann ( $5.672 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ )

$I$  : Intensité totale de rayonnement dépend de la position ( $r$ ) et de la direction ( $s$ )

$T$	: Température locale
$\Phi$	: Fonction de phase
$\Omega'$	: Angle solide
$(a + \sigma_s)$	: Épaisseur optique

### III. 7. 2. Les modèles de rayonnement

Il existe quatre modèles de transfert de chaleur par rayonnement : modèle de transfert discret (DTRM), le modèle P-1, le modèle de Rosseland et le modèle des ordonnées discrètes (DO). Dans notre travail on a choisi le modèle P-1 par ce que il est plus utilisé et simple à modélisé.

- **Le modèle de transfert de chaleur par rayonnement P-1**

C'est le cas le plus simple du modèle P-N, qui est basé sur l'expansion de l'intensité de rayonnement  $I$  dans une série orthogonale des sphères harmoniques. Le flux radiatif  $q_r$  pour ce modèle est donné par cette équation [100]:

$$q_r = -\frac{1}{3(a + \sigma_s) - C\sigma_s} \nabla G \quad (\text{III.51})$$

Avec :

$C$  : Coefficient de l'anisotropie linéaire de la fonction de phase

$G$  : Rayonnement incident

L'équation gouvernante devient

$$\nabla(\Gamma \nabla G) - aG + 4a\sigma T^4 = 0 \quad (\text{III.52})$$

Avec

$$\Gamma = \frac{1}{(3(a + \sigma_s) - C\sigma_s)} \quad (\text{III.53})$$

Le flux de chaleur à travers la paroi est calculé par les équations suivantes :

$$q_r \cdot n = -\Gamma \nabla G \cdot n \quad \text{et} \quad q_{r,w} = -\Gamma \frac{\partial G}{\partial n} \quad (\text{III.54})$$



*Chapitre IV*

**Prédiction dynamique des jets swirlés  
et elliptiques en non réactif**

**Introduction**

La géométrie des brûleurs et des chambres de combustion industrielles est très complexes. L'étude numérique d'écoulement des fluides et le développement de ces conceptions dans l'industrie, consiste à programmer des codes de calcul ou utilisé des codes industriels (FLUENT, FLOW3D, ANSYS, CFD...) actuellement sur le marché. Leur opération exige toujours un niveau élevé de compétence et de compréhension, afin d'obtenir des résultats significatifs dans des situations complexes des systèmes impliquant l'écoulement des fluides, transfert thermique et phénomènes associés à des réactions chimiques [101].

Cependant les phénomènes qui se produisent à l'intérieur des brûleurs sont très complexes avec une circulation des gaz à haute température. Pour cette raison, la simulation numérique d'un écoulement non réactif à fort tourbillonnement est l'un des plus grand défis pour la CFD moderne.

Dans cette partie on va étudier le comportement dynamique de mélange des jets à travers de diffuseur tourbillonnaire axiale et d'autres elliptiques à différents rapports aspect ratio ( $AR = 1, 2, 4$  et  $8$ ), les différentes configurations étudiées sont le même diamètre hydraulique, nombre de Reynolds et la vitesse d'entrée. Un des objectifs est d'étudier l'influence de la forme des diffuseurs sur le comportement dynamique des jets pour obtenu à la sortie des diffuseurs des zones de recirculation interne qui permet de jouer le rôle de réservoir énergétique sur le mélange et la stabilité de la flamme. D'autre part est avoir l'effet des modèles de turbulence k- $\epsilon$  standard et RSM (Reynolds stress model) sur la prédiction numérique de l'écoulement non réactif. Le calcul numérique a été effectué en utilisant le code commercial *Fluent*. Les résultats numériques obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux [6].

**IV. 1. Algorithme de calcul**

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,...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 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 AMG (Algebraic Multi Grid) pour résoudre le système résultant [102].

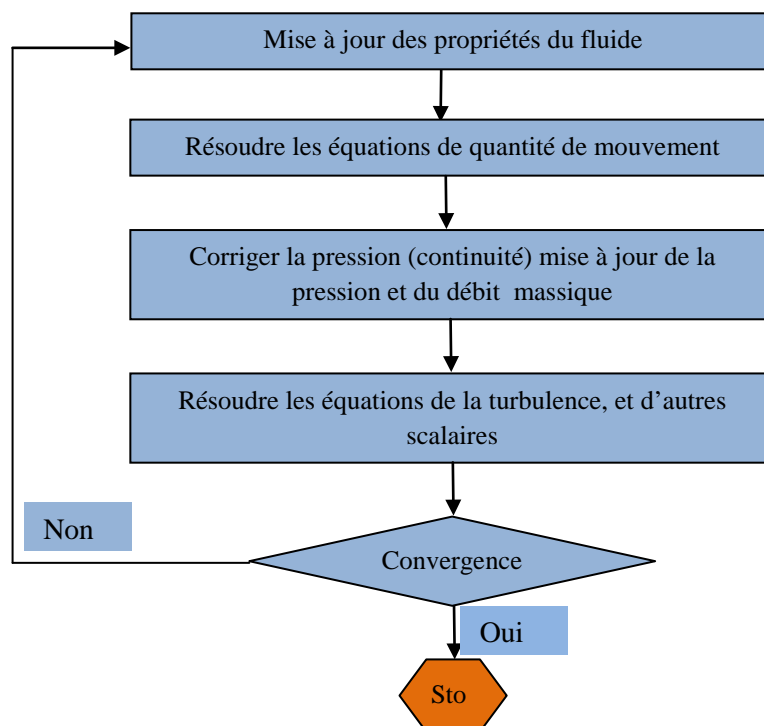


Fig. IV. 1. Algorithme de calcul pour le solveur découplé [102].

## IV. 2. Procédure de résolution sous fluent

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 tridimensionnel 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, 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, les critères de convergence et le calcul doit initialiser à travers les conditions aux limites pour démarrer la méthode itérative.

Le code Fluent utilise une procédure des volumes finis pour résoudre les équations moyennées de Navier-Stokes (RANS) d'un écoulement réactif turbulent tourbillonnaire, appliquée à une flamme de diffusion de gaz naturel. Les différents modèles de fermeture pour l'interaction de la turbulence et les réactions chimiques sont disponibles dans le code Fluent.

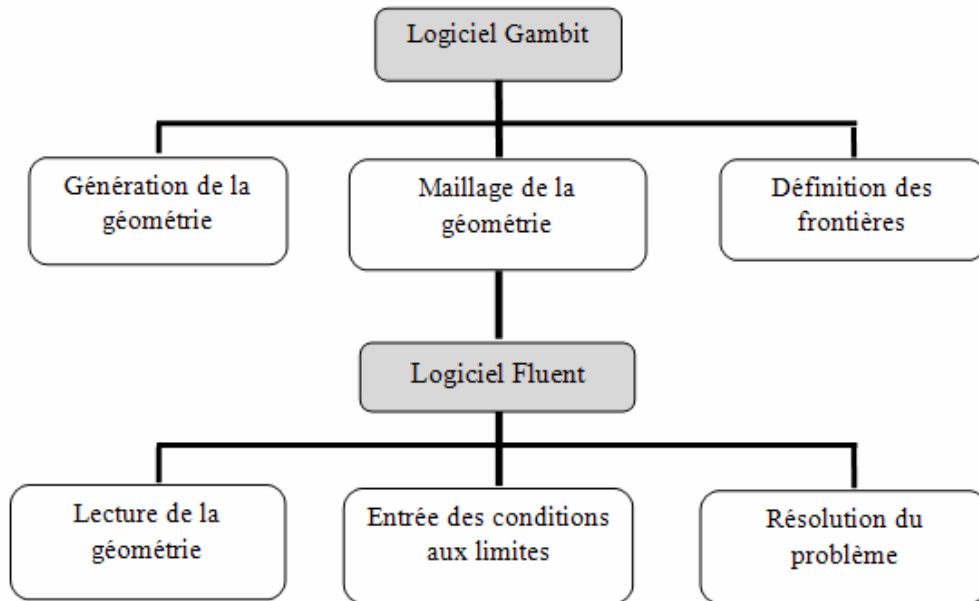
Les modèles k- $\epsilon$ -Standard et RSM (Reynolds stress model) sont utilisés pour modéliser la turbulence avec l'option de l'écoulement tourbillonnaire. La prédiction numérique a été réalisée avec les hypothèses suivantes:

- ✓ L'écoulement est stationnaire,
- ✓ L'écoulement est turbulent tourbillonnaire,
- ✓ Les algorithmes PRESTO et SIMPLE ont été utilisés respectivement pour l'interpolation de la pression et le couplage de la pression avec la vitesse,
- ✓ La pression à l'entrée est fixée à 101000 Pa (1atm).

La contribution du terme de réflexion de la paroi n'est pas incluse.

La **figure IV.2** représente les différentes étapes à suivre pour la simulation à l'aide des logiciels *GAMBIT* et *FLUENT*.





**Fig. IV. 2.** Les étapes de la simulation à l'aide des logiciels *GAMBIT* et *FLUENT* [47].

### IV. 3. Caractéristiques dynamique du jet tourbillonnaire et elliptiques en non réactif

Nous présentons dans cette section qu'avons d'entame la partie d'étude des flammes de diffusion réactive à un seul brûleur swirlé et à multi-brûleurs, nous proposons une étude dynamique des jets dans deux configurations géométriques du brûleur de la chambre de combustion. Une étude comparative numérique à trois dimensions des jets libre ou confiné turbulent, à travers un diffuseur tourbillonnaire coaxial ou de type d'un orifice elliptique conique, avec différents rapports d'aspect (AR) sont effectuées, pour avoir l'influence de la configuration géométrique de diffuseur sur la topologie de l'écoulement. Via un éclairage sur le processus de mélange, les zones de recirculations de l'écoulement, la décroissance des vitesses dans l'axe de jet et le taux d'entraînement du jet.

#### IV. 3. 1. Description du problème

L'écoulement de type jet libre à travers un orifice elliptique conique, avec différents rapports d'aspect (**AR**) ou de type jet tourbillonnaire, est fortement influencé par les effets de changement de géométrie de l'orifice. Le domaine de calcul considéré dans notre travail est en deux volumes, il est donc entièrement consolidé en un seul volume (Fig. IV.3). Le premier volume est caractérisé par deux types de configuration. Le premier est une forme de diffuseur elliptique avec différents rapports d'aspect de forme  $AR = a/b$ , où  $a$  et  $b$  sont la hauteur et la largeur de la buse, variant de 1, 2, 4 et 8 (voir Fig. IV.3. A, B, C et D) et le second est un

diffuseur tourbillonnant à 14 ailettes inclinées de 60 ° (voir fig. IV.3.E). Le jet est caractérisé par un jet d'air sortant d'une buse, à une vitesse  $U = 10$  m/s, la viscosité dynamique  $\mu = 1.789 \times 10^{-5}$  kg/m.s, et de masse volumique  $\rho = 1.225$  kg/m<sup>3</sup>. Le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre équivalent du diffuseur il est égale à  $4.10^4$ . Le second volume est caractérisé par un diamètre  $D = 400$  mm et une longueur le long de l'axe (X) d'écoulement égale à 1000 mm. Les configurations géométriques étudiées ont le même diamètre équivalent  $D_e$  égale à 60mm, et une épaisseur d'orifice elliptique de 4mm. Pour plus d'informations sur la géométrie de l'orifice, voir le tableau IV.1 et la figure IV.3.

Tab. IV. 1. Les dimensions de l'orifice elliptique conique et le diffuseur tourbillonnaire [6].

Type de diffuseur	AR	a(mm)	b(mm)
Tourbillonnaire	1	30.0	30.0
Elliptique	1	30.0	30.0
	2	42.4	21.2
	4	60.0	15.0
	8	84.9	10.6

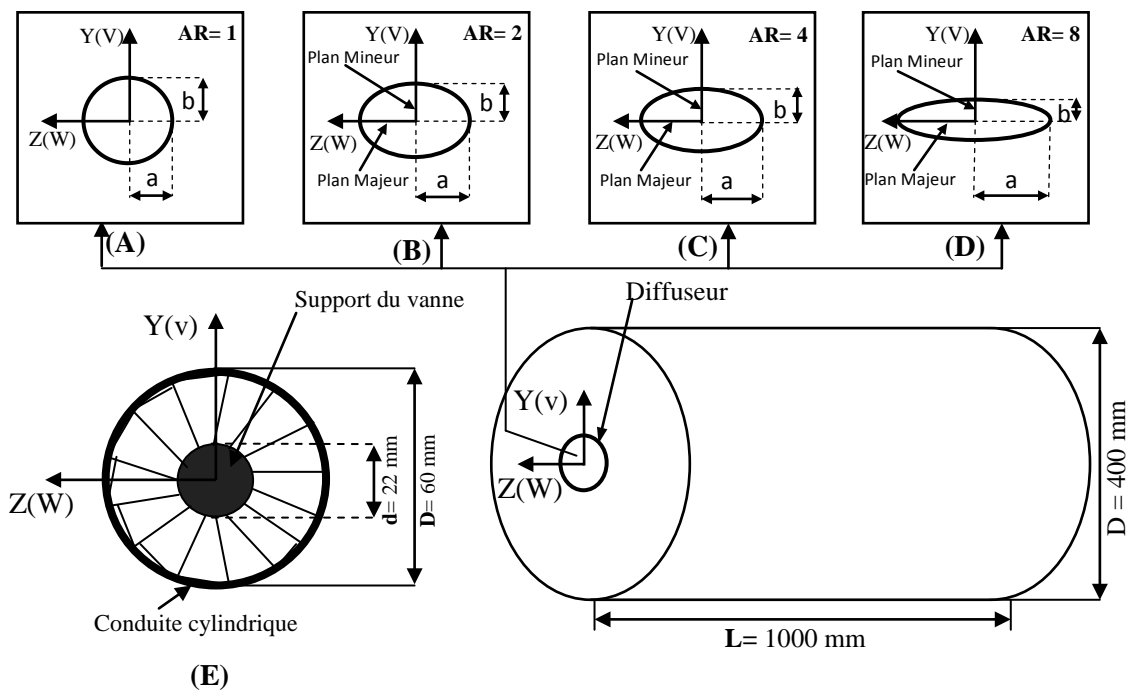


Fig. IV. 3. Configuration géométrique : (A, B, C et D) Diffuseur à jet elliptique avec différents rapports d'aspect ratio (AR = 1, 2, 4 et 8) et (E) diffuseur swirlé.

**IV. 3. 2. Types des conditions aux limites**

Les conditions aux limites du domaine sont imposées selon la nature de la limite considérée (tableau IV.2) : vitesse d'entrée (Velocity inlet), sortie de pression (Pressure outlet) et paroi(Wall), pour chaque type de limite, il existe plusieurs variantes de conditions, dont seulement celles nous intéressent. Généralement, dans la simulation des écoulements, le profil d'entrée d'air est déduit des données expérimentales [6]. Les conditions aux limites de notre simulation sont reportées dans le tableau IV.2.

**Tab. IV. 2.** Les conditions opératoires de la simulation [6].

<b>Paramètres</b>	<b>Elliptique et diffuseur swirl</b>
Nombre de <i>Reynolds</i> ( <i>Re</i> )	$4.10^4$
Diamètre hydraulique $D_{hydr}$ (m)	0.06
Intensité de turbulence à l'entrée (%)	7
Paramètres de relaxation	Pression =0.3, densité =0.8 autres paramètres =0.5
Critère de Convergence	touts les paramètres = $10^{-3}$
Vitesse d'entrée	$10 \text{ m.s}^{-1}$
Pression	101000 Pa
Paroi (Wall)	No-slip conditions
Sortie	Pressure outlet

**IV. 3. 3. Maillage**

Le préprocesseur Gambit est utilisé pour générer la géométrie, et le maillage de domaine étudié. Le maillage adopté, est un maillage non uniforme sous forme de tétraèdres/hybrides (Fig. IV.4). Cette figure montre la géométrie du domaine de calcul et le maillage de l'orifice adopté ayant un rapport d'aspect  $AR = 1$  et le diffuseur tourbillonnaire.

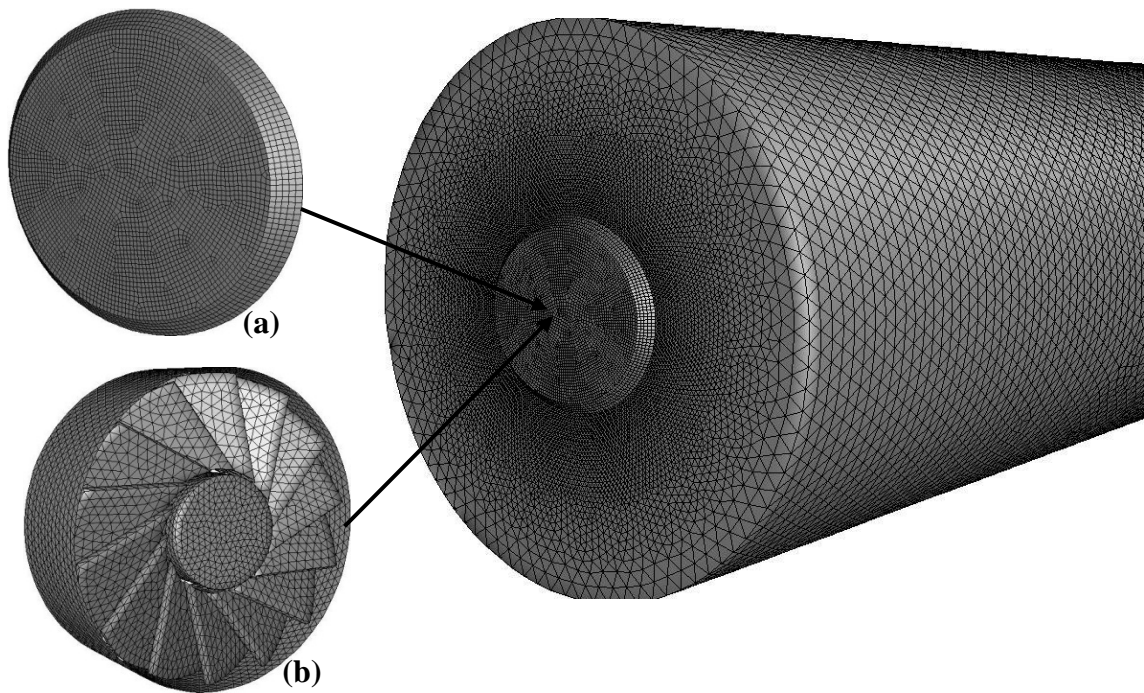


Fig. IV. 4. Maillage du domaine de calcul: (a) jet elliptique avec  $AR = 1$ , (b) diffuseur de swirl.

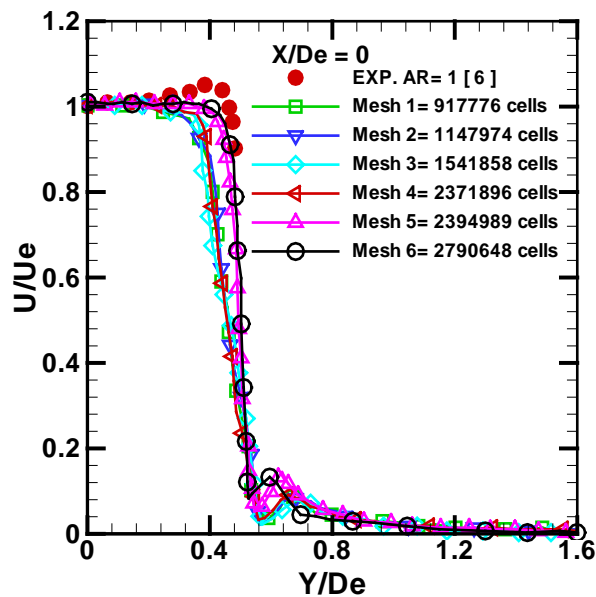


Fig. IV. 5. Indépendance de la solution du maillage.

Des calculs sur différents maillages (voir Fig. IV.5) montrent que les profils de la vitesse axiale ne change pas de manière significative. Ainsi, on peut conclure que la solution est indépendante du maillage. Le type de maillage utilisé, nous a permis d'engendrer un nombre de nœuds d'environ 2790648 pour les différentes géométries. Notons que, pour notre

étude, les surfaces des cellules ne sont pas nécessairement planes. Pour calculer les volumes des cellules et les vecteurs de surface de leurs faces, des approximations appropriées sont nécessaires. La méthode la plus simple est de représenter la face de la cellule par une série de triangles plans (voir Fig. IV.4).

### **IV. 3. 4. Résultats et discussions**

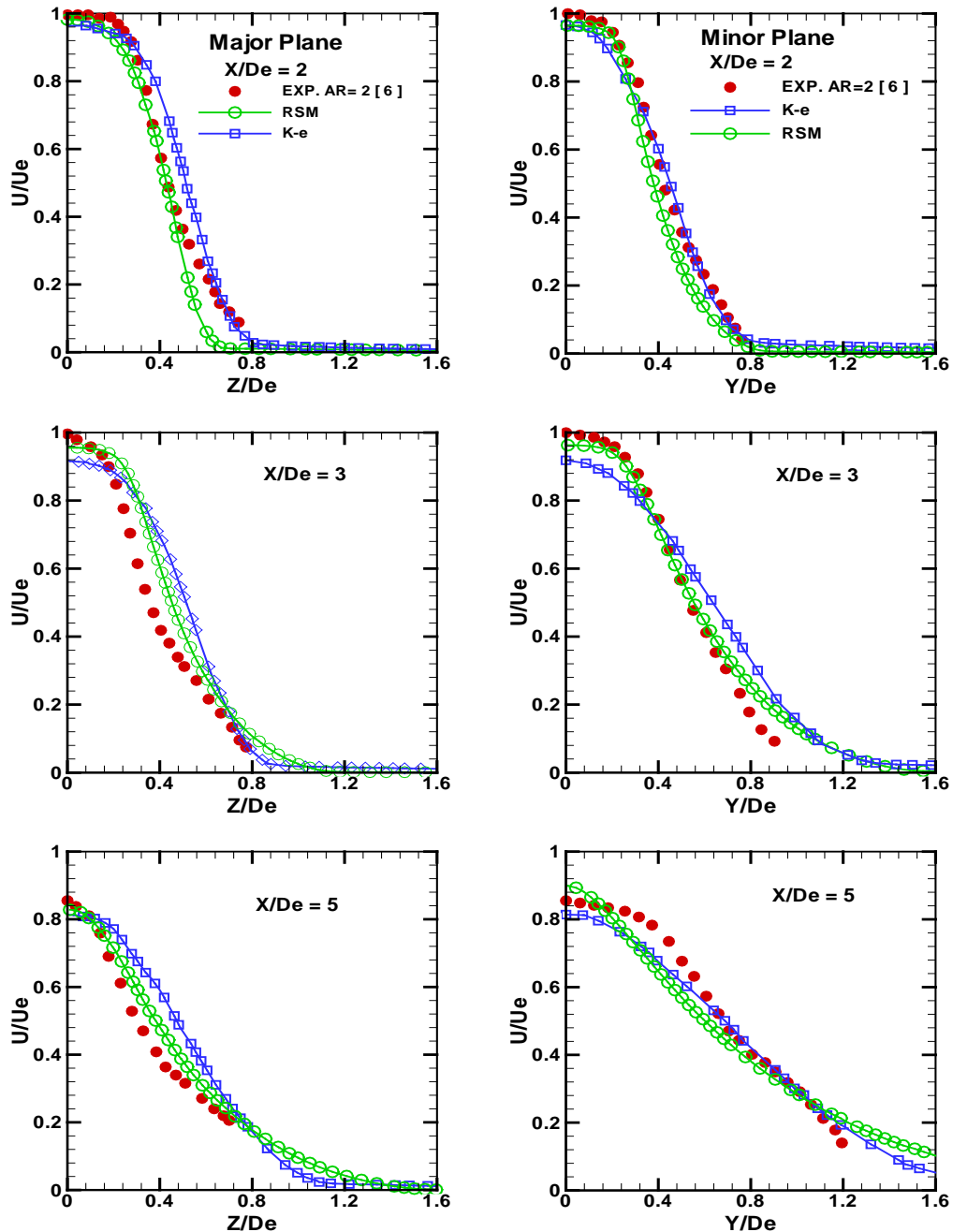
La simulation numérique est effectuée à l'aide du code « FLUENT » qui utilise une méthode numérique aux volumes finis. Les deux modèles de turbulences  $K-\epsilon$  standards et RSM (Reynolds stress model) deviennent nécessaires pour une prédiction fine des écoulements turbulents. Par ailleurs, les algorithmes PRESTO et SIMPLE ont été utilisés respectivement pour l'interpolation de la pression et le couplage de la pression avec la vitesse. Le problème est stationnaire, tridimensionnel et non réactif. Notons que la pression est fixée à 101000 Pa (1Atm). L'analyse de l'écoulement turbulent consiste à déterminer les champs de vitesse moyenne sans dimension, les profils de contrainte de cisaillement de Reynolds sans dimension et les profils d'énergie cinétique de turbulence le long les deux plans : plan Majeur (XZ), et le plan Mineur (XY) à différents stations de  $X/D_e = 2, 3, 5$  et  $7$  pour le jet elliptique avec des rapports aspect ( $AR=a/b= 2, 4$  et  $8$ ) et le diffuseur tourbillonnaire. Les résultats numériques obtenus sont comparés à ceux de **Lee et Baek [6]**.

#### **IV. 3. 4. 1. Validation du modèle de turbulence**

##### **IV. 3. 4. 1. 1. Champ d'écoulement moyen**

Les profils de vitesse moyens suivant les plans principale XZ (axe Major) et secondaire XY (axe Minor) aux stations de  $X / D_e = 2, 3, 5$  et  $7$  pour différents rapports d'aspect AR ( $a / b = 2, 4, 8$ ) sont donnés aux Figs. IV.6, IV.7, IV.8, respectivement. La prédiction numérique est effectuée par deux modèles de turbulence ( $k-\epsilon$  standard et RSM). Le long du plan principal (Majeur), la couche de cisaillement se contracte dans le centre du jet, tandis que dans le plan secondaire (Mineur), la couche de cisaillement s'étend largement dans le fluide ambiant. Dans le cas de  $AR = 8$ , le profil de vitesse le long du plan principal à  $X / D_e = 2$  montre une forme de bosse presque plate. Le processus de rupture par lequel la structure tourbillonnante elliptique est divisée en sous-structures peut en être la cause. De plus, nous notons que le modèle  $k-\epsilon$  standard ne prédicat pas correctement les résultats expérimentaux. Ce résultat est attendu compte tenu de la nature du modèle. Le modèle de Reynolds stress model (RSM) améliore la prédiction de cette quantité.

On constate, que les prédictions de la distribution radiale des profils de vitesse axiale sans dimension, à l'aide du modèle de contraintes de Reynolds (RSM) sont généralement en bon accord avec les données expérimentales. Les deux modèles sous-estiment l'amplitude de la vitesse axiale sur l'axe médian à  $AR = 8$  dans toutes les stations, comme illustré à la Fig. IV.8.



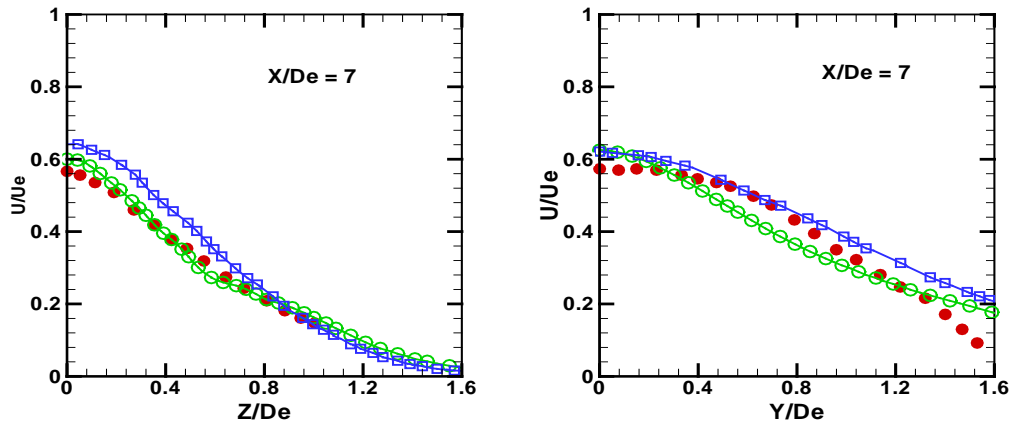
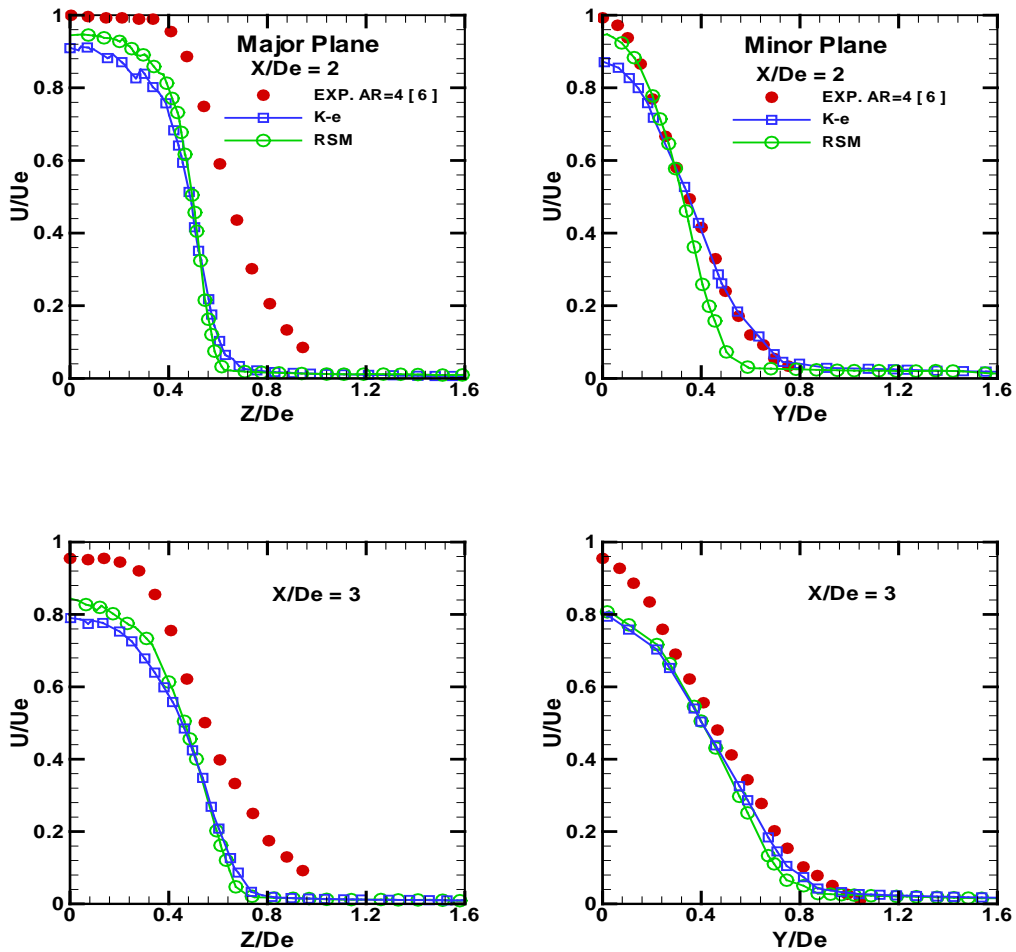
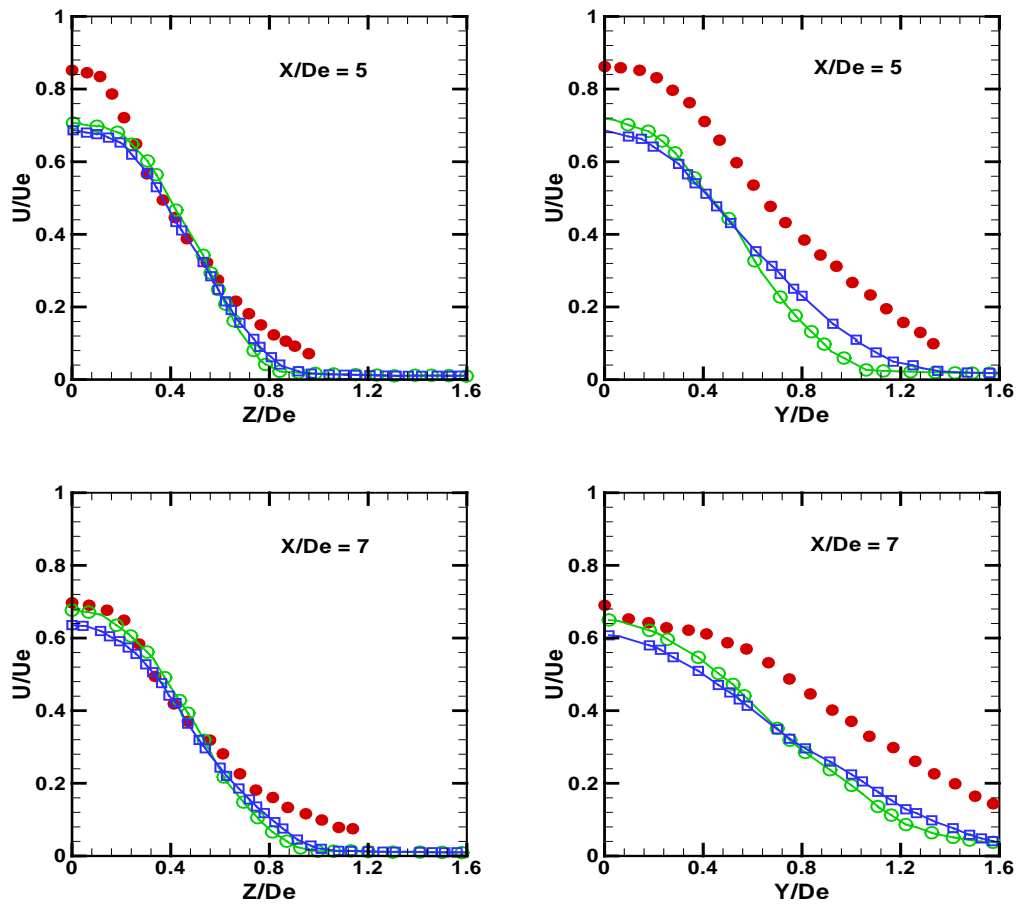
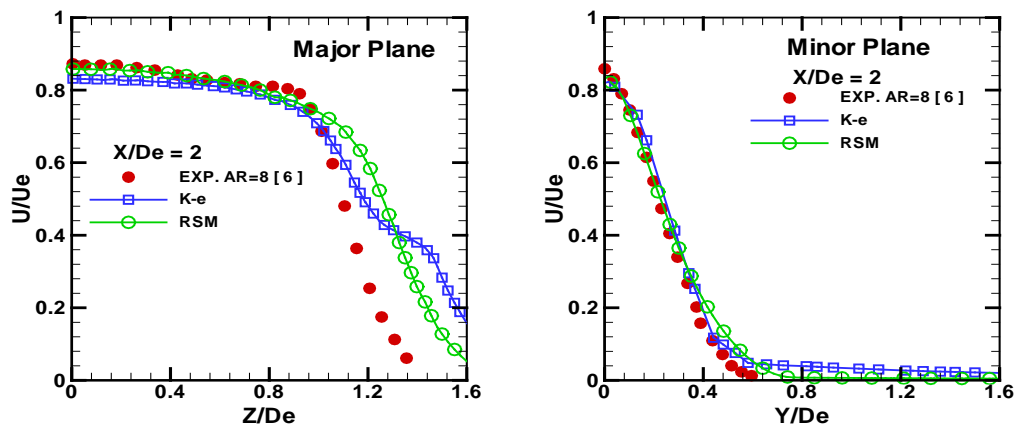


Fig. IV. 6. Distribution radiale des Profils de vitesse  $U/U_e$  du jet elliptique avec le rapport d'aspect  $AR = 2$  le long des plans XY (axe Mineur) et XZ (axe Majeur) déterminés par les modèles de turbulence  $K-\epsilon$  Standard et RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$  et  $7$ ).

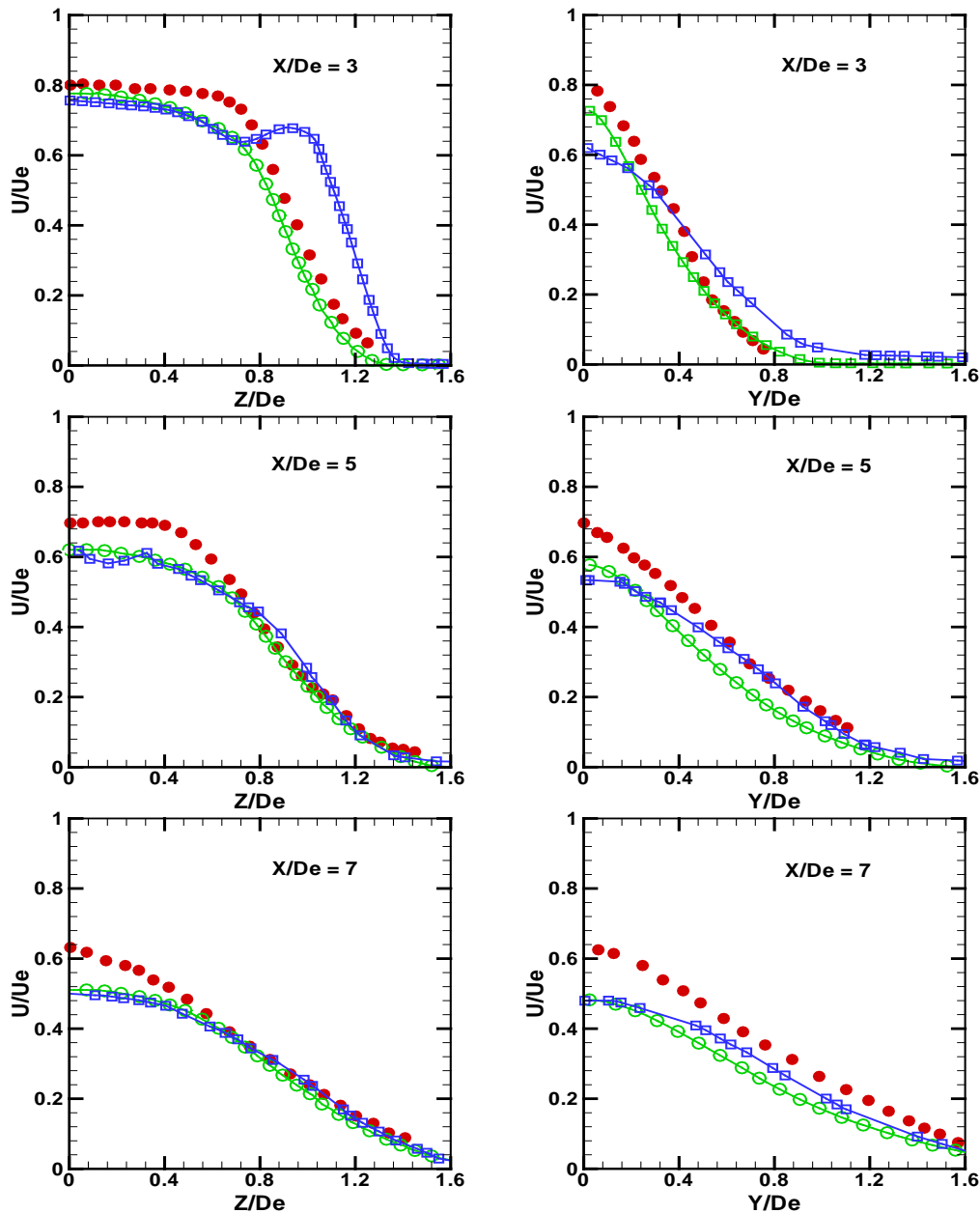




**Fig. IV. 7.** Distribution radiale des Profils de vitesse  $U/U_e$  du jet elliptique avec le rapport d'aspect  $AR = 4$  le long des plans XY (axe Mineur) et XZ (axe Majeur) déterminés par les modèles de turbulence  $K-\epsilon$  Standard et RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$  et  $7$ ).





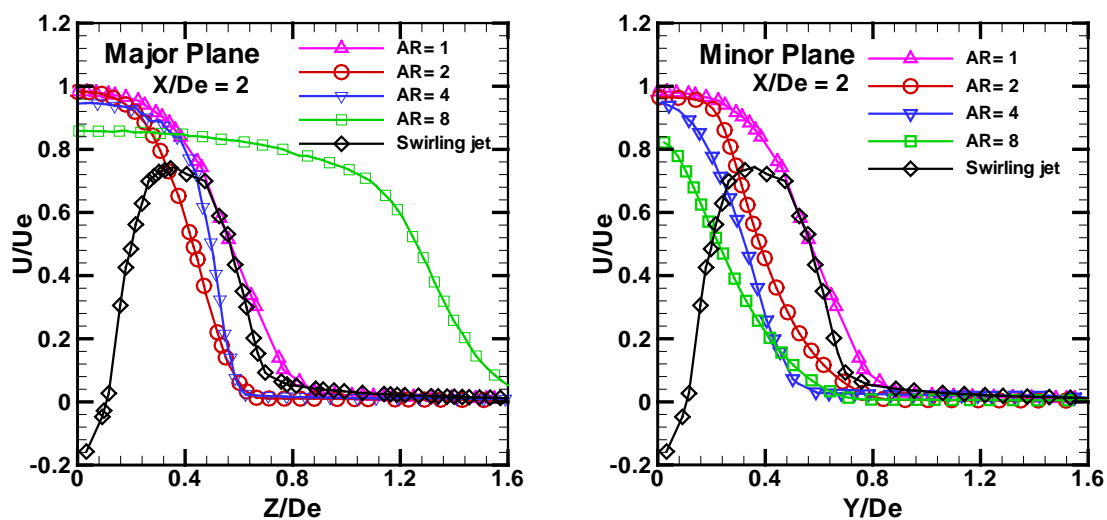


**Fig. IV. 8.** Distribution radiale des Profils de vitesse  $U/U_e$  du jet elliptique avec le rapport d'aspect  $AR = 8$  le long des plans XY (axe mineur) et XZ (axe majeur) déterminés par les modèles de turbulence  $K-\epsilon$  Standard et RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$  et  $7$ ).

#### IV. 3. 4. 2. Confrontation des résultats numériques pour chaque configuration géométrique

La figure IV.9 présente et compare les profils adimensionnels  $U/U_e$  des jets tourbillonnaire et elliptique aux stations  $X/De = 2, 3, 5$  et  $7$ . On peut remarquer que les allures des courbes du jet tourbillonnaire sont différentes par rapport à celles des courbes des jets elliptiques sur les deux plans majeur (XZ) et mineur (XY). Notant que, dans le cas du jet

elliptique avec  $AR=1$  et le jet tourbillonnaire, les plans majeur et mineur sont identiques puisque  $(a=b)$ . Pour le jet tourbillonnaire, nous avons, dans le plan (XZ) et dans le plan (XY), des valeurs de pic semblables à chaque station et des distributions sinusoïdales où il y a une diminution de l'amplitude de la vitesse, en raison de l'existence des zones de recirculation internes (voir Figure IV.9). On note aussi que ces pics sont plus élevés en s'approchant axialement de l'orifice de soufflage. Tout en s'éloignant en aval de l'orifice de soufflage et de la ligne centrale de jet, on remarque que la vitesse diminue jusqu'à la valeur zéro. Le profil des vitesses adimensionnels se déplace à partir de valeurs élevées, diminue et puis se rapproche enfin de sa valeur asymptotique qui correspond aux conditions de sortie ( $U=0$ ). De ce fait, on peut déduire que l'écoulement s'élargie dans la direction radiale. Pour les jets elliptiques, nous remarquons, que les profils de la vitesse axiale de l'écoulement sont uniformes et présentent des écarts entre eux à chaque station. On note aussi, une diminution de la vitesse axiale moyenne lorsqu'on augmente le rapport d'aspect. Par ailleurs, on obtient des valeurs des vitesses moins élevées aux niveaux des stations  $X/De= 2, 3, 5$  et  $7$  dans les deux plans. Notons que pour toutes les stations le long des plans majeur et mineur, le jet tourbillonnaire exhibe des zones de recirculations centrales et un grand épanouissement dans la direction radiale en comparaison avec le jet elliptique pour tous les rapports d'aspect considérés.



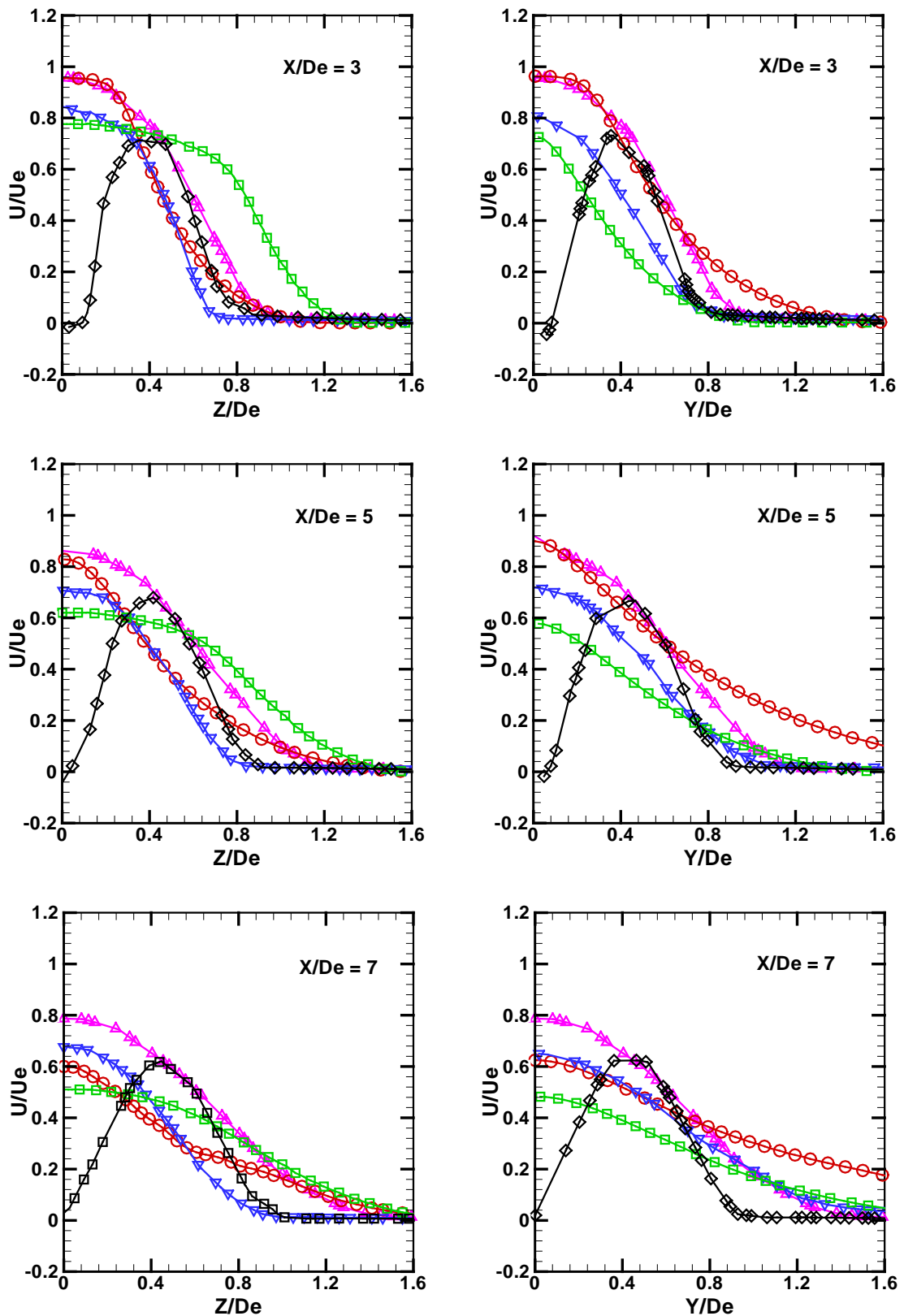
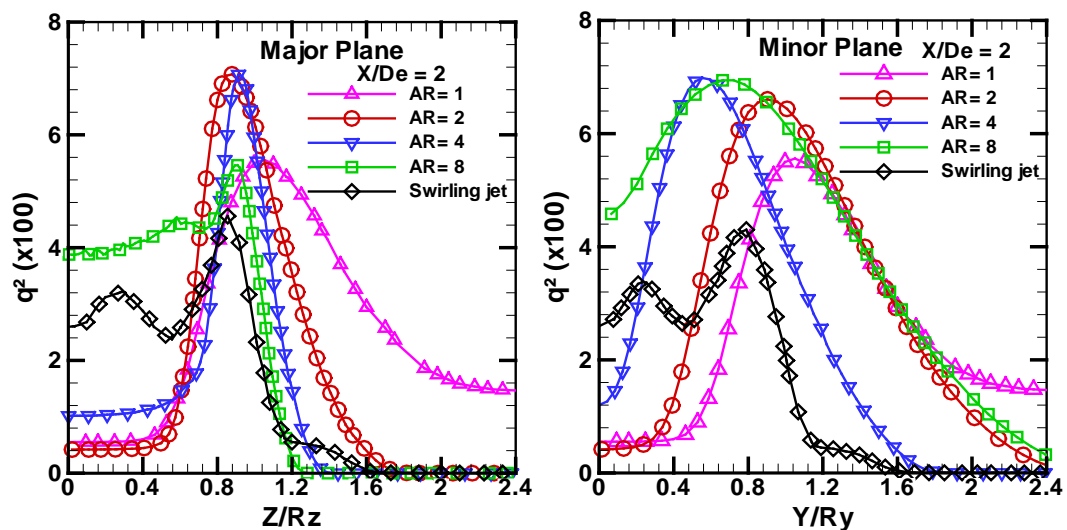
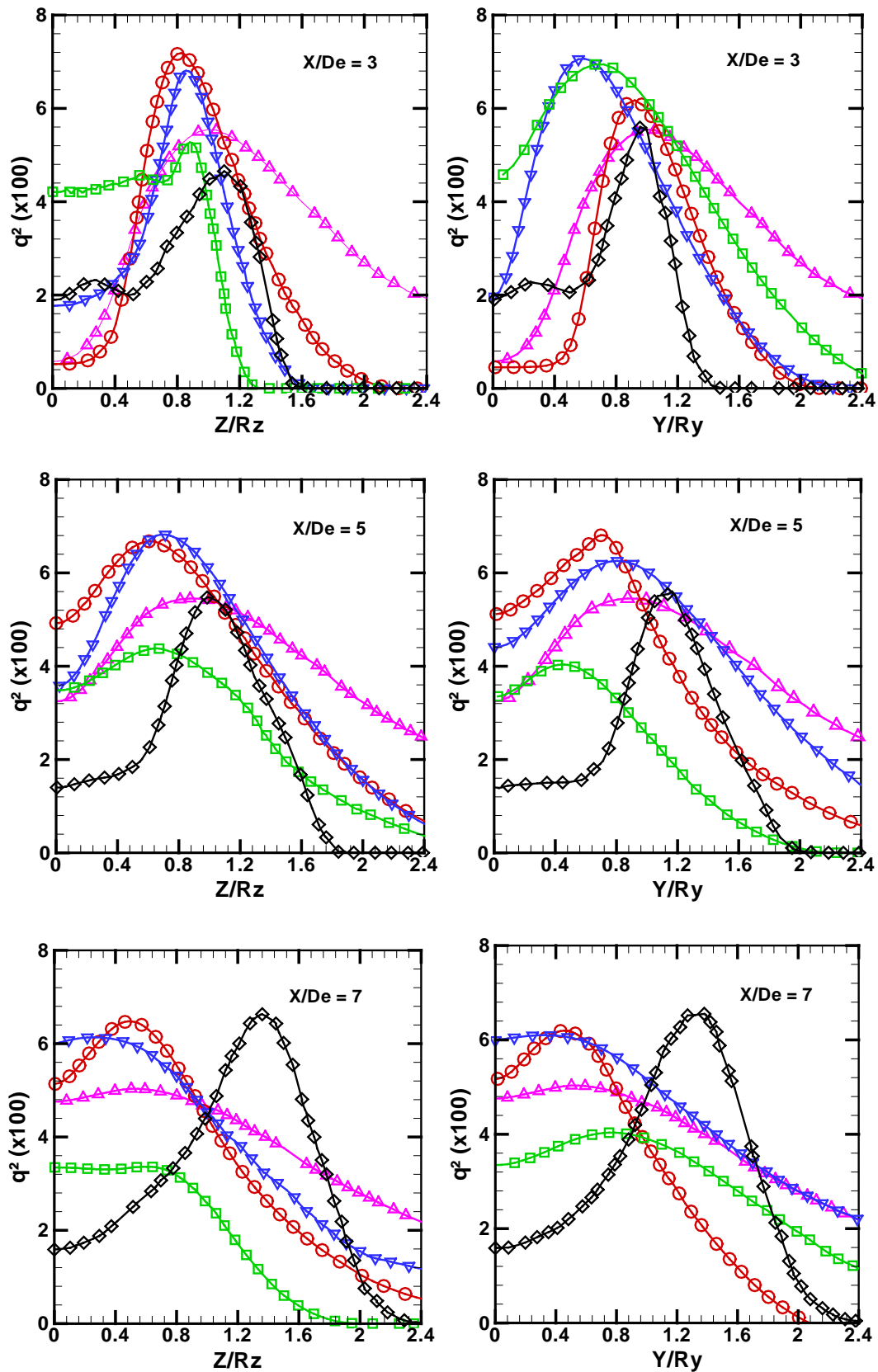


Fig. IV. 9. Distribution radiale des Profils de vitesse  $U/U_e$  du jet tourbillonnaire et de jet elliptique avec le rapport d'aspect  $AR = 1, 2, 4$  et  $8$  le long des plans  $XY$  (axe Mineur) et  $XZ$  (axe Majeur) déterminés par le modèle de turbulence RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$  et  $7$ ).

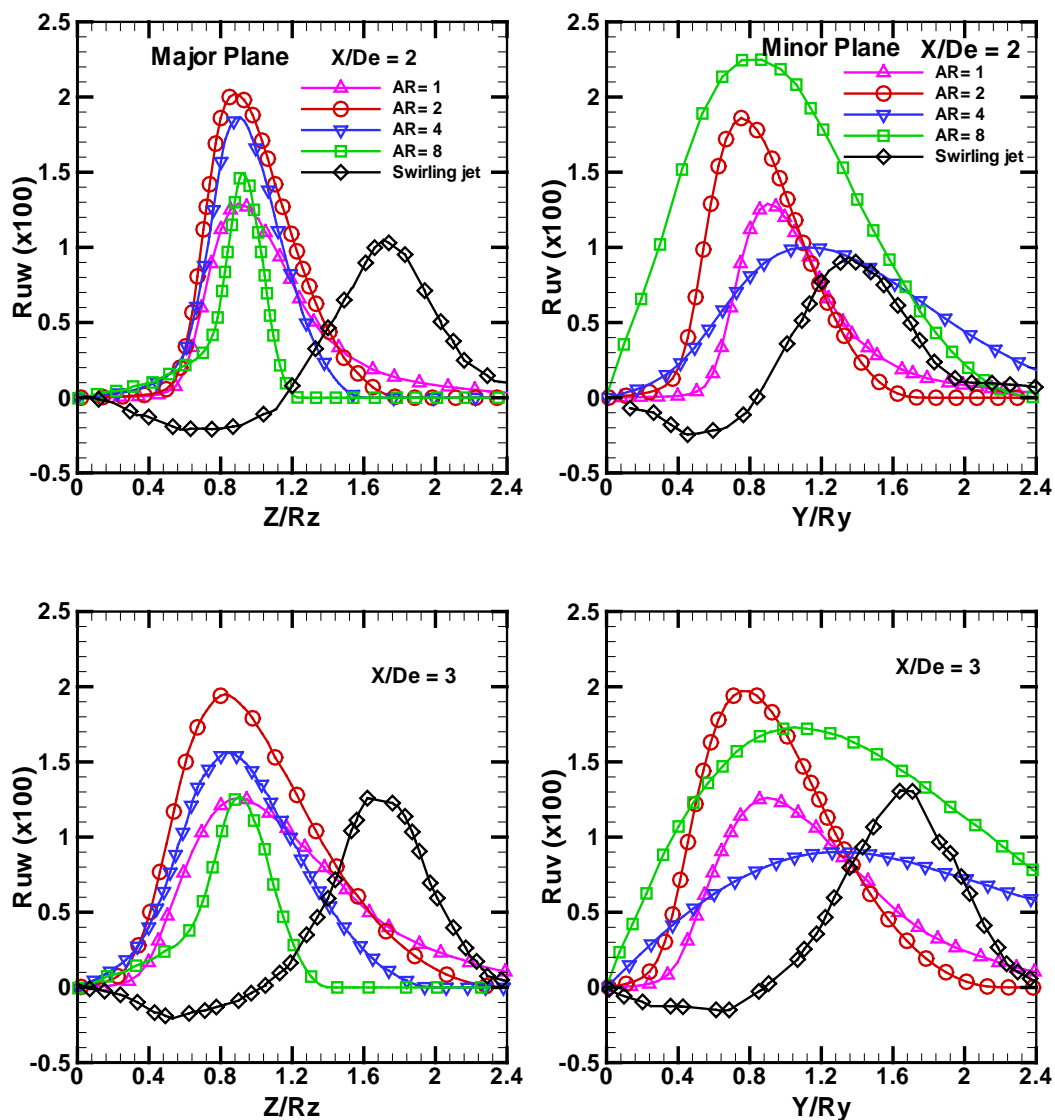
La distribution radiale de l'énergie cinétique turbulente le long des axes Majeur et Mineur aux stations ( $X/D_e = 2, 3, 5$  et  $7$ ) pour les différentes configurations de jet elliptique et jet tourbillonnaire est indiquée à la Fig. IV.10. À  $X/D_e = 2$ , l'énergie cinétique turbulente ( $q^2$ ) d'un jet elliptique avec  $AR = 8$  et un jet tourbillonnaire ont des valeurs distinctes par rapport à d'autres configurations de jet elliptiques. En raison de la plus grande intensité de turbulence et de l'énergie cinétique, les valeurs générées par les fortes perturbations de turbulence se produisant près du diffuseur de soufflage et l'intensité de la turbulence et l'énergie cinétique atteignent une valeur maximale. Loin de l'amont, les fluctuations de la turbulence diminuent progressivement pour atteindre l'état de turbulence isotrope. Les distributions d'énergie cinétique turbulentes  $q^2$  dans le plan mineur ont une valeur plus élevée que dans le plan majeur pour le jet elliptique, mais le jet tourbillonnaire conserve les mêmes valeurs dans les deux plans. En particulier, l'énergie cinétique turbulente a des grandes valeurs à  $X/D_e = 5$  pour  $AR = 2$  et à  $X/D_e = 7$  pour  $AR = 4$ . La position de la valeur maximale de  $q^2$  se déplace vers la ligne centrale de l'écoulement et le pic du jet tourbillonnaire se déplace vers la direction radialement qui permet de donnée un grand étalement. Le jet tourbillonnaire présente des fortes caractéristiques de turbulence et de bon effet de mélange et d'entraînement par rapport aux jets elliptiques.

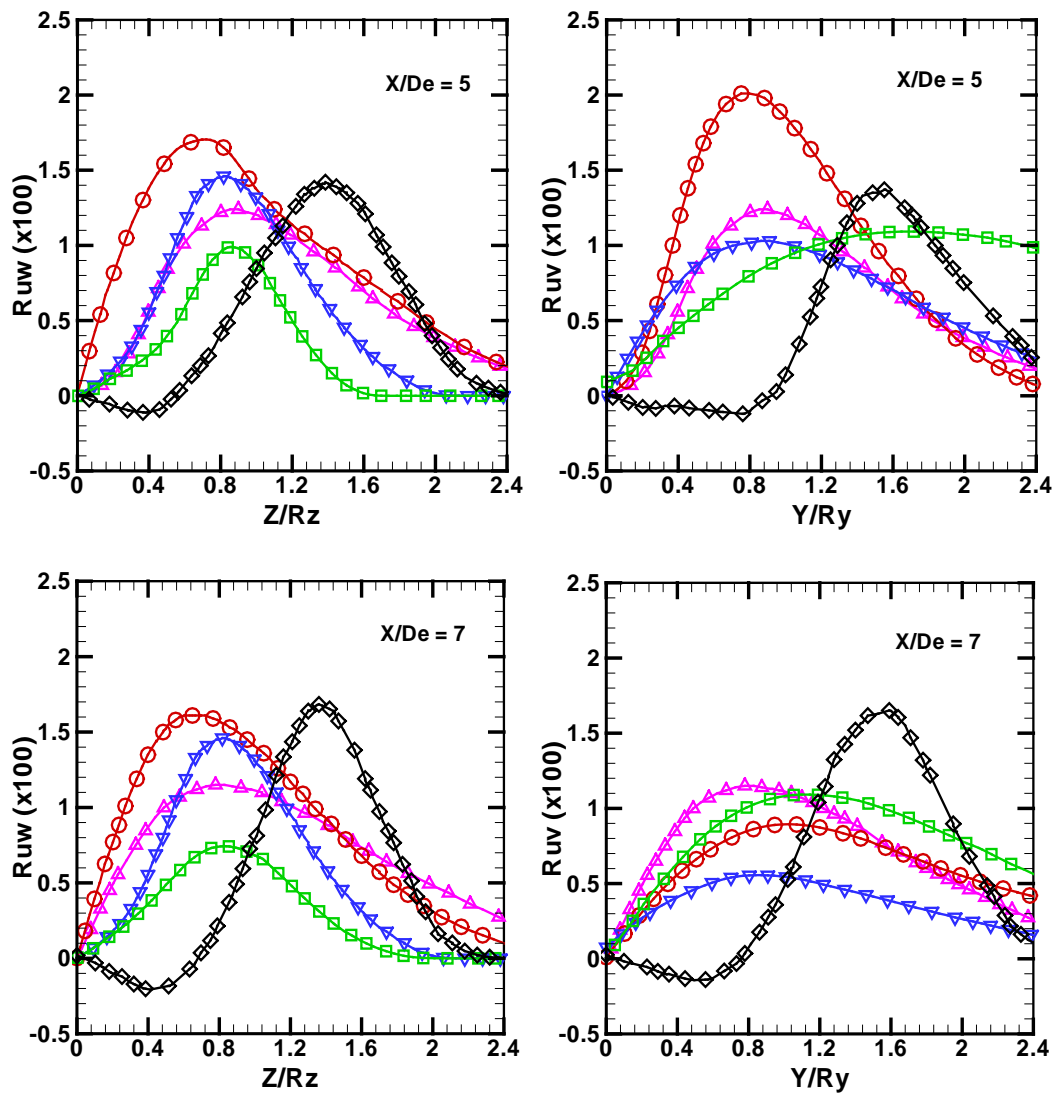




**Fig. IV. 10.** La distribution radiale de l'énergie cinétique turbulente ( $q^2$ ) du jet tourbillonnaire et de jet elliptique avec le rapport d'aspect  $AR = 1, 2, 4$  et  $8$  le long des plans XY (axe Mineur) et XZ (axe Majeur) déterminés par le modèle de turbulence RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$  et  $7$ ).

Les profils de contrainte de cisailment de Reynolds,  $R_{uw}$  dans le plan Majeur et  $R_{uv}$  dans le plan Mineur, sont illustrés à la Fig. IV.11. Les contraintes de cisailment de Reynolds sans dimension  $R_{uw}$  et  $R_{uv}$  sont définies par  $\overline{u\bar{w}}/U_e^2$  et  $\overline{u\bar{v}}/U_e^2$  respectivement. Pour les différents jets elliptiques, les profils de contrainte de cisailment de Reynolds  $R_{uw}$  et  $R_{uv}$  ont une valeur maximale proche de  $Y/R_y = 1$ , tandis que pour le jet tourbillonnant,  $R_{uw}$  et  $R_{uv}$  ont une valeur maximale proche de  $Y/R_y = 1,6$ . Cela implique que la majeure partie de l'énergie cinétique turbulente est produite par le mouvement aléatoire non organisé près du diffuseur situé dans l'axe de l'écoulement pour différentes configurations de jet elliptique et loin du diffuseur dans le sens radial pour le jet tourbillonnaire. On peut en déduire que la production d'énergie de turbulence est plus vigoureuse dans le jet tourbillonnaire que dans le cas des jets elliptiques.





**Fig. IV. 11.** Les profils de contrainte de cisaillement de Reynolds du jet tourbillonnaire et de jet elliptique avec le rapport d'aspect  $AR = 1, 2, 4$  et  $8$  le long des plans XY (axe Mineur) et XZ (axe Majeur) déterminés par le modèle de turbulence RSM aux stations ( $X / De = 2, 3, 5$  et  $7$ ).

#### IV. 3. 5. Conclusion

Les jets turbulents peuvent être utilisés dans les systèmes de combustion des moteurs, des réacteurs nucléaires et les brûleurs afin d'obtenir un mélange homogène de carburant et de comburant. De ce fait, il semble important de réaliser un bon mélange et une augmentation de l'épanouissement radial. Rappelons que cette étude est basée sur l'analyse des champs moyens de vitesses d'un écoulement libre isotherme, lequel est fortement dépendant des conditions géométriques d'orifice. Ainsi, sur la base des résultats expérimentaux et des simulations numériques obtenus, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- Les prédictions du champ d'écoulement du jet tourbillonnaire et elliptique avec les rapports d'aspect  $AR= 2, 4$  et  $8$  le long les deux plans majeur ( $XZ$ ) et mineur ( $XY$ ), obtenus avec le modèle de contrainte de Reynolds RSM sont en meilleur concordance avec les données expérimentales [6] par rapport au modèle  $k-\epsilon$  standard. La zone de recirculation intérieure est bien captée par le modèle de turbulence RSM.
- Les résultats obtenus montrent clairement que le jet tourbillonnaire induit une zone de recirculation interne caractérisée par une diminution des vitesses au niveau de la ligne centrale. Également, on constate que l'influence de la géométrie d'un jet est d'une grande importance. Le jet tourbillonnaire assure l'amélioration de l'homogénéisation dynamique du mélange avec un étalement radiale important. Il ressort également que le jet tourbillonnaire assure, comparativement à tous les jets elliptiques étudiés, une meilleure stabilité dynamique avec un important épanouissement des vitesses. Enfin, on peut conclure que le diffuseur tourbillonnaire permet de traiter les problèmes liés à la combustion comme la stabilité des flammes de diffusion et la diminution des émissions polluantes  $NO_x$ .
- La production d'énergie de turbulence est plus importante dans le jet tourbillonnaire que dans le cas des jets elliptiques.





*Chapitre V*

**Présentation des résultats et  
discussions/Étude de cas**

Au cours de ce chapitre, on va tenter d'étudier deux cas applicatifs en combustion turbulente (premier cas applicatif concerne une chambre de combustion avec un seul brûleur coaxiale tourbillonnaire et le deuxième cas avec multi-brûleurs). Ces tentatives serviront d'abord, à prédire la structure des flammes de diffusion tourbillonnaire turbulente confinée du gaz naturel en utilisant les modèles appropriés. Le calcul numérique a été effectué en utilisant le code *Ansys-Fluent*. Le modèle de turbulence RSM (Reynolds Stress Model) est utilisé pour décrire l'écoulement turbulent tourbillonnaire. Le modèle « Eddy dissipation » (6 espèces et 2 réactions) et le modèle de fonction de densité de probabilité PDF (fonction  $\beta$ , 9 espèces et 8 réactions) sont utilisés pour la modélisation de l'interaction turbulence- chimie. Les résultats numériques obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux [31].

## V. 1. Comportement dynamique des flammes non prémélangées swirlées

### V. 1. 1. Cas applicatif N°01 : Configuration géométrique avec un seul brûleur swirler

Ce premier cas concerne une flamme de diffusion, à échelle académique stabilisée par l'effet de swirl, il a été conçu et mis en place une chambre de combustion de puissance nominale de 25KW. Le brûleur utilisé est un brûleur coaxial à swirler avec injection axiale de méthane. Les paramètres étudiés dans cette section sont consacrés sur plusieurs facteurs qui influencent le processus de combustion ont été examinés. Un des objectifs est d'étudier l'influence des modèles de combustion « Eddy Dissipation » avec schéma réactionnel réduite à deux étapes (6 espèces et 2 réactions) et la fonction de densité de probabilité PDF avec schéma réactionnel quasi-globale (9 espèces et 8 réactions) associé avec le modèle de turbulence RSM sur la prédiction du comportement dynamique de l'écoulement tourbillonnaire et le champ de température.

#### V. 1. 1. 1. Description du problème

##### V. 1. 1. 1. 1. Brûleur et chambre de combustion

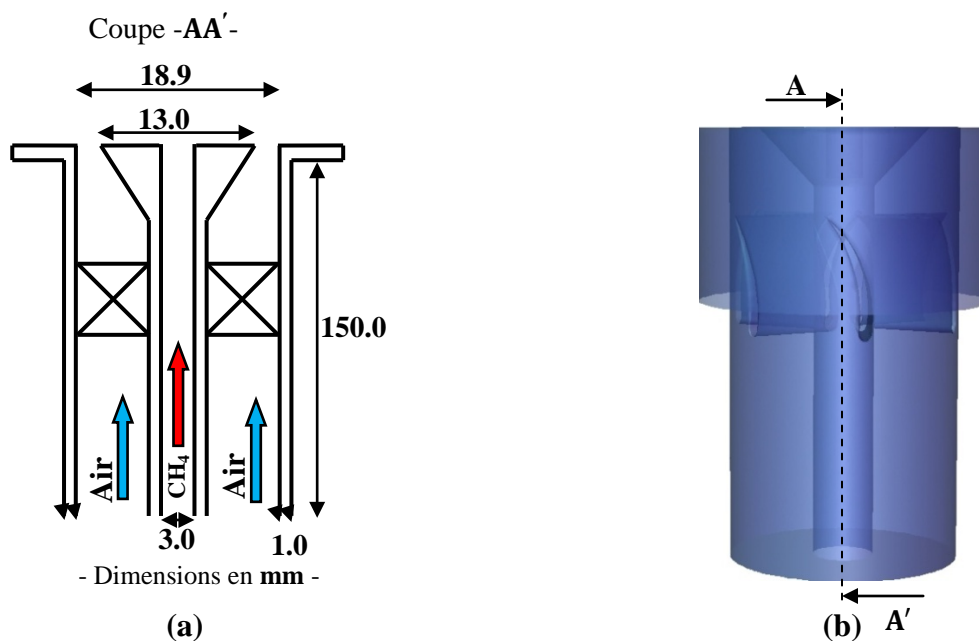
Le brûleur étudié possède une configuration coaxiale. Comme le montre la **figure V.1(a)**, il est composé de deux tubes concentriques avec un swirl placé dans la partie annulaire dédiée au passage de l'oxydant. Le tube central délivre le méthane.

Le brûleur utilisé dans le présent travail est illustré par la figure V.1 d'une flamme de diffusion non-prémélangée à tourbillon turbulent stabilisé par un bluff-body placée à la sortie

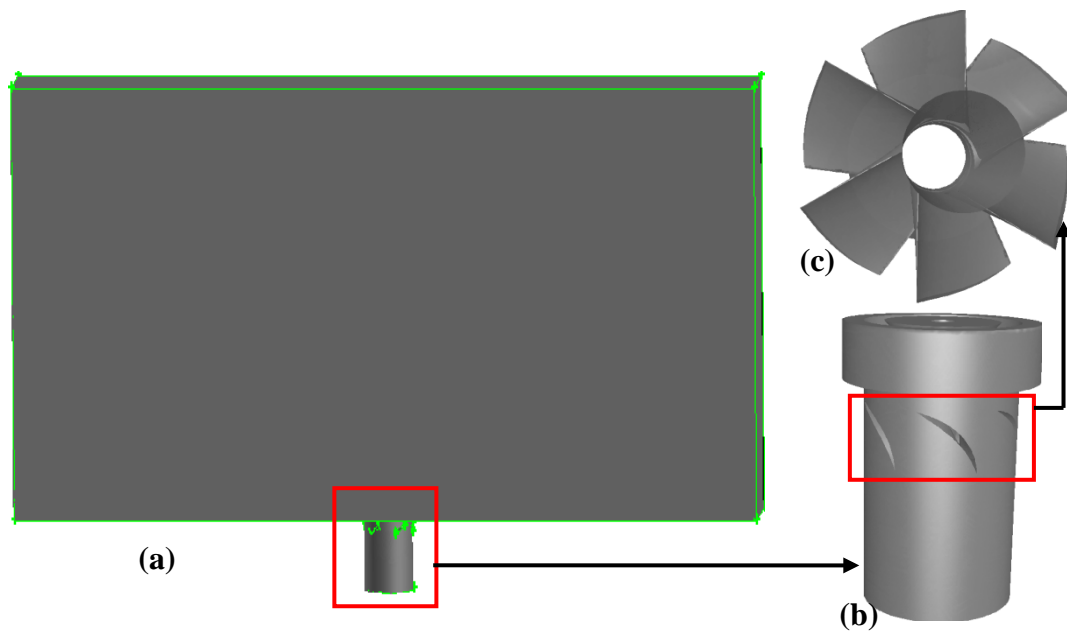
du brûleur. Ce dernier est développé à l'université de Cambridge **Machover et Mastorakos(2016)**.

L'écoulement de l'air est tourbillonné par six ailettes axiales avec un angle d'inclinaison de  $60^\circ$  (**Fig. V.2(c)**), placées à 10 mm au-dessous de la sortie du brûleur et orienté dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (vue du haut de la chambre de combustion). Le nombre de swirl ( $S_n$ ) peut être ajusté entre 0.0 et 2.0 mais dans cette étude est égale à 1.22.

Dans ce cas non-prémélange (**Fig. V.1(a)**), Elle est équipée d'un brûleur de tube circulaire a 150mm de longueur et de diamètre extérieur  $D_{ext.} = 18.9\text{mm}$ . Le tube est équipé d'un conduit situé au centre, composé d'un tube de 5 mm de diamètre et d'une épaisseur de paroi de 1,0 mm. La valeur de 3 mm a été choisie pour le diamètre interne afin d'obtenir des valeurs proches de la vitesse apparente de l'air et du méthane aux rapports d'équivalence globaux définis dans les expériences. A l'extrémité du conduit, à la sortie du brûleur, est fixé un corps conique (bluff-body) de diamètre  $D_a = 13\text{ mm}$ , ce qui donne un taux de blocage de 50%. La chambre de combustion est constituée de plaques de quartz rectangulaires de qualité optique de 150 mm de hauteur, 310 mm de longueur et 38 mm de largeur, montées sur la plaque supérieure servant de fond de panier à la chambre (**Fig. V.2(a)**).



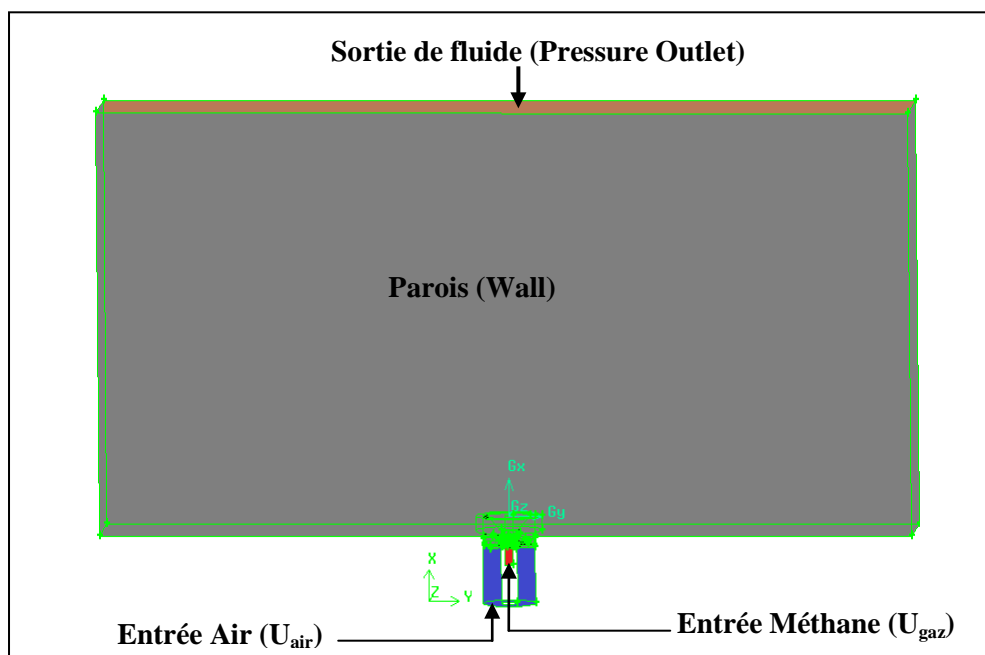
**Fig. V. 1.** Brûleur coaxial : (a) Coupe du brûleur avec dimensions en mm et (b) Vue en 3D du brûleur.



**Fig. V. 2.** Vue en 3D du domaine de calcul : (a) Chambre de combustion, (b) Brûleur à swirl axial et (c) Six ailettes de swirl avec  $60^\circ$ .

#### V. 1. 1. 1. 2. Les conditions aux limites

Les conditions aux limites du domaine sont imposées selon la nature de la limite considérée (**tableau V.1**) : entrée ou sortie du fluide, paroi solide. En outre, pour chaque type de limite, il existe plusieurs variantes de conditions, dont seulement celles nous intéressent, sont décrites dans les paragraphes qui suivent et sont schématisées dans la **figure V.3** :



**Fig. V. 3.** Les Types des conditions aux limites de fonctionnement.

### ➤ Entrées de fluide

Aux entrées de fluide dans le domaine, on a imposé une vitesse absolue du fluide et également sa température, sa composition, ainsi que les caractéristiques de la turbulence en fixant l'intensité de turbulence  $I_{tur}$  et une dimension caractéristique  $L_{tur}$  (**tableau V. 1**). Sur la base de calcul du nombre de *Reynolds* ( $Re$ ) de l'air, on a pu déterminer  $I_{tur}$  pour l'oxydant et le carburant [95].

$$I_{tur} = 0,16(Re_{D_{hydr}})^{-1/8} \quad (V.1)$$

Dans le cas d'une section non circulaire, on calcul  $L_{tur}$  à partir du diamètre hydraulique ( $D_{hydr}$ ), avec  $D_{hydr} = \frac{4S}{P}$ , où  $S$  et  $P$  sont respectivement la surface et le périmètre de la section d'entrée [37,47].

### ➤ Sortie de fluide

La sortie du fluide est modélisé par une condition de type *pressure outlet* où son avantage est la prise en compte des propriétés d'une entrée de fluide par le plan de sortie du domaine, dans laquelle on impose simplement la pression statique dans le plan de sortie, on y fixe également les valeurs des propriétés scalaires (température, composition et grandeurs de turbulence) du fluide potentiellement entrant dans le domaine par cette limite.

### ➤ Parois

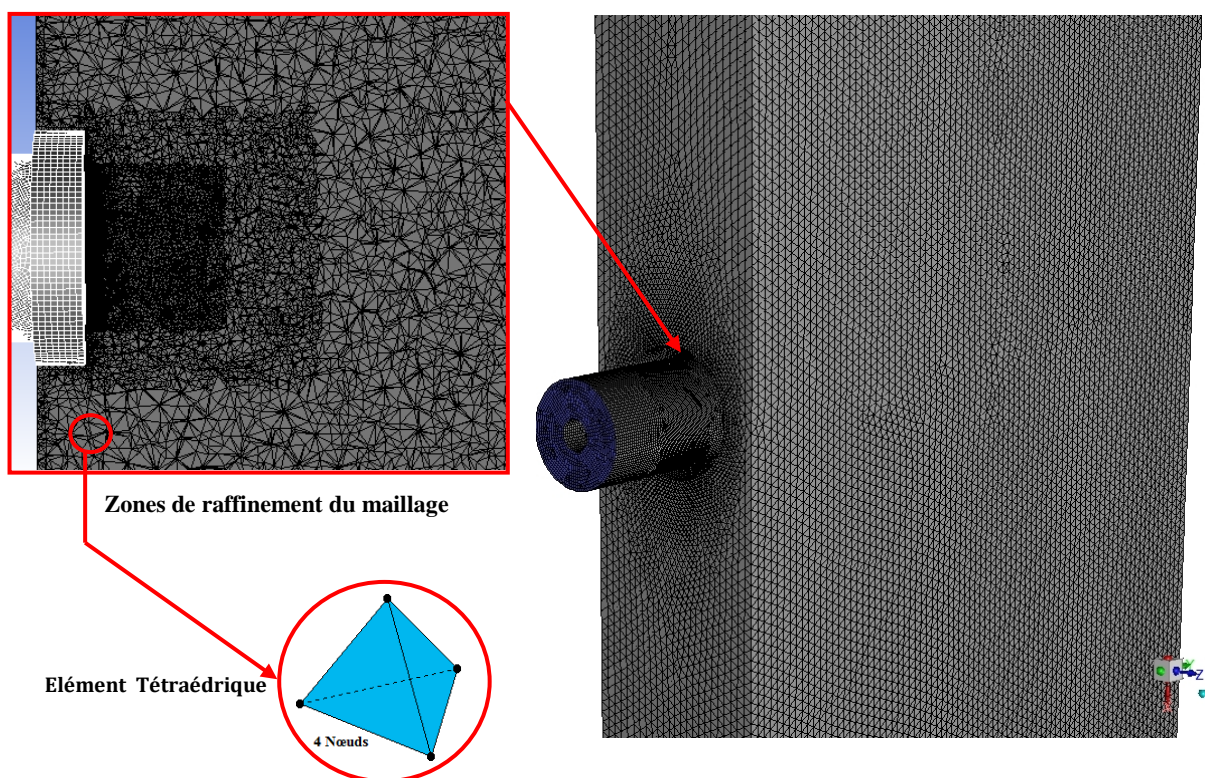
Les parois sont supposées adiabatiques et la vitesse du fluide est supposée nulle par défaut (condition de non glissement). On a imposé la température aux parois.

**Tab. V. 1.** Les conditions aux limites fonctionnelles de la simulation [30, 31].

Conditions Opératoires du Simulation Numérique	Air	Méthane (CH <sub>4</sub> )
Diamètre hydraulique $D_{hydr}$ (m)	0.0139	0.003
Intensité de turbulence à l'entrée (%)	07	04
Nombre de <i>Reynolds</i> ( $Re$ )	5400	3950
Vitesse d'entrée $U$ (m/s)	9.6	6.8
Température à l'entrée (K)	300	300
Richesse globale [-]	0.35	
Pression de sortie (atm)	1	
Nombre de Swirl $S_n$	1.22	
Vitesse a la sortie du brûleur $U_b$ (m/s)	10	

### V. 1. 1. 1. 3. Maillage

La définition de la géométrie et la génération du maillage ont été réalisées à l'aide du mailleur « GAMBIT » [103], avec des mailles de forme tétraédrique à quatre (04) nœuds. Un raffinement des zones au voisinage de la sortie du brûleur (523980 cellules), a été pris en compte pour capter les différents phénomènes qui peuvent intervenir dans ces zones, notamment les gradients de vitesse et de température (**figure V.4**). Enfin, le mailleur construit lui-même les éléments et nous fournit leurs nombres de cellules ainsi que celui des nœuds (**Tab. V.2**).



**Fig. V. 4.** Maillage de la chambre de combustion.

### V. 1. 1. 1. 4. Effets du Maillage

Plusieurs problèmes apparaissent au moment où l'on construit le maillage. Si la différence de taille des objets sous étude est très importante, par exemple : si les régions conductrices ont certaines dimensions géométriques très petites par rapport à celles des autres régions du problème, l'obtention d'un maillage approprié sera difficile. Il ne doit pas être trop fin, ce qui augmente le nombre d'inconnues, ni trop lâche afin de ne pas avoir des éléments très déformés. Dans tous les cas, l'amélioration de la qualité du maillage implique toujours

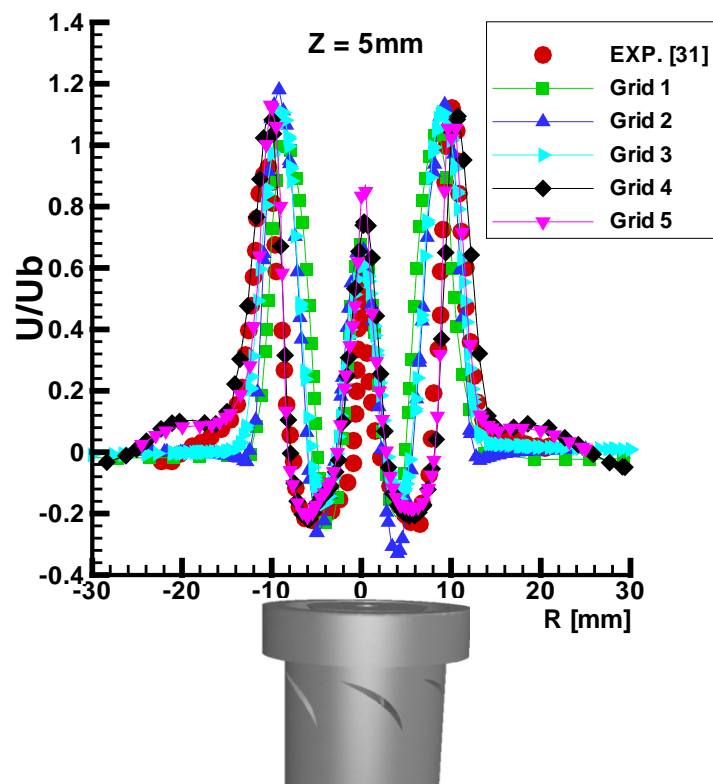
une augmentation importante du nombre des inconnues, ce qui peut nuire la convergence du système algébrique [47].

Des calculs sur différents maillage (**Figure V.5**), montre que la solution de la vitesse axiale ne change pas de manière significative ( $\leq 6\%$ ). On peut donc conclure que la solution est indépendante du maillage.

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

**Tab. V. 2.** Caractéristiques du Maillage.

Grid	1	2	3	4	5
Number of Celles	1456475	2569572	2944564	3483065	3689544
Number of Nodes	311162	481539	535488	645540	683870



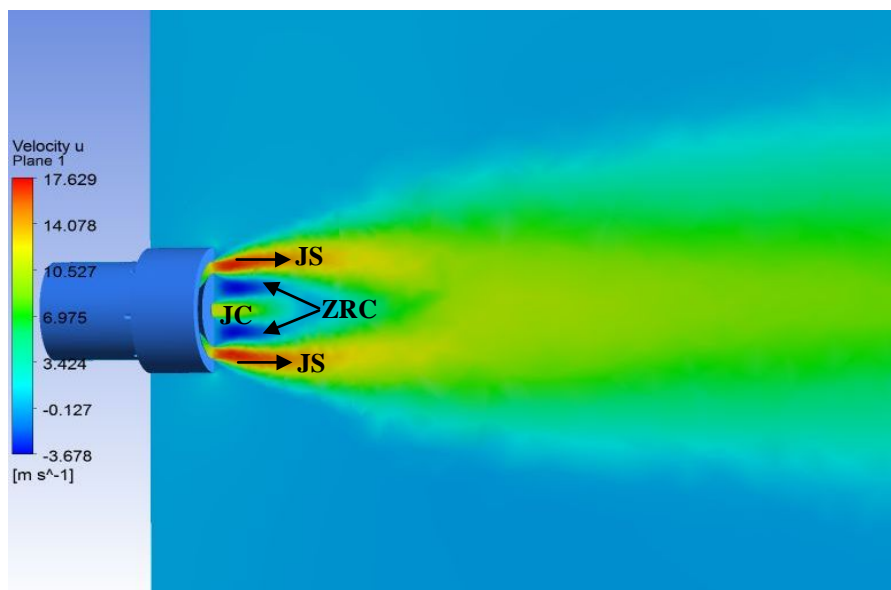
**Fig. V. 5.** Indépendance de la solution du maillage.

### V. 1. 1. 2. Résultats et discussions

Cette première partie d'étude s'intéresse à la simulation numérique a trois dimensions (3D) des flammes de diffusion dans une chambre de combustion avec un seul brûleur non prémélangée confiné. Plusieurs facteurs peuvent influencer le processus de combustion. Un des objectifs est d'étudier l'influence des mécanismes réactionnels sur la prédiction du champ dynamique de l'écoulement, de la température et les fractions massiques des espèces chimiques. Le modèle de turbulence RSM (Reynolds Stress Model) associé aux deux modèles de combustion « Eddy Dissipation » (6 espèces et 2 réactions) et la fonction de densité de probabilité PDF (fonction  $\beta$ , 9 espèces et 8 réactions) sont utilisés pour modéliser l'interaction turbulence-chimie. Les résultats numériques obtenus sont comparés à ceux de **Machover et Mastorakos [31]**.

#### V. 1. 1. 2. 1. Champ d'écoulement moyen

Le contour des vitesses axiales moyennes est représenté par la figure V.6, cette dernière montre bien la présence de deux jets d'écoulements à la sortie du brûleur, qui correspondent au jet tourbillonnaire d'air (Swirl Jet (**SJ**)) et le jet central de gaz (**CJ**), sont caractérisés par des vitesses axiales positives, la zone située à l'intérieur de l'entrée d'air annulaire est caractérisée par des vitesses négatives qui indiquent la présence de la zone de recirculation centrale (**CRZ**).



**Fig. V. 6.** Contour de la vitesse axiale moyenne (U) sur un plan ZX (Y=0) déterminée par le modèle RSMR2



La comparaison des profils radiaux calculés et mesurés des vitesses moyennes axiale (U), radiale (V) et tangentielle (W) dans les différentes stations à la sortie du brûleur sont présentées sur les **figures V.7, V.8 et V.9** respectivement. Les résultats numériques sont prédit par le modèle de turbulence RSM associé aux deux modèles de combustion « Eddy Dissipation » et la fonction de densité de probabilité PDF.

La distribution radiale des profils de vitesse axiale moyenne (**Figure V.7**) est intéressante pour mieux comprendre l'écoulement tourbillonnant. Les valeurs maximales de la vitesse axiale à  $Z= 5\text{mm}$  se trouvent dans les rayons  $\pm[8,14]$  mm correspondant au jet tourbillonnaire (JS) d'air et à la zone de rayons  $R = \pm 2$  mm correspondant au jet centrale du gaz (JC) a la sortie du brûleur sont respectivement de  $1.0U_b$  et  $0.6U_b$  sont en majorité bien captées par les deux modèles de combustion « Eddy Dissipation » a deux étapes de réactions(R2) et la fonction de densité de probabilité PDF, avec une erreur d'environ de 3% à 8%. Aux autres stations, les pics numériques sont surestiment les données expérimentales par les deux modèles de combustion à  $Z=10$  et  $20$  mm, avec une erreur variant de 25% et 30% respectivement. L'accroissement des positions de calcule sur l'axe principale (Z) est accompagné d'une expansion radiale de vitesses axiales. De même, la vitesse axiale de jet centrale diminue jusqu'à la position d'environ 20 mm du corps de bluff-body, ce qui correspond à la fin de la pénétration du jet dans la zone de recirculation centrale (ZRC). Les valeurs minimales (négatives) de la vitesse axiale à chaque station, indiquant la présence d'une zone de recirculation centrale (ZRC) atteint  $-0.3U_b$  à la position axiale comprise entre  $Z= 10$  et  $Z= 20$  mm. Par contre une amélioration remarquable des valeurs maximales et minimales (négatives) pour la zone de JS et ZRC sur les stations  $Z= 5$  et  $30$  mm sont mieux estimées par le modèle de combustion PDF.

Pour la comparaison des profils radiaux de la vitesse radiale moyenne sur les stations  $Z= 5, 10$  et  $15$  mm à la sortie du brûleur (**Figure V.8**), les valeurs maximales à  $Z= 5$  mm sont de l'ordre de  $0.55U_b$  dans la zone correspondant à la sortie d'air annulaire en aval du corps de bluff-body obtenues par les deux modèles de combustion, le modèle de la fonction de densité de probabilité PDF et le modèle de « Eddy Dissipation » ont surestiment les données expérimentales au niveau de la station  $Z = 10$  et  $15$  mm. Sauf à la station  $Z = 5$  mm on remarque un bon accord est donnée avec les données expérimentales et le modèle de combustion PDF par rapport au modèle « Eddy Dissipation » à deux étapes de réaction (R2).

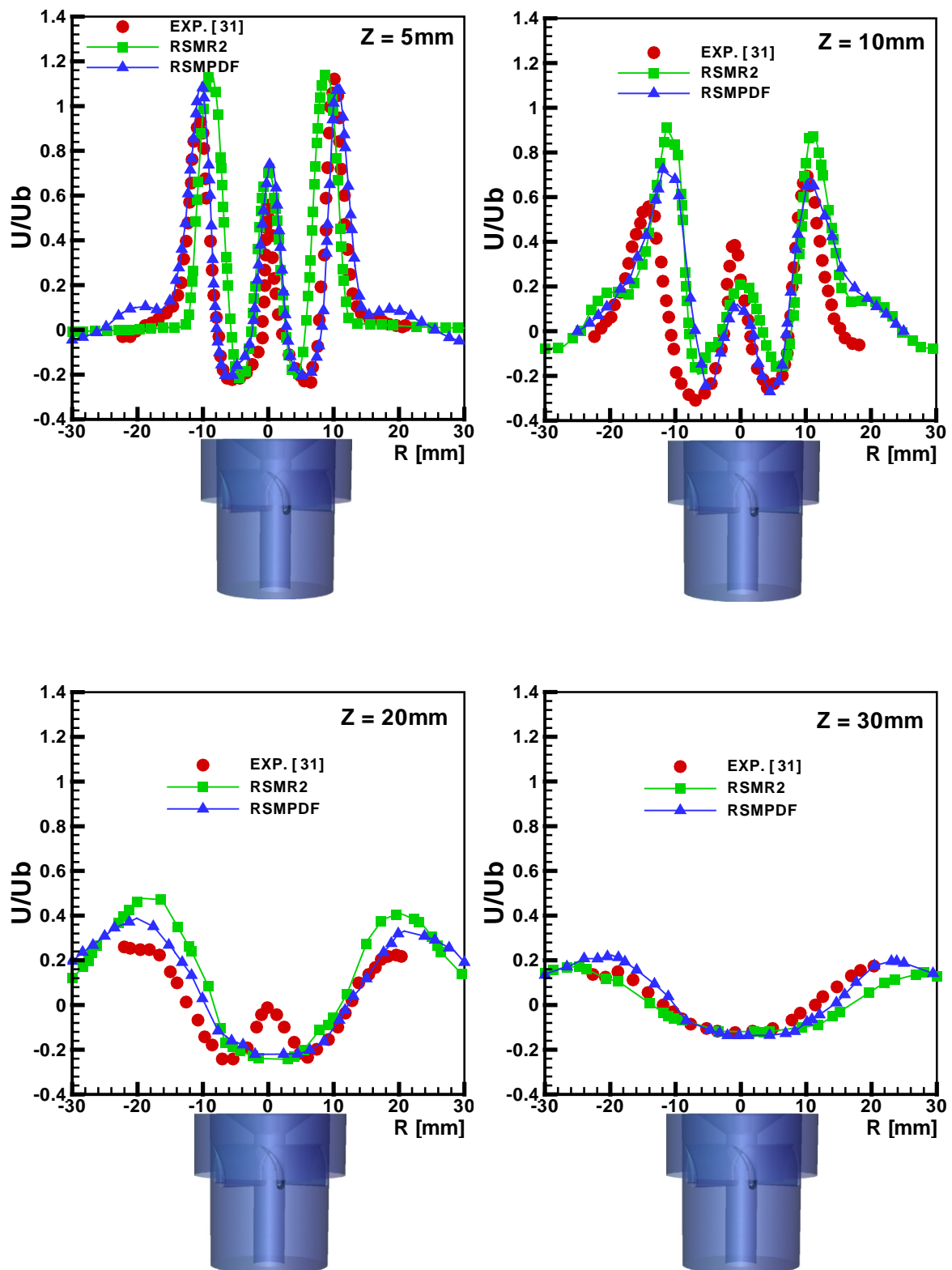
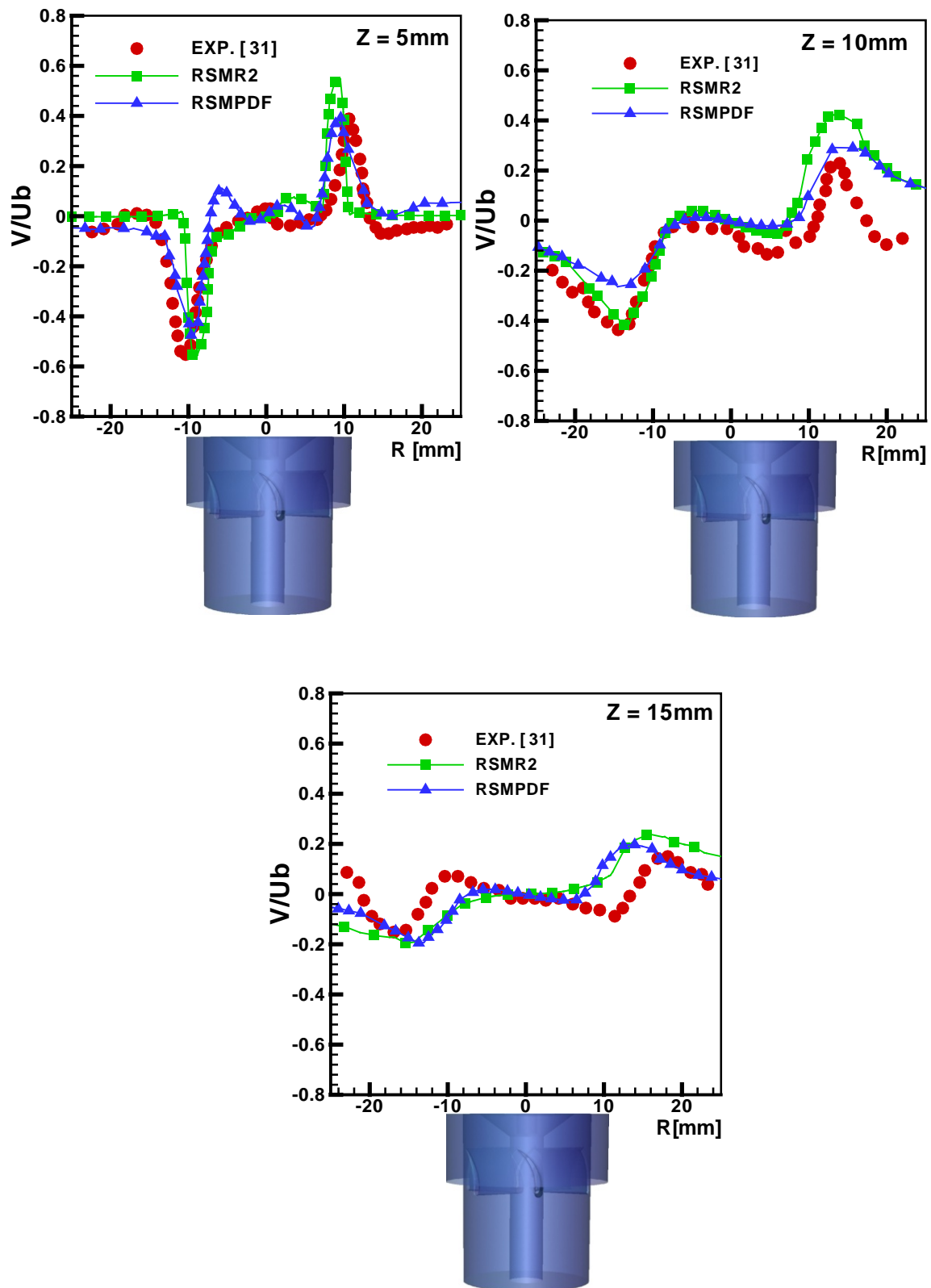
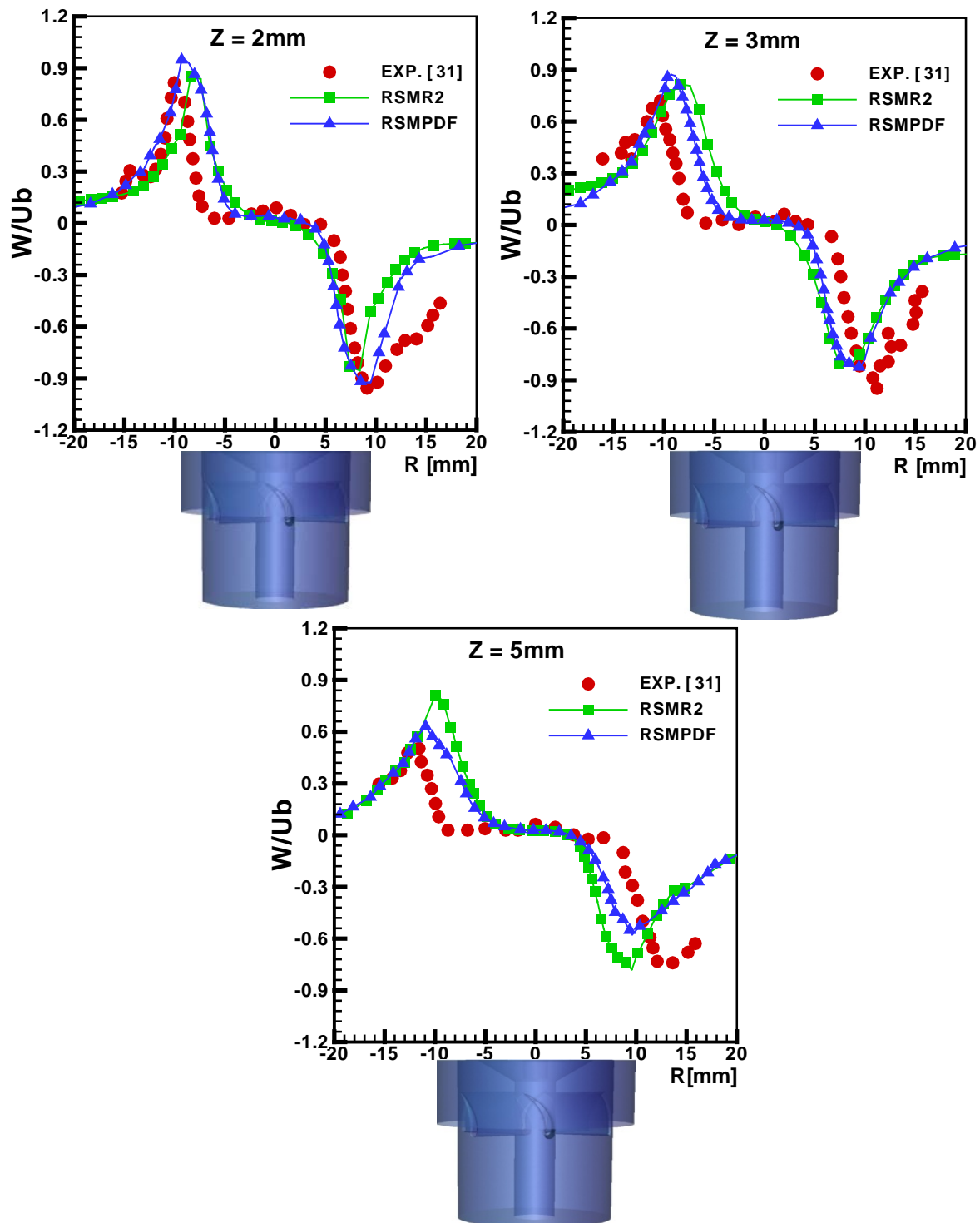


Fig. V. 7. Distribution radiale des profils de vitesses axiales moyennes à des stations  $Z = 5, 10, 20$  et  $30$ mm à la sortie du brûleur.



**Fig. V. 8.** Distribution radiale des profils de vitesses radiales moyennes à des stations  $Z = 5, 10$  et  $15$ mm à la sortie du brûleur.



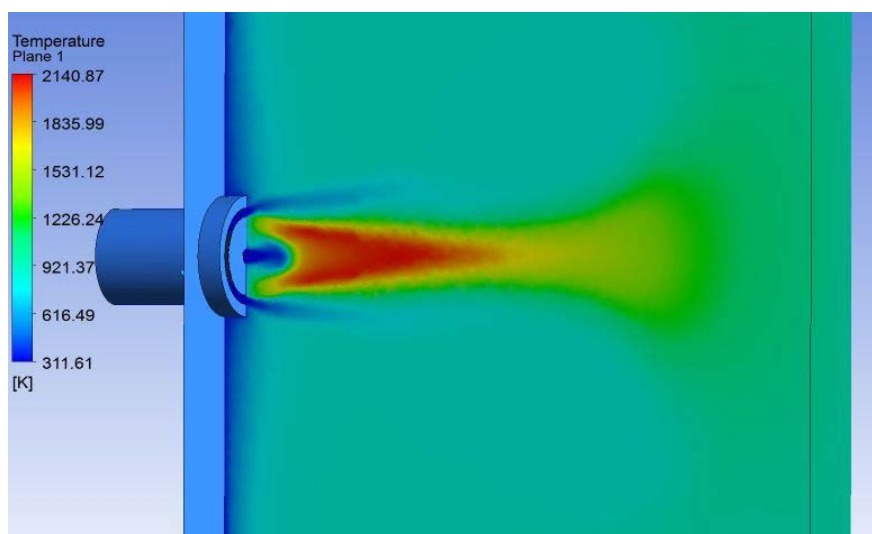
**Fig. V. 9.** Distribution radiale des profils de vitesses tangentielles moyennes à des stations  $Z = 2, 3$  et  $5\text{mm}$  à la sortie du brûleur.

La composante tangentielle de la vitesse a été calculée à trois stations de  $Z = 2, 3$  et  $5\text{mm}$  à la sortie du brûleur (**Figure V.9**). Le tourbillon induit une composante de vitesse tangentielle dans le sens antihoraire dans l'écoulement d'air à la sortie du brûleur, en  $Z = 2$

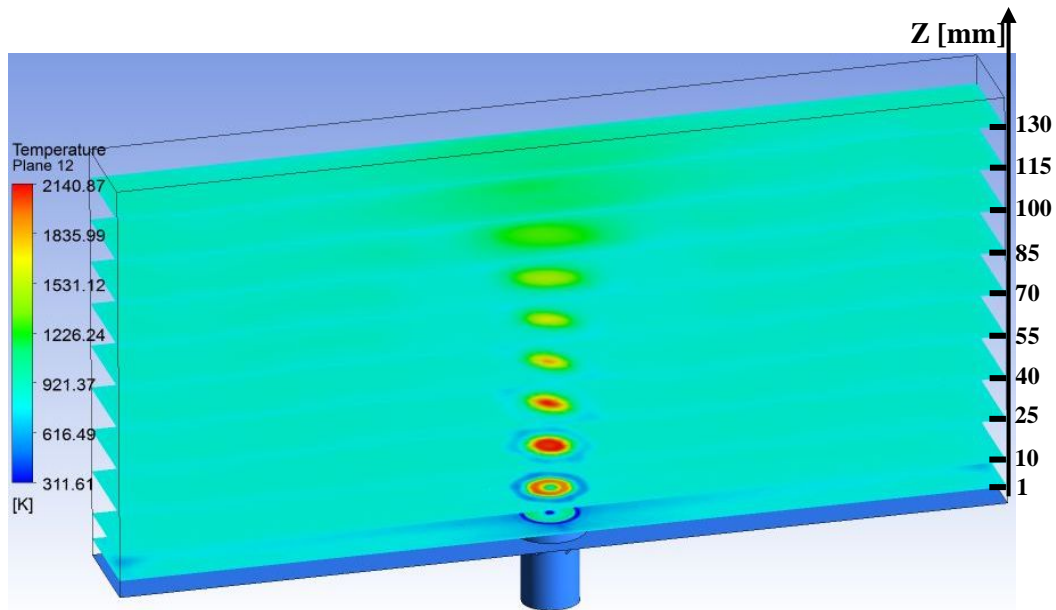
mm, la vitesse tangentielle atteint une valeur très proche de la vitesse de l'écoulement d'air à sortie du brûleur  $U_b$  (the bulk velocity). On peut constater que les résultats numériques prédits par RSMR2 et RSMPDF sont reproduire l'allure des profils de données expérimentales [31]. Les valeurs de pics de la vitesse tangentielle se trouvent dans les rayons  $-[8, 14]$  mm, prédit par les deux modèles de combustion ont surestimé les données expérimentales, avec une erreur de 8% à  $Z = 2$  mm et 18% à  $Z = 3$  mm. En générale les prédictions numériques donnent un assez bon accord avec les résultats expérimentaux. Une amélioration sensible des résultats numériques est donnée par le modèle de combustion PDF dans les trois stations par rapport aux données expérimentales.

### V. 1. 1. 2. 2. Champ de température et fraction massique des espèces chimiques

La **figure V.10** illustre des contours de température moyens numériques déterminé par le model de turbulence RSM et le modèle de combustion PDF le long du plan Z-X dans la chambre de combustion. On remarque la zone de recirculation centrale (ZRC), où les produits intermédiaires chauds sont transportés et le processus de combustion terminé avec une température maximale d'environ 2000 K, la zone extérieure formée par l'écoulement des gaz brûlés. Dans cette étude, la ZRC (noyau central de la flamme) est correctement prédite par le modèle de combustion PDF comme le montre les profils radiaux de la vitesse axiale. Par contre la **figure V.11** montre bien la prédiction numérique de la distribution de température moyenne suivant l'axe principale Z. Constatant que le noyau central chaud est situé à 10 jusqu'à 30mm de la sortie du brûleur. La température maximum est obtenue au niveau du centre de la zone chaude de la flamme ( $T \geq 2000K$ ).



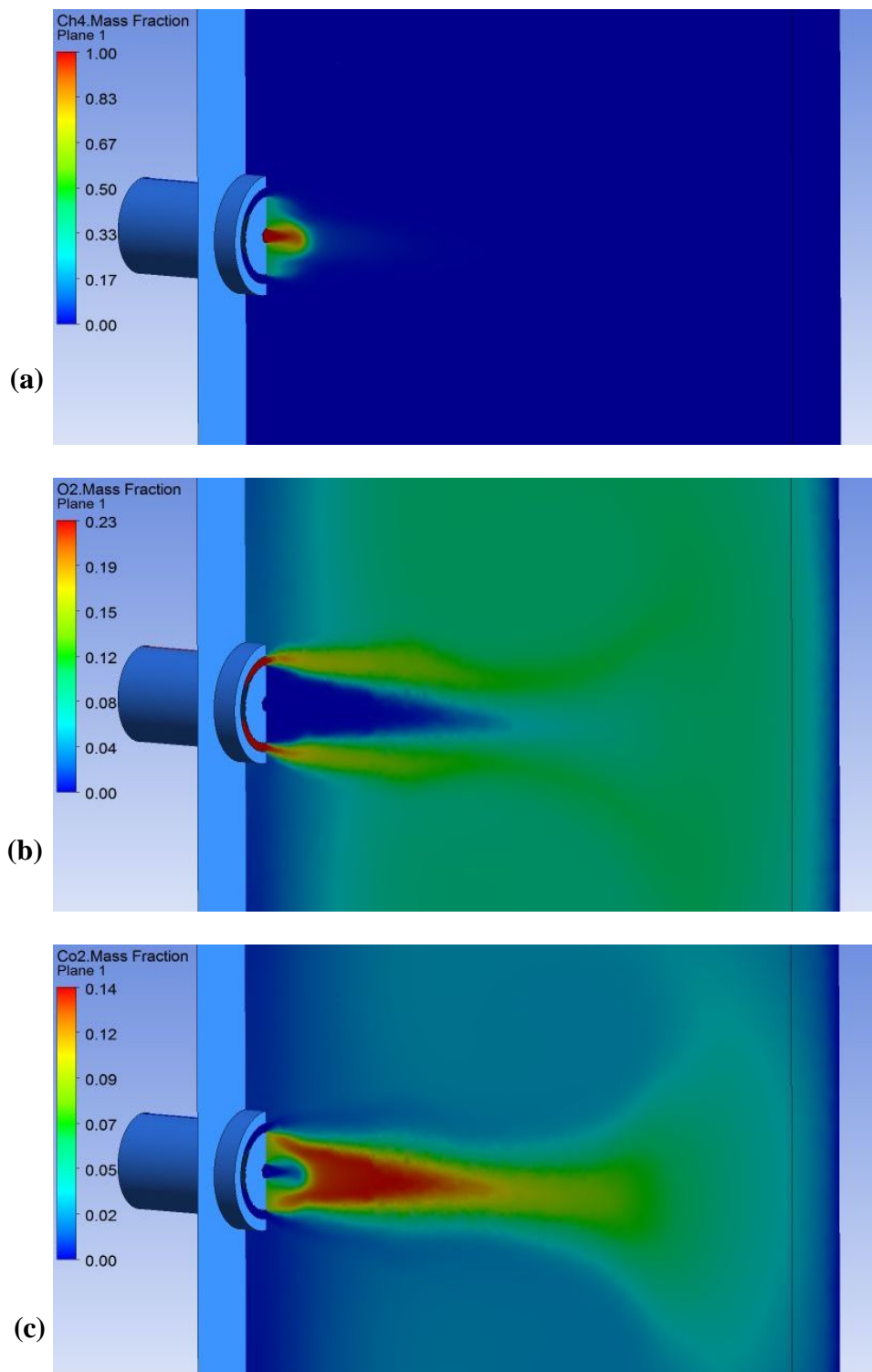
**Fig. V. 10.** Contour de la température moyenne déterminée par le modèle RSM et schéma réactionnel PDF sur le Plan Z-X.



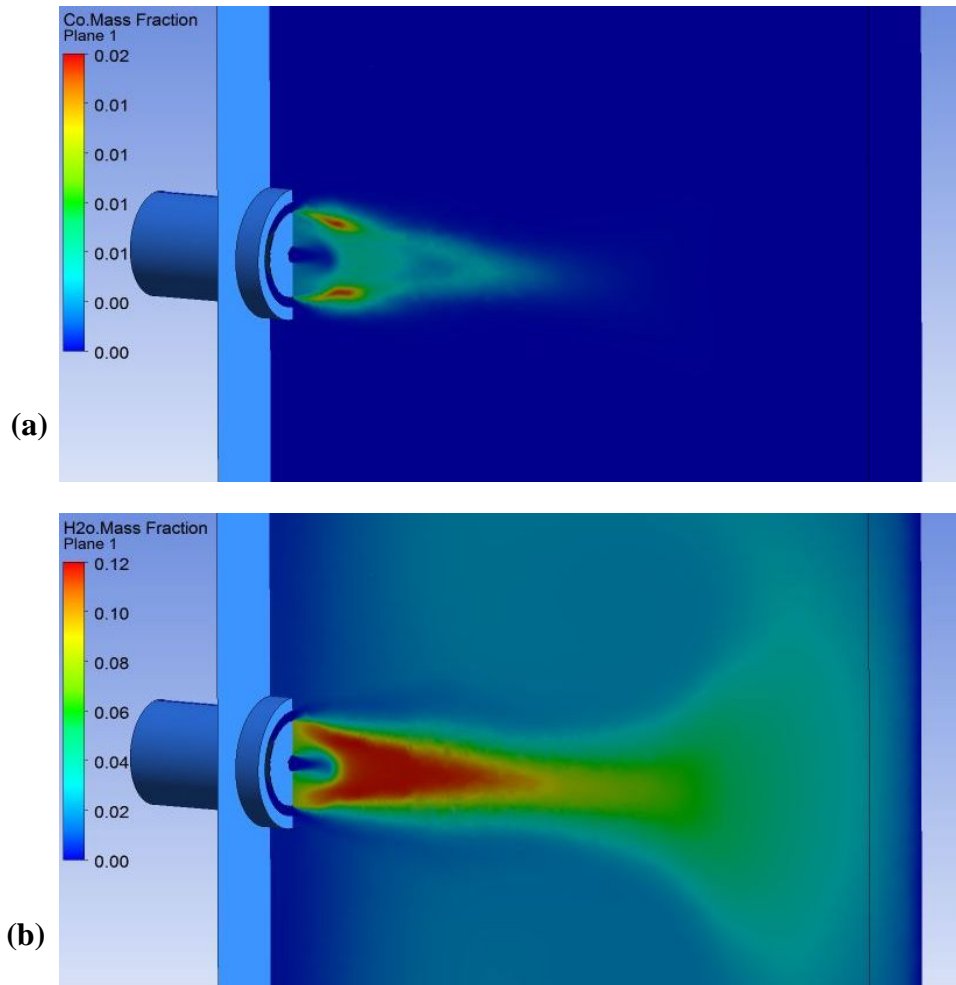
**Fig. V. 11.** Distribution de la température moyenne suivant l'axe Z déterminée par le modèle RSM et schéma réactionnel PDF.

La **figure V.12** montre des vues en 3D la distribution de la fraction massique moyenne des espèces de combustion : (a) méthane, (b) oxygène et (c) dioxyde de carbone respectivement. La **figure V.12(a)** montre que le jet radial de méthane est rapidement entraîné par le jet tourbillonnant de l'air et ne le pénètre donc que d'environ moins de la moitié de la zone annulaire. Le jet d'air tourbillonnant semble confiner le méthane au centre de la chambre de combustion. Ensuite, le méthane est consommé rapidement par la combustion, pour être nul en aval. Sur les **figures V.12(b)** et **V.12(c)**, le gradient de  $Y_{CO_2}$  est similaire au gradient de  $Y_{O_2}$  mais avec des distributions inverses, car la combustion consomme de l'oxygène pour produire du dioxyde de carbone. Par conséquent, le processus de consommation / production a lieu à proximité des couches de cisaillement, ce qui confirme la zone de flamme indiquée à la **figure V.11**. En outre, la concentration de  $Y_{CO_2}$  la plus élevée se situe au niveau de la ZRC et correspond à des contours à  $Y_{O_2}$  nuls. Cela indique que la zone de recirculation centrale (ZRC) est remplie de produits de combustion et qu'aucun gaz frais ne se trouve dans cette région. Comme on peut le voir sur la figure 13a, la distribution de la fraction massique de monoxyde de carbone (CO) est différente de celle des autres espèces. La distribution des  $Y_{CO}$  est très similaire au contour montré sur la Figure V.6. Les concentrations maximales de monoxyde de carbone se trouvent dans les couches de cisaillement (dans la région de jet swirlé "JS") et la ZRC ne contient que de petites quantités. Le contour de la fraction massique

de  $H_2O$  (Figures V.13(b)) se comporte d'une façon similaire au contour de  $YCO_2$ , comme l'indique la figure V. 12(c).



**Fig. V. 12.** Contours de la fraction massique des espèces chimiques: (a)  $CH_4$ , (b)  $O_2$  et (c)  $CO_2$  a la sortie de brûleur le long du plan Z-X.



**Fig. V. 13.** Contours de la fraction massique des espèces chimiques: (a) CO et (b) HO<sub>2</sub> a la sortie de brûleur le long du plan Z-X.

Cette première partie d'étude traite l'influence des deux modèles de combustion « Eddy Dissipation » et la fonction de densité de probabilité PDF associé avec le modèle de turbulence RSM sur la prédiction numérique de l'écoulement, champ de température et les fractions massiques des espèces chimiques d'une flamme non prémélangée. Les résultats obtenus sont comparés avec les données expérimentales [31]. En générale, Les prédictions du champ d'écoulement tourbillonnaire et des propriétés de la flamme, obtenues avec le modèle de combustion PDF avec schéma réactionnel quasi-globale (9 espèces et 8 réactions), sont en meilleur accord avec les données expérimentales par rapport à celles calculées par le modèle de combustion « Eddy Dissipation » avec schéma réactionnel réduit (6 espèces et 2 réactions).



### V. 1. 2. Cas applicatif N°02 : Configuration géométrique avec multi-brûleurs swirlés

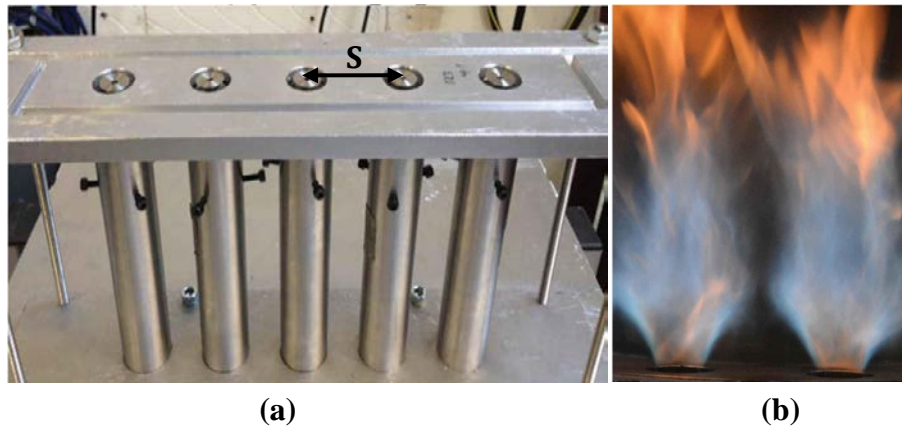
Le second cas applicatif, consiste en une flamme non prémélangée turbulent à échelle de laboratoire, dans une chambre de combustion à multi-brûleurs est développé à l'université de Cambridge par **Machover et Mastorakos (2016)**.

L'écoulement tourbillonnaire a une forme de structure tridimensionnelle (3D) très complexe largement utilisé dans les turbines à gaz, les statoréacteurs et les fours industriels. Le champ d'écoulement généré par la configuration multi-brûleurs est très complexe en raison de l'interaction entre les jets tourbillonnants des brûleurs adjacents. Le nombre de swirl semble avoir un impact évident sur la structure de l'écoulement, ainsi que sur chaque zone de recirculation. Les prédictions numériques sont obtenues à l'aide du code commercial Ansys-Fluent [104]. Le modèle de turbulence RSM (Reynolds Stress Model) associé avec le modèle de combustion « Eddy Dissipation » avec schéma réactionnel réduit à deux étapes (6 espèces et 2 réactions) sont utilisés pour modéliser l'interaction turbulence-chimie. Ce choix du modèle de combustion est limité à cause des capacités de la machine de calcul. L'objectif de cette partie est d'étudier les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement réactif turbulent tourbillonnaire confiné généré par multi-brûleurs disposés linéairement et l'effet de la distance ( $S$ ) entre les centres des brûleurs sur l'écoulement réactif.

#### V. 1. 2. 1. Description du problème

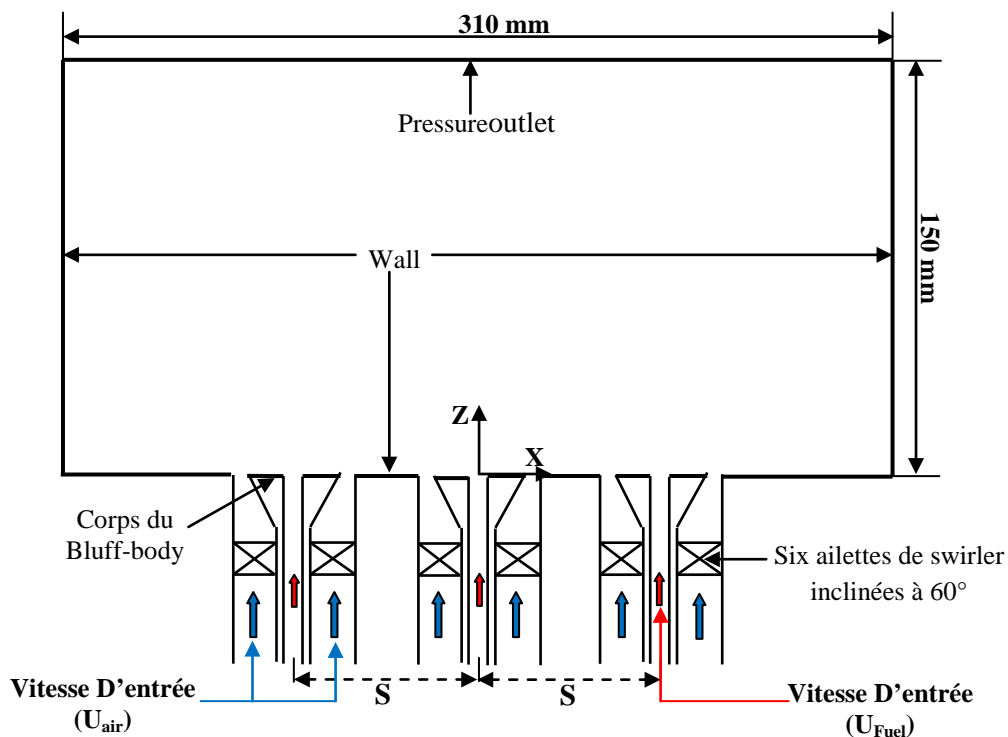
Des mesures expérimentales sont effectuées par **Machover et Mastorakos [31]** sur une chambre de combustion à multi-brûleurs (5-brûleurs en ligne) présente dans la Figure V.14, constitue un vivier important mis à la disposition des numériciens pour la validation de solveurs ou de modèles. Le dépouillement des mesures expérimentales a fait l'objet de nombreuses publications, notamment celles dédiées au comportement dynamique, la structure et la propagation de la flamme, **Machover et Mastorakos [30, 31]** et **Y.H. Kao et al. [105, 106]**.

Le présent travail a été effectué sur une configuration géométrique de trois (03) brûleurs tourbillons placés en ligne (Fig. V.15), avec une distance d'espacement entre les centres de corps de bluff-body à la sortie de chaque brûleur correspondant à  $S = 1.56D$  (29.5 mm) et  $S = 2.33D$  (44.0 mm), respectivement appelés  $S_1$  et  $S_2$ , où  $S$  désigne la distance entre les centres du corps de bluff-body et  $D$  est le diamètre de la sortie annulaire d'air tourbillonnaire du brûleur.



**Fig. V. 14.** Photographies de l'ensemble des brûleurs non prémélangé linéaire avec la distance  $S_2 = 44\text{mm}$ . (a) Photo de côté. (b) Photographie de la flamme. Images reproduite de Machover & Mastorakos [31] (2017).

Dans cette configuration à multi-brûleurs, le méthane et l'air sont injectés séparément, la génération du mouvement de tourbillon est envisagée uniquement à partir d'un swirler axial à six ailettes inclinées avec un angle de  $60^\circ$ . La composante tangentielle de vitesse a été imposée par le générateur de tourbillonnement placé en amont du brûleur. L'injecteur à fort tourbillonnement joue un rôle très important pour générer des zones de recirculation qui conduit à un bon mélange entre carburant et comburant.



**Fig. V.15.** Modèle géométrique et les conditions aux limites.

Les dimensions du brûleur à swirl axial sont présentées en détails dans la section V.1.1.1.1, les deux diamètres, externe et interne du passage de l'air du brûleur sont caractérisés par  $D_{\text{ext.}} = 18.9\text{mm}$  et  $D_{\text{int.}} = 5\text{mm}$ . A l'extrémité du conduit, à la sortie du brûleur, est fixé un corps conique (bluff-body) de diamètre  $D_a = 13\text{ mm}$ , ce qui donne un taux de blocage de 50% [31]. Le domaine géométrique ainsi que les conditions aux limites sont schématisés dans la figure V.15.

Les équations des bilans moyennés au sens de Favre seront résolues à l'aide du solveur ANSYS-FLUENT [104]. Pour toutes les simulations, le schéma de discrétisation du second ordre est utilisé pour les équations de conservations de masse, de l'énergie cinétique  $k$  et de la dissipation  $\varepsilon$ . Pour l'interpolation de la pression, le schéma PRESTO est adopté et l'algorithme SIMPLE est choisi pour le couplage pression-vitesse. Les conditions de fonctionnement sont résumées dans le tableau V.3.

**Tab. V. 3.** Les conditions aux limites de fonctionnement [31]

Paramètres	Configuration multi-brûleurs
Diamètre hydraulique $D_{\text{hydr}}$	$D_{h(\text{air})} = 0.0139\text{ m}$ et $D_{h(\text{CH}_4)} = 0.003\text{ m}$
Intensité de turbulence à l'entrée	$I_{\text{tur}(\text{air})} = 7\%$ et $I_{\text{tur}(\text{CH}_4)} = 4\%$
Vitesse d'entrée moyenne $U$	$U_{\text{air}} = 9.6\text{ m/s}$ et $U_{\text{CH}_4} = 6.8\text{ m/s}$
Nombre de Reynolds ( $Re$ )	$Re = 5400$ pour l'air et $3950$ pour le carburant
Température à l'entrée	300 K
Richesse globale [-]	0.35
Critères de sous-relaxations	Pression = 0.3, densité = 0.8, Énergie = 1, les autres paramètres = 0.7
Critères de convergences	Énergies = $10^{-6}$ , les autres paramètres = $10^{-3}$
Parois (Walls)	No-slip conditions
Pression de sortie	1 atm
Nombre de Swirl $S_n$	1.22
Vitesse à la sortie du brûleur $U_b$	10 m/s

### V. 1. 2. 2. Maillage du domaine

La première démarche dans un calcul de mécanique des fluides numérique (CFD) consiste à construire un maillage par les logiciels de génération de maillage (GAMBIT, GMSH, TGrid,...), Le domaine de calcul a 3D est discrétisé en 2852888 cellules non structurés de type tétraédrique dans lequel, un raffinement est effectué a des zones près de

sortir des trois brûleurs (figure V.16) notamment sur la base des gradients de vitesse et de la température où la flamme est censées développer. Ce raffinement est effectué après un premier calcul sous Ansys-Fluent [104].

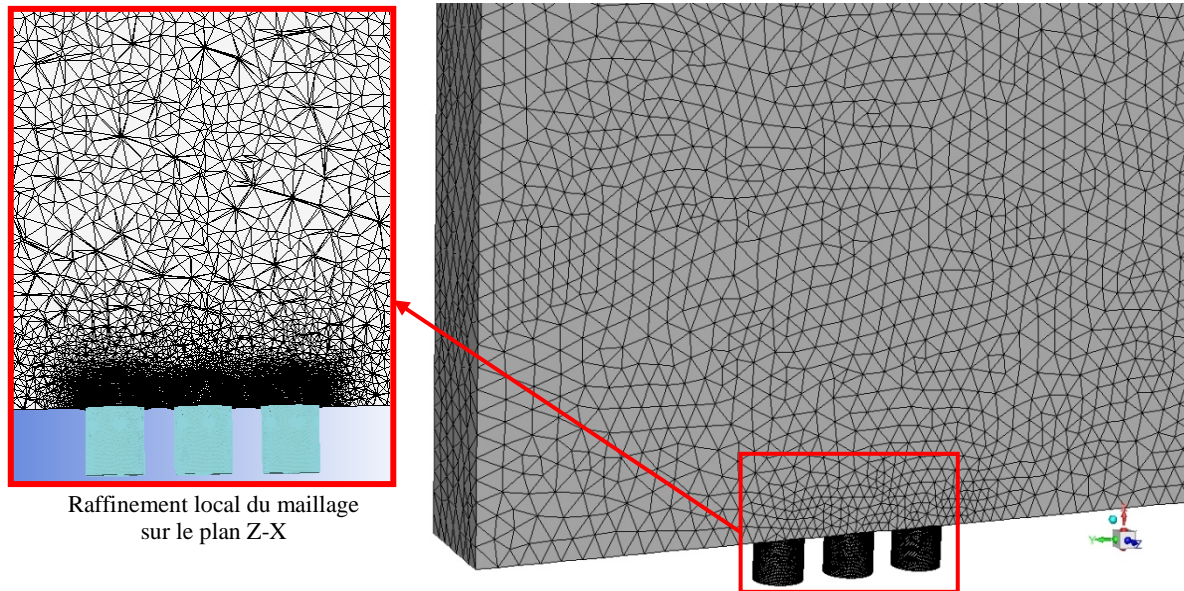


Fig. V. 16. Maillage tétraédrique du domaine à multi-brûleurs.

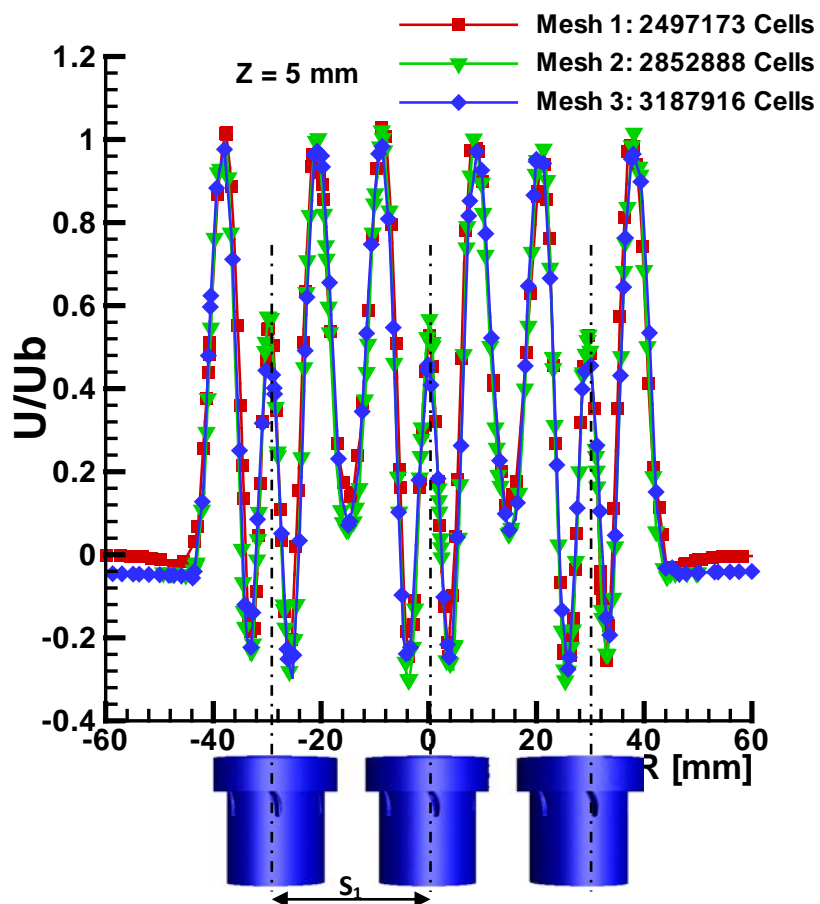


Fig. V. 17. Étude de la sensibilité de maillage (avec  $S_1 = 29.5\text{mm}$ ).

Des tests sur des maillages plus fins n'ont relevé qu'un écart relatif  $\leq 3\%$  pour les valeurs du rapport de la vitesse axiale moyenne sur la vitesse de la sortie du brûleur ( $U_b$ ), ces derniers résultats sont obtenus dans le cas où la distance  $S = S_1 = 29.5\text{mm}$  entre les centres des brûleurs comme le montre la figure V.17. On peut donc conclure que la solution est indépendante du maillage.

### V. 1. 2. 3. Résultats et discussions

Dans cette partie d'étude, on s'intéresse à la prédiction numérique en trois dimensions (3D) des flammes non prémélangées d'un écoulement turbulent et réactif dans une chambre de combustion à multi-brûleurs (3-brûleurs) tourbillonnaires placés linéairement. L'un des objectifs est d'étudier l'influence du modèle de turbulence RSM associé avec le modèle de combustion « Eddy Dissipation » avec schéma réactionnel réduit à deux étapes (6 espèces et 2 réactions) et l'effet de la distance ( $S$ ) entre les centres des 3-brûleurs sur la prédiction des caractéristiques dynamiques du mélange turbulent des réactifs où va se s'initier la flamme, qui permet de constituer aussi un champ de solutions « initiales » pour les calculs réactifs.

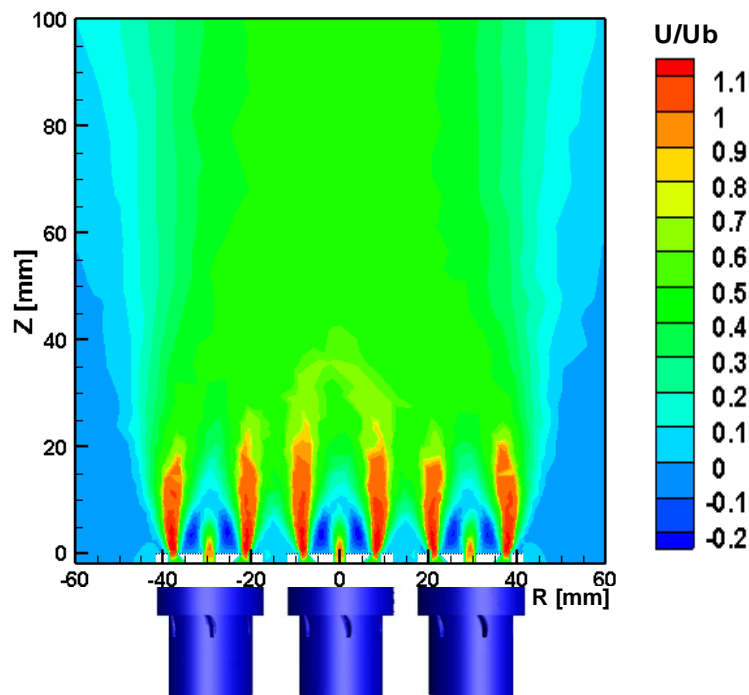
#### V. 1. 2. 3. 1. Champ d'écoulement moyen

La Figure V.18 présente le contour de la vitesse axiale moyennée normalisée par la vitesse à la sortie du brûleur ( $U_b$ ), prédit par le modèle de la turbulence RSM et le modèle de combustion « Eddy Dissipation » avec schéma réactionnel réduit à deux étapes sur le plan Z-X ( $Y=0$ ) est caractérisé par la distance axiale  $Z = [0, 100]$  mm, le long de l'axe du jet et le rayon  $R = [-60, 60]$  mm, à la sortie des 3-brûleurs montre bien la distribution périodique uniforme pour les deux jets d'écoulement turbulent correspondant au jet tourbillonnaire d'air (JS) et le jet central du gaz (JC) sont caractérisés par des vitesses axiales positives, et même la présence des zones de recirculation centrales (ZRC) sont caractérisées par des vitesses négatives. D'autre part, l'écoulement réactif devient complètement développé à partir de  $Z \geq 30\text{mm}$  et la vitesse axiale est d'environ  $0.7U_b$ .

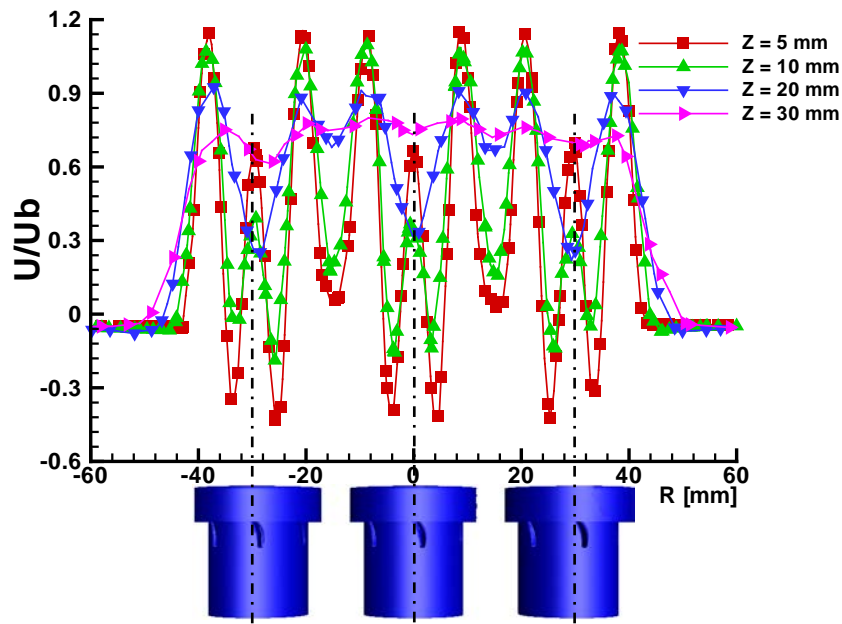
Les profils radiaux calculés des vitesses moyennes axiales, radiales et tangentielles normalisées par la vitesse maximale à la sortie du brûleur ( $U_b$ ) dans quatre stations ( $Z = 5, 10, 20$  et  $30$  mm) sont illustrés dans les **Figures V.19, V.20 et V.21** respectivement. La présence de la zone de recirculation centrale (ZRC) est indiquée par la présence des valeurs négatives des profils de vitesses atteintes  $-0.4U_b$  et  $-0.2U_b$  sur la position axiale  $Z = 5\text{mm}$  et  $Z = 10\text{mm}$  respectivement, à la sortie des brûleurs. Les vitesses axiales maximales ont été observées sur

la position des rayons  $R = \pm 8, \pm 20$  et  $\pm 38$  mm sont de l'ordre de  $1.14U_b$ , ce qui correspond à l'emplacement du jet tourbillonnant (JS) à grand vitesse de la sortie de 3-brûleurs. D'autre part, la valeur des vitesses axiales positives de  $0.7U_b$  correspondant au jet centrale du gaz (JC). On remarque que l'amplitude de la vitesse axiale maximale diminue avec l'accroissement de la position de calcul sur l'axe principale (Z). En générale la distribution radiale de la vitesse axiale est devenue complètement développée lorsque en atteint à  $Z \geq 30$  mm le long de l'axe de jet des 3-brûleurs placé en ligne comme le montre la Figure V.18.

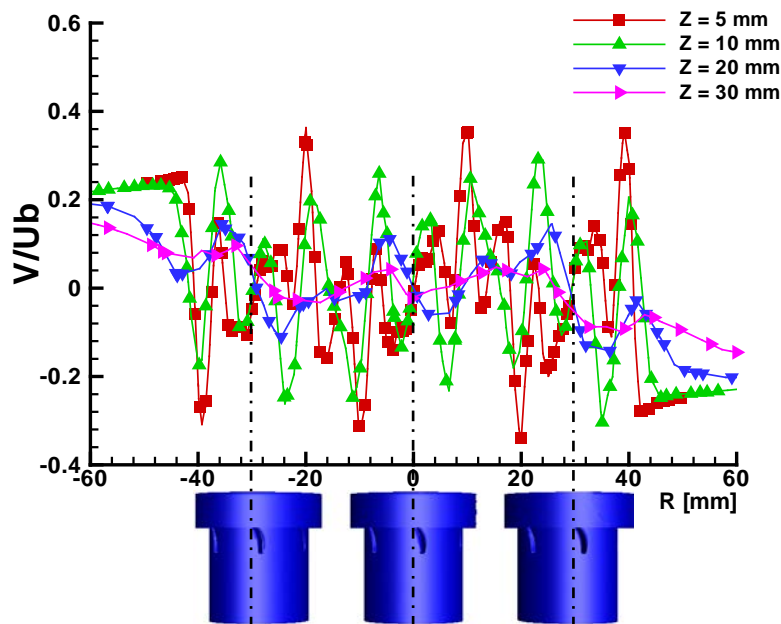
Pour la vitesse radiale (Figure V. 20), les résultats numériques prédite par le modèle RSMR2 avec la distance entre les centres des brûleurs  $S_1 = 29.5$  mm à plusieurs stations axiaux, montrent une tendance continue des vitesses négative et positive à une valeur absolue maximale de  $0.38U_b$  dans la zone correspondant à l'effet tourbillonnaire de l'entrée d'air à la sortie des multi-brûleurs. Par la suite, on remarque une diminution de la vitesse radiale jusqu'à ce que les profils deviennent presque uniformes lorsque les stations axiale augmente pour  $Z \geq 20$  mm sont due aux l'épanouissement radiale de l'entrée d'air. (Voir la Figure V.20).



**Fig. V. 18.** Contour de la vitesse axiale moyennée normalisée par la vitesse à la sortie du brûleur ( $U_b$ ) sur le plan Z-X ( $Z = [0-100]$  mm et  $R = [-60, 60]$  mm) prédit par le modèle RSMR2.



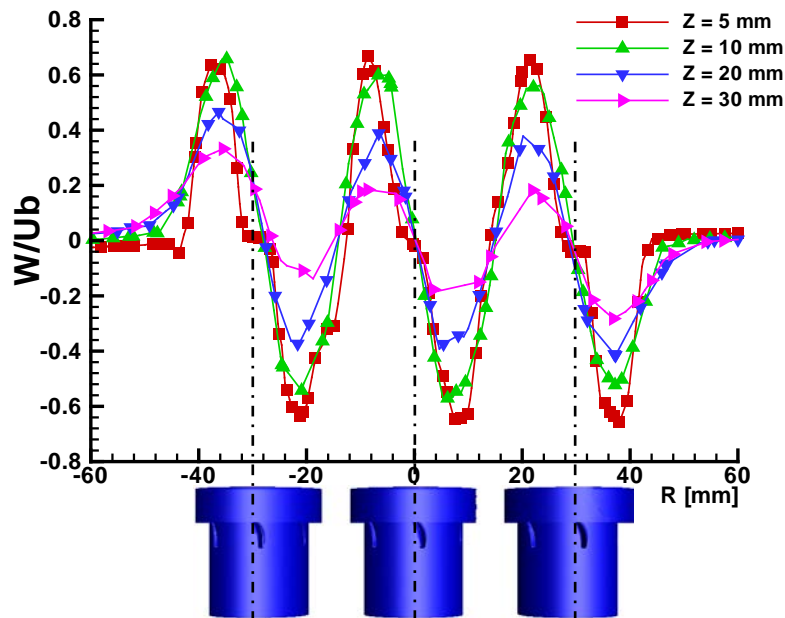
**Fig. V. 19.** Distribution radiale des profils de vitesses axiales moyennées normalisée par  $U_b$  sur les stations  $Z = 5, 10, 20$  et  $30$  mm à la sortie des 3-brûleurs.



**Fig. V. 20.** Distribution radiale des profils de vitesses radiales moyennées normalisée par  $U_b$  Sur les stations  $Z = 5, 10, 20$  et  $30$  mm à la sortie des 3-brûleurs.

La Figure V. 21 dresser les profils numérique de la vitesse tangentielle normalisée par  $U_b$  à la sortie des 3-brûleurs tourbillonnaires. Les valeurs maximales et minimales de la vitesse tangentielle atteint une valeur absolue de  $0.65U_b$  correspondant à la forme d'une rotation dans le sens inverse des aiguilles d'une montre générée par le passage d'air tourbillon

près de l'axe des brûleurs. D'autre part, on remarque une diminution de la vitesse tangentielle lorsque les stations axiales augmentent. A l'intérieur de la zone de recirculation centrale (ZRC) en aval du corps de bluff-body des trois brûleurs, l'écoulement est caractérisé par l'absence de tourbillon.



**Fig. V. 21.** Distribution radiale des profils de vitesses tangentielles moyennées normalisée par  $U_b$  sur les stations  $Z = 5, 10, 20$  et  $30$  mm à la sortie des 3-brûleurs.

### V. 1. 2. 3. 2. Effet de la distance (S) entre les centres des brûleurs

La variation de la distance ( $S$ ) entre les centres des brûleurs ont été explorée en comparant les profils du champ d'écoulement moyen des flammes avec  $S_1$  et  $S_2$ . Les Figures V.22, V.23 et V.24 présente les profils radiaux calculés des vitesses moyennes axiale ( $U$ ), radiale ( $V$ ) et tangentielles ( $W$ ) respectivement, normalisée par  $U_b$  et prédite par le modèle RSMR2 à la sortie des brûleurs sur les stations  $Z = 5, 10, 20$  et  $30$  mm. Les profils des composantes de vitesse des flammes avec  $S_1$  sur les deux stations  $Z = 5$  et  $10$  mm montrent que la réduction de la distance ( $S$ ) entre les brûleurs ne modifie pas les caractéristiques principales de l'écoulement et reproduit même allure des vitesses de  $S_2$  à la sortie du brûleur centrale. Cependant, en position radiale  $Z \geq 30$  mm, les valeurs de la vitesse axiale (Fig. V.22) de l'écoulement sortant de l'entrée d'air annulaire des brûleurs augmentent légèrement dans le sens axial du jet lorsque la distance inter-brûleurs est  $S_1$ , par contre, se dilate dans le sens radiale avec  $S_2$ . La réduction de la distance  $S$  s'accompagne une diminution de la vitesse des jets centraux du gaz (JC). Cette différence est probablement due à la même quantité



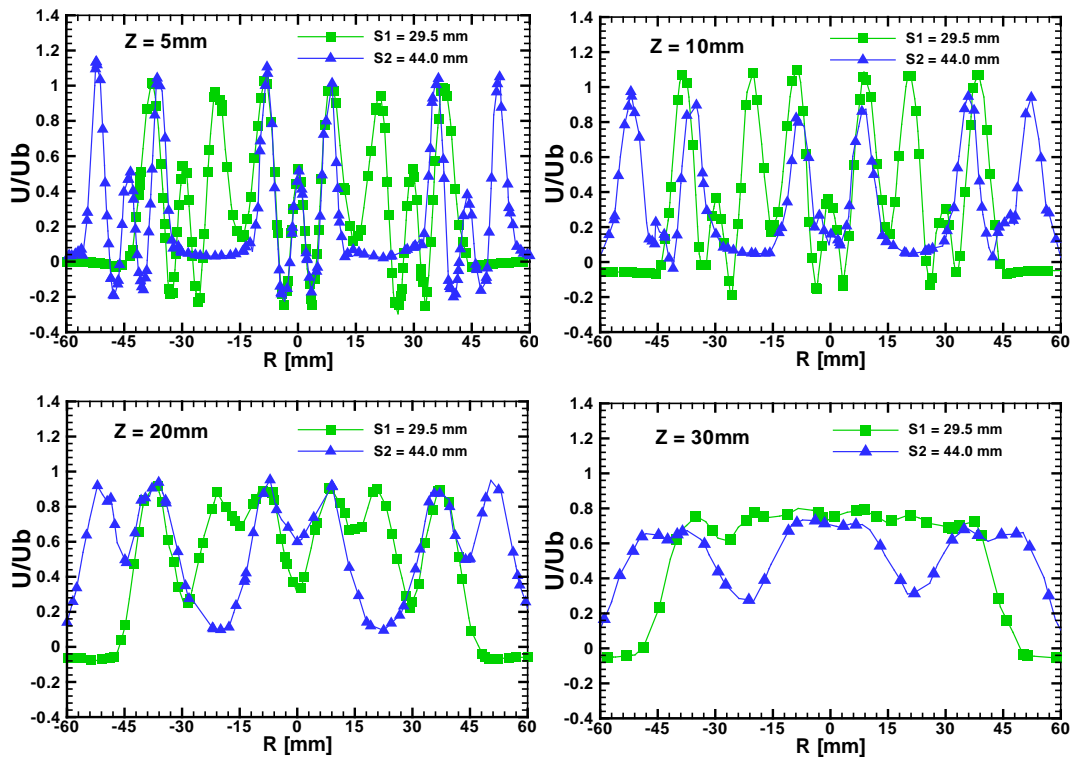


Fig. V. 22. Profils de vitesse axiale moyenne normalisée par  $U_b$  avec différente distance ( $S$ ) entre les centres des 3-brûleurs à des stations  $Z = 5, 10, 20$  et  $30$  mm.

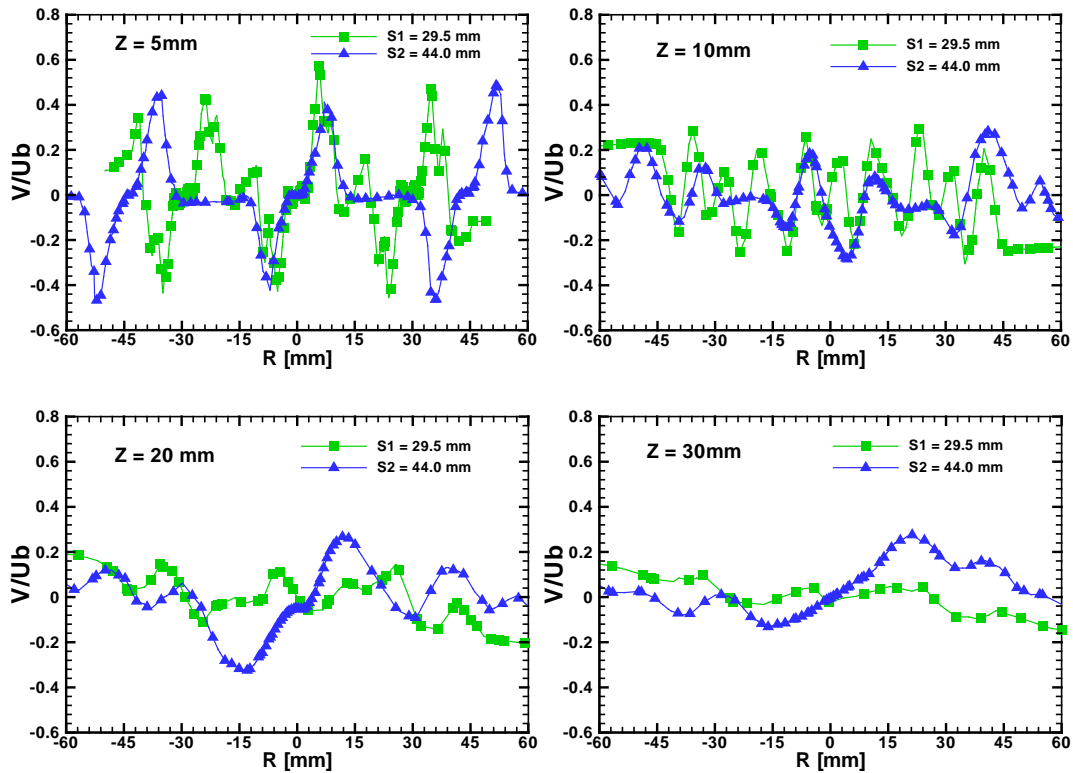
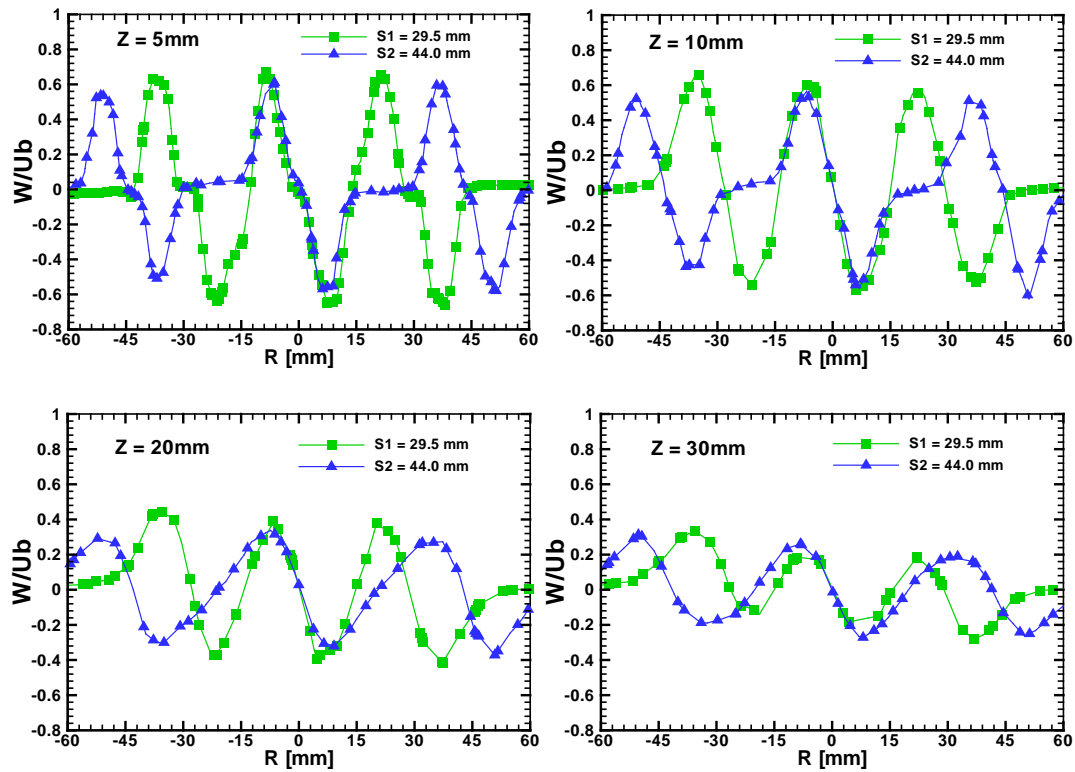


Fig. V. 23. Profils de vitesse radiale moyenne normalisée par  $U_b$  avec différente distance ( $S$ ) entre les centres des 3-brûleurs à des stations  $Z = 5, 10, 20$  et  $30$  mm.

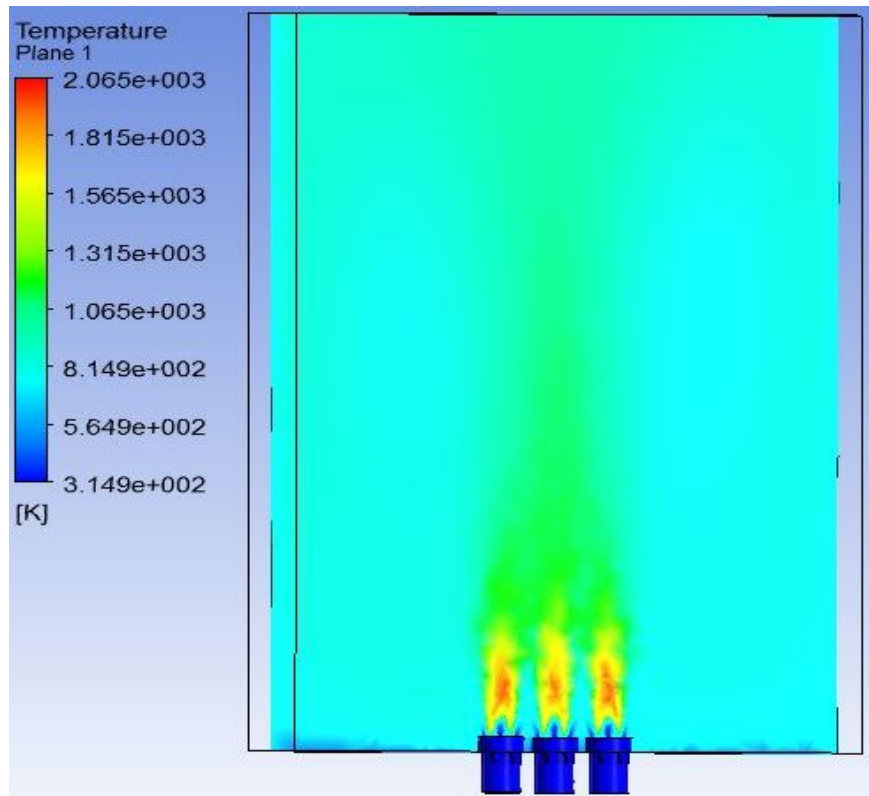


**Fig. V. 24.** Profils de vitesse tangentielle moyenne normalisée par  $U_b$  avec différente distance ( $S$ ) entre les centres des 3-brûleurs à des stations  $Z = 5, 10, 20$  et  $30$  mm.

la même quantité du gaz recirculée dans le volume réduit la ZRC ce qui favorise le mélange entre l'air et le gaz. Au milieu de la distance  $S_1$  et  $S_2$ , la vitesse radiale atteint zéro pour les stations supérieures à 20 mm, ce qui indique que les jets annulaires adjacents se confondent au-dessus de cette hauteur (voir Fig. V.23). Les profils de la vitesse tangentielle (Fig. V.24) sont similaires dans les configurations entre brûleurs pour  $S_1$  et  $S_2$ .

### V. 1. 2. 3. 3. Champ de température

La figure V. 25 montre le contour de la température moyenne déterminé par le modèle de turbulence RSM et schéma réactionnel à deux étapes (R2) sur le plan Z-X ( $Y=0$ ). On remarque la zone de recirculation centrale (ZRC), où les produits intermédiaires chauds sont transportés et le processus de combustion terminé, la zone de recirculation extérieure prise de la paroi formée par l'écoulement des gaz brûlés, et la zone entre d'un brûleur au brûleur adjacent formée par le mélange entre le comburant et le combustible. En général la distribution de la flamme à la sortie des 3-brûleurs est presque uniforme. La température maximum est obtenue au niveau du centre de la zone chaude de la flamme ( $T \geq 2000K$ ).



**Fig. V. 25.** Contour de la température moyenne déterminée par le modèle RSM et schéma réactionnel à deux étapes (R2) sur le Plan Z-X avec  $S_1 = 29.5\text{mm}$ .

Cette second partie d'étude nous a permet d'approfondir la connaissance sur le comportement dynamique des flammes de diffusion tourbillonnaires dans une chambre de combustion à multi-brûleurs. Le modèle de turbulence de contrainte de Reynolds RSM et le modèle de combustion « Eddy Dissipation » avec schéma réactionnel à deux étapes (6 espaces et 2 réactions) sont utilise pour modélise l'interaction turbulence-chimie. L'effet de la distance (S) inter-brûleurs à été examiné. Les résultats numériques obtenus sont encourageants confronté avec les résultats de la configuration avec un seul brûleur. On peut conclure que :

- La prédiction numérique du champ d'écoulement moyen des flammes de diffusion dans la chambre de combustion à multi-brûleurs a été bien prédite par le modèle de turbulence RSM et le modèle de combustion « Eddy Dissipation » avec schéma réactionnel à deux étapes.
- La réduction de la distance (S) inter-brûleurs s'accompagne de la diminution de la vitesse de jet centrale du gaz (JC). Cette différence est probablement due à la même quantité de gaz recirculée dans la ZRC ce qui favorise le mélange entre l'air et le gaz et assure la propagation de la flamme d'un brûleur à l'autre.

- Les caractéristiques générales de la température calculs sont bien prédites par le modèle de combustion « Eddy Dissipation ». Au centre de la flamme ( $Z/D = 0$ ), la température prend des valeurs maximales d'environ ( $T \geq 2000$  K), sont dues au noyau central de la flamme. Elles décroît en suite à des valeurs minimales qui sont dues à la zone de mélange carburant comburant. En générale la distribution de la flamme à la sortie des 3-brûleurs est presque uniforme.



# Conclusions et perspectives

## Conclusions et perspectives

Ce travail de recherche a pour objectif d'améliorer notre connaissance et notre compréhension des phénomènes mis en jeu dans la combustion des flammes turbulentes non prémélangées tourbillonnaires de méthane-air dans une chambre de combustion avec un seul brûleur et multi-brûleurs. L'objectif principal de cette thèse était d'une part, de tester les deux configurations géométriques de diffuseur de la forme elliptique et tourbillonnaire et l'influence des modèles de turbulence  $k-\varepsilon$  standard et contrainte de Reynolds RSM (Reynolds stress model) sur la prédiction numérique de l'écoulement non réactifs. D'autre part, étudie deux cas applicatifs en combustion turbulente pour avoir l'influence des mécanismes réactionnels sur la prédiction du champ dynamique de l'écoulement, de la température et les fractions massiques des espèces chimiques. Les modèles de combustion « Eddy Dissipation » avec schéma réactionnel réduite à deux étapes (6 espèces et 2 réactions) et la fonction de densité de probabilité PDF avec schéma réactionnel quasi-globale (9 espèces et 8 réactions) associé avec le modèle de turbulence RSM sont utilisés pour modéliser l'interaction turbulence-chimie. Ainsi que, l'effet de la distance ( $S$ ) entre les centres des brûleurs a été examiné.

L'étude bibliographique effectuée dans la première partie dévoile la complexité des phénomènes en présence. Nous avons choisi le dé-couplement les aspects purement dynamiques du reste et de parcourir la littérature dans ce sens. Dans cas de non réactif, les jets elliptiques et tourbillonnaires révèlent des comportements variés suivant le régime étudié (laminaire ou turbulent), les conditions amont/aval, la nature du fluide et la géométrie génératrice de l'écoulement. Ils sont le siège de structures cohérentes et d'instabilités diverses. En particulier, ils peuvent présenter un phénomène d'éclatement tourbillonnaire, qui fait l'objet de recherches d'actualité. Cette dernière présente généralement une zone de recirculation centrale (ZRC), élément dont le rôle est avéré dans la stabilisation de la flamme. Les dernières études semblent promouvoir des mécanismes dans lesquels les capacités de mélange du PVC (Precessing Vortex Core) entre les réactifs sont favorables à une stabilisation de la flamme. Conscients des particularités de chaque brûleur, nous avons souhaité examiner attentivement un nombre restreint de travaux dans le but de saisir les aspects essentiels de la phénoménologie des flammes tourbillonnaires. L'intérêt de ce travail est d'enrichir le nombre limité d'études qui portent sur les flammes de diffusion swirlées dans

une chambre de combustion à multi-brûleurs place linéairement et plus particulièrement sur les aspects dynamiques.

Pour mener à bien ce travail, nous avons commencé par la réalisation d'une investigation numérique à trois dimension (3D) de l'aérodynamique du jet turbulent non réactif sur les deux configurations géométrique de diffuseur elliptique avec différents rapports d'aspect ratio ( $AR = 1, 2, 4$  et  $8$ ) et tourbillonnaire dans une chambre de combustion cylindrique. Les mêmes conditions aux limites de fonctionnements et le diamètre hydraulique d'entrée sont fixées dans le but d'avoir l'influence de la forme géométrique des diffuseurs sur le comportement dynamique des jets et valider les modèles de turbulence  $k-\epsilon$  standard et RSM (Reynolds stress model) sur la prédiction numérique de l'écoulement non réactif. Le calcul numérique a été effectué en utilisant le code FLUENT. Sur la base des résultats des simulations numériques obtenus, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- Les prédictions du champ d'écoulement du jet tourbillonnaire et elliptique avec les rapports d'aspect  $AR = 1, 2, 4$  et  $8$  le long les deux plans majeur (XZ) et mineur (XY) non réactifs, obtenus avec le modèle de contrainte de Reynolds RSM sont en meilleur concordance avec les données expérimentales [6] par rapport au modèle  $k-\epsilon$  standard. La zone de recirculation centrale est bien captée par le modèle de turbulence RSM.
- Les résultats obtenus montrent clairement que le jet tourbillonnaire induit une zone de recirculation interne caractérisée par une diminution des vitesses au niveau de la ligne centrale.
- L'influence de la géométrie d'un jet est d'une grande importance. On constate que le jet tourbillonnaire assure l'amélioration de l'homogénéisation dynamique du mélange avec un étalement radiale important.
- Il ressort également que le jet tourbillonnaire assure, comparativement à tous les jets elliptiques étudiés, une meilleure stabilité dynamique avec un important épanouissement des vitesses.
- La production d'énergie de turbulence est plus importante dans le jet tourbillonnaire que dans le cas des jets elliptiques.

Dans le cas réactif pour les flammes de diffusion tourbillonnaire, les résultats de la simulation numérique à 3D obtenus, ils sont convaincants en vue d'obtenir une meilleure amélioration de la prédiction numérique sur les écoulements réactifs turbulents

tourbillonnaires qui nous a permis de valider les modèles de turbulence associée aux modèles de combustion avec différents mécanismes réactionnels et analyse l'interaction de la flamme lorsque la chambre de combustion est munie d'un seul brûleur ou multi-brûleurs placés linéairement. Ensuite, voir l'effet de la distance ( $S$ ) entre les centres des brûleurs sur le comportement des flammes. Cette partie d'étude, nous a permis aussi de tirer les conclusions suivantes :

- La prédiction numérique en trois dimensions (3D) élaborée par le modèle de turbulence RSM associé aux deux modèles de combustion « Eddy Dissipation » (6 espèces et 2 réactions) et PDF (*fonction  $\beta$* , 9 espèces et 8 réactions) sont données une bonne prédiction de la zone de recirculation centrale (ZRC) et une bonne concordance avec les résultats expérimentaux [30, 31]. Avec une amélioration remarquable est donnée par le modèle de combustion PDF.
- La distribution des profils radiaux calculés et mesurés des vitesses moyennes axiales, radiales et tangentielles dans les différentes stations illustre bien la présence de la zone de recirculation centrale (ZRC) est indiquée par la présence des valeurs négatives des profils de vitesses.
- Les caractéristiques générales de la température calculées sont très bien prédites par le modèle de combustion PDF. Au centre de la flamme ( $Z/D = 0$ ), la température prend des valeurs maximales d'environ ( $T \geq 2000\text{K}$ ), sont dues au noyau central de la flamme. Elles décroissent en suite à des valeurs minimales qui sont dues à la zone de mélange carburant comburant.
- Le modèle de combustion PDF associé avec le modèle de turbulence RSM donne une amélioration de la prédiction des résultats numériques par rapport au modèle « Eddy Dissipation » (RSMR2).
- Les contours de la fraction massique des espèces chimiques principales sont en accord raisonnable avec la comparaison effectuée aux contours similaires de température et de vitesse axiale.
- La prédiction numérique du champ d'écoulement moyen des flammes de diffusion dans la chambre de combustion à multi-brûleurs a été bien prédite par le modèle de turbulence RSM et le modèle de combustion « Eddy Dissipation » avec schéma réactionnel à deux étapes.
- La réduction de la distance  $S$  entre les centres des brûleurs s'accompagne de la diminution de la vitesse de jet centrale du gaz (JC). Cette différence est



probablement due à la même quantité de gaz recirculée dans la ZRC ce qui favorise le mélange entre l'air et le gaz et assure la propagation de la flamme d'un brûleur à l'autre.

Le présent travail de simulation numérique à trois dimensions à été produit d'une manière acceptable et Les résultats, correspondant pour leur grande majorité aux résultats expérimentaux sont encourageants. Par compter reste quelques insuffisances sur l'utilisation des modèles de turbulence et de combustion qui sont devient important pour la prédiction des écoulements turbulents réactifs instationnaire nous conduisent à l'utilisation du modèle de turbulence LES (Large Eddy Simulation) et les schémas réactionnels détaillés comme GRIMESH 1, 2 et 3 est plus que demandée pour modélise la combustion.

Enfin, nous recommandons les perspectives suivantes :

- La simulation aux grandes échelles (LES) est suggérée pour modéliser le champ d'écoulement de turbulence à l'intérieur du bruleur en trois dimensions (3D),
- L'utilisation d'autres schémas réactionnels détaillés comme GRIMesh 1 et 2, est plus que demandée pour la simulation numérique de la combustion,
- Quantifier les émissions polluantes  $NO_x$  dans la chambre de combustion avec multi-brûleurs sous forme annulaire et annulaire,
- La propagation de la flamme dans les configurations géométriques à multi-brûleurs annulaire et linéaire.



# Références bibliographiques

## Références bibliographiques

- [1] **G. Damköhler**, *The effect of turbulence on the flame velocity in a gas mixture*, English translation, NACA TM 1112, April, (1947).
- [2] **M. Roudane, L. Loukarfi, A. Khelil, and M. Hemis**, (2013), *Numerical investigation of thermal characteristics of confined rotating multi-jet*, *Mechanics & Industry*, 14, 04, pp: 317-324.
- [3] **A. Khelil, H. Naji, M. Braikia, and L. Loukarfi**, (2014), *Comparative investigation on heated swirling jets using experimental and numerical computations*, *Heat Transfer Engineering*, 35,18, pp: 701-713.
- [4] **M. Braikia, L. Loukarfi, A. Khelil, and H. Naji**, ( 2012), *Improvement of thermal homogenization using multiple swirling jets*, *Thermal Science*, 16, 1, pp: 237-248.
- [5] **A. Khelil, H. Naji, L. Loukarfi, G. Mompean**, (2008), *Prediction of high swirled natural gas diffusion flame using a PDF model*, *Fuel*, 15, 2 ,88, pp: 374-381.
- [6] **L. Sang-Joon, S. Baek**, (1994), *The effect of aspect ratio on the near-field turbulent structure of elliptic jet*, *Flow Measurement and Instrumentation*, 5, 3, pp: 170-180.
- [7] **J.M. Beér, N.A. Chigier**, (1972), *Combustion Aerodynamics*, ed. Krieger, Malabar, Florida.
- [8] **F. Takahashi, W.J. Schmoll** (1990), *Lifting criteria of jet diffusion flames*. 23<sup>th</sup> Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, Orleans, France, pp: 375-382.
- [9] **M.S. CHA, D.S. LEE, S. H. CHUNG**, (1999), *Effect of swirl on lifted flame characteristics in non premixed jets*, *Combustion and Flame*, 117, pp: 636-645.
- [10] **P. Schmittel, B. Günther, B. Lenze, W. Leuckel, H. Bockhorn**, (2000), *Turbulent swirling flames: experimental investigation of the flow field and formation of nitrogen oxide*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 28, 1, pp: 303-309.
- [11] **A. Coghe, G. Solero, G. Scribano**, (2004), *Recirculation phenomena in a natural gas swirl combustor*, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 28, pp:709-714.
- [12] **A.R. Masri, P.A.M. Kalt, R.S. Barlow**, (2004), *The Compositional Structure of Swirl-stabilised Turbulent Nonpremixed Flames*, *Combustion and Flame*, 137, pp: 1-37.
- [13] **J.C. Sautet, T. Boushaki, L. Salentey, B. Labégorre**, (2006), *Oxy-combustion properties of interacting separated jets*, *Combustion Science and Technology*, 178, pp: 2075-2096.
- [14] **W. Meier, O. Keck, B. Noll, O. Kunz, W. Stricker**, (2000), *Investigation in the TECFLAM swirling diffusion flame: laser Raman measurements and CFD calculations*, *Applied Physics B*, 71, 5, pp: 725-731.
- [15] **A. Frassoldati, S. Frigerio, E. Colombo, F. Inzoli, T. Faravelli**, (2005), *Determination of NO<sub>x</sub> emissions from strong swirling confined flames with an integrated CFD-based procedure*, *Chemical Engineering Science*, 60, pp: 2851-2869.
- [16] **A. Belkacem, H. Peter, J. Wiebren, W. Marco, R. Klaus, S. Hartmut**, (2002), *Gas turbine combustor for biomass derived LCV gas, a first approach towards fuel-NO<sub>x</sub> modeling and experimental validation*, *Applied Thermal Engineering*, 22, pp: 959-970.

- [17] **R.L. Gordon, A.R. Masri, S.B. Pope, M.G. Graham**, (2007), *Transport budgets in turbulent lifted flames of methane auto igniting in a vitiated co-flow*, *Combustion and Flame*, 151, pp: 495-511.
- [18] **P. Schmitt, B. Gunther, B. Lenze, W. Leuckel, H. Bockhorn**, (2000), *Turbulent swirling flames: experimental investigation of the flow field and formation of nitrogen oxide*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 28, pp: 303-309.
- [19] **T. Faravelli, L. Bua, A. Frassoldati, A. Antifora, L. Tognotti, E. Ranzi** (2001), *A new procedure for predicting NOx emissions from furnaces*, *Computers and Chemical Engineering*, 25, pp: 613-618.
- [20] **A.E. German, T. Mahmud**, (2005), *Modeling of non-premixed swirl burner flows using a Reynolds- stress turbulence closure*, *Fuel*, 84, pp: 583-594.
- [21] **N. Merlo, T. Boushaki, C. Chauveau, S. D. Persis, L. Pillier, B. Sarh, I. Gökalp**, (2014), *Combustion characteristics of methane–oxygen enhanced air turbulent non-premixed swirling flames*, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 56, pp: 53-60.
- [22] **T. Providakis, L. Zimmer, P. Scouflaire, S. Ducruix**, (2013), *Characterization of the coherent structures in swirling flames stabilized in a two-staged multi-injection burner: Influence of the staging factor*, *C. R. Mécanique*, 341, pp: 4-14.
- [23] **A. Khelil, S. Nechad, H. Naji, L. Loukarfi, M. Braikia, M. Beriache**, (2012), *Numerical study of the influence of combustion models and kinetic schemes when predicting the diffusion flames*, *J Mech.*, 28(4), pp: 701-713. <https://doi.org/10.1017/jmech.2012.108>
- [24] **G. Albouze, T. Poinso, L. Gicquel**, (2009), *Chemical kinetics modeling and LES combustion model effects on a perfectly premixed burner*, *Comptes Rendus Mécanique*, 337, pp: 318-328.
- [25] **C. Fureby**, (2010), *LES of a Multi-burner Annular Gas Turbine Combustor*, *Flow, Turbulence and Combustion*, 84, 3, pp: 543-564.
- [26] **Y.A. Eldrainy, K.M. Saqr, H.S. Aly, M.N. M. Jaafar**, (2009), *CFD insight of the flow dynamics in a novel swirler for gas turbine combustors*, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 36, pp: 936-941.
- [27] **A.M. Elbaz, W.L. Roberts**, (2016), *Investigation of the effects of swirl and initial conditions on swirling non-premixed methane flames: Flow field, temperature, and species distributions*, *Fuel* 169, pp: 120–134.
- [28] **M. Boileau, G. Staffelbach, B. Cuenot, T. Poinso, C. Berat**, (2008), *LES of an ignition sequence in a gas turbine engine*, *Combust. Flame*, 154, pp: 2-22.
- [29] **M. Philip, M. Boileau, R. Vicquelin, E. Riber, T. Schmitt, B. Cuenot, D. Durox, S. Candel**, (2015), *Large Eddy Simulations of an annular multiple-injector combustor*, *Proc. Combust. Inst.*, 35, pp: 3159-3166.
- [30] **E. Machover, E. Mastorakos**, (2016), *Spark ignition of annular non-premixed combustors*, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 73, pp: 64-70.
- [31] **E. Machover, E. Mastorakos**, (2017), *Experimental and numerical investigation on spark ignition of linearly-arranged non-premixed swirling burners*, *Combustion Science and Technology*, DOI: 10.1080/00102202.2017.1294589.

- [32] **L. Gang, Z. Yujun, L. Cunxi, J. Xi, C. Qi, X. Gang, M. Yong**, (2017), *The Design and Characteristics of a Novel Injector – A Lobed Swirl Injector*, Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, June 26-30, Charlotte, NC, USA.
- [33] **S.C. Lin, X. Wang, W. Estefanos, S. Tambe, S.M. Jeng**, (2017), *The Effect of the Geometric Modifications of the Venturi on the Non-Reactive Flow and Combustion Behavior Using a Counter-Rotating Radial-Radial Swirler*, Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, June 26-30, Charlotte, NC, USA.
- [34] **T. Boushaki, A. Koched, Z. Mansouri, F. Lespinasse**, (2017), *Volumetric velocity measurements (V3V) on turbulent swirling flows*, Flow Meas. Instrum., 54, pp: 46–55.
- [35] **T. Boushaki, N. Merlo, C. Chauveau, I. Gökalp**, (2017), *Study of emission pollutants and dynamics of non-premixed turbulent oxygen enriched flames from a swirl burner*, Proc. Combust. Inst., 36, pp: 3959–3968.
- [36] **N. Merlo, T. Boushaki, C. Chauveau, S.D. Persis, L. Pillier, B. Sarh, I. Gökalp**, (2013), *Experimental study of oxygen enrichment effects on turbulent nonpremixed swirling flames*, Energ. Fuel, 27, pp: 6191–6197.
- [37] **Z. Mansouri, T. Boushaki**, (2018), *Experimental and numerical investigation of turbulent isothermal and reacting flows in a non-premixed swirl burner*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 72, pp: 200–213.
- [38] **J. H. Ferziger and M. Peric**, *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1997.
- [39] **N. Peters**, *Turbulent combustion*, Cambridge University Press, 2001.
- [40] **T. Poinsot and D. Veynante**, *Theoretical and Numerical Combustion*, R.T. Edwards, 2<sup>nd</sup> edition, 2005.
- [41] **A. Felden, E. Ribet, B. Cuenot**, (2018), *Impact of direct integration of Analytically Reduced Chemistry in LES of a sooting swirled non-premixed combustor*, Combustion and Flame, 191, pp: 270–286.
- [42] **K.P. Geigle, M. Kohler, W. O’Loughlin, W. Meier**, (2015), *Investigation of soot formation in pressurized swirl flames by laser measurements of temperature, flame structures and soot concentrations*, Proc. Combust. Inst., 35, pp: 3373–3380.
- [43] **F. Cozzi, A. Coghe**, (2012), *Effect of air staging on a coaxial swirled natural gas flame*, Experimental Thermal and Fluid Science, 43(0), pp: 32-39.
- [44] **VD. Milosavljevic, A. Taylor, JH. Whitelaw**, (1990), *The influence of burner geometry and flow rates on the stability and symmetry of swirl-stabilized nonpremixed flames*, Combustion Flame, 80, pp: 196-208.
- [45] **CO. Iyogun, M. Birouk**, (2009), *On the Stability of a Turbulent Non-Premixed Methane Flame*, Combustion Science Technologies, 181, pp: 1443-1463.
- [46] **CO. Iyogun, M. Birouk, JA. Kozinski**, (2011), *Experimental investigation of the effect of fuel nozzle geometry on the stability of a swirling non-premixed methane flame*, Fuel, 90, pp: 1416-1423.
- [47] **S. Nechad** (2011): *Prédiction numérique des flammes de diffusion avec le modèle d’écoulement laminaire en falammelettes*, Thèse de Magistère en simulation mécanique, UHBC, Algérie.

- [48] **A. Mokhtar Didouche**, (2016), *Contribution à la modélisation des flammes de prémélange partiel : Quantification du taux de dégagement de chaleur et du NO thermique*, PhD thèse, UHBC, Algérie.
- [49] **A.C. Fernandez-Pello**, (2002), *Micropower generation using combustion: Issues and approche*, Proceedings of the Combustion Institute, 29(1), PP: 883-899.
- [50] **P. Benard**, (2015), *Analyse et amélioration d'une chambre de combustion centimétrique par simulations aux grandes échelles*, PhD thèse, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, France.
- [51] **Julien Savre**, (2010), *Simulation numérique instationnaire de la combustion turbulente au sein de foyers aéronautiques et prédiction des émissions polluantes*, PHD Thèse, Physique, INSA de Rouen, France.
- [52] **S. P. Burke, T. E. Schumann**, (1928), *Diffusion flames. Ind. And Eng. Chemistry*, 20, pp: 998-1004.
- [53] **J. Burguburu**, (2012), *Étude expérimentale de la stabilité d'une flamme dans une chambre de combustion aéronautique par recirculation de gaz brûlés et par ajout d'hydrogène*, INSA de Rouen, France.
- [54] **T. Echekki, E. Mastorakos**, (2010), *Turbulent combustion modeling: Advances, newtrends and perspectives*, Editions Springer, Livre.
- [55] **N. Merlo**, (2014), *Caractérisation expérimentale d'une flamme turbulente non prémélangée swirlée: effet de l'enrichissement en oxygène*, Phd Thèse, Thermique, Université d'Orléans, France.
- [56] **B. Imine, O. Imine, M. Abidat, A. Liazid**, (2006), *Study of non reactive isothermal turbulent asymmetric jet with variable density*, Computational Mechanics, 38(2), pp: 151-162.
- [57] **M.F. Koseoglu, S. Baskayab**, (2008), *The effect of flow field and turbulence on heat transfer characteristics of confined circular and elliptic impinging jets*, Int. J Therm. Sci., 47(10), pp:1332-1346. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.10.015>.
- [58] **F. Kuznik, G. Rusaouen, J. Brau**, (2007), *Experimental and numerical study of a full scale ventilated enclosure: Comparison of four two equations closure turbulence models*, Build. Environ., 42(3), pp:1043-1053. <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2005.11.024>.
- [59] **F. Kuznik, J. Brau, G. Rusaouen**, (2007), *A RSM model for the prediction of heat and mass transfer in a ventilated room*, Building Simulation, Beijing, Chine.
- [60] **K. Raj Thundil, V. Ganesan**, (2008), *Study on the effect of various parameters on flow development behind vane swirlers*, Int. J Therm. Sci., 47(9), pp: 1204-1225. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.10.019>.
- [61] **L. BogusLawski, Cz. O. Popiel**, (1979), *Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region*, J . Fluid Mech., 90 (3), pp: 531-539.
- [62] **G. Xu, R.A. Antonia**, (2002), *Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet*, Experiments in Fluids, 33, pp: 677–683. DOI 10.1007/s00348-002-0523-7.
- [63] **S. Manigandan, K. Vijayaraja**, (2018), *Energy decay characteristics of a non-circular supersonic jet*, International Journal of Ambient Energy,DOI:10.1080/01430750.2018.1437558.

- [64] **I. M. Ibrahim, S. Murugappan, E. J. Gutmark**, (2005), *Penetration, Mixing and Turbulent Structures of Circular and Non-Circular Jets in Cross Flow*, 43<sup>rd</sup>. AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 10 - 13 January, Reno, Nevada.
- [65] **E. Rouly, A. Warkentin, R. Bauer**, (2015), *Design and testing of low-divergence elliptical-jet nozzles*, Journal of Mechanical Science and Technology, 29, pp: 1993–2003.
- [66] **S.M. Aravindh Kumar, E. Rathakrishnan**, (2015), Rectangular tabs for elliptic jet control, International Conference on Fluid Power and Mechatronics, August 5-7, 2015, Harbin, China.
- [67] **S.M. Aravindh Kumar, E. Rathakrishnan**, (2016), *Elliptic jet control with triangular tab*, Proc. I. Mech. E. Part G: J Aerospace Engineering, 0 (0), pp: 1-18, DOI: 10.1177/0954410016652921.
- [68] **S.H. Park, H.D. Shin**, (1993), Measurements of entrainment characteristics of swirling jets, Int. J. Heat Mass Transfer, 36 (16), pp: 4009-4018.
- [69] **A. Escue, J. Cui**, (2010), *Comparison of turbulence models in simulation swirling pipe flows*, Appl. Math. Model., 34(10), pp: 2840-2849. Doi: 10.1016/j.apm.2009.12.018
- [70] **H.D. Zhang, C. Han, T.H. Ye, et al.**, (2015), *Large eddy simulation of unconfined turbulent swirling flow*, Sci China Tech Sci, 2015, doi: 10.1007/s11431-015-5912-2.
- [71] **M.R. Davis**, (1982), *Variable control of jet decay*, AIAA Journal, 20, pp: 606-609.
- [72] **V. FAIVRE**, (2003), *Étude expérimentale et numérique du contrôle actif de jets dans des chambres de combustion*, Phd Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse, France.
- [73] **G.J. Nathan, SJ. Hill, RE. Luxton**, (1998), *An axisymmetric ‘fluidic’ nozzle to generate jet precession*. J. Fluid Mech., 370(3), pp: 47-80.
- [74] **A. K. Gupta, D. G. Lilley, N. Syred**, *Swirl flow*, United Kingdom: Abacus Press, 1984.
- [75] **N. Syred, NA. Chigier, JM. Beér**, (1971), *Flame stabilization in recirculation zones of jets with swirl*, Symp. (Int.) Combust., 13, pp: 617-624.
- [76] **M. Stöhr, R. Sadanandan, W. Meier**, (2011), *Phase-resolved characterization of vortex–flame interaction in a turbulent swirl flame*. Exp. Fluids., 51, pp: 1153-1167.
- [77] **P. Basu, C. Kefa, L. Jestin**, *Boilers and Burners: Design and Theory*, Springer New York, 2000.
- [78] **W. Leuckel**, *Swirl Intensities, Swirl Types and Energy Losses of Different Swirl Generating Devices: Symbols, Definition, Derivations of Formulas-figures*, 1967.
- [79] **N. Syred, J. Beér**, (1974), *Combustion in swirling flows: A review*, Combustion and Flame, 23(2), pp: 143-201.
- [80] **P. P. Palies**, (2010), *Dynamics and Combustion Instabilities of Swirling Flames*, Phd Thèse, Ecole Centrale Paris. France.
- [81] **K. Merkle, H. Haessler, H. Büchner, N. Zarzalis**, (2003). *Effect of coand counter-swirl on the isothermal flow- and mixture-field of an airblast atomizer nozzle*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 24(4), pp:529 -537. Selected Papers from the Fifth International Conference on Engineering Turbulence Modelling and Measurements.
- [82] **H. C. Mongia**, (2011), *Engineering aspects of complex gas turbine combustion mixers part iv: Swirl cup*, In 9<sup>th</sup>. Annual International Energy Conversion Engineering Conference, International Energy Conversion Engineering Conference (IECEC), American Institute of Aeronautics and Astronautics.

- [83] **D. Durox, J. P. Moeck, J.-F. Bourgoïn, P. Morenton, M. Viallon, T. Schuller, S. Candel**, (2013), *Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control*, Combustion and Flame, 160 (9), pp:1729-1742.
- [84] **L. Guedot**, (2015), *Développement de méthodes numériques pour la caractérisation des grandes structures tourbillonnaires dans les brûleurs aéronautiques : application aux systèmes d'injection multi-points*, Mécanique des fluides, INSA de Rouen, France.
- [85] **J. Burguburu**, (2012), *Etude expérimentale de la stabilité d'une flamme dans une chambre de combustion aéronautique par recirculation de gaz brûlés et par ajout d'hydrogène*, INSA de Rouen, France.
- [86] **HJ. Sheen, WJ. Chen, SY. Jeng, TL. Huang**, (1996), *Correlation of swirl number for a radial-type swirl generator*, Experimental Thermal and Fluid Science. 12, pp: 444-451.
- [87] **Z. Mansouri, M. Aouissi, T. Boushaki**, (2016), *Detached eddy simulation of high turbulent swirling reacting flow in a premixed model burner*, Combustion Science and Technology, 188(11-12), pp: 1777-1798.
- [88] **V. Moureau, P. Domingo, L. Vervisch**, (2011), *From Large-Eddy Simulation to Direct Numerical Simulation of a lean premixed swirl flame: Filtered laminar flame-PDF modeling*, Combustion and Flame, 158(7), pp:1340-1357.
- [89] **D. Joseph**, (2004), *Modélisation des transferts radiatifs en combustion par méthode aux ordonnées discrètes sur des maillages non structurés tridimensionnels*, thèse de Doctorat en énergétique et transferts, INPT, Toulouse, France.
- [90] **R. Borghi**, (2003), *La combustion turbulente*, Technique de l'ingénieur, Section Mécanique, Vol.B8, pp.325.
- [91] Thermochemical Tables JANAF (Joint ArmyNavy Air Force). 2<sup>ème</sup> éd. D.R. Stull, H. Prophet, project directors US Dept. of Commerce -National Bureau of Standards, 1971.
- [92] **H. Yapici, N. Kayatas, B. Albayrak, G. Basturk**, (2005), *Numerical calculation of local entropy generation in a methane-air burner*, Energy Conversion and Management, 46, pp: 1885-1919.
- [93] **W. G. Rose**, (1962), *A swirling round turbulent jet*, Journal of Applied Mechanics, 29, pp: 615-625.
- [94] **Fluent V6.3**, (2006), *The software Package*, Fluent Inc, New Hampshire, USA.
- [95] **Fluent Inc, Fluent 6.3**, (2006), *User's Guide, Chapter 12, Modeling turbulence*, Lebanon, New Hampshire, USA.
- [96] **D. B. Spalding**, (1970), *Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames*. In 13<sup>th</sup> Symp, (Int'l.) on Combustion, The Combustion Institute.
- [97] **B. F. Magnussen, B. H. Hjertager**, (1976), *On mathematical models of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion*, In 16<sup>th</sup> Symp. (Int'l.) on Combustion, The Combustion Institute.
- [98] **Roland Borghi, Michel Champion**, *Modélisation et Théorie des Flamme*s, Editions TECHNIP, Livre.
- [99] **J.C. Guibet**, (2004), *Les carburants et la combustion*, Technique de l'ingénieur, Section Mécanique, Vol.B2, pp: 520.



- [100] **M. Ilbas, I. Yilmaz, Y. Kaplan**, (2005), *Investigation of hydrogen-hydrocarbon composite fuel combustion and NO<sub>x</sub> emission characteristics in a model combustor*, International Journal of Hydrogen Energy, 30, pp: 1139-1147.
- [101] **GG. De Soete**, (1989), *Mécanismes de formation et de destruction des oxydes d'azote dans la combustion*, Rev. Gen. Therm., 21, pp : 330-331.
- [102] **R.W. Bilger, M. B Esler, S. H. Starner**, (1991), *Reduced kinetic mechanisms and asymptotic approximations for methane-air flames*, in M. D. Smooke (ed.), *On reduced mechanisms and for methane-air combustion*, Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [103] **Gambit** (2002): *A CFD preprocessor*, Gambit 2.0 User's guide, Vol.2, Canterra, Lebanon, New Hampshire, USA.
- [104] **Ansys-Fluent V18.1**, (2017), The software Package, Fluent Inc, New Hampshire, USA.
- [105] **Y.H. Kao, S. B. Tambe, S.M. Jeng**, (2013), *Aerodynamics of linearly arranged rad-rad swirlers, effect of number of swirlers and alignment*, Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition GT2013, June 3-7, San Antonio, Texas, USA.
- [106] **Y.H. Kao, S. B. Tambe, S.M. Jeng**, (2014), *Aerodynamics study of a linearly-arranged 5-swirler array*, Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and ExpositionGT2014, June 16 – 20, Düsseldorf, Germany.



# Production scientifique

Cette thèse a donné lieu à : **02** Publications internationales, **01** Publications nationales, **14** Communications internationales et **07** Communications nationales.

### **Publications internationales :**

- A. **KHELIL**, S. **NECHAD**, H. **NAJI**, L. **LOUKARFI**, M. **BRAIKIA** AND M. **BERIACHE** «Numerical Study of the Influence of Combustion Models and Kinetic Schemes when Predicting the Diffusion Flames». *Journal of Mechanics, available on JOdoi:10.1017/jmech.2012.108*([http://journals.cambridge.org/abstract\\_S1727719112001086](http://journals.cambridge.org/abstract_S1727719112001086)).

- S. **NECHAD**, A. **KHELIL**, M. **HADJ MELIANI**, L. **LOUKARFI**, M. **BRAIKIA** « Three-Dimensional Numerical Investigation on Swirling Jets and Elliptic Jets with Different Aspect Ratio». *JOURNAL of STRUCTURAL INTEGRITY AND LIFE*, Vol. 18, No 3 (2018), pp. 197–205.

### **Publications nationales :**

- Y. **BOUHAMIDI**, A. **KHELIL**, S. **NECHAD**, L. **LOUKARFI** ET A. **BENNIA** « Etude numérique de l'influence de la géométrie sur l'écoulement des jets tourbillonnaires », *Revue « Nature & Technologie ». A- Sciences fondamentales et Engineering*, N° 13/ Juin 2015. pp. 40–46, ISSN 1112-9778, (<http://www.univ-chlef.dz/revuenatec>).

### **Communications internationales :**

- S. **NECHAD**, A. **KHELIL**, L. **LOUKARFI** ET M. **BRAIKIA** « Simulation numérique à trois dimensions d'une flamme de diffusion en utilisant un schéma réactionnel quasi-global et détaillé», 20<sup>ème</sup>. *Congrès Français de Mécanique (CFM 2011)*, du 28 août au 2 septembre 2011, France. (<http://documents.irevues.inist.fr/handle/2042/45818/browse?value=NECHAD%2C+Said&type=author>).

- S. **NECHAD**, A. **KHELIL**, L. **LOUKARFI** ET M. **BRAIKIA** «Simulation numérique à trois dimensions d'une flamme de diffusion en utilisant un schéma réactionnel quasi-global», *15th International Meeting on Thermal Sciences Tlemcen 24 – 26 Septembre 2011, Algérie*.

- S. **NECHAD**, A. **KHELIL**, L. **LOUKARFI** AND M. **BOUKETITA** « Numerical Simulation of Pollutant NO<sub>x</sub> Emissions in the Diffusion Flame Combustion», *the second international workshop on fracture mechanics held at chlef university, Algeria from 23-25 November 2013*.

- Y. **BOUHAMIDI**, S. **NECHAD**, A. **KHELIL** ET L. **LOUKARFI** « Etude numérique à trois dimensions de l'influence du nombre d'ailettes d'un diffuseur sur la structure du jet tourbillonnaire » *Colloque International Caractérisation et Modélisation des Matériaux et Structures « CMMS14 »*, du 12 & 13 novembre 2014 à l'université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, Algérie.

- A. **KHELIL**, H. **NAJI**, L. **LOUKARFI**, M. **BRAIKIA**, Y. **BOUHAMIDI** ET S. **NECHAD** « Etude comparative des jets elliptiques et tourbillonnaires », 22<sup>ème</sup> *Congrès Français de Mécanique Lyon (CFM 2015)*, 24 au 28 Août 2015, France.

- S. **NECHAD**, A. **KHELIL** AND Y. **BOUHAMIDI** « Numerical investigation of diffusion flames in combustion chamber », *the Fifteenth International Conference “Fatigue and fracture at all scales - Fracture and Environment”*, to be held at the National Polytechnic School of Oran University, Algeria; from October 20-23, 2015.

- Y. **BOUHAMIDI**, A. **KHELIL** AND S. **NECHAD** « Numerical investigation of the geometries influence on the hydrodynamic fields of the swirling jets», *the Fifteenth International Conference “Fatigue and fracture at all scales - Fracture and Environment”*, to be held at the National Polytechnic School of Oran University, Algeria; from October 20-23, 2015.

- A. BENNIA, L. LOUKARFI, A. KHELIL, H. FELLOUAH, M. BRAIKIA ET S. NECHAD, « Désertification thermique par application d'un jet turbulent a diffuseur muni de lobes », 3<sup>ème</sup> Conférence Internationale sur l'Energie, les Matériaux, l'Energétique Appliquée et la Pollution (CIEMEAP'16) ; Université Constantine 1 : 30-31 October, 2016. Algeria.

- S. NECHAD, A. KHELIL, L. LOUKARFI, M. BOUKETITA, A. BENNIA AND Y. BOUHAMIDI, "Numerical Simulation of Dynamics Flows of Diffusion Flames in the Combustion Chamber", *The Third International Conference on FRACTURE MECHANICS, Engineering Applied Fracture Mechanics and Environment, UHB Chlef 27-30 November 2016. Algeria.*

- Y. BOUHAMIDI, A. KHELIL, M. BRAIKIA, S. NECHAD, A. BENNIA AND L. LOUKARFI, "Numerical investigation of the geometry influence on the aerodynamic fields of the free turbulent jets", *The Third International Conference on FRACTURE MECHANICS, Engineering Applied Fracture Mechanics and Environment, UHB Chlef 27-30 November, 2016. Algeria.*

- A. BENNIA, L. LOUKARFI, A. KHELIL, H. FELLOUAH, ET S. NECHAD "Etude numérique d'un jet turbulent a diffuseur muni de lobes", Fourth International Conference on Energy, *Materials, Applied Energetic and Pollution (ICEMAEP'18), Montouri Brothers' Constantine1 University, Algeria, from April 29-30, 2018.*

- S. NECHAD, A. KHELIL, A. BENNIA, L. LOUKARFI, Y. BOUHAMIDI, M. BEDROUNI "Large-Eddy Simulation of Turbulent Jet Issued from Lobed Diffuser", *The Fourth International Conference on FRACTURE MECHANICS and ENERGY, TRENDS on the Fracture and Environment, FRACT'4, UHB Chlef 26-29 November 2018. Algeria.*

- A. BENNIA, L. LOUKARFI, A. KHELIL, S. NECHAD, H. FELLOUAH, "Numerical Thermal Study of a Free Lobed Jet with Five Lobes", *The Fourth International Conference on FRACTURE MECHANICS and ENERGY, TRENDS on the Fracture and Environment, FRACT'4, UHB Chlef 26-29 November 2018. Algeria.*

- Y. BOUHAMIDI A. KHELIL, M. BRAIKIA, S. NECHAD, L. LOUKARFI, "Improvement of Transfer by the Interaction of a Swirling Jet Impinging", *The Fourth International Conference on FRACTURE MECHANICS and ENERGY, TRENDS on the Fracture and Environment, FRACT'4, UHB Chlef 26-29 November 2018. Algeria.*

### **Communications nationales:**

- S. NECHAD, A. KHELIL, Y. BOUHAMIDI, A. BENNIA and L. LOUKARFI «Etude numérique comparative entre un générateur de swirl radiale et axiale dans un bruleur d'une chambre de combustion», *The First Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, SSEN AM '1 Mascara, 19-20 April, 2017.*

- Y. BOUHAMIDI, A. KHELIL, S. NECHAD and L. LOUKARFI «L'amélioration du transfert de chaleur par l'interaction d'un jet tourbillonnaire impactant», *The First Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, SSEN AM '1 Mascara, 19-20 April, 2017.*

- S. NECHAD, A. KHELIL, Y. BOUHAMIDI, L. LOUKARFI, « Prédiction Numérique du Champ Dynamique d'un Diffuseur à Jet Lobe ». *The Second Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, (SSENAM'2) Chlef 13-14 December 2017. Algeria.*

- Y. BOUHAMIDI, A. KHELIL, S. NECHAD, L. LOUKARFI « Etude numérique de l'interaction d'un jet tourbillonnaire impactant ». *The Second Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, (SSENAM'2) Chlef 13-14 December 2017. Algeria.*

- A. BENNIA, S. RAHAL, A. KHELIL, L. LOUKARFI, S. NECHAD, M. BEDROUNI, H. FELLOUAH, « Etude paramétrique de la convection naturelle dans une cavité avec ailette », *the third Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, SSEN AM '3 Mascara, 02-03 Mai, 2018.*

- *Y. BOUHAMIDI, A. KHELIL, S. NECHAD, M. BRAIKIA, M. HADJ MELIANI, L. LOUKARFI* «Numerical comparison of radial velocity and reduced temperature profiles for configurations with different vane angle», *The Fourth Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, SSEN AM '4 Bechar, 18-19 December, 2018.*

- *M. BEDROUNI, S. NECHAD, A. KHELIL* «Numerical comparative study of the flow past different obstacles with the large eddy simulation method», *The Fourth Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, SSEN AM '4 Bechar, 18-19 December, 2018.*

## Références bibliographiques

- [1] **G. Damköhler**, *The effect of turbulence on the flame velocity in a gas mixture*, English translation, NACA TM 1112, April, (1947).
- [2] **M. Roudane, L. Loukarfi, A. Khelil, and M. Hemis**, (2013), *Numerical investigation of thermal characteristics of confined rotating multi-jet*, *Mechanics & Industry*, 14, 04, pp: 317-324.
- [3] **A. Khelil, H. Naji, M. Braikia, and L. Loukarfi**, (2014), *Comparative investigation on heated swirling jets using experimental and numerical computations*, *Heat Transfer Engineering*, 35,18, pp: 701-713.
- [4] **M. Braikia, L. Loukarfi, A. Khelil, and H. Naji**, ( 2012), *Improvement of thermal homogenization using multiple swirling jets*, *Thermal Science*, 16, 1, pp: 237-248.
- [5] **A. Khelil, H. Naji, L. Loukarfi, G. Mompean**, (2008), *Prediction of high swirled natural gas diffusion flame using a PDF model*, *Fuel*, 15, 2 ,88, pp: 374-381.
- [6] **L. Sang-Joon, S. Baek**, (1994), *The effect of aspect ratio on the near-field turbulent structure of elliptic jet*, *Flow Measurement and Instrumentation*, 5, 3, pp: 170-180.
- [7] **J.M. Beér, N.A. Chigier**, (1972), *Combustion Aerodynamics*, ed. Krieger, Malabar, Florida.
- [8] **F. Takahashi, W.J. Schmoll** (1990), *Lifting criteria of jet diffusion flames*. 23<sup>th</sup> Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, Orleans, France, pp: 375-382.
- [9] **M.S. CHA, D.S. LEE, S. H. CHUNG**, (1999), *Effect of swirl on lifted flame characteristics in non premixed jets*, *Combustion and Flame*, 117, pp: 636-645.
- [10] **P. Schmittel, B. Günther, B. Lenze, W. Leuckel, H. Bockhorn**, (2000), *Turbulent swirling flames: experimental investigation of the flow field and formation of nitrogen oxide*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 28, 1, pp: 303-309.
- [11] **A. Coghe, G. Solero, G. Scribano**, (2004), *Recirculation phenomena in a natural gas swirl combustor*, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 28, pp:709-714.
- [12] **A.R. Masri, P.A.M. Kalt, R.S. Barlow**, (2004), *The Compositional Structure of Swirl-stabilised Turbulent Nonpremixed Flames*, *Combustion and Flame*, 137, pp: 1-37.
- [13] **J.C. Sautet, T. Boushaki, L. Salentey, B. Labégorre**, (2006), *Oxy-combustion properties of interacting separated jets*, *Combustion Science and Technology*, 178, pp: 2075-2096.
- [14] **W. Meier, O. Keck, B. Noll, O. Kunz, W. Stricker**, (2000), *Investigation in the TECFLAM swirling diffusion flame: laser Raman measurements and CFD calculations*, *Applied Physics B*, 71, 5, pp: 725-731.
- [15] **A. Frassoldati, S. Frigerio, E. Colombo, F. Inzoli, T. Faravelli**, (2005), *Determination of NO<sub>x</sub> emissions from strong swirling confined flames with an integrated CFD-based procedure*, *Chemical Engineering Science*, 60, pp: 2851-2869.
- [16] **A. Belkacem, H. Peter, J. Wiebren, W. Marco, R. Klaus, S. Hartmut**, (2002), *Gas turbine combustor for biomass derived LCV gas, a first approach towards fuel-NO<sub>x</sub> modeling and experimental validation*, *Applied Thermal Engineering*, 22, pp: 959-970.

- [17] **R.L. Gordon, A.R. Masri, S.B. Pope, M.G. Graham**, (2007), *Transport budgets in turbulent lifted flames of methane auto igniting in a vitiated co-flow*, *Combustion and Flame*, 151, pp: 495-511.
- [18] **P. Schmitt, B. Gunther, B. Lenze, W. Leuckel, H. Bockhorn**, (2000), *Turbulent swirling flames: experimental investigation of the flow field and formation of nitrogen oxide*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 28, pp: 303-309.
- [19] **T. Faravelli, L. Bua, A. Frassoldati, A. Antifora, L. Tognotti, E. Ranzi** (2001), *A new procedure for predicting NOx emissions from furnaces*, *Computers and Chemical Engineering*, 25, pp: 613-618.
- [20] **A.E. German, T. Mahmud**, (2005), *Modeling of non-premixed swirl burner flows using a Reynolds- stress turbulence closure*, *Fuel*, 84, pp: 583-594.
- [21] **N. Merlo, T. Boushaki, C. Chauveau, S. D. Persis, L. Pillier, B. Sarh, I. Gökalp**, (2014), *Combustion characteristics of methane–oxygen enhanced air turbulent non-premixed swirling flames*, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 56, pp: 53-60.
- [22] **T. Providakis, L. Zimmer, P. Scouflaire, S. Ducruix**, (2013), *Characterization of the coherent structures in swirling flames stabilized in a two-staged multi-injection burner: Influence of the staging factor*, *C. R. Mécanique*, 341, pp: 4-14.
- [23] **A. Khelil, S. Nechad, H. Naji, L. Loukarfi, M. Braikia, M. Beriache**, (2012), *Numerical study of the influence of combustion models and kinetic schemes when predicting the diffusion flames*, *J Mech.*, 28(4), pp: 701-713. <https://doi.org/10.1017/jmech.2012.108>
- [24] **G. Albouze, T. Poinso, L. Gicquel**, (2009), *Chemical kinetics modeling and LES combustion model effects on a perfectly premixed burner*, *Comptes Rendus Mécanique*, 337, pp: 318-328.
- [25] **C. Fureby**, (2010), *LES of a Multi-burner Annular Gas Turbine Combustor*, *Flow, Turbulence and Combustion*, 84, 3, pp: 543-564.
- [26] **Y.A. Eldrainy, K.M. Saqr, H.S. Aly, M.N. M. Jaafar**, (2009), *CFD insight of the flow dynamics in a novel swirler for gas turbine combustors*, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 36, pp: 936-941.
- [27] **A.M. Elbaz, W.L. Roberts**, (2016), *Investigation of the effects of swirl and initial conditions on swirling non-premixed methane flames: Flow field, temperature, and species distributions*, *Fuel* 169, pp: 120–134.
- [28] **M. Boileau, G. Staffelbach, B. Cuenot, T. Poinso, C. Berat**, (2008), *LES of an ignition sequence in a gas turbine engine*, *Combust. Flame*, 154, pp: 2-22.
- [29] **M. Philip, M. Boileau, R. Vicquelin, E. Riber, T. Schmitt, B. Cuenot, D. Durox, S. Candel**, (2015), *Large Eddy Simulations of an annular multiple-injector combustor*, *Proc. Combust. Inst.*, 35, pp: 3159-3166.
- [30] **E. Machover, E. Mastorakos**, (2016), *Spark ignition of annular non-premixed combustors*, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 73, pp: 64-70.
- [31] **E. Machover, E. Mastorakos**, (2017), *Experimental and numerical investigation on spark ignition of linearly-arranged non-premixed swirling burners*, *Combustion Science and Technology*, DOI: 10.1080/00102202.2017.1294589.

- [32] **L. Gang, Z. Yujun, L. Cunxi, J. Xi, C. Qi, X. Gang, M. Yong**, (2017), *The Design and Characteristics of a Novel Injector – A Lobed Swirl Injector*, Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, June 26-30, Charlotte, NC, USA.
- [33] **S.C. Lin, X. Wang, W. Estefanos, S. Tambe, S.M. Jeng**, (2017), *The Effect of the Geometric Modifications of the Venturi on the Non-Reactive Flow and Combustion Behavior Using a Counter-Rotating Radial-Radial Swirler*, Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, June 26-30, Charlotte, NC, USA.
- [34] **T. Boushaki, A. Koched, Z. Mansouri, F. Lespinasse**, (2017), *Volumetric velocity measurements (V3V) on turbulent swirling flows*, Flow Meas. Instrum., 54, pp: 46–55.
- [35] **T. Boushaki, N. Merlo, C. Chauveau, I. Gökalp**, (2017), *Study of emission pollutants and dynamics of non-premixed turbulent oxygen enriched flames from a swirl burner*, Proc. Combust. Inst., 36, pp: 3959–3968.
- [36] **N. Merlo, T. Boushaki, C. Chauveau, S.D. Persis, L. Pillier, B. Sarh, I. Gökalp**, (2013), *Experimental study of oxygen enrichment effects on turbulent nonpremixed swirling flames*, Energ. Fuel, 27, pp: 6191–6197.
- [37] **Z. Mansouri, T. Boushaki**, (2018), *Experimental and numerical investigation of turbulent isothermal and reacting flows in a non-premixed swirl burner*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 72, pp: 200–213.
- [38] **J. H. Ferziger and M. Peric**, *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1997.
- [39] **N. Peters**, *Turbulent combustion*, Cambridge University Press, 2001.
- [40] **T. Poinsot and D. Veynante**, *Theoretical and Numerical Combustion*, R.T. Edwards, 2<sup>nd</sup> edition, 2005.
- [41] **A. Felden, E. Ribet, B. Cuenot**, (2018), *Impact of direct integration of Analytically Reduced Chemistry in LES of a sooting swirled non-premixed combustor*, Combustion and Flame, 191, pp: 270–286.
- [42] **K.P. Geigle, M. Kohler, W. O’Loughlin, W. Meier**, (2015), *Investigation of soot formation in pressurized swirl flames by laser measurements of temperature, flame structures and soot concentrations*, Proc. Combust. Inst., 35, pp: 3373–3380.
- [43] **F. Cozzi, A. Coghe**, (2012), *Effect of air staging on a coaxial swirled natural gas flame*, Experimental Thermal and Fluid Science, 43(0), pp: 32-39.
- [44] **VD. Milosavljevic, A. Taylor, JH. Whitelaw**, (1990), *The influence of burner geometry and flow rates on the stability and symmetry of swirl-stabilized nonpremixed flames*, Combustion Flame, 80, pp: 196-208.
- [45] **CO. Iyogun, M. Birouk**, (2009), *On the Stability of a Turbulent Non-Premixed Methane Flame*, Combustion Science Technologies, 181, pp: 1443-1463.
- [46] **CO. Iyogun, M. Birouk, JA. Kozinski**, (2011), *Experimental investigation of the effect of fuel nozzle geometry on the stability of a swirling non-premixed methane flame*, Fuel, 90, pp: 1416-1423.
- [47] **S. Nechad** (2011): *Prédiction numérique des flammes de diffusion avec le modèle d’écoulement laminaire en falammelettes*, Thèse de Magistère en simulation mécanique, UHBC, Algérie.



- [48] **A. Mokhtar Didouche**, (2016), *Contribution à la modélisation des flammes de prémélange partiel : Quantification du taux de dégagement de chaleur et du NO thermique*, PhD thèse, UHBC, Algérie.
- [49] **A.C. Fernandez-Pello**, (2002), *Micropower generation using combustion: Issues and approche*, Proceedings of the Combustion Institute, 29(1), PP: 883-899.
- [50] **P. Benard**, (2015), *Analyse et amélioration d'une chambre de combustion centimétrique par simulations aux grandes échelles*, PhD thèse, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, France.
- [51] **Julien Savre**, (2010), *Simulation numérique instationnaire de la combustion turbulente au sein de foyers aéronautiques et prédiction des émissions polluantes*, PHD Thèse, Physique, INSA de Rouen, France.
- [52] **S. P. Burke, T. E. Schumann**, (1928), *Diffusion flames. Ind. And Eng. Chemistry*, 20, pp: 998-1004.
- [53] **J. Burguburu**, (2012), *Étude expérimentale de la stabilité d'une flamme dans une chambre de combustion aéronautique par recirculation de gaz brûlés et par ajout d'hydrogène*, INSA de Rouen, France.
- [54] **T. Echekki, E. Mastorakos**, (2010), *Turbulent combustion modeling: Advances, new trends and perspectives*, Editions Springer, Livre.
- [55] **N. Merlo**, (2014), *Caractérisation expérimentale d'une flamme turbulente non prémélangée swirlée: effet de l'enrichissement en oxygène*, Phd Thèse, Thermique, Université d'Orléans, France.
- [56] **B. Imine, O. Imine, M. Abidat, A. Liazid**, (2006), *Study of non reactive isothermal turbulent asymmetric jet with variable density*, Computational Mechanics, 38(2), pp: 151-162.
- [57] **M.F. Koseoglu, S. Baskayab**, (2008), *The effect of flow field and turbulence on heat transfer characteristics of confined circular and elliptic impinging jets*, Int. J Therm. Sci., 47(10), pp:1332-1346. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.10.015>.
- [58] **F. Kuznik, G. Rusaouen, J. Brau**, (2007), *Experimental and numerical study of a full scale ventilated enclosure: Comparison of four two equations closure turbulence models*, Build. Environ., 42(3), pp:1043-1053. <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2005.11.024>.
- [59] **F. Kuznik, J. Brau, G. Rusaouen**, (2007), *A RSM model for the prediction of heat and mass transfer in a ventilated room*, Building Simulation, Beijing, Chine.
- [60] **K. Raj Thundil, V. Ganesan**, (2008), *Study on the effect of various parameters on flow development behind vane swirlers*, Int. J Therm. Sci., 47(9), pp: 1204-1225. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2007.10.019>.
- [61] **L. Boguslawski, Cz. O. Popiel**, (1979), *Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region*, J. Fluid Mech., 90 (3), pp: 531-539.
- [62] **G. Xu, R.A. Antonia**, (2002), *Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet*, Experiments in Fluids, 33, pp: 677-683. DOI 10.1007/s00348-002-0523-7.
- [63] **S. Manigandan, K. Vijayaraja**, (2018), *Energy decay characteristics of a non-circular supersonic jet*, International Journal of Ambient Energy, DOI:10.1080/01430750.2018.1437558.

- [64] **I. M. Ibrahim, S. Murugappan, E. J. Gutmark**, (2005), *Penetration, Mixing and Turbulent Structures of Circular and Non-Circular Jets in Cross Flow*, 43<sup>rd</sup>. AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 10 - 13 January, Reno, Nevada.
- [65] **E. Rouly, A. Warkentin, R. Bauer**, (2015), *Design and testing of low-divergence elliptical-jet nozzles*, Journal of Mechanical Science and Technology, 29, pp: 1993–2003.
- [66] **S.M. Aravindh Kumar, E. Rathakrishnan**, (2015), Rectangular tabs for elliptic jet control, International Conference on Fluid Power and Mechatronics, August 5-7, 2015, Harbin, China.
- [67] **S.M. Aravindh Kumar, E. Rathakrishnan**, (2016), *Elliptic jet control with triangular tab*, Proc. I. Mech. E. Part G: J Aerospace Engineering, 0 (0), pp: 1-18, DOI: 10.1177/0954410016652921.
- [68] **S.H. Park, H.D. Shin**, (1993), Measurements of entrainment characteristics of swirling jets, Int. J. Heat Mass Transfer, 36 (16), pp: 4009-4018.
- [69] **A. Escue, J. Cui**, (2010), *Comparison of turbulence models in simulation swirling pipe flows*, Appl. Math. Model., 34(10), pp: 2840-2849. Doi: 10.1016/j.apm.2009.12.018
- [70] **H.D. Zhang, C. Han, T.H. Ye, et al.**, (2015), *Large eddy simulation of unconfined turbulent swirling flow*, Sci China Tech Sci, 2015, doi: 10.1007/s11431-015-5912-2.
- [71] **M.R. Davis**, (1982), *Variable control of jet decay*, AIAA Journal, 20, pp: 606-609.
- [72] **V. FAIVRE**, (2003), *Étude expérimentale et numérique du contrôle actif de jets dans des chambres de combustion*, Phd Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse, France.
- [73] **G.J. Nathan, SJ. Hill, RE. Luxton**, (1998), *An axisymmetric ‘fluidic’ nozzle to generate jet precession*. J. Fluid Mech., 370(3), pp: 47-80.
- [74] **A. K. Gupta, D. G. Lilley, N. Syred**, *Swirl flow*, United Kingdom: Abacus Press, 1984.
- [75] **N. Syred, NA. Chigier, JM. Beér**, (1971), *Flame stabilization in recirculation zones of jets with swirl*, Symp. (Int.) Combust., 13, pp: 617-624.
- [76] **M. Stöhr, R. Sadanandan, W. Meier**, (2011), *Phase-resolved characterization of vortex–flame interaction in a turbulent swirl flame*. Exp. Fluids., 51, pp: 1153-1167.
- [77] **P. Basu, C. Kefa, L. Jestin**, *Boilers and Burners: Design and Theory*, Springer New York, 2000.
- [78] **W. Leuckel**, *Swirl Intensities, Swirl Types and Energy Losses of Different Swirl Generating Devices: Symbols, Definition, Derivations of Formulas-figures*, 1967.
- [79] **N. Syred, J. Beér**, (1974), *Combustion in swirling flows: A review*, Combustion and Flame, 23(2), pp: 143-201.
- [80] **P. P. Palies**, (2010), *Dynamics and Combustion Instabilities of Swirling Flames*, Phd Thèse, Ecole Centrale Paris. France.
- [81] **K. Merkle, H. Haessler, H. Büchner, N. Zarzalis**, (2003). *Effect of coand counter-swirl on the isothermal flow- and mixture-field of an airblast atomizer nozzle*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 24(4), pp:529 -537. Selected Papers from the Fifth International Conference on Engineering Turbulence Modelling and Measurements.
- [82] **H. C. Mongia**, (2011), *Engineering aspects of complex gas turbine combustion mixers part iv: Swirl cup*, In 9<sup>th</sup>. Annual International Energy Conversion Engineering Conference, International Energy Conversion Engineering Conference (IECEC), American Institute of Aeronautics and Astronautics.

- [83] **D. Durox, J. P. Moeck, J.-F. Bourgoïn, P. Morenton, M. Viallon, T. Schuller, S. Candel**, (2013), *Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control*, Combustion and Flame, 160 (9), pp:1729-1742.
- [84] **L. Guedot**, (2015), *Développement de méthodes numériques pour la caractérisation des grandes structures tourbillonnaires dans les brûleurs aéronautiques : application aux systèmes d'injection multi-points*, Mécanique des fluides, INSA de Rouen, France.
- [85] **J. Burguburu**, (2012), *Etude expérimentale de la stabilité d'une flamme dans une chambre de combustion aéronautique par recirculation de gaz brûlés et par ajout d'hydrogène*, INSA de Rouen, France.
- [86] **HJ. Sheen, WJ. Chen, SY. Jeng, TL. Huang**, (1996), *Correlation of swirl number for a radial-type swirl generator*, Experimental Thermal and Fluid Science. 12, pp: 444-451.
- [87] **Z. Mansouri, M. Aouissi, T. Boushaki**, (2016), *Detached eddy simulation of high turbulent swirling reacting flow in a premixed model burner*, Combustion Science and Technology, 188(11-12), pp: 1777-1798.
- [88] **V. Moureau, P. Domingo, L. Vervisch**, (2011), *From Large-Eddy Simulation to Direct Numerical Simulation of a lean premixed swirl flame: Filtered laminar flame-PDF modeling*, Combustion and Flame, 158(7), pp:1340-1357.
- [89] **D. Joseph**, (2004), *Modélisation des transferts radiatifs en combustion par méthode aux ordonnées discrètes sur des maillages non structurés tridimensionnels*, thèse de Doctorat en énergétique et transferts, INPT, Toulouse, France.
- [90] **R. Borghi**, (2003), *La combustion turbulente*, Technique de l'ingénieur, Section Mécanique, Vol.B8, pp.325.
- [91] Thermochemical Tables JANAF (Joint ArmyNavy Air Force). 2<sup>ème</sup> éd. D.R. Stull, H. Prophet, project directors US Dept. of Commerce -National Bureau of Standards, 1971.
- [92] **H. Yapici, N. Kayatas, B. Albayrak, G. Basturk**, (2005), *Numerical calculation of local entropy generation in a methane-air burner*, Energy Conversion and Management, 46, pp: 1885-1919.
- [93] **W. G. Rose**, (1962), *A swirling round turbulent jet*, Journal of Applied Mechanics, 29, pp: 615-625.
- [94] **Fluent V6.3**, (2006), *The software Package*, Fluent Inc, New Hampshire, USA.
- [95] **Fluent Inc, Fluent 6.3**, (2006), *User's Guide, Chapter 12, Modeling turbulence*, Lebanon, New Hampshire, USA.
- [96] **D. B. Spalding**, (1970), *Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames*. In 13<sup>th</sup> Symp, (Int'l.) on Combustion, The Combustion Institute.
- [97] **B. F. Magnussen, B. H. Hjertager**, (1976), *On mathematical models of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion*, In 16<sup>th</sup> Symp. (Int'l.) on Combustion, The Combustion Institute.
- [98] **Roland Borghi, Michel Champion**, *Modélisation et Théorie des Flammes*, Editions TECHNIP, Livre.
- [99] **J.C. Guibet**, (2004), *Les carburants et la combustion*, Technique de l'ingénieur, Section Mécanique, Vol.B2, pp: 520.

- [100] **M. Ilbas, I. Yilmaz, Y. Kaplan**, (2005), *Investigation of hydrogen-hydrocarbon composite fuel combustion and NO<sub>x</sub> emission characteristics in a model combustor*, International Journal of Hydrogen Energy, 30, pp: 1139-1147.
- [101] **GG. De Soete**, (1989), *Mécanismes de formation et de destruction des oxydes d'azote dans la combustion*, Rev. Gen. Therm., 21, pp : 330-331.
- [102] **R.W. Bilger, M. B Esler, S. H. Starner**, (1991), *Reduced kinetic mechanisms and asymptotic approximations for methane-air flames*, in M. D. Smooke (ed.), *On reduced mechanisms and for methane-air combustion*, Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [103] **Gambit** (2002): *A CFD preprocessor*, Gambit 2.0 User's guide, Vol.2, Canterra, Lebanon, New Hampshire, USA.
- [104] **Ansys-Fluent V18.1**, (2017), The software Package, Fluent Inc, New Hampshire, USA.
- [105] **Y.H. Kao, S. B. Tambe, S.M. Jeng**, (2013), *Aerodynamics of linearly arranged rad-rad swirlers, effect of number of swirlers and alignment*, Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition GT2013, June 3-7, San Antonio, Texas, USA.
- [106] **Y.H. Kao, S. B. Tambe, S.M. Jeng**, (2014), *Aerodynamics study of a linearly-arranged 5-swirler array*, Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and ExpositionGT2014, June 16 – 20, Düsseldorf, Germany.



# Production scientifique

Cette thèse a donné lieu à : **02** Publications internationales, **01** Publications nationales, **14** Communications internationales et **07** Communications nationales.

### **Publications internationales :**

- A. **KHELIL**, S. **NECHAD**, H. **NAJI**, L. **LOUKARFI**, M. **BRAIKIA** AND M. **BERIACHE** «Numerical Study of the Influence of Combustion Models and Kinetic Schemes when Predicting the Diffusion Flames». *Journal of Mechanics*, available on  
JDOI:10.1017/jmech.2012.108([http://journals.cambridge.org/abstract\\_S1727719112001086](http://journals.cambridge.org/abstract_S1727719112001086)).

- S. **NECHAD**, A. **KHELIL**, M. **HADJ MELIANI**, L. **LOUKARFI**, M. **BRAIKIA** « Three-Dimensional Numerical Investigation on Swirling Jets and Elliptic Jets with Different Aspect Ratio». *JOURNAL of STRUCTURAL INTEGRITY AND LIFE*, Vol. 18, No 3 (2018), pp. 197–205.

### **Publications nationales :**

- Y. **BOUHAMIDI**, A. **KHELIL**, S. **NECHAD**, L. **LOUKARFI** ET A. **BENNIA** « Etude numérique de l'influence de la géométrie sur l'écoulement des jets tourbillonnaires », *Revue « Nature & Technologie ». A- Sciences fondamentales et Engineering*, N° 13/ Juin 2015. pp. 40–46, ISSN 1112-9778, (<http://www.univ-chlef.dz/revuenatec>).

### **Communications internationales :**

- S. **NECHAD**, A. **KHELIL**, L. **LOUKARFI** ET M. **BRAIKIA** « Simulation numérique à trois dimensions d'une flamme de diffusion en utilisant un schéma réactionnel quasi-global et détaillé», 20<sup>ème</sup> *Congrès Français de Mécanique (CFM 2011)*, du 28 août au 2 septembre 2011, France.  
(<http://documents.irevues.inist.fr/handle/2042/45818/browse?value=NECHAD%2C+Said&type=author>).

- S. **NECHAD**, A. **KHELIL**, L. **LOUKARFI** ET M. **BRAIKIA** «Simulation numérique à trois dimensions d'une flamme de diffusion en utilisant un schéma réactionnel quasi-global», *15th International Meeting on Thermal Sciences Tlemcen 24 – 26 Septembre 2011, Algérie*.

- S. **NECHAD**, A. **KHELIL**, L. **LOUKARFI** AND M. **BOUKETITA** « Numerical Simulation of Pollutant NO<sub>x</sub> Emissions in the Diffusion Flame Combustion», *the second international workshop on fracture mechanics held at chlef university, Algeria from 23-25 November 2013*.

- Y. **BOUHAMIDI**, S. **NECHAD**, A. **KHELIL** ET L. **LOUKARFI** « Etude numérique à trois dimensions de l'influence du nombre d'ailettes d'un diffuseur sur la structure du jet tourbillonnaire » *Colloque International Caractérisation et Modélisation des Matériaux et Structures « CMMS14 »*, du 12 & 13 novembre 2014 à l'université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, Algérie.

- A. **KHELIL**, H. **NAJI**, L. **LOUKARFI**, M. **BRAIKIA**, Y. **BOUHAMIDI** ET S. **NECHAD** « Etude comparative des jets elliptiques et tourbillonnaires », 22<sup>ème</sup> *Congrès Français de Mécanique Lyon (CFM 2015)*, 24 au 28 Août 2015, France.

- S. **NECHAD**, A. **KHELIL** AND Y. **BOUHAMIDI** « Numerical investigation of diffusion flames in combustion chamber », *the Fifteenth International Conference “Fatigue and fracture at all scales - Fracture and Environment”*, to be held at the National Polytechnic School of Oran University, Algeria; from October 20-23, 2015.

- Y. **BOUHAMIDI**, A. **KHELIL** AND S. **NECHAD** « Numerical investigation of the geometries influence on the hydrodynamic fields of the swirling jets», *the Fifteenth International Conference “Fatigue and fracture at all scales - Fracture and Environment”*, to be held at the National Polytechnic School of Oran University, Algeria; from October 20-23, 2015.

- A. BENNIA, L. LOUKARFI, A. KHELIL, H. FELLOUAH, M. BRAIKIA ET S. NECHAD, « Désertification thermique par application d'un jet turbulent a diffuseur muni de lobes », 3<sup>ème</sup> Conférence Internationale sur l'Energie, les Matériaux, l'Energétique Appliquée et la Pollution (CIEMEAP'16) ; Université Constantine 1 : 30-31 October, 2016. Algeria.

- S. NECHAD, A. KHELIL, L. LOUKARFI, M. BOUKETITA, A. BENNIA AND Y. BOUHAMIDI, "Numerical Simulation of Dynamics Flows of Diffusion Flames in the Combustion Chamber", *The Third International Conference on FRACTURE MECHANICS, Engineering Applied Fracture Mechanics and Environment, UHB Chlef 27-30 November 2016. Algeria.*

- Y. BOUHAMIDI, A. KHELIL, M. BRAIKIA, S. NECHAD, A. BENNIA AND L. LOUKARFI, "Numerical investigation of the geometry influence on the aerodynamic fields of the free turbulent jets", *The Third International Conference on FRACTURE MECHANICS, Engineering Applied Fracture Mechanics and Environment, UHB Chlef 27-30 November, 2016. Algeria.*

- A. BENNIA, L. LOUKARFI, A. KHELIL, H. FELLOUAH, ET S. NECHAD "Etude numérique d'un jet turbulent a diffuseur muni de lobes", Fourth International Conference on Energy, *Materials, Applied Energetic and Pollution (ICEMAEP'18), Montouri Brothers' Constantine1 University, Algeria, from April 29-30, 2018.*

- S. NECHAD, A. KHELIL, A. BENNIA, L. LOUKARFI, Y. BOUHAMIDI, M. BEDROUNI "Large-Eddy Simulation of Turbulent Jet Issued from Lobed Diffuser", *The Fourth International Conference on FRACTURE MECHANICS and ENERGY, TRENDS on the Fracture and Environment, FRACT'4, UHB Chlef 26-29 November 2018. Algeria.*

- A. BENNIA, L. LOUKARFI, A. KHELIL, S. NECHAD, H. FELLOUAH, "Numerical Thermal Study of a Free Lobed Jet with Five Lobes", *The Fourth International Conference on FRACTURE MECHANICS and ENERGY, TRENDS on the Fracture and Environment, FRACT'4, UHB Chlef 26-29 November 2018. Algeria.*

- Y. BOUHAMIDI A. KHELIL, M. BRAIKIA, S. NECHAD, L. LOUKARFI, "Improvement of Transfer by the Interaction of a Swirling Jet Impinging", *The Fourth International Conference on FRACTURE MECHANICS and ENERGY, TRENDS on the Fracture and Environment, FRACT'4, UHB Chlef 26-29 November 2018. Algeria.*

### **Communications nationales:**

- S. NECHAD, A. KHELIL, Y. BOUHAMIDI, A. BENNIA and L. LOUKARFI «Etude numérique comparative entre un générateur de swirl radiale et axiale dans un bruleur d'une chambre de combustion», *The First Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, SSEN AM '1 Mascara, 19-20 April, 2017.*

- Y. BOUHAMIDI, A. KHELIL, S. NECHAD and L. LOUKARFI «L'amélioration du transfert de chaleur par l'interaction d'un jet tourbillonnaire impactant», *The First Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, SSEN AM '1 Mascara, 19-20 April, 2017.*

- S. NECHAD, A. KHELIL, Y. BOUHAMIDI, L. LOUKARFI, « Prédiction Numérique du Champ Dynamique d'un Diffuseur à Jet Lobe ». *The Second Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, (SSENAM'2) Chlef 13-14 December 2017. Algeria.*

- Y. BOUHAMIDI, A. KHELIL, S. NECHAD, L. LOUKARFI « Etude numérique de l'interaction d'un jet tourbillonnaire impactant ». *The Second Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, (SSENAM'2) Chlef 13-14 December 2017. Algeria.*

- A. BENNIA, S. RAHAL, A. KHELIL, L. LOUKARFI, S. NECHAD, M. BEDROUNI, H. FELLOUAH, « Etude paramétrique de la convection naturelle dans une cavité avec ailette », *the third Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, SSEN AM '3 Mascara, 02-03 Mai, 2018.*

- *Y. BOUHAMIDI, A. KHELIL, S. NECHAD, M. BRAIKIA, M. HADJ MELIANI, L. LOUKARFI* «Numerical comparison of radial velocity and reduced temperature profiles for configurations with different vane angle», *The Fourth Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, SEN AM '4 Bechar, 18-19 December, 2018.*

- *M. BEDROUNI, S. NECHAD, A. KHELIL* «Numerical comparative study of the flow past different obstacles with the large eddy simulation method», *The Fourth Students Symposium on Engineering Application of Mechanics, SEN AM '4 Bechar, 18-19 December, 2018.*