

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ AMAR TELIDJI – LAGHOUE



FACULTÉ DE TECHNOLOGIE
DÉPARTEMENT DE GENIE MÉCANIQUE
LABORATOIRE DE MÉCANIQUE

Thèse

Présentée par

MANSOURI Zakaria

Soutenue publiquement le .../.../...

Pour l'obtention du diplôme de DOCTORAT 3ème cycle

Spécialité : Energétique

Intitulée

**Etude de la Stabilité d'une Flamme de Prémélange par Simulation
Numérique**

Membres du jury

BENCHATTI Ahmed	Professeur, UAT Laghouat	Président
MEDJELLED Ahmed	Professeur, UAT Laghouat	Examineur
BOUZIT Mohamed	Professeur, UST Oran	Examineur
BENAROUS Abdellah	Maître de Conférences A, UHB Chlef	Examineur
AOUISSI Mokhtar	Professeur, UAT Laghouat	Directeur de thèse
BOUSHAKI Toufik	Maître de Conférences, Université d'Orléans	Co-encadrant

Dédicaces

A mes parents

A mes frères et sœurs

A ma femme

A tous ceux qui ont contribué de près ou de loin dans ce travail

Zakaria

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé dans deux locaux : à l'Université Amar Telidji de Laghouat (Algérie) et le laboratoire ICARE-UPR3021 du CNRS (France).

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à mes directeurs de thèse, Mokhtar Aouissi (UATL) et Toufik Boushaki (CNRS-ICARE), pour m'avoir donné l'opportunité de réaliser cette thèse tout en me laissant une réelle autonomie et en me témoignant leur confiance. Qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de ma plus profonde gratitude.

Je remercie aussi Messieurs BENCHATTI Ahmed, MEDJELLED Ahmed, BENAROUS Abdellah et BOUZIT Mohamed de m'avoir fait l'honneur de participer à ce jury.

Mes pensées vont aussi à tous mes proches pour leur soutien tout au long de cette thèse.

Résumé

Le travail de thèse est une contribution à l'étude numérique des flammes de propane turbulentes prémélangées en régime très pauvre. L'effet de l'écoulement hélicoïdal (swirlé) et l'enrichissement en hydrogène sont analysés. L'étude se focalise sur la stabilité de la flamme, la dynamique de l'écoulement réactif et les émissions polluantes. La configuration étudiée se compose d'un brûleur à swirler axial et un tube de prémélange précédé par une injection radiale de propane. Le brûleur est confiné dans une chambre de combustion cylindrique. La simulation numérique est réalisée avec l'approche RANS où trois modèles de turbulence sont testés : $k - \varepsilon$ Standard $k - \varepsilon$, $k - \varepsilon$ Realizable et $k - \omega$ SST. Ceci permet d'évaluer la performance de ces modèles dans la prédiction des écoulements turbulents swirlés et confinés. Le schéma d'interaction turbulence-chimie est modélisé avec l'approche Finite-Rate/Eddy Dissipation avec un mécanisme de réaction globale de trois étapes. La mise en rotation du jet est à l'origine d'une zone de recirculation centrale (ZRC) qui favorise la stabilisation de la flamme en régime pauvre et à grand nombre de Reynolds. Les comparaisons entre les résultats numériques (RANS) et les mesures expérimentales sont satisfaisantes, notamment les profils de la vitesse axiale et radiale, la température et la concentration du C_3H_8 . Le modèle $k - \varepsilon$ Realizable a démontré la meilleure adéquation comparant aux autres modèles pour prédire proprement les caractéristiques de l'écoulement.

L'étude de l'effet du nombre de swirl montre la présence d'une zone de recirculation externe (ZRE) au voisinage des coins de la chambre. La taille de cette zone est pilotée par le nombre de swirl. La flamme est toujours présente dans cette zone et sa température est plus au moins élevée. Lorsque le nombre de swirl atteint une valeur critique l'éclatement tourbillonnaire a lieu et conduit à l'apparition de la ZRC. Cette zone accroche la flamme par un effet aérodynamique et elle assure le contact entre le mélange frais et les gaz brûlés, ce qui conduit à l'allumage permanent de la flamme. L'augmentation du nombre de swirl à une valeur élevée conduit à la propagation de la ZRC en amont de la chambre, et par conséquent l'apparition du flashback (retour de flamme), un phénomène très défavorable dans les systèmes de combustion.

L'étude de l'effet de l'ajout d'hydrogène apporte des détails sur les caractéristiques des flammes swirlées enrichies (C_3H_8/H_2 -air), comme l'élargissement du diagramme de sa stabilité et la réduction des émissions polluantes. L'étude de la richesse ultra-pauvre permet de mettre en évidence l'effet de l'ajout de H_2 sur l'élimination de l'extinction de la flamme. Une étude de l'effet de la diffusion moléculaire est mise en évidence pour expliquer son importance dans l'exactitude de calcul numérique de ce type des flammes. L'ajout de faibles quantités d'hydrogène infle légèrement la structure et la température des flammes. L'ajout d'une quantité importante mène à compacter la flamme, augmenter la température et réduit les émissions polluantes comme le monoxyde de carbone (CO) et le gaz à effet de serre (CO_2).

Mots-clés : Combustion, Émissions polluantes, Enrichissement en Hydrogène, Flamme prémélangée, RANS, Swirl, stabilisation de flamme.

Table des matières

Introduction et objectif de la thèse	1
0.1. Contexte général	1
0.2. Objectifs de la thèse	4
0.3. Plan du manuscrit	6
I. Généralités et état de l'art sur les flammes prémélangées swirlées	
1. Généralités sur les flammes prémélangées	8
1.1. Flamme prémélangée en régime laminaire	9
1.2. Influence de la turbulence	11
1.3. Régimes de combustion turbulente prémélangée	12
1.4. La formation des polluants	15
1.4.1. Monoxyde de carbone CO	16
1.4.2. Oxydes d'azote NO_x	17
1.4.3. Les hydrocarbures imbrûlés	19
1.5. Conclusion	19
2. Phénoménologie des flammes turbulentes prémélangées swirlées	20
2.1. Écoulements swirlés non réactifs	21
2.1.1. Définitions et généralités sur les écoulements swirlés	21
2.1.2. Techniques de génération de l'écoulement swirlé	23
2.1.3. Caractérisation du champ de l'écoulement produit par swirl	24
2.2. Stabilisation des flammes prémélangées swirlées	27
2.2.1. Stabilisation en régime prémélangé	28
2.2.2. Stabilisation par obstacle « Bluff-body »	29
2.2.3. Stabilisation par swirl	30
2.3. Influence du nombre de swirl	31
2.4. Caractéristiques des flammes prémélangées swirlées enrichies en hydrogène	32
2.4.1. Flammes prémélangées enrichies en hydrogène	32
2.4.2. Stabilisation des flammes prémélangées swirlées enrichies en H₂	33
2.5. Conclusion	34

II. Méthodologies de simulation de la combustion turbulente prémélangée et modélisation du brûleur

3. Modélisation des écoulements turbulents réactifs	36
3.1. Equations de conservation des écoulements réactifs	37
3.1.1. Conservation de la masse et des espèces	37
3.1.2. Conservation de la quantité de mouvement	37
3.1.3. Conservation de l'énergie	38
3.2. Modélisation de la turbulence	39
3.2.1. Approches numériques de la combustion turbulente	39
3.2.2. Equations de Navier-Stokes moyennes	42
3.2.3. Les termes ouverts dans les équations de RANS	43
3.2.4. Modèles de la turbulence	45
3.3. Modèles d'interaction flamme prémélangée/turbulence	53
3.3.1. Approche d'Arrhenius ou « sans modèle »	54
3.3.2. Le modèle Eddy Break Up	55
3.3.3. Le modèle Eddy Dissipation	56
3.3.4. Le modèle Eddy Dissipation Concept	56
3.4. Le code ANSYS-Fluent	59
3.4.1. Types de solveurs	59
3.5. Conclusion	62
4. Modélisation du brûleur et maillage	63
4.1. Le brûleur à swirler axial	63
4.2. Techniques de mesures	65
4.2.1. Visualisation de l'écoulement	65
4.2.2. Mesures de vitesse	65
4.2.3. Mesures de température	66
4.3. Diagramme de stabilité et points étudiés	66
4.3.1. Les points simulés dans l'étude de nombre de swirl	66
4.3.2. Les points simulés dans l'étude de l'ajout d'hydrogène	67
4.4. Modélisation du brûleur	68
4.5. Les conditions aux limites	69
4.5.1. Entrée de prémélange	69
4.5.2. Sortie de la chambre de combustion	73
4.5.3. Axe de symétrie	63
4.5.4. Parois solides	73

4.6. Maillage	74
4.7. Conclusion	75

III. Résultats des simulations et discussions

5. Etude de l'effet de swirl sur la dynamique de l'écoulement et la flamme prémélangée ...	77
5.1. Stratégies des calculs numériques	78
5.2. L'indépendance solution - maillage	80
5.3. Structure de l'écoulement et distribution de la température	82
5.3.1. Structure de l'écoulement prédit par les trois modèles	82
5.3.2. Distribution de la température prédite par les trois modèles	84
5.4. Comparaisons avec les résultats expérimentaux	85
5.4.1. Profils des vitesses axiales et radiales	85
5.4.2. Profils de la température et de la fraction massique du propane	87
5.5. Effet du nombre de swirl sur les caractéristiques de l'écoulement	89
5.5.1. Distribution de la vitesse axiale	89
5.5.2. Indentification de l'éclatement tourbillonnaire	91
5.5.3. Evolution de l'écoulement swirlé	92
5.6. Effet du nombre de swirl sur la flamme	93
5.6.1. Distribution de la température	93
5.6.2. Température sur l'axe central	94
5.6.3. Caractérisation du retour de la flamme	95
5.7. Conclusion	97
6. Etude de l'effet de l'ajout d'hydrogène sur les caractéristiques des flammes prémélangées swirlées	99
6.1. Stratégies des calculs numériques	100
6.2. Effet de H ₂ sur la limite de l'inflammabilité	101
6.3. Effet de la diffusion différentielle	103
6.4. Effets de l'ajout de H ₂ et l'intensité de swirl sur la structure de l'écoulement	105
6.5. Effets de l'ajout de H ₂ et l'intensité de swirl sur la température de la combustion ...	108
6.6. Effets de l'ajout de H ₂ et l'intensité de swirl sur la longueur de flamme	111
6.7. Effets de l'ajout de H ₂ et l'intensité de swirl sur les taux des réactions	112
6.8. Effets de l'ajout de H ₂ et l'intensité de swirl sur les espèces	114
6.9. Effets de l'ajout de H ₂ et l'intensité de swirl sur les émissions CO	116
6.10. Conclusion	117
Conclusion et perspectives	119

Liste des symboles

Chapitre 1

Lettres romaines		Lettres grecques	
S_L	Vitesse de flamme laminaire	λ	Conductivité thermique
c_p	Chaleur spécifique à pression constante	ρ	Masse volumique du mélange frais
T_f	Température des gaz frais	δ_L	Epaisseur de flamme
T_p	Température des gaz préchauffés	Φ	Richesse de mélange
T_b	Température des gaz brûlés	ν	Viscosité cinématique.
R	Taux de réaction	τ_c	Temps caractéristique de la chimie
Y_F	Fraction massique du carburant	τ_0	Temps caractéristique de la turbulence
Y_O	Fraction massique du comburant	τ_η	Temps caractéristique de Kolmogorov
\dot{m}	Débit massique	η	Echelle caractéristique de Kolmogorov
S_T	Vitesse de flamme turbulente	ϵ	Dissipation de l'énergie cinétique
A_L	Surface de flamme laminaire		
A_T	Surface de flamme turbulente		
Re_t	Nombre de Reynolds turbulent		
u'	Vitesse fluctuante		
l_0	Echelle intégrale de la turbulence		
u_η	Vitesse caractéristiques de Kolmogorov		
Ka	Nombre de Karlovitz		
Da	Nombre de Damköhler		

Chapitre 2

Lettres romaines		Lettres grecques	
S_n	Nombre de swirl	ρ	Masse volumique
G_θ	Flux axial de moment angulaire		
G_x	Flux axial de moment axial		
R	Rayon		
u	Vitesse axiale		
w	Vitesse tangentielle « Swirlée »		
p	Pression statique		
D_i	Diamètre intérieur du swirler		
D_e	Diamètre extérieur du swirler		

Chapitre 3

Lettres romaines		Lettres grecques	
u_i	Vitesse dans la direction i	ρ	Masse volumique
x_i	Coordonnées	$\dot{\omega}_k$	Taux de réaction de l'espèce k
t	Temps	τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses
Y_k	Fraction massique de l'espèce k	μ	Viscosité dynamique
$V_{k,i}$	Vitesse de diffusion de l'espèce k	σ_{ij}	Tenseur de la contrainte dans le plan i et la direction j
$f_{k,j}$	Force volumique appliquée à l'espèce k dans la direction j	λ	Conductivité thermique
e_t	Energie totale	μ_t	Viscosité turbulente
\dot{Q}	Terme source de la chaleur	σ_k	Constante
q_i	Flux de l'énergie	σ_ϵ	Constante
h_k	Enthalpie de l'espèce k	$\bar{\Omega}_{ij}$	Tenseur de taux de rotation moyen
h_s	Enthalpie sensible	$\tilde{\omega}_k$	Vitesse angulaire

\tilde{c}	Variable de progrès
β	Constante pré-exponentielle
C_{EBU}	Constante
A	Constante
B	Constante
s	Coefficient stœchiométrique
\dot{m}^*	Débit massique échangé d'une seule petite structure

Chapitre 4

Lettres romaines	Lettres grecques	
T_e	Température d'entrée	
U_0	Vitesse débitante dans le col	
D	Diamètre du col	
S_n	Nombre de swirl	
$\dot{m}_{mél}$	Débit massique du mélange	
u	Vitesse axiale	
w	Vitesse tangentielle « Swirlée »	
X_{H_2}	Fraction volumique de H ₂	
I	Intensité de turbulence	
y^+	Vecteur adimensionnel de distance de la paroi	
x	Coordonnée axiale	
	φ	Angle de pales de swirler
	ϕ	Richesse

Liste des figures

Figure 0.1 – Domaines d'applications de la combustion : a) Four industriel, b) Avion civil Boeing 737-800, c) Centrale thermique, d) Véhicule Mercedes G300

Figure 0.2 – Agents énergétiques contribues à la production d'énergie électrique en Algérie selon les statistiques de l'Agence Internationale de l'Energie en 2013 [6].

Figure 0.3 – Quelques systèmes de conversion d'énergie basées sur la combustion, a) Brûleurs de cuisinière à gaz, b) Four industriel du complexe d'El Hadjar à Annaba, c) Centrale électrique de Cap-Djenet à Boumerdès.

Figure 0.4 – Les gains de l'efficacité de carburant depuis l'âge moderne des avions civils [7].

Figure 0.5 – La configuration expérimentale dur brûleur adopté dans notre étude [8].

Figure 1.1 – Structure d'une flamme plane laminaire prémélangée.

Figure 1.2 – Plissement d'une flamme de prémélange dû à la turbulence.

Figure 1.3 – Diagramme des régimes de combustion turbulente prémélangée.

Figure 1.4 – Tendances des émissions de CO et NO en fonction de la température dans une chambre de combustion de turbine à gaz.

Figure 2.1 – (a) Visualisation d'un écoulement d'eau swirlé ensemencé de bulles d'air et (b) Schéma des zones caractéristiques de l'écoulement [24].

Figure 2.2 – Schéma d'un swirler à pales axiales [26].

Figure 2.3 – (a) Schéma d'un swirler à pales tangentielles [26] et (b) Schéma d'un swirler à tubes circulaires [27].

Figure 2.4 – Schéma d'un écoulement swirlé à la sortie de brûleur [28].

Figure 2.5 – Structure de l'écoulement à la sortie d'un brûleur coaxial avec S

Figure 2.6 – Distribution des vitesses axiales lorsque l'intensité du swirl augmente du type A au type C [34].

Figure 2.7 – (a) Soufflage de la flamme et (b) retour de la flamme dans un brûleur à swirl partiellement prémélangé [35].

Figure 2.8 – Topologie de l'écoulement dans un sillage bluff-body [23].

Figure 2.9 – Stabilisation d'une flamme de Jet-oil par la ZRC d'un jet swirlé [38].

Figure 3.1 – Représentation de la variation temporelle de la température et le degré de détail de chaque approche numérique.

Figure 3.2 – Représentation de spectre de l'énergie en fonction de nombre d'onde de coupure.

Figure 3.3 – Schéma de réacteur de modèle Eddy Dissipation Concept.

Figure 4.1 – (a) Schéma Brûleur Prémélangé Swirlé de Lisbonne (BPSL), (b) une photographie du BPSL en mode opératoire [88].

Figure 4.2 – Le diagramme de stabilité de la configuration BPSL avec les points opérationnels de l'étude de S_n .

Figure 4.3 – Le diagramme de stabilité de la configuration BPSL avec les points opérationnels de l'étude de l'ajout d'hydrogène.

Figure 4.4 – Vue tridimensionnelle du brûleur modélisé.

Figure 4.5 – Domaine de calcul bidimensionnel.

Figure 4.6 – Profil de vitesse axiale à l'entrée de domaine de calcul. La condition limite est située à $x = -165.6 \text{ mm}$.

Figure 4.7 – Comparaison entre les profils de la vitesse axial obtenus par les méthodes A et B dans différentes positions axiales dans la CC.

Figure 4.8 – Le maillage moyen de 202 380 cellules près de la zone d'expansion.

- Figure 5.1** – L'indépendance solution – maillage pour les profils radiaux de la vitesse axiale moyenne dans plusieurs positions et différents modèles de turbulence.
- Figure 5.2** – Le champ moyen de vitesse axiale pour $S = 1.05$ et $\phi = 0.5$ prédit par les 3 modèles de turbulence.
- Figure 5.3** – Comparaison de la distribution de la température moyenne mesuré et simulé par les 3 modèles pour $S_n = 1.05$ et $\phi = 0.5$.
- Figure 5.4** – Les profils radiaux des vitesses prédits par les 3 modèles comparés à l'expérimental (a) la vitesse moyenne axiale, (b) la vitesse moyenne radiale.
- Figure 5.5** – Les profils radiaux prédits par les 3 modèles comparés à l'expérimental (a) la variable de progrès de la température, (b) variable de progrès de fraction massique du propane.
- Figure 5.6** – L'évolution du champ moyen de l'écoulement pour les différents nombres de swirl.
- Figure 5.7** – L'évolution la vitesse axiale moyenne à travers l'axe du centre pour les différents nombres de swirl.
- Figure 5.8** – L'évolution de la vitesse swirlée maximale et son à $x/D = 0.12$.
- Figure 5.9** – L'évolution spatiale du champ moyen de la température pour les différents nombres de swirl.
- Figure 5.10** – L'évolution la température moyenne à travers l'axe du centre pour les différents nombres de swirl.
- Figure 5.11** – Visualisation du flashback avec le taux de réaction moyen au sein du TP et la CC.
- Figure 5.12** – Représentation schématique de la flamme se développant au sein du TP et la CC.
- Figure 6.1** – Distribution de la température dans la chambre pour $S_n = 0.6$, $\phi = 0.3$ et différents X_{H_2} .
- Figure 6.2** – Les effets de la diffusion différentielle sur les profils de température (a) et les fractions massiques de H_2 (b) sur l'axe du centre pour $S_n = 0.6$, $\phi = 0.3$ et différents X_{H_2} .
- Figure 6.3** – Structure de l'écoulement dans la CC pour $S_n = 0.6$ et 1.05 et différents X_{H_2} .
- Figure 6.4** – Profils de la vitesse axiale pour $S_n = 1.05$ dans différents positions.
- Figure 6.5** – Distribution de la température dans la CC pour $S_n = 0.6$ et 1.05 et différents X_{H_2} .
- Figure 6.6** – Les profils de la température sur l'axe du centre pour les cas B et C.
- Figure 6.7** – La longueur et la forme de flamme avec différents X_{H_2} pour les cas B et C.
- Figure 6.8** – Les profils de $\omega_{C_3H_8}$ et ω_{H_2} sur l'axe du centre du brûleur pour les cas B et C.
- Figure 6.9** – Les profils de CO_2 et O_2 sur l'axe du centre du brûleur pour les cas B et C.
- Figure 6.10** – Les émissions CO à la sortie de chambre pour différents X_{H_2} et S_n .

Liste des tableaux

- Tableau 4.1** – Les conditions aux limites à l'entrée du domaine pour l'étude de l'intensité de swirl.
- Tableau 4.2** – Les conditions aux limites à l'entrée du domaine pour l'étude de l'effet de l'ajout d'hydrogène.
- Tableau 4.3** – Les différents maillages utilisés dans l'analyse de l'indépendance.
- Tableau 5.1** – les paramètres détaillés de la stratégie de la simulation numérique.
- Tableau 5.2** – Le mécanisme réactionnel de la combustion du mélange C_3H_8 -air

Introduction et objectif de la thèse

0.1. Contexte générale

La combustion est un domaine multidisciplinaire qui implique la combinaison de la mécanique des fluides, la cinétique chimique, la thermodynamique et le transfert de chaleur. Elle dispose de plusieurs domaines d'applications y compris les processus industriels, l'automobile, la propulsion aéronautique et spatiale, le bâtiment, la production d'énergie électrique et la conversion d'énergie (Figure 0.1). Dans certains systèmes de combustion comme les turboréacteurs ou les turbines à gaz, la combustion peut se coupler avec d'autres phénomènes (acoustique, dynamique, confinement) et conduit aux problèmes d'instabilités dans l'installation. Les problèmes typiques sont le retour de flamme¹ [1], le soufflage de flamme² [2], l'instabilité thermo-acoustique [3] et le bruit de la combustion [4]. Ces phénomènes réunissent la complexité de la combustion et donnant lieu à un large éventail des enjeux de la combustion stable. Certains de ces problèmes font l'objet de la présente thèse et seront décrits plus loin en détails.

¹ Le retour de la flamme « Flashback » en anglais.

² Le soufflage de la flamme « Blow-off » en anglais

La combustion est aujourd'hui un des principaux moyens de conversion de l'énergie. En effet, en 2013 par exemple, la consommation d'énergie dans le secteur des transports était de 97,5% dépendante de pétrole [5], qui est transformée en énergie mécanique par le processus de combustion. Il est également utile de rappeler que dans le monde entier 85% de l'énergie primaire est fournie par les systèmes de combustion. En Algérie la combustion est la plus utilisée parce que la plupart de l'énergie électrique algérienne a une origine d'hydrocarbures avec un pourcentage de 99,5%, où 60,1% provient du gaz naturel et 39,4% à partir de pétrole [6], comme le montre la figure 0.2. Pour fixer les idées, la figure 0.3 présente quelques systèmes de conversion d'énergie à base de combustion utilisés en Algérie.

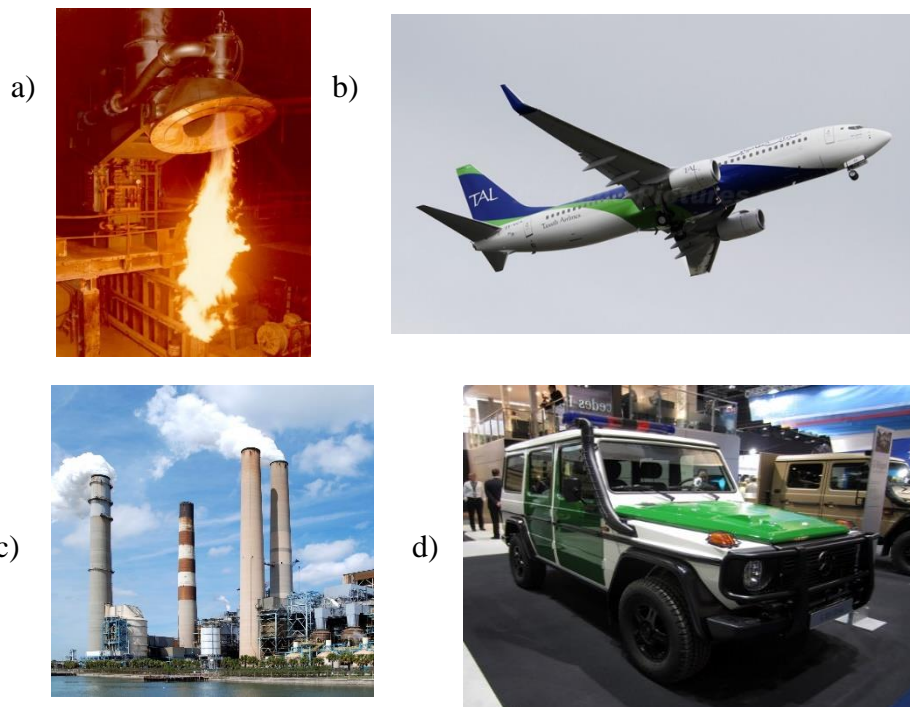


Figure 0.1 – Domaines d'applications de la combustion : a) Four industriel, b) Avion civil Boeing 737-800, c) Centrale thermique, d) Véhicule Mercedes G300.

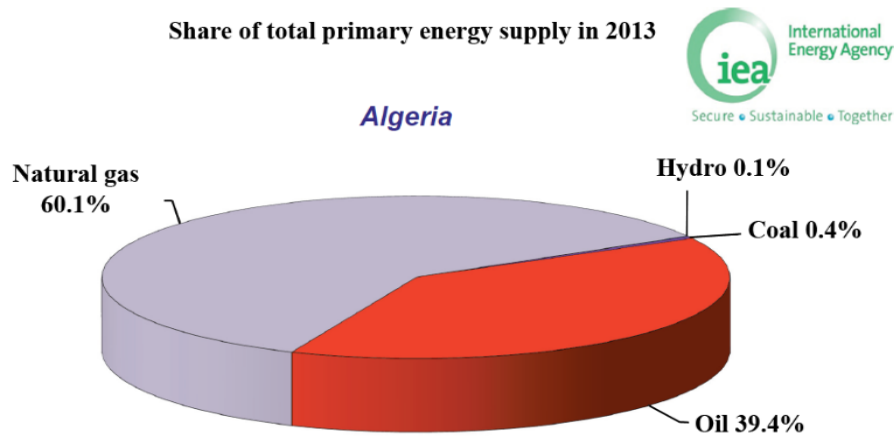


Figure 0.2 – Agents énergétiques contribues à la production d'énergie électrique en Algérie selon les statistiques de l'Agence Internationale de l'Energie en 2013 [6].



Figure 0.3 – Quelques systèmes de conversion d'énergie basées sur la combustion, a) Brûleurs de cuisinière à gaz, b) Four industriel du complexe d'El Hadjar à Annaba, c) Centrale électrique de Cap-Djenet à Boumerdès.

Dans le même contexte, il est important d'améliorer les technologies de la combustion en améliorant l'efficacité des systèmes, et de réduire l'impact environnemental en termes d'émissions polluantes. Il est bien connu que la conversion des combustibles d'hydrocarbures en produits brûlés génère des gazes à effet de serre comme le CO_2 et des polluants comme les hydrocarbures imbrûlés³, les oxydes d'azote (NO_x : NO , NO_2 , N_2O) et de monoxyde de carbone (CO). Parmi les différentes conséquences néfastes, les NO_x et les hydrocarbures imbrûlés sont

³ Les hydrocarbures imbrûlés : « Unburned hydrocarbones UHC » en anglais

les principaux contributeurs à la formation du smog auprès de l'ozone troposphérique. D'un point de vue santé, le NO_2 est toxique et pénètre profondément dans les poumons ; le NO est un gaz irritant pour les bronches et réduit le pouvoir oxygénateur du sang. De plus, les NO et NO_2 contribuent au phénomène de pluies acides. Il est difficile de réduire simultanément les niveaux de NO_x et de CO , mais il est possible d'utiliser le contrôle actif en boucle fermée pour ajuster un point de fonctionnement afin de minimiser ces émissions. Le dioxyde de carbone CO_2 , qui est le principal gaz à effet de serre, peut seulement être réduit par des cycles thermodynamiques des moteurs à un rendement élevé et d'autres systèmes associés. Ces dispositifs à rendement élevé conduisent à un faible coût d'exploitation et une faible consommation. Par exemple, l'efficacité de carburant par passager-km des avions civils d'aujourd'hui a été augmentée d'environ 82% par rapport à la valeur de référence il y a 50 ans [7]. En outre, par rapport aux premières compagnies aériennes comme le Comet 4, la consommation de carburant du moteur a diminué de près de 50% il y a 50 ans aussi, comme le montre la figure 0.4. Ceci a été réalisé par la combinaison du progrès scientifique, l'avancement technologique et de l'ingénierie intelligente.

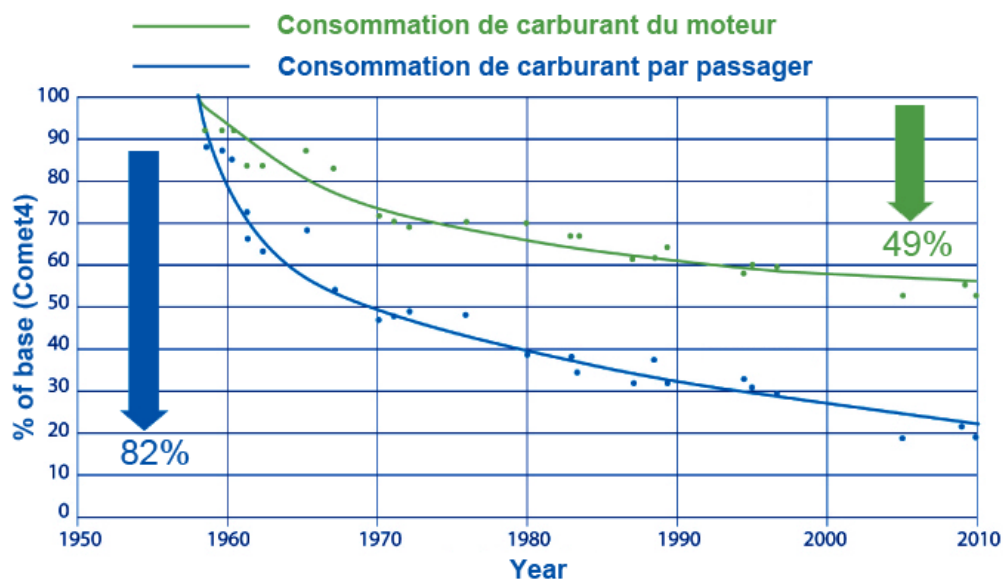


Figure 0.4 – Les gains de l'efficacité de carburant depuis l'âge moderne des avions civils [7].

0.2. Objectifs de la thèse

L'intérêt de notre travail de thèse concerne la simulation numérique de la stabilité des flammes prémélangées dans un brûleur de turbine à gaz. Pour étudier cette problématique, notre travail porte sur deux objectifs : l'un est d'étudier l'effet de l'intensité de l'écoulement swirlé sur la

stabilisation des flammes turbulentes prémélangées, et l'autre est d'étudier l'effet de l'enrichissement en hydrogène sur les mêmes flammes et leur formation des polluants.

Le calcul numérique porte sur une configuration expérimentale qui été réalisé à l'Université Technique de Lisbonne par P.M. Anacleto et al. [8]. Cette configuration correspond bien à l'objectif initial de la thèse. Elle consiste en un brûleur à swirler axial avec injection radiale de combustible, un tube de prémélange et une chambre de combustion. La flamme étudiée est de type turbulente, prémélangées et swirlée (hélicoïdale). D'abord les calculs numériques sont confrontés aux mesures expérimentales afin de valider les différents modèles employés Ensuite, l'analyse des différents phénomènes physiques sont abordées, en s'intéressant entre autres à l'étude des effets de l'intensité de swirl de l'écoulement et l'enrichissement en hydrogène au propane sur le comportement des flammes.

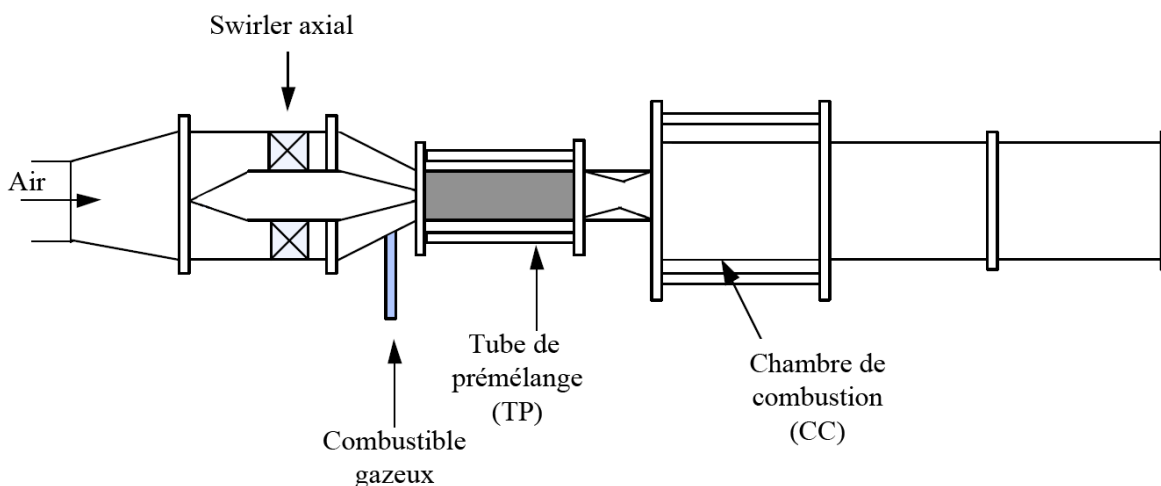


Figure 0.5 – La configuration expérimentale dur brûleur adopté dans notre étude [8].

L'outil employé consiste à la dynamique des fluides numérique⁴ dont l'objectif principale est de répondre au deux questions ci-dessus. Le calcul numérique des écoulements réactifs peut guider la conception, la détermination des conditions opératoires et le choix de la composition du carburant des brûleurs modernes. D'un côté, la résolution numérique des écoulements turbulents combinée à la complexité de la cinétique chimique, est actuellement l'une des principales difficultés rencontrées. De l'autre côté, la puissance insuffisante des calculateurs

⁴ La dynamique des fluides numérique : « Computational fluid dynamics CFD »

pose une seconde difficulté, pourtant ils soient de plus en plus performants, en terme de rapidité de calculs et d'espace de mémoire.

Une collaboration entre le Laboratoire de Mécanique à l'Université Amar Telidji – Laghouat et le laboratoire ICARE du CNRS – Orléans, France a permis de réaliser les calculs CFD et mener à la compréhension des phénomènes complexes liés aux flammes turbulentes prémélangées swirlées. ICARE a été principalement sollicité pour fournir des outils de calcul de haute performance HPC (High Performance Computing) en termes de licences de logiciel ANSYS-Fluent de la fédération EPEE et du labex CAPRYSES et de machines de calculs, PHOEBUS d'ICARE et ARTEMIS du CCSC CasSciModOT.

0.3. Plan du manuscrit

Tout d'abord, nous notons que ce travail est porté sur trois grandes parties, chaque partie comprend deux chapitres. Dans la première partie, nous tâcherons de décrire quelques généralités et l'état de l'art sur les flammes prémélangées swirlées. Dans le chapitre 1, nous aborderons succinctement des généralités relatives à la combustion des flammes prémélangées. Une attention particulière sera apportée aux régimes de la combustion turbulente prémélangée et à la formation des polluants. Le deuxième chapitre montrera la phénoménologie des flammes prémélangées swirlées y compris la stabilisation par swirl et l'effet de l'enrichissement en hydrogène. Dans un premier temps, les caractéristiques de l'écoulement swirlé non réactif seront abordées. Par ailleurs, une description phénoménologique des flammes prémélangées swirlées rencontrées dans la littérature sera construite à partir d'articles choisis. Ensuite, les études qui traitent des effets de l'enrichissement en hydrogène sur des configurations de flammes similaires à celle adoptée dans notre étude seront mentionnées.

Dans la deuxième partie, nous aurons pris soin de rassembler l'ensemble des équations utilisés pour les simulations de nos flammes turbulentes prémélangées swirlées. Ainsi la modélisation du brûleur étudié. Dans le chapitre 3, les différents modèles de la turbulence et de l'interaction flamme prémélangée/turbulence seront décrits en détail. Le chapitre 4 décrira le brûleur à swirler axial, les techniques de mesures utilisées par les expérimentateurs qui ont réalisé la configuration, la modélisation du brûleur et son maillage.

Dans la dernière partie nous regrouperons les résultats numériques obtenus. Le chapitre 5 sera consacré à l'étude de l'effets de l'intensité de swirl sur la dynamique de l'écoulement et la flamme prémélangée. Des comparaisons avec les résultats expérimentaux pour la structure de l'écoulement, la distribution de la température et les profils des vitesses et température y seront présentés. Les évolutions de l'écoulement réactif en fonction de nombre de swirl, présentés par des lignes de courant, des contours de vitesse axiale et des contours de la température, permettront de quantifier la stabilité de la flamme prémélangées. Dans le dernier chapitre (6) nous présenterons l'effet de l'ajout d'hydrogène sur les caractéristiques de flammes prémélangées swirlées. Ce chapitre sera effectué via une étude paramétrique basée sur différentes fractions volumiques d'hydrogène, différents nombres de swirl et différentes richesses. Dans un premier temps, l'influence de la diffusion moléculaire sur les flammes prémélangées enrichies en hydrogène sera examinée. Ensuite, une étude détaillée de l'effet de l'enrichissement en hydrogène sur les flammes prémélangées sera abordée. Les grandeurs telles que la vitesse axiale, le nombre de swirl, la température de combustion, la longueur de flamme et les émissions CO seront examinées.

Le manuscrit s'achèvera par une synthèse qui rassemblera les principaux résultats obtenus avant de conclure par des perspectives pour de futures études.

Première partie

Généralités et état de l'art sur les flammes prémélangées swirlées

Chapitre 1

1. Généralités sur les flammes prémélangées

La flamme représente un mode de combustion [9]. On parle de la flamme lorsque la combustion se produit dans une zone ou une couche mince qui se propage dans un écoulement. La flamme est également caractérisée par un rayonnement de lumière. Cependant, la combustion peut se produire sans rayonnement lumineux distribué dans un volume (la combustion douce ou sans flamme [10]), ou sur une surface (la combustion catalytique [11]). Les flammes peuvent être distinguées en fonction de la manière à laquelle le combustible et l'oxydant sont mélangés. Lorsque le combustible et l'oxydant sont mélangés avant d'entrer dans la chambre de combustion, on parle de flammes prémélangées. Dans les flammes non-prémélangées ou les flammes de diffusion, le combustible et l'oxydant sont injectés séparément dans la chambre de combustion et se mélangent dans la zone de réaction. La façon dont le combustible et l'oxydant sont mélangés affecte la structure de la flamme. Les flammes prémélangées sont souhaitables parce qu'elles permettent un meilleur contrôle de la température, et en résultant donc des faibles émissions de NO_x. Au sein de ce chapitre, nous présenterons succinctement les aspects théoriques liés aux flammes prémélangées. Nous aborderons notamment la notion de flamme prémélangée laminaire, une représentation incontournable associée aux aspects fondamentaux de la combustion turbulente. Nous invitons le lecteur à se référer aux ouvrages de S. Turns [9], N. Peters [12] et T. Poinsot et D. Veynante [13], pour plus de détails. Nous présenterons ensuite l'influence de la turbulence sur la flamme prémélangée et notamment les régimes de combustion turbulente prémélangée. Enfin, nous terminerons par une mise en lumière des

mécanismes de formation des polluants et particulièrement les oxydes d'azote (NOx) et le monoxyde de carbone (CO).

1.1. Flamme prémélangée en régime laminaire

La combustion fait intervenir la dynamique des fluides, et donc les flammes comme les fluides peuvent également être caractérisées par le nombre de Reynolds. En fonction du régime de l'écoulement, on distingue entre les flammes laminaires ou turbulentes. D'un point de vue académique, les flammes laminaires sont intéressantes pour comprendre les phénomènes de combustion fondamentale. La propagation et la structure d'une flamme laminaire sont schématisées sur la Figure 2.1. Les gaz frais (carburant et oxydant) et les gaz brûlés (produits de la combustion) sont séparés par une zone mince de réaction (le front de flamme), dont l'épaisseur est de l'ordre de 0.1 à 1 mm. Le front de flamme est caractérisé par un fort gradient de température (le rapport des températures entre les gaz brûlés et les gaz frais est de l'ordre de 5 à 7), alors que le saut de pression est très faible (environ 1 Pascal). La présence de ce fort gradient de température donc chauffe les gaz frais principalement par diffusion et conduction thermiques (zone de préchauffage). Lorsque la température des gaz frais atteint la température critique d'auto inflammation, les gaz frais s'enflamment. Le déséquilibre entre la diffusion thermique et la réaction chimique conduit à la propagation du front de flamme des gaz brûlés vers les gaz frais à la vitesse laminaire de flamme S_L . Cette vitesse dépend de nombreux paramètres (mélange, pression et température des gaz frais, ...).

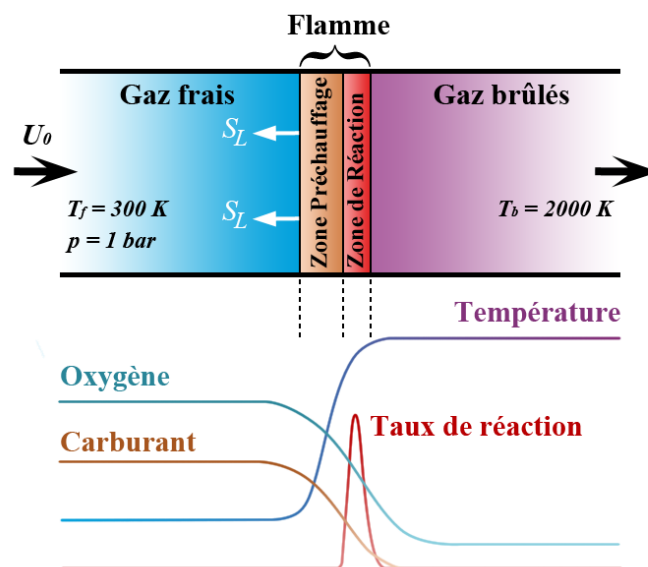


Figure 2.1 – Structure d'une flamme plane laminaire prémélangée.

La flamme laminaire est donc caractérisée par plusieurs paramètres. Une expression simple de la vitesse laminaire de flamme S_L est donnée par la théorie de Mallard et Le Châtelier [14] :

$$S_L = \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{T_b - T_p}{T_p - T_f} R \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

avec :

λ : conductivité thermique du mélange réactif

c_p : chaleur spécifique à pression constante

T_f : température des gaz frais

T_p : température finale des gaz préchauffés

T_b : température des gaz brûlés

R : taux de réaction

ρ : masse volumique du mélange frais

S_L : vitesse de propagation laminaire

L'épaisseur de flamme¹ δ_L est un autre paramètre prépondérant qui permet de caractériser la structure du front de flamme. Plusieurs définitions sont couramment employées pour caractériser l'épaisseur de flamme. Une expression simple de l'épaisseur de flamme est donnée par Spalding [15], qui présente le rapport entre la différence de température entre les gaz frais et les gaz brûlés et le gradient maximum de température.

$$\delta_L = \frac{T_b - T_f}{\max(\text{grad}(T))} \quad (1.2)$$

avec :

T_b : température des gaz brûlés

¹ L'épaisseur de flamme : « Flame thickness » en anglais

T_f : température des gaz frais

La richesse Φ de gaz frais, est un autre paramètre important qui caractérise la flamme prémélangée, elle est définie comme suit:

$$\Phi = \frac{(Y_F/Y_O)}{(Y_F/Y_O)_{st}} \quad (1.3)$$

où Y_F et Y_O sont les fractions massiques de carburant et d'oxydant, respectivement. L'indice st indique la condition stœchiométrique (le carburant et l'oxydant ont des quantités de tel sorte que la combustion soit complète). La richesse indique la valeur du taux de mélange entre le carburant et l'oxydant par rapport aux conditions stœchiométriques théoriques. $\Phi < 1$, $\Phi = 1$ et $\Phi > 1$ correspond mélange pauvre, stœchiométrique et riche, respectivement. Par exemple $\Phi < 1$ indique que l'oxydant est en excès.

1.2. Influence de la turbulence

L'interaction de la turbulence avec la flamme est complexe en raison du couplage fort entre les deux phénomènes non linéaires. L'effet principal de la turbulence sur une flamme laminaire mince, est que les échelles tourbillonnaires² ont tendance à plier le front de la flamme avec une épaisseur moyenne δ_T qui se propage à la vitesse S_T (figure 2.2). Une explication a été donnée en 1940 par Damköhler [16] qui a développé une expression théorique simple pour la propagation de la flamme turbulente. On peut considérer une flamme turbulente comme une flamme laminaire plissée avec une vitesse de flamme laminaire locale S_L . On équilibre l'équation du débit massique à travers la surface de flamme laminaire A_L avec la surface instantanée équivalente de la flamme turbulente A_T , ce qui est considéré de se déplacer avec la vitesse turbulente S_T , On obtient:

$$\dot{m} = \rho S_L A_L = \rho S_T A_T \quad (1.4)$$

² Les échelles tourbillonnaires : « Turbulent scales »

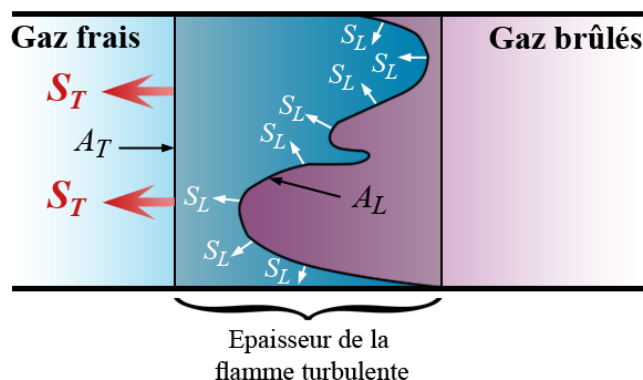


Figure 2.2 – Plissement d’une flamme de prémélange dû à la turbulence.

Contrairement aux flammes laminaires, la vitesse de propagation d’une flamme turbulente dépend aussi aux caractéristiques d’écoulement. A partir de l’équation (2.4), on peut trouver que le rapport des vitesses de flamme laminaire et turbulente est égal au rapport des surfaces.

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_L}{A_T} \quad (1.5)$$

En réalité, la situation est nettement plus complexe. Lors de l’augmentation du nombre de Reynolds, l’effet de la turbulence devient non-linéaire et les échelles tourbillonnaires finalement étanchent la flamme en raison d’un fort cisaillement et de refroidissement. Si la turbulence modifie le front de flamme, la flamme elle-même modifie l’écoulement turbulent. En effet, la variation de température au passage de la flamme entraîne une augmentation de la viscosité cinématique ν et donc une diminution du nombre de Reynolds, pouvant avoir comme conséquence une relaminarisation de l’écoulement dans les gaz brûlés. En raison de la variation de la viscosité cinématique à travers la flamme, l’écoulement est également fortement accéléré conduisant à une instabilité. Ces phénomènes non linéaires couplés sont assez complexes et dépendent de différents paramètres qui comprennent des nombres adimensionnels.

1.3. Régimes de combustion turbulente prémélangée

On peut distinguer plusieurs types de flammes turbulentes, suivant l’importance respective jouée par la chimie et la turbulence. Pour faciliter le travail de classification des différentes

flammes turbulentes, quelques nombres adimensionnels ont été introduits et différents régimes de combustion ont été définis.

La première étape est de définir un nombre de Reynolds comparant le transport turbulent aux forces visqueuses.

$$Re_t = \frac{u' l_0}{\nu} \quad (1.6)$$

avec u' représente la fluctuation de vitesse, l_0 est l'échelle intégrale de longueur³ de la turbulence et ν est la viscosité cinématique.

Deux autres nombres adimensionnels peuvent être définis, le nombre de Damköhler Da et le nombre Karlovitz Ka . Tous les deux se rapportent les temps caractéristiques de la chimie et la turbulence, mais en utilisant des échelles caractéristiques différentes dans le spectre turbulent. Le nombre de Damköhler représente le rapport entre le temps caractéristique de la turbulence τ_0 et le temps caractéristique de la chimie τ_c . Le temps caractéristique de la turbulence peut être exprimée par le rapport entre l'échelle intégrale de longueur l_0 et la fluctuation de vitesse u' .

Indiquant avec δ_L l'épaisseur de la flamme laminaire, le temps caractéristique de la chimie peut être estimé sous la forme δ_L/S_L , ce qui représente la durée pendant laquelle une flamme laminaire se propage à travers la distance d'un épaisseur de flamme. Le nombre de Damköhler est donc [16] :

$$Da = \frac{\tau_0}{\tau_c} = \frac{l_0 S_L}{\delta_L u'} \quad (1.7)$$

Le nombre de Karlovitz compare le temps caractéristique de la chimie τ_c et le temps caractéristique de Kolmogorov τ_η (les échelles les plus petites de la turbulence⁴). Ce dernier est exprimé comme suit :

³ L'échelle intégrale de longueur : « Integral length scale » en anglais

⁴ Les échelles les plus petites de la turbulence : « Kolmogorov scale » en anglais

$$\tau_\eta = \frac{\eta}{u_\eta} \quad (1.8)$$

où η et u_η sont respectivement la taille et la vitesse caractéristiques des plus petits tourbillons de l'écoulement:

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_\eta} = \frac{\delta_L u_\eta}{\eta S_L} = \left(\frac{l_0}{\delta_L}\right)^{-1/2} = \left(\frac{u'}{S_L}\right)^{3/2} \quad (1.9)$$

La taille η et la vitesse u_η des structures de Kolmogorov sont données par :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} ; \quad u_\eta = (\nu\epsilon)^{1/4} \quad (1.10)$$

L'équilibre entre production et dissipation permet d'écrire :

$$\epsilon = \frac{u_\eta^3}{\eta} \quad (1.11)$$

Selon les valeurs de tous ces paramètres, le comportement des flammes turbulentes prémélangées peut être caractérisé par une représentation schématique appelé diagramme de Borghi, comme le montre la figure 2.3.

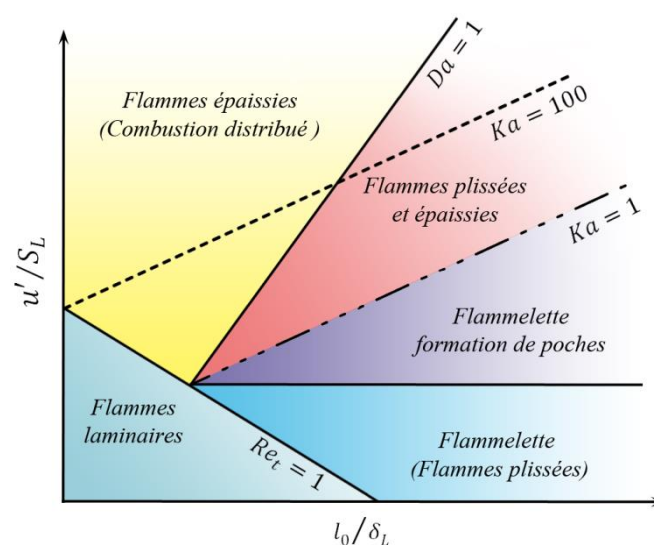


Figure 2.3 – Diagramme des régimes de combustion turbulente prémélangée.

Dans le premier régime avec $Re_t < 1$, les flammes sont laminaires. Le deuxième régime dit « Flammelette ⁵ » où $Ka < 1$ et $Re_t > 1$, les structures de Kolmogorov (les tourbillonnaires les plus petits) sont plus grandes que l'épaisseur de la flamme. Ces échelles ne rentrent pas dans la zone de réaction et la turbulence ne peut plisser que le front de flamme laminaire. Le régime de flammelette est divisé en deux régimes. Si $u' < S_L$, les flammes sont minces plissées et si $u' > S_L$, les flammes sont minces plissées avec possibilité de la formation de poches de gaz brûlés et fraîches. Puisque $Ka > 1$, les structures de Kolmogorov peuvent interagir avec la flamme. Dans l'intervalle $1 < Ka < 100$, les plus petits tourbillons peuvent interagir avec la zone de préchauffage, mais pas avec la zone de réaction qui reste mince. Ce régime est caractérisé par des flammes plissées et épaissies⁶. Dans le régime intermédiaire où $Ka > 100$, les tourbillons de Kolmogorov sont capables d'affecter la zone de réaction et aucune structure de flamme laminaire ne peut être identifiée. Les flammes de ce régime sont épaissies⁷ et il est appelé « le régime de la combustion distribuée ». Le dernier régime où $Da < 1$, correspond à une réaction chimique très lente. Les réactifs et les produits sont mélangés par la turbulence avant de réagir et les flammes sont épaissies est dit « réacteur parfaitement prémélangé ».

1.4. La formation des polluants

Le processus de la combustion est généralement décrit par une réaction globale. Un exemple de la réaction globale d'une seule étape⁸ dans le cas de la combustion du propane-air est :



En réalité, un grand nombre de réactions sont impliquées, avec formation d'espèces et des radicaux intermédiaires. Un système de réactions est appelé un mécanisme de réaction. Un mécanisme détaillé peut contenir des milliers de réactions et des centaines d'espèces. Si on veut calculer entièrement un écoulement réactif, une équation de transport pour chacune des espèces devrait être résolue (voir la Section 5.1). Ceci n'est pas possible à cause de l'effort de calcul énorme demandé (besoins en mémoire et CPU). Pour le calculer, on peut introduire des

⁵ Flammelette : « Flamelet » en anglais

⁶ Flammes plissées et épaissies : « Thickened-wrinkled flames » en anglais

⁷ Les épaissies : « Thickened flames » en anglais

⁸ Une seule étape « one-step » en anglais et qui signifie une seule réaction chimique.

simplifications dans lequel de nombreuses réactions rapides peuvent être éliminées. En réduisant le système chimique, seuls les réactions les plus importantes sont maintenues (mécanismes réduits). Cependant, les mécanismes d'oxydation de CO en CO₂ et la formation des NO_x présentent des temps de réaction sensiblement plus lents.

1.4.1. Monoxyde de carbone CO

Produit de l'oxydation partielle des combustibles composés de chaînes carbonées (C_nH_m), le CO est un intermédiaire de réaction qui n'est pas totalement oxydé car le chemin réactionnel a été stoppé avant d'aboutir à la formation de CO₂. C'est une espèce que l'on souhaite généralement convertir totalement dans des installations de combustion (présent généralement en ppm⁹ dans les gaz brûlés) alors qu'elle est souhaitée dans des installations de gazéification qui produisent un gaz de synthèse mélange de H₂ et CO (typiquement 30 à 60 % vol. de CO). La formation de CO est influencée par plusieurs facteurs. Il diminue en augmentant la température et la pression d'air à l'entrée de système de combustion, et il a un minimum pour une richesse optimale à environ $\Phi = 0.8$. Une tendance typique de la formation de CO en fonction de la température de la flamme est rapportée par [17] (Figure 2.4).

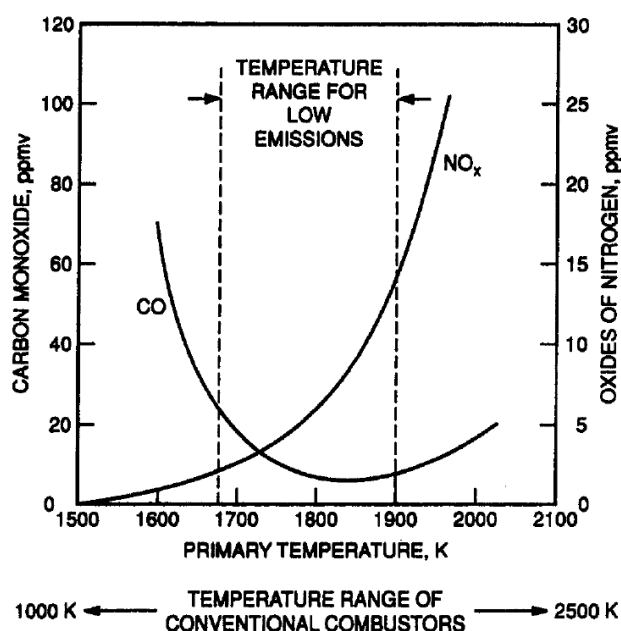


Figure 2.4 – Tendances des émissions de CO et NO en fonction de la température dans une chambre de combustion de turbine à gaz.

⁹ ppm : « part per million » en anglais

1.4.2. Oxydes d'azote NO_x

Les oxydes d'azote sont parmi les polluants les plus indésirables dans les systèmes de combustion notamment les turbines à gaz. Ils contribuent au smog et aux pluies acides photochimiques. Ils peuvent conduire à la formation d'ozone dans la troposphère. Les oxydes d'azote, notés NO_x, regroupe le NO, composant principal de cette famille, le NO₂ et le protoxyde d'azote N₂O (gaz à effet de serre). Cinq voies de formation des NO_x sont identifiées dans la littérature [18] :

- « NO thermique » (mécanisme de Zel'dovich)
- « NO précoce » (mécanisme de Fenimore)
- « N₂O » (mécanisme de Wolfrum NO)
- « NO combustible »
- « NNH »

Le NO combustible n'est pas détaillé dans ce travail car sa formation a pour origine l'azote contenu dans le combustible (charbon par exemple) qui se dégage sous forme de CN, HCN ou NH₃. La voie NNH devient importante seulement pour une forte concentration en O [19]. A priori, les NO_x formés dans les gaz de combustion issus de la combustion du propane, peuvent provenir des trois autres voies restantes.

NO thermique

La formation du NO thermique est expliquée par le mécanisme de Zel'dovich qui comprend les trois réactions suivantes [20] :



Ce mécanisme n'est pas dominant généralement en dessous de 1800 K, ce qui explique pourquoi on veut garder une température faible dans les flammes prémélangées pauvres. Il est principalement actif dans la zone de post-flamme, car il est relativement lent par rapport à l'oxydation du combustible.

NO précoce

Le mécanisme de formation de NO précoce peut être actif dans la zone de réaction, où le radical CH de court temps de séjour est formé. Cet oxyde d'azote est formé par des radicaux intermédiaires et il est particulièrement important dans les flammes riches. Le NO précoce comme son nom l'indique peut se former dès 1000 K, là où le NO thermique n'a pas encore eu le temps de se former [21].



N₂O intermédiaire

Une autre voie de formation de NO_x est par l'oxyde d'azote N₂O :



Ce mécanisme est particulièrement important pour une combustion très pauvre à faible température [9].

1.4.3. Les hydrocarbures imbrûlés

Les hydrocarbures imbrûlés sont toxiques et contribuent au smog urbain. Ils sont généralement émis lorsque la combustion est incomplète (par exemple une mauvaise atomisation et évaporation des combustibles liquides). Généralement les émissions des hydrocarbures imbrûlés sont influencées par les mêmes facteurs menant aux émissions de CO [17].

1.5. Conclusion

La structure des flammes laminaires prémélangées a été présentée de façon synthétique en rappelant ses principales caractéristiques (vitesse laminaire de flamme, épaisseur de flamme, richesse). L'effet de la turbulence sur la flamme laminaire et les régimes de la combustion turbulente prémélangée sont ensuite abordés en rappelant différents nombres adimensionnels de la combustion. Enfin les mécanismes de formation de CO et des NO_x sont aussi rappelés en identifiant les étapes clés.

Dans le chapitre suivant, nous adressons dans un premier temps un aperçu général des notions relatives à la combustion turbulente prémélangée. Ensuite, les aspects dynamiques des écoulements swirlés en non réactif seront décrits dans un second temps. Les spécificités des flammes prémélangées swirlées seront également soulignées à partir des travaux de la littérature. Enfin, nous traiterons les flammes prémélangées swirlées enrichies en hydrogène rencontrées dans la littérature.

Chapitre 2

2. Phénoménologie des flammes turbulentes prémélangées swirlées

Les écoulements en rotation ou swirlés sont observés dans les écoulements naturels, tels que les tornades et les typhons, et ont été largement utilisés depuis de nombreuses années dans des applications techniques, telles que l'aéronautique, les échangeurs de chaleur, le séchage, la séparation, la combustion, etc. Leur importance et complexité ont préoccupé des investigations de recherche depuis des décennies. Dans les systèmes de combustion, comme les turbines à gaz, les moteurs diesel, les brûleurs industriels et les chaudières, les écoulements swirlés ont été initialement utilisés pour améliorer et contrôler le taux de mélange entre le carburant et le comburant. Ceci afin d'obtenir des géométries de flamme et des taux de dégagement de chaleur appropriés au processus de chaque application de combustion [22]. L'objectif de ce chapitre est de décrire l'ensemble des phénomènes dynamiques qui peuvent se manifester dans les flammes turbulentes prémélangées swirlées. Dans un premier temps, les caractéristiques de l'écoulement swirlé non réactif sont abordées. Ensuite, une description de la stabilisation des flammes prémélangées swirlées rencontrées dans la littérature sera construite. Enfin, quelques études qui traitent des effets de l'intensité de l'écoulement swirlé sur les flammes prémélangées seront mentionnées. Nous invitons le lecteur à se référer à l'ouvrage de Gupta et al. [23], pour plus de détails.

2.1. Écoulements swirlés non réactifs

2.1.1. Définitions et généralités sur les écoulements swirlés

Un écoulement swirlé résulte de l'application d'un mouvement spiral ou de giration, dont la composante de la vitesse swirlée (également connu comme la composante de la vitesse tangentielle ou azimutale) devient non négligeable. Les études expérimentales montrent que le swirl a des effets significatifs sur le champ de l'écoulement : la croissance de jet, l'entraînement et la diminution pour les jets inertes, d'un côté ; la taille de la flamme, la forme et la stabilité de la combustion pour les écoulements réactifs, d'un autre côté.

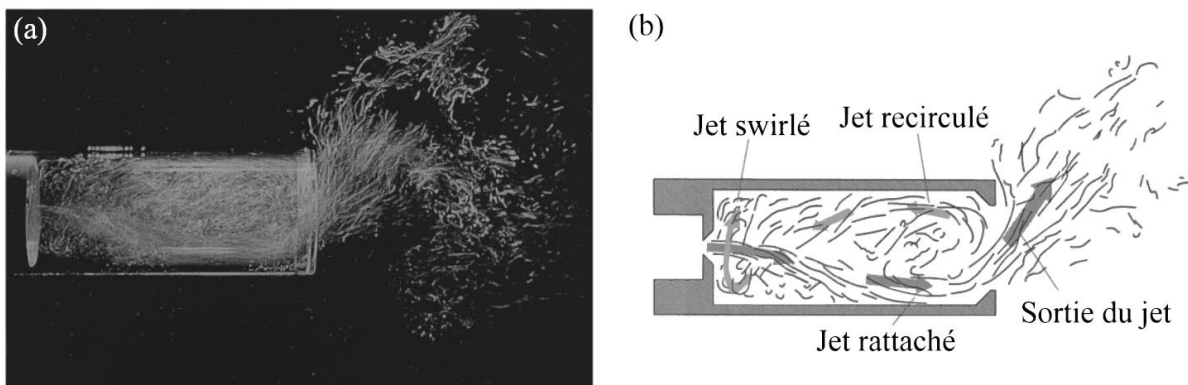


Figure 3.1 – (a) Visualisation d'un écoulement d'eau swirlé ensemencé de bulles d'air et (b) Schéma des zones caractéristiques de l'écoulement [24].

Pour mieux comprendre la nature de l'écoulement swirlé, une étude d'un jet d'eau swirlé en expansion a été réalisée par Nathan et al. [24]. La configuration consiste en une chambre cylindrique avec un petit orifice à l'entrée avec une section convergente. La figure 3.1 (a) et (b) montre schématiquement les phénomènes qui se produisent avec le jet swirlé, où l'ensemble du jet d'eau tourne autour de l'axe du système. L'écoulement pénètre à l'orifice et se dilate dans la chambre où il s'attache asymétriquement à la paroi, avec une recirculation d'écoulement interne, comme le montre la figure 3.1 (b). L'asymétrie provoque le rattachement de l'écoulement qui tourne après autour de l'axe du système. Ensuite, l'écoulement reste en giration à la sortie de la chambre.

Comme il été mentionné ci-dessus, le champ de l'écoulement est donc affecté par l'intensité de swirl. Ce-ci est généralement caractérisé par le nombre de swirl S_n , qui est un nombre adimensionnel représenté par le flux axial de moment angulaire G_θ divisé par le flux axial de moment axial G_x [23].

$$S_n = \frac{G_\theta}{G_x R} \quad (2.1)$$

où

$$G_\theta = \int_0^R \rho u w r^2 dr \quad (2.2)$$

est le flux axial de moment angulaire, qui inclue le terme de la contrainte turbulente de cisaillement suivant la direction $x - \theta$.

$$G_x = \int_0^R [\rho u^2 + (p - p_\infty)] r dr \quad (2.3)$$

est le flux axial de moment axial, qui inclue le terme de la contrainte turbulente normale suivant la direction x et le terme de pression.

avec u , v , w et p désignent respectivement les composantes du vecteur vitesse et la pression statique. Le terme p_∞ désigne la pression statique constante dans l'environnement ambiant au repos, loin du jet.

Selon Ben-Yeoshua [25], sous certaines hypothèses, le nombre de swirl S_n peut s'écrire :

$$S_n = \frac{\int_0^R \rho u w r^2 dr}{R \int_0^R \rho \left[u^2 - \frac{1}{2} w^2 \right] r dr} \quad (2.4)$$

Nous donnons les détails relatifs à la démonstration du lien entre la pression statique et la vitesse azimutale en spécifiant les hypothèses adoptées par Ben-Yeoshua dans l'annexe A.

Selon Gupta et al. [23], S_n peut s'écrire en fonction des paramètres géométrique de swirler comme l'angle des pales ϕ .

$$S_n = \frac{2}{3} \left[\frac{1 - (D_i/D_e)^3}{1 - (D_i/D_e)^2} \right] \tan \phi \quad (2.5)$$

où D_i est le diamètre de tube intérieur qui porte les pales et D_e le diamètre de tube extérieur qui couvre les pales.

2.1.2. Techniques de génération de l'écoulement swirlé

La mise en rotation d'un écoulement peut être atteinte avec trois techniques principales [23] :

- Entrée purement tangentielle ou entrée axiale plus une tangentielle.
- Pales avec une certaine inclinaison dans un tube coaxial.
- Éléments mécaniques tournants qui donnent à l'écoulement un mouvement de rotation par frottements visqueux.

Dans une optique de mise au point de brûleurs à swirler, les concepteurs ont généralement le choix entre les deux types principaux : à entrées tangentielles ou à pales axiales [26]. Pour le brûleur à swirler axial (Figure 3.2), les pales peuvent éventuellement être mobiles afin de faire varier l'intensité de la rotation. Notons que la technique des pales mobiles est employée dans la configuration étudiée dans notre travail [8].

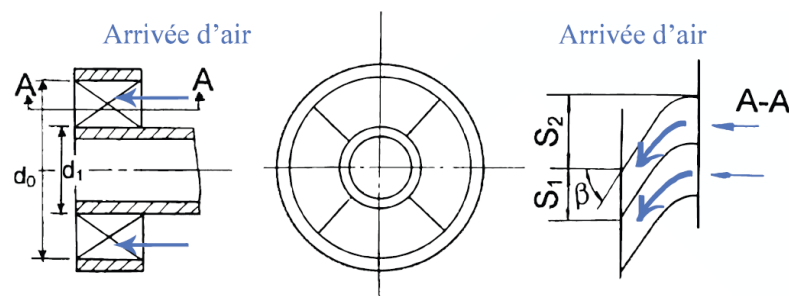


Figure 3.2 – Schéma d'un swirler à pales axiales [26].

Pour les brûleurs à swirler tangentielle, le swirler peut correspondre à des pales tangentielles comme dans la figure 3.3 (a) ou à tubes circulaires connectés à une chambre circulaire [27]

comme dans la figure 3.3 (b). Les deux derniers types de swirlers sont largement utilisés dans les configurations de brûleurs diphasiques ou gazeux. Les schémas de la figure 3.3 montrent la manière dont l'air est mis en rotation pour les configurations de swirler à entrées tangentielles.

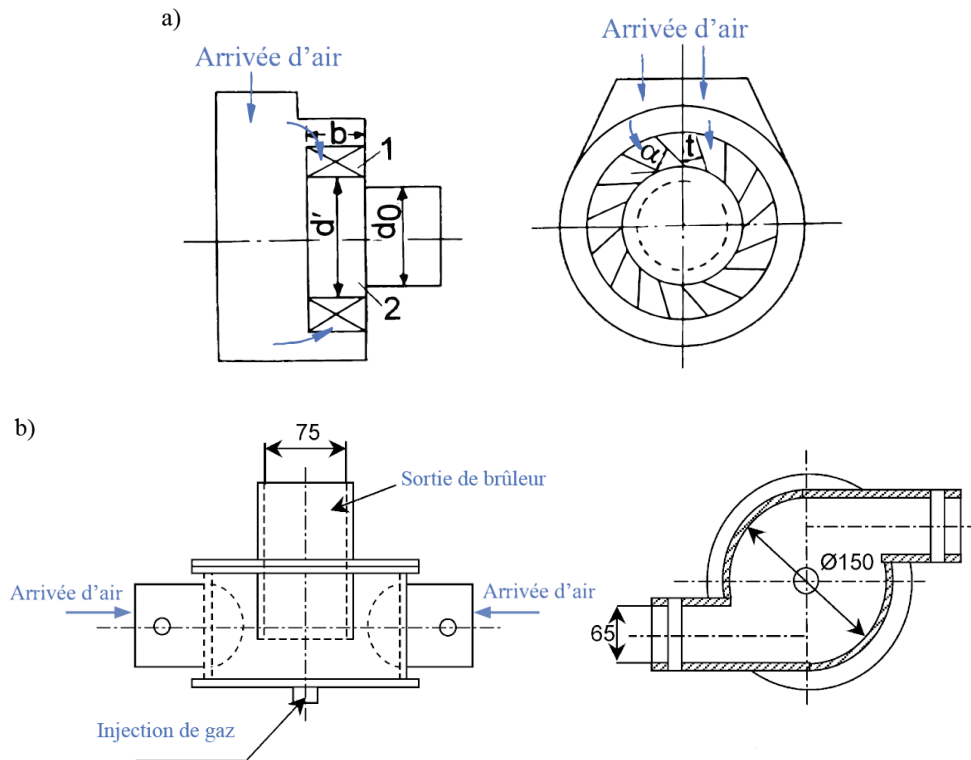


Figure 3.3 – (a) Schéma d'un swirler à pales tangentielles [26] et (b) Schéma d'un swirler à tubes circulaires [27].

2.1.3. Caractérisation du champ de l'écoulements produit par swirl

Les caractéristiques dynamiques de l'écoulement swirlé en expansion à la sortie de brûleur sont abordées dans cette section via un éclairage sur les effets du swirl relatifs au développement du jet libre, les zones de l'écoulement et l'effet du confinement.

Les effets du swirl

Dans les conditions de présence de swirl, l'écoulement d'un jet libre à la sortie d'un brûleur tubulaire est montré dans la figure 3.4 est caractérisé comme suite [28] :

- L'écoulement swirlé génère un gradient radiale naturel de pression à cause de terme w^2/r .
- L'expansion à la sortie de brûleur provoque la décroissance axiale de la vitesse swirlé « tangentielle » et donc la décroissance de gradient radial de la pression.
- L'expansion à la sortie de brûleur provoque un gradient axial négatif de la pression au voisinage de l'axe de brûleur, et cela induit un écoulement réversible et une zone de recirculation centrale (ZRC).
- La formation de la ZRC est donc dépendante de la décroissance de la vitesse de swirlé lors de l'expansion de l'écoulement swirlé.

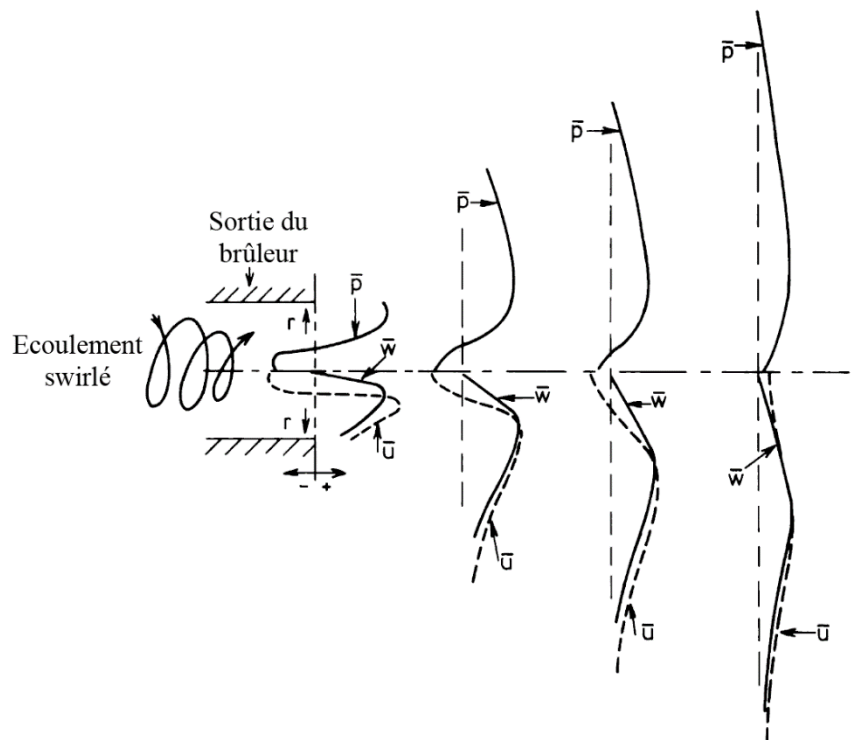


Figure 3.4 – Schéma d'un écoulement swirlé à la sortie de brûleur [28].

Zonage de l'écoulement swirlé

Lorsque dans un écoulement swirlé, le nombre de swirl S_n dépasse une certaine valeur notée nombre de swirl critique S_{nc} , le phénomène d'éclatement tourbillonnaire¹ peut apparaître. Ce dernier est largement décrit dans la littérature mais les mécanismes fondamentaux qui le

¹ L'éclatement tourbillonnaire : « Vortex Breakdown » en anglais

gouvernement ne sont pas encore totalement compris. Pour preuve, il souffre encore aujourd'hui d'un manque d'une définition claire. Leibovich [29] propose d'appréhender le phénomène comme un changement brusque de la topologie de l'écoulement, dans un référentiel donné, caractérisé par la formation d'un point d'arrêt interne sur l'axe du vortex suivi par une zone limitée où l'écoulement s'inverse. Dans la définition de Hall [30], le point d'arrêt n'est pas nécessairement présent. Nous retenons, comme définition générale du phénomène, la notion de changement brusque de la topologie de l'écoulement tourbillonnaire qui semble-t-il fait consensus. La géométrie de l'éclatement tourbillonnaire est une fonction des nombres de Reynolds et de swirl. Il peut se présenter sous les formes principales suivantes [31] : éclatement conique (bulle), éclatement spirale, éclatement spirale en double hélice et éclatement conique suivie par une queue spirale.

Dans les conditions d'un éclatement tourbillonnaire, l'écoulement swirlé d'un fluide à la sortie d'un brûleur coaxial en milieu non confiné est rapporté dans l'étude de Chigier et al. [32]. Le jet issu avec un nombre de swirl $S_n = 1.57$ provoque la formation de la ZRC qui représente 12% de l'écoulement (Figure 3.5). La géométrie de brûleur et la composante azimutale de jet imposent la formation de deux couches de cisaillement. La première est au voisinage de la ZRC et nous l'appelons la couche de cisaillement interne (CCI) qui a principalement pour origine par la ZRC et le nombre de swirl [33]. La deuxième couche est au voisinage des bords externes du brûleur coaxial et nous l'appelons la couche de cisaillement externe (CCE).

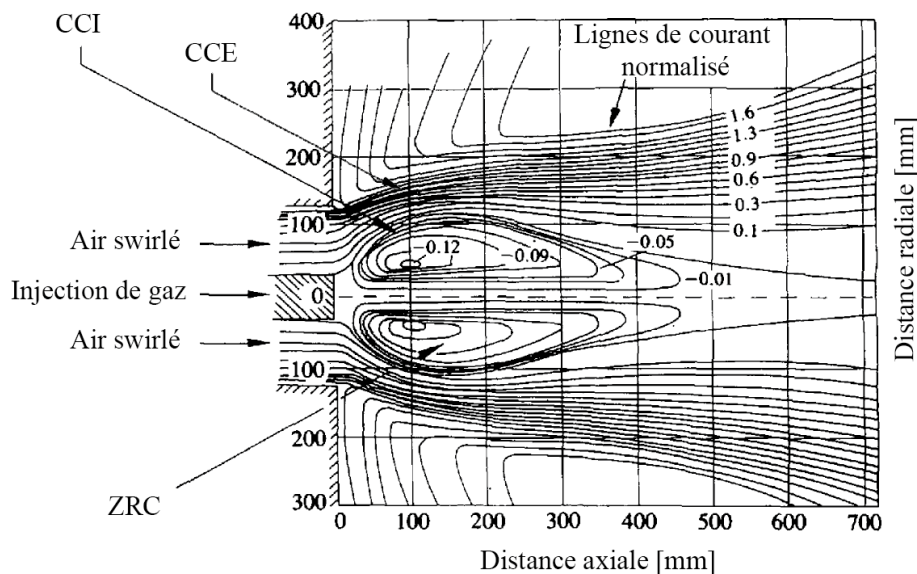


Figure 3.5 – Structure de l'écoulement à la sortie d'un brûleur coaxial avec $S_n = 1.57$ [32].

Effet du confinement

Un jet quelconque peut-être confiné ou non confiné (ou libre). En ce qui concerne le terme confiné, nous pouvons distinguer le cas où l'écoulement interagit avec les parois et le cas où il n'y a pas d'interaction. L'influence du confinement se traduit par des conditions aux limites particulières telles qu'une condition de non glissement à la paroi pour les composantes de la vitesse par exemple. Nous définissons naturellement le confinement d'un jet comme une dilution non infinie de la matière du jet dans son environnement. Quant à la notion de confinement avec influence des parois, elle intervient lorsque la section droite d'un jet développé est supérieure à un quart de celle de l'enceinte [33]. Avec ce type de confinement proche parois, le jet peut s'y rattacher lorsque l'intensité du swirl est importante (Figure 3.1). La figure 3.6 souligne le comportement d'un jet swirlé confiné lorsque le nombre de swirl augmente. Chigier [34] distingue trois types de jets swirlés suivant l'intensité du swirl. La configuration « type B », pour laquelle intervient la ZRC, est usuellement recherchée dans des configurations de flammes stabilisées par un swirl. Elle intervient lorsque l'intensité de la rotation atteint la valeur critique discutée au-dessus. A la sortie du brûleur et dans les coins de la chambre de combustion, une partie du gaz est recirculé et nommée zone de recirculation externe (ZRE).

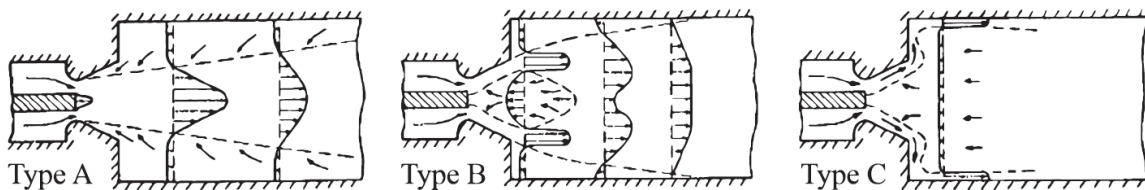


Figure 3.6 – Distribution des vitesses axiales lorsque l'intensité du swirl augmente du type A au type C [34].

2.2. Stabilisation des flammes prémélangées swirlées

Nous présentons dans cette section les techniques principales de la stabilisation des flammes prémélangées et particulièrement la stabilisation par un swirl. Toutefois, lorsque cela nous a semblé pertinent, nous avons cité des études sur d'autres flammes diphasiques ou non-prémélangées. Les études particulières liées à l'effet de nombre de swirl sur la stabilisation des flammes prémélangées sont présentées dans la section 3.3.

2.2.1. La stabilisation en régime prémélangé

La condition de stabilisation de la flamme dans un régime de prémélange d'une vitesse non-uniforme est qu'il existe un point dans le champ d'écoulement dans laquelle la vitesse de l'écoulement (de mélange) est égale et opposée à la vitesse de propagation de la flamme (la vitesse de combustion). A tout autre point, la vitesse du mélange est supérieure à la vitesse de propagation de la flamme [23]. Dans le cas des flammes de laboratoire de petites tailles, lorsque la vitesse de mélange est supérieure à la vitesse de flamme partout dans le champ de l'écoulement, le front de flamme est entraîné vers l'avant provoquant le soufflage de la flamme (Figure 3.7a). Contrairement, lorsque la vitesse de flamme dépasse la vitesse d'écoulement, la combustion est refoulée vers le brûleur (Figure 3.7b). Ce phénomène est appelé le retour de la flamme.

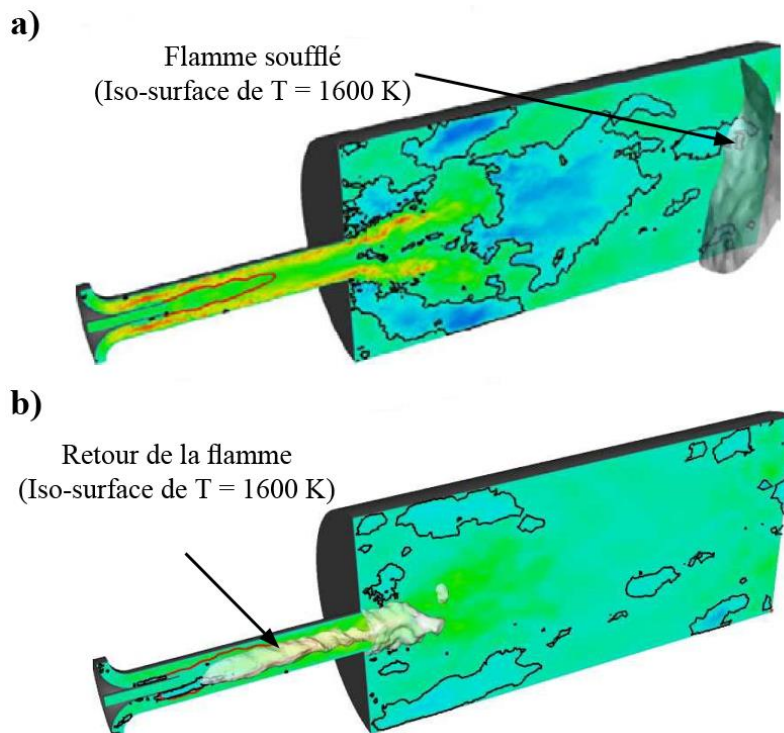


Figure 3.7 – (a) Soufflage de la flamme et (b) retour de la flamme dans un brûleur à swirl partiellement prémélangé [35].

Nous mentionnons que dans le cas de mélange très pauvre et à la présence d'un retour de flamme dans un brûleur tubulaire, la surface de front de flamme est conique et non-symétrique. Pratiquement dans les systèmes de combustion, la vitesse moyenne de l'écoulement est toujours

non uniforme et la vitesse de la combustion varie spatialement dans le champ de l'écoulement. De plus, la vitesse de la combustion dépend d'un certain nombre de paramètres, par exemple, la température adiabatique de la flamme, la richesse de mélange et d'autres propriétés du mélange telles que diffusivité thermique et moléculaires.

2.2.2. Stabilisation par obstacle « Bluff-body »

Une façon de parvenir à la stabilisation de la flamme consiste à placer un obstacle² au milieu de l'écoulement et par suite la flamme se stabilise dans le sillage généré par l'obstacle. Le sillage possède comme caractéristique commune avec les écoulements swirlés la création d'une ZRC, conséquence d'une dépression locale en aval de l'obstacle (Figure 3.8). Nous soulignons deux aspects relatifs à la présence d'un bluff-body dans l'écoulement. Tout d'abord, les effets combinés du bluff-body et du jet annulaire swirlé semblent s'ajouter pour favoriser l'éclatement tourbillonnaire [36]. Deuxièmement, suivant la forme géométrique du bluff-body et le rapport diamètre équivalent du bluff-body sur le diamètre du brûleur, les deux zones de recirculation peuvent être plus ou moins couplées [37].

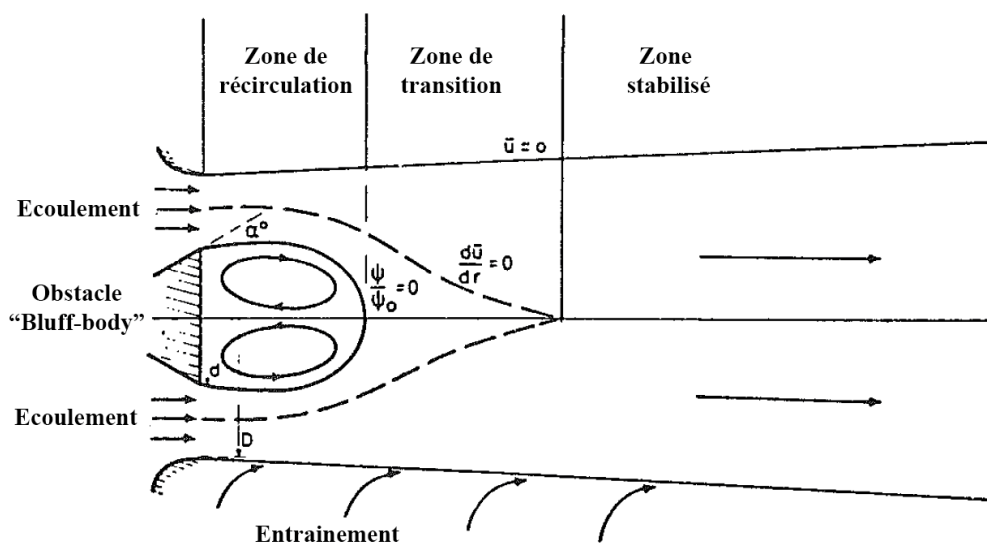


Figure 3.8 – Topologie de l'écoulement dans un sillage bluff-body [23].

2.2.3. Stabilisation par swirl

² Obstacle : « Bluff-body » en anglais.

Le principal inconvénient de la stabilisation du bluff-body est qu'il y a la nécessité d'avoir ce corps près de la flamme avec des conséquences sur le matériau. La meilleure façon de stabiliser une flamme dans les chambres de combustion modernes est par l'éclatement tourbillonnaire, par ce que la recirculation de mélange est créé d'une manière aérodynamique. Une ancienne étude de J M Beér [38] examine l'interaction de la flamme d'un carburant pulvérisé (Jet-oil) avec la zone de recirculation d'un jet swirlé annulaire. Comme le montre la figure 3.9, le front de flamme manifeste à la sortie de brûleur dans la frontière de la ZRC. Dans cette région de l'écoulement, la vitesse de flamme égale à la vitesse de l'écoulement réversible et autrement la chaleur de combustion est suffisante pour enflammer le mélange froid qui arrive dans cette région. Dans la ZRC, la vitesse l'écoulement réversible est réduite jusqu'à ce qu'elle atteigne zéro à la frontière de la ZRC, et donc une région de l'écoulement peut toujours être trouvée où la vitesse locale de la flamme égale à la vitesse locale de l'écoulement réversible.

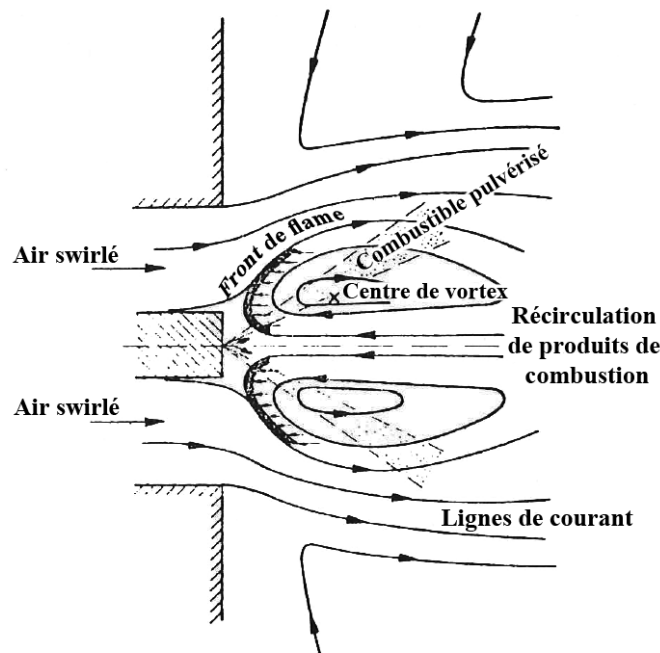


Figure 3.9 – Stabilisation d'une flamme de Jet-oil par la ZRC d'un jet swirlé [38].

La taille et l'intensité de la zone de recirculation peuvent être contrôlées par le degré du nombre de swirl. Des études de l'influence de nombre de swirl sur la stabilisation des flammes prémélangées et la taille de la ZRC sont construites à partir d'articles présentés dans le paragraphe suivant.

2.3. Influence du nombre de swirl

Comme nous l'avons vu précédemment, le swirl influence la topologie de l'écoulement. En effet, le degré du swirl influence les caractéristiques de la flamme prémélangée et devient un paramètre de contrôle de la stabilité de flamme. En changeant l'angle d'inclinaison des pales dans les swirlers à pales, par exemple, nous pouvons avoir différents nombres de swirl et ensuite différentes intensités d'écoulement swirlé.

En ce qui concerne l'effet de nombre swirl sur le comportement de l'écoulement et de la dynamique de la combustion, de nombreuses études à la fois expérimentales et numériques ont été effectuées ultérieurement. Tsao et al. [39] ont simulé un modèle de brûleur de turbine à gaz pour deux nombres de swirl ($S_n = 0.74$ et $S_n = 0.85$). Ils ont constaté que le moment de flux swirlé est transporté au centre de la chambre de combustion et forme une zone de recirculation. La force de cette zone dépend de niveaux de l'intensité de swirl à l'entrée de brûleur. Stone et al. [40] ont étudié numériquement l'impact de trois nombres de swirl ($S_n = 0.56$, $S_n = 0.84$ et $S_n = 1.12$) sur la stabilité d'une flamme pauvre prémélangée dans un brûleur de turbine à gaz. Pour des valeurs élevées de S_n , ils ont observé des valeurs négatives de la vitesse axiale au niveau de l'axe de centre du brûleur dans le plan d'expansion, ceci indique la formation d'un éclatement tourbillonnaire. Anacleto et al. [8] ont réalisé une étude expérimentale sur la structure de l'écoulement swirlé et les caractéristiques de la flamme dans un brûleur à prémélange pauvre. Leur brûleur contient un swirler avec des pales d'angle variable, qui permettent l'utilisation des différents nombres de swirl. Ils ont observé que l'éclatement tourbillonnaire se produit à $S_n = 0.5$ et une ZRC est formée à toutes valeurs plus élevées de ce nombre de swirl. Ils ont identifié également la limite de retour de flamme qui se produit à $S_n = 1.26$. Une autre étude expérimentale faite par Mafra et al. [41] porte sur l'évaluation de l'effet du nombre de nombre de swirl sur l'écoulement et l'émission de NO dans une chambre de combustion cylindrique de type LPG. Le brûleur est équipé d'un swirler réglable, ce qui permet de faire varier le nombre de swirl de $S_n = 0.36$ à $S_n = 1.46$. Comme ils ont observé, le degré de mélange air-carburant est médiocre au faible nombre de swirl et provoque la formation d'une ZRC riche en carburant qui favorise un taux élevé d'hydrocarbures imbrûlés. Pour des valeurs élevées de S_n , une combustion plus efficace est observée dans la ZRC, des valeurs plus élevées de température et concentrations faibles de O_2 et NO. Huang et Yang [42] ont étudié l'effet de l'écoulement swirlé

sur la dynamique de combustion utilisant la simulation aux grandes échelles³. Ils ont rapporté que lorsque le nombre de swirl est supérieure à une valeur critique $S_n = 0.44$, l'éclatement tourbillonnaire se produit et conduit à la formation d'une ZRC. Pour les nombres de swirl plus élevés, l'intensité de turbulence augmente et la vitesse de flamme augmente qui conduit à l'apparition de retour de flamme. Récemment, Linck et Gupta [43] ont examiné l'effet de nombre de swirl sur la structure d'une flamme swirlée pulvérisée. Ils ont varié le nombre de swirl en changeant la configuration de swirler. Douze (12) configurations de swirl ont été utilisées. Ils ont remarqué que la combustion est stabilisée et la hauteur d'accrochage de la flamme est dépendante de l'intensité de l'écoulement swirlé. Plus récemment, Yilmaz [44] a effectué une étude numérique pour examiner l'effet du nombre de swirl sur les caractéristiques de combustion dans une flamme de diffusion. Il a constaté que les caractéristiques de combustion comme les concentrations des espèces et la température de la flamme sont fortement affectées par le nombre de swirl.

2.4. Caractéristiques des flammes prémélangées swirlées enrichies en hydrogène

2.4.1. Les flammes prémélangées enrichies en hydrogène

L'énergie alternative comme les combustibles mélangés⁴ hydrocarbure / hydrogène ont récemment pris de l'importance, en particulier comme une solution attrayante pour diminuer les niveaux d'émissions polluantes [45,46]. Ces mélanges de combustibles présentent plusieurs avantages en raison de l'enrichissement d'hydrocarbure en hydrogène. L'hydrogène possède un pouvoir calorifique massique très élevé, il peut être généré à partir de différentes sources d'énergie, il est renouvelable et il peut être une alternative très propre par rapport aux hydrocarbures, par ce qu'il n'y a pas des émissions de CO, CO₂, SO_x et des hydrocarbures imbrûlés suite à sa combustion [13]. Il est intéressant de concevoir des chambres de combustion prémélangées qui fonctionne avec de l'hydrogène pure. Mais plusieurs problèmes techniques demeurent qui empêchent son adoption généralisée pour les systèmes de production d'énergie. L'ajout de petites quantités d'hydrogène aux d'hydrocarbures dans les brûleurs prémélangés,

³ La simulation aux grandes échelles : « Large Eddy Simulation » en anglais

⁴ Les combustibles mélangés : « Blended fuels » en anglais

peut procurer plusieurs changements bénéfiques dans la vitesse de combustion et la température de flamme [47] ; en outre, il pourrait réduire la production de CO et de NO_x [48]. Plusieurs études ont été menées sur la base fondamentale de flammes hydrogène-hydrocarbures-air. Il a été mentionné que l'addition d'hydrogène aux flammes d'hydrocarbures-air peut éviter l'extinction de la flamme et peut élargir la limite d'inflammabilité [49,50]. Il y a eu certain nombre d'études qui ont porté sur la stabilisation et les limites de soufflage des flammes d'hydrocarbures -air enrichies en hydrogène [51,52]. Il a été rapporté que les flammes enrichies en hydrogène sont moins vulnérables à la perte de chaleur et de fortes contraintes, ce qui améliore sa stabilité et prolonge les limites d'inflammabilité également.

2.4.2. Stabilisation des flammes prémélangées swirlées enrichies en hydrogène

Les études qui portent sur les flammes prémélangées de méthane-air enrichies en hydrogène et stabilisées par swirl sont nombreuses [53-58]. Il a été démontré que l'addition d'hydrogène donne lieu à une modification significative de la structure de flamme swirlée, indiquée par l'apparition d'une flamme plus courte et plus robuste [54, 56]. L'enrichissement en hydrogène réduit également la taille et la forme de la bulle de recirculation résultant de l'éclatement tourbillonnaire dans la combustion prémélangée stabilisée par swirl [57].

Nous avons vu l'importance des effets de l'intensité de swirl sur les caractéristiques de la flamme prémélangée dans la section 2.3. La configuration du brûleur imposée dans cette étude, détaillée dans la section 4.1, est à swirler réglable qui permet d'étudier plusieurs nombres de swirl. Toutefois, très peu d'auteurs ont étudié au même temps l'impact de l'enrichissement en hydrogène et l'effet de l'intensité de swirl sur ce type de flamme prémélangée. Syed et al. [59] ont mené une investigation expérimentale pour étudier et réduire l'effet de retour de flamme prémélangée dans un brûleur compact à swirl. Les auteurs ont examiné une gamme de différents mélanges de carburant pour regarder les limites de retour et de soufflage de flamme. Ces mélanges comprennent le méthane, le mélange de méthane-hydrogène, l'hydrogène pur et le gaz de charbon. En outre, ils ont étudié trois nombres de swirl ($S_n = 1.47$, $S_n = 1.04$ et $S_n = 0.8$) en faisant varier le nombre d'orifices d'entrée ou de la configuration des orifices d'entrée dans

le brûleur compact utilisé. Ils ont rapporté que pour le nombre de swirl le plus élevé $S_n = 1.47$, la ZRC devient élargie et se prolonge vers l'arrière à travers l'injecteur et provoque un retour de flamme. Le cas avec le nombre de swirl le plus faible $S_n = 0.8$ avec la richesse $\Phi \leq 0.65$ montre les limites optimales de retour de flamme pour les mélanges à base de méthane (avec une fraction d'hydrogène jusqu'à 30%) et pour les mélanges à base d'hydrogène (avec une fraction d'hydrogène $\geq 65\%$). Kim et al. [60] ont réalisé une étude expérimentale de l'effet de l'addition d'hydrogène aux flammes prémélangées CH₄-air dans un brûleur de laboratoire stabilisé par swirl et non confinées. Ils ont examiné différents swirlers (différents angles de pales 30 °, 45 ° et 60 °) pour étudier l'effet de l'intensité de swirl sur la flamme CH₄-air enrichie. Leur brûleur de laboratoire fonctionne à une puissance de 5.81 kW. Les auteurs ont rapporté que la surface de la flamme augmente en aval de la sortie du brûleur par la recirculation en raison de la force centrifuge élevée provoquée par l'intensité élevée de swirl. Ils ont constaté aussi que pour un nombre de swirl faible, la concentration de NO dans la zone de réaction diminue avec l'augmentation de la fraction d'hydrogène dans le mélange. Pour un nombre de swirl élevé, la concentration de NO augmente avec l'augmentation de la fraction d'hydrogène dans le mélange. Dans une autre étude Kim et al. [61] ont repris le même brûleur avec les mêmes conditions opératoires, et ont étudié l'effet de confinement sur les flammes prémélangées CH₄-air enrichies en hydrogène. Ils ont confirmé leurs résultats de travail passé sur l'élargissement de la limite de stabilité pauvre par addition d'hydrogène. Les auteurs ont également rapporté que, la limite de stabilité est réduite pour des nombres de swirl élevés dans un mélange qui fonctionne à des températures de flamme adiabatique faible. Ils ont montré que l'addition d'hydrogène augmente les émissions de NO_x ; cependant, cet effet peut être réduit en augmentant soit l'excès d'air ou de l'intensité de swirl. Ils ont également comparé les émissions de NO_x et de CO de la flamme prémélangée avec une flamme de diffusion. Les auteurs ont constaté que les émissions de NO_x de la flamme prémélangée enrichie en hydrogène étaient inférieures aux émissions de la flamme de diffusion dans les mêmes conditions de fonctionnement pour un cas pauvre.

2.5. Conclusion

La dynamique des écoulements swirlés en non réactif a été abordée en première partie de ce chapitre. Des généralités sur les écoulements swirlés ont été décrites y compris les différentes relations de nombre de swirl qui caractérise l'intensité de l'écoulement en rotation. Une revue des techniques de génération de l'écoulement swirlé appliquées aux brûleurs y est introduite.

Un soin particulier a été apporté aux caractéristiques du champ de l'écoulement produit par swirl. Une description des principales structures au sein de l'écoulement swirlé telles que la zone de recirculation centrale (ZRC) et les couches de cisaillement a été effectuée.

La stabilisation des flammes prémélangées swirlées sans et avec addition d'hydrogène a été abordée en deuxième partie de ce chapitre. Une mise en lumière sur les limites de la stabilité, et particulièrement le retour et le soufflage de flamme a été faite. Les techniques de stabilisation d'une flamme prémélangée sont aussi mentionnées via la présence d'un obstacle (bluff-body) ou un swirler. Un parcours de la littérature permet d'identifier les thèmes d'étude principaux des flammes swirlées turbulentes prémélangées. Par conséquent, l'état de l'art a été structuré, dans un premier temps, autour des études de l'effet de nombre swirl sur le comportement de l'écoulement et de la dynamique de la combustion. La ZRC et la flamme prémélangée ont été très affectées par l'intensité de swirl. Ensuite, les caractéristiques des flammes prémélangées enrichies en hydrogène sont traitées à partir des éléments de la littérature. Enfin, l'influence de l'enrichissement en hydrogène et le nombre de swirl au même temps sur la stabilité de la flamme prémélangée sont abordés.

Les travaux qui portent spécifiquement sur l'étude des flammes prémélangées swirlées enrichies en hydrogène sont peu nombreux. Ainsi, il est nécessaire d'apporter de nouvelles données numériques sur ces types de flamme afin d'approfondir la connaissance de la dynamique importante et complexe de ces écoulements. Par ailleurs, les précédentes études constituent un socle de référence qui nous permet d'étudier des nouvelles conditions opératoires manquantes dans la littérature. Les détails de la modélisation de la combustion turbulente prémélangée ainsi que le brûleur étudié dans cette thèse sont présentés dans la deuxième partie.

Deuxième partie

Méthodologies de simulation de la combustion turbulente prémélangée et modélisation du brûleur

Chapitre 3

3. Modélisation des écoulements turbulents réactifs

Ces dernières années, les essais expérimentaux ont devenu très avancés et précis grâce au développement rapide de la technologie, notamment les lasers puissants et les cameras rapides. Pendant de nombreuses années, les études expérimentales ont contribué à comprendre plusieurs phénomènes de combustion et ont servi à valider et développer la simulation numérique et essentiellement la CFD. Mais l'expérimentation n'apporte pas toujours les réponses aux problèmes des constructeurs. Lorsqu'on s'intéresse aux écoulement turbulents et réactifs dont la complexité mène aux instabilités qui ont été évoquées. De nos jours, la simulation numérique est devenue suffisamment développée pour être utilisée en parallèle à l'expérimentation, et devient ainsi un outil prédictif. L'objectif de ce chapitre se résume à décrire l'ensemble des équations de résolution numérique des écoulements turbulents réactifs. Nous invitons le lecteur à se référer à l'ouvrage de T. Poinso et D. Veynante [13], pour plus de détails. Dans un premier temps, nous présenterons les équations de conservation des écoulements réactifs et la modélisation de la turbulence. Ensuite, nous aborderons les modèles d'interaction flamme prémélangée/turbulence, ainsi que les modèles de rayonnement. Notons que nous intéressons notamment aux modèles de turbulence et de combustion qui seront utilisés pour la simulation du brûleur étudié. Enfin, nous terminons par une mise en lumière de solveur ANSYS-Fluent qui sera utilisé durant les simulations.

3.1. Equations de conservation des écoulements réactifs

3.1.1. Conservation de la masse et des espèces

L'équation de la conservation de la masse totale est inchangeable dans les écoulements non réactifs (la combustion ne génère pas de masse) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

L'équation de la conservation de la masse pour un espèce k est écrit :

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho (u_i + V_{k,i}) Y_k) = \dot{\omega}_k \quad \text{pour } k = 1, N \quad (3.2)$$

où $V_{k,i}$ est la composante $i^{\text{ème}}$ de la vitesse de diffusion V_k d'un espèce k et $\dot{\omega}_k$ est le taux réaction de même espèce :

$$\sum_{k=1}^N Y_k V_{k,i} = 0 \quad \text{et} \quad \sum_{k=1}^N \dot{\omega}_k = 0 \quad (3.3)$$

Les vitesses de diffusion V_k pour N espèces sont obtenues en résolvant le système d'équation de Williams [62]. Deux méthodes très connues et utilisées pour résoudre de système, sont la loi de Fick et l'approximation de Hirschfelder et Curties. Ces deux méthodes sont bien discutées dans la référence [13].

3.1.2. Conservation de la quantité de mouvement

L'équation de la quantité de mouvement reste la même dans l'écoulement réactif et non réactif :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u_j + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho u_i u_j = - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \rho \sum_{k=1}^N Y_k f_{k,j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} + \rho \sum_{k=1}^N Y_k f_{k,j} \quad (3.4)$$

où $f_{k,j}$ est la force volumique appliquée à l'espèce k dans la direction j . Cette équation ne contient pas explicitement le terme de la réaction, mais l'écoulement est modifié par la combustion. La viscosité dynamique μ change fortement parce que la température varie avec un rapport 8 à 10. La densité ρ varie également avec le même rapport et la dilatation à travers le front de flamme augmente toutes les vitesses avec le même rapport. Par conséquent, le nombre de Reynolds locale varie beaucoup plus qu'en non réactif.

3.1.3. Conservation de l'énergie

De nombreuses formes de l'équation de conservation de l'énergie peuvent être écrites. L'équation de conservation de l'énergie totale selon Kuo [63] est écrit :

$$\rho \frac{De_t}{Dt} = \frac{\partial \rho e_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i e_t) = - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} u_i) + \dot{Q} + \rho \sum_{k=1}^N Y_k f_{k,j} (u_i + V_{k,i}) \quad (3.5)$$

où \dot{Q} est le terme source de la chaleur (due par exemple à une étincelle électrique, un laser ou d'un flux radiatif), à ne pas confondre avec la chaleur dégagée par la combustion.

Le flux de l'énergie est écrit :

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} + \rho \sum_{k=1}^N h_k Y_k V_{k,i} \quad (3.6)$$

Ce flux comprend un terme de diffusion de chaleur exprimée par la loi de Fourier $\lambda \partial T / \partial x_i$ et un second terme associé à la diffusion d'espèces avec différentes enthalpies h_k .

3.2. Modélisation de la turbulence

3.2.1. Approches numériques de la combustion turbulente

La résolution numérique essentiellement la CFD de la combustion turbulente peut être réalisé en utilisant trois principales approches :

RANS

Historiquement, la résolution des équations moyennées de Navier-Stokes¹ (RANS) est l'approche la plus ancienne, parce que le calcul du champ de l'écoulement instantané dans une flamme turbulente était impossible. L'approche RANS a été développée pour résoudre les valeurs moyennes de toutes les grandeurs de l'écoulement [13]. Dans cette approche, les équations des grandeurs sont obtenues par moyenné les équations instantanées. Par ailleurs, les équations moyennées nécessitent la modélisation de tous les effets instationnaires (modèles de fermeture) : un modèle de turbulence pour traiter la dynamique de l'écoulement en combinaison avec un modèle de combustion turbulente pour décrire la conversion des espèces chimiques et le dégagement de chaleur. La résolution de ces équations fournit des quantités moyennes qui correspondent à la moyenne temporelle pour les écoulements stationnaires. Par exemple, pour une flamme stabilisée et dans un point donné, la température calculée avec RANS est une constante qui corresponde à la température moyenne dans ce point (Figure 3.1). D'un point de vue technique, l'approche RANS est la plus économe par rapport les deux autres approches que nous allons décrire par la suite. Elle ne nécessite pas beaucoup d'efforts et temps de calculs et est de fait très majoritairement utilisée pour les applications industrielles. Notons que nous allons utiliser cette approche dans ce travail de thèse, pour répondre à ces objectifs et nous allons la détailler dans la section suivante.

LES

La deuxième approche corresponde à la simulation des grandes échelles (LES) [64, 65]. Nettement plus chère que RANS (il faut calculer un écoulement instationnaire, tridimensionnel,

¹ Les équations moyennées de Navier-Stokes : « Reynolds Averaged Navier Stokes » en anglais

et renoncer aux simplifications usuelles de RANS telles que la symétrie, la bidimensionnalité, etc). L'idée est de calculer explicitement les grandes structures turbulentes présentes dans l'écoulement, et de modéliser comme en RANS l'effet des petites structures qui ne sont pas calculé. Les équations des grandeurs en LES sont obtenues par filtré les équations instantanées [64]. En combustion turbulente, l'approche LES détermine la position instantanée d'une grande structure dans le front de flamme calculé, mais un modèle dit de sous maille² est toujours nécessaire de prendre en compte les effets de petites échelles turbulentes sur la combustion. Dans un point donné de l'écoulement réactif par exemple, la LES peut capturer la variation à faible fréquence de la température (Figure 3.1).

DNS

Contrairement au RANS, la troisième approche dite la simulation numérique directe³ (DNS) consiste à calculer toutes les équations de Navier-Stokes instantanées sans modélisation [66, 67]. Toutes les structures turbulentes (grandes et petites) sont explicitement déterminées et leurs effets sur la combustion sont capturés. La DNS peut capturer toutes les variations temporelles de la température (par exemple) exactement comme un capteur à haute précision lors des mesures dans une expérience. (Figure 3.1). Malheureusement, cette approche est extrêmement chère et limitée à de faibles nombres de Reynolds (qui contrôlent la gamme des tailles de structures présentes dans l'écoulement). Cette approche est donc restreinte à des écoulements académiques simples, malgré la puissance des machines de calcul disponibles aujourd'hui.

Les propriétés des approches numériques RANS, LES et DNS de la combustion turbulente sont résumées en terme de spectre d'énergie dans la figure 3.2. Toutes les fréquences spatiales du spectre sont calculées par la DNS, alors que seuls les plus grandes fréquences (jusqu'à le nombre d'onde de coupure k_c) sont calculées par la LES. Dans RANS, sauf les champs moyens de l'écoulement sont modélisés et aucun mouvement turbulent n'est explicitement capturé.

² Modèle de sous maille : « Subgrid model » en anglais

³ La simulation numérique directe : « Direct numerical simulation » en anglais

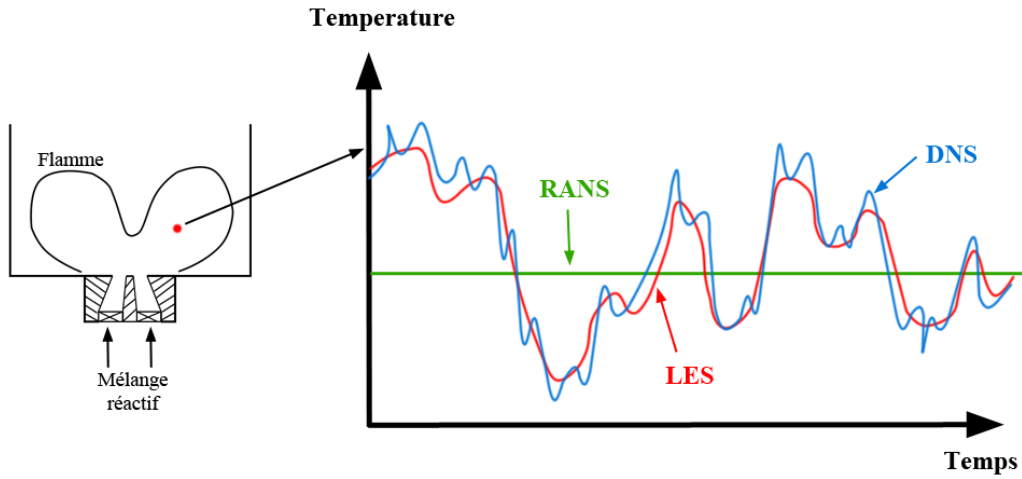


Figure 3.1 – Représentation de la variation temporelle de la température et le degré de détail de chaque approche numérique.

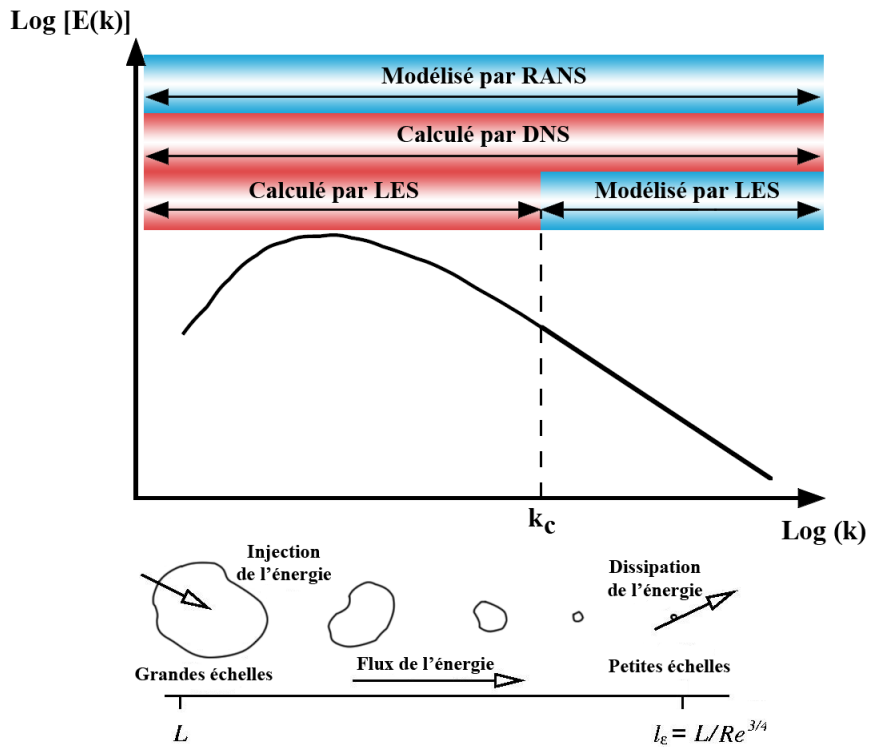


Figure 3.2 – Représentation de spectre de l'énergie en fonction de nombre d'onde de coupure.

3.2.2. Equations de Navier-Stokes moyennes

Comme nous l'avons vu précédemment, les équations des grandeurs moyennes en RANS sont obtenues par moyenné les équations instantanées. D'un point de vue de moyennement de Reynolds, seulement la moyenne et la variance d'une quantité sont d'un intérêt primaire. Dans les écoulements à densité constante, toute quantité f est divisée en une partie moyenne \bar{f} et fluctuante f' .

$$f = \bar{f} + f' \quad (3.7)$$

L'application de la technique ci-dessus sur l'équation de la conservation de la masse (3.1), on trouve :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i}) = \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i + \overline{\rho' u_i'}) = 0 \quad (3.8)$$

où le terme $\overline{\rho' u_i'}$ correspond à la corrélation entre la densité et la vitesse fluctuantes est nécessite la modélisation. L'application de la moyenne de Reynolds sur les écoulements avec gradients importants de densité introduit de nombreuses autres corrélations non fermées entre toute quantité f est ça fluctuation de densité $\overline{\rho' f'}$. Dans ce cas-là, une moyenne pondérée par la masse, dite moyenne de Favre est souvent préférée [13] :

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (3.9)$$

Donc, toute quantité f sera divisée en une moyenne de Favre \tilde{f} et une fluctuante de Favre f'' :

$$f = \tilde{f} + f'' \quad \text{avec} \quad \overline{\tilde{f}''} = 0 \quad (3.10)$$

L'application de ce formalisme de Favre sur l'ensemble des équations (3.1, 3.2, 3.4 et 3.5) conduit aux équations de Navier-Stokes moyennes :

L'équation de la conservation de la masse

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (3.11)$$

L'équation de la conservation des espèces

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_k) + \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{V_{k,i} Y_k} + \bar{\rho} \overline{u_i'' Y_k''} = \bar{\omega}_k \quad \text{pour } k = 1, N \quad (3.12)$$

L'équation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \tilde{u}_i + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''}) \quad (3.13)$$

L'équation d'enthalpie

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h}_s) \\ = \bar{\omega}_T + \frac{D\bar{p}}{Dt} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \overline{\rho u_i'' h_s''} \right) + \overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \sum_{k=1}^N \overline{V_{k,i} Y_k h_{s,k}} \right) \end{aligned} \quad (3.14)$$

avec

$$\frac{D\bar{p}}{Dt} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_i}} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \overline{u_i'' \frac{\partial p}{\partial x_i}} \quad (3.15)$$

3.2.3. Les termes ouverts dans les équations de RANS

La prise de la moyenne des équations de Navier-stokes génère trois types de termes non fermés. L'objectif de la modélisation de la combustion turbulente est de proposer des fermetures pour les termes ouverts suivants :

Contraintes de Reynolds

Le premier terme qui apparaît dans l'équation de la quantité de mouvement (3.13) $\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''}$ est dit tenseur de contraintes de Reynolds. La fermeture de tenseur de contraintes de Reynolds doit être prise en compte par un modèle de turbulence. La majorité des modèles de turbulence sont développés pour les écoulements non réactifs et ne tiennent pas explicitement en compte l'effet du dégagement de la chaleur sur les contraintes de Reynolds. Les modèles de turbulence utilisés dans cette étude pour fermer les contraintes de Reynolds vont être détaillée dans la section 3.2.4.

Flux turbulents d'espèces et d'enthalpie

Dans les équations (3.12) et (3.14) on trouve le deuxième type de termes qui est représenté par les flux de transport turbulent d'espèces $\bar{\rho} \widetilde{u_i'' Y_k''}$ et de l'énergie (l'enthalpie) $\bar{\rho} \widetilde{u_i'' h_s''}$. Généralement, ces deux flux sont modélisés par une fermeture classique en gradient :

$$\bar{\rho} \widetilde{u_i'' Y_k''} = - \frac{\mu_t}{Sc_{kt}} \frac{\partial \widetilde{Y}_k}{\partial x_i} \quad (3.16)$$

où μ_t est la viscosité turbulente calculée par le modèle de turbulence et Sc_{kt} est un nombre de Schmidt turbulent pour l'espèce k . Quelques travaux théoriques et expérimentaux [68, 69] ont montré que cette fermeture n'est pas correcte dans quelques flammes turbulentes prémélangées.

Taux de réaction des espèces chimiques

Le troisième terme est $\overline{\dot{\omega}_k}$ qu'il s'agit cette fois du taux de réaction moyen des espèces chimiques. Il est l'objectif de la majorité des travaux qui ont été fait pour modéliser la combustion turbulente. Sa modélisation va être détaillée dans la section 3.3.

Notons que le terme $\overline{u_i'' \partial p / \partial x_i}$ dans l'équation (3.15) est généralement négligé par rapport au transport turbulent.

3.2.4. Modèles de la turbulence

Selon l'hypothèse de viscosité turbulente proposée par Boussinesq [70, 71], le tenseur de contraintes de Reynolds est généralement décrit suivant l'équation :

$$-\bar{\rho}\widetilde{u_i''u_j''} = \tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} \tilde{k} \delta_{ij} \quad (3.17)$$

Maintenant, le rôle des modèles de turbulence est venu afin de calculer la viscosité turbulente μ_t . Plusieurs modèles sont développés et proposés : expressions algébriques [72], la fermeture à une équation [73] et la fermeture à deux équations. Parmi ces modèles, on va citer les modèles à deux équations que nous avons utilisés dans ce travail de thèse.

Le modèle k – ε Standard

Ce modèle est proposé par Jones et Launder [74], son objectif est de donner une fermeture, à une échelle intégrale l , pour le tenseur de Reynolds et pour les termes de transport turbulent dans les équations de Navier-stokes moyennées. Il estime la viscosité turbulente comme le montre la relation suivante :

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\epsilon}} \quad (3.18)$$

où l'énergie cinétique turbulente \tilde{k} et son taux de dissipation $\tilde{\epsilon}$ sont décrites par les deux équations suivantes:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{k}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{k}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_i} \right] - P_k - \bar{\rho} \tilde{\epsilon} \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{\epsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{\epsilon}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial x_i} \right] - C_{\epsilon 1} \frac{\tilde{\epsilon}}{\tilde{k}} P_k - C_{\epsilon 2} \frac{\tilde{\epsilon}}{\tilde{k}} \bar{\rho} \tilde{\epsilon} \quad (3.20)$$

où le terme source P_k est donné par :

$$P_k = \tau_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (3.21)$$

Les constantes de ce modèle sont données comme suite :

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

Une correction a été introduite dans l'équation de transport de taux de dissipation (l'équation 3.20), selon laquelle un nouveau terme source a été ajouté pour corriger la sous-estimation de $\tilde{\epsilon}$ dans les écoulements axisymétriques (par exemple les jets ronds). Une discussion détaillée de la correction de cette équation est trouvée dans Pope [75].

Le modèle $k - \epsilon$ Realizable

Ce nouveau modèle est proposé par Shih et al [76] pour améliorer la performance de modèle $k - \epsilon$ standard. En effet, ce dernier il a mal à modélisé les écoulements avec un taux de cisaillement élevé ou les séparations massives. Cela, à cause de la surestimation de la viscosité turbulente par sa formule standard (l'équation 3.18). En outre, l'équation standard de taux de dissipation ne donne pas toujours l'échelle de longueur appropriée de la turbulence. Dans le nouveau modèle, le terme « Realizable » implique que ce modèle satisfait certaines contraintes mathématiques du tenseur de Reynolds. L'avantage immédiat de ce modèle est la précision dans la prédiction du taux de propagation de jets planaires et ronds. Il est également susceptible de fournir des performances supérieures pour les écoulements (swirlés), couches limites, les séparations massives et les recirculations.

Le $k - \epsilon$ Realizable exprime la viscosité turbulente comme l'équation (3.18), mais le coefficient C_μ n'est plus un constant. Il est calculé de la façon suivante :

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_S U^* \frac{\tilde{k}}{\tilde{\epsilon}}} \quad (3.22)$$

où

$$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad (3.23)$$

et

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.24)$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\tilde{\epsilon}_{ijk}\tilde{\omega}_k \quad (3.25)$$

$$\Omega_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - 2\tilde{\epsilon}_{ijk}\tilde{\omega}_k \quad (3.26)$$

avec $\bar{\Omega}_{ij}$ est le tenseur de taux de rotation moyen dans un plan de référence tournant avec une vitesse angulaire $\tilde{\omega}_k$. Le coefficient A_s est déterminé comme suite :

$$A_s = \sqrt{6} \cos \phi \quad \text{avec} \quad \phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W) \quad (3.27)$$

$$W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3} \quad \text{avec} \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \quad (3.28)$$

La nouvelle formule de taux de dissipation $\tilde{\epsilon}$ est décrite par l'équation suivante:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{\epsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{\epsilon}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial x_i} \right] - C_1 S \bar{\rho} \tilde{\epsilon} - C_2 \frac{\bar{\rho} \tilde{\epsilon}^2}{\tilde{k} + \sqrt{\nu \tilde{\epsilon}}} \quad (3.29)$$

où le coefficient C_1 est donné par :

$$C_1 = \max \left\{ 0.43; \frac{\eta}{5 + \eta} \right\} \quad (3.30)$$

où

$$\eta = \frac{S\tilde{k}}{\tilde{\epsilon}} \quad \text{avec} \quad S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (3.31)$$

Les autres constantes de ce modèle sont données comme suite :

$$\sigma_k = 1.0 \quad ; \quad \sigma_\epsilon = 1.2 \quad ; \quad C_2 = 1.9 \quad ; \quad A_0 = 4.0$$

Le modèle $k - \omega$ SST

Avant de commencer la discussion sur le modèle $k - \omega$ SST proposé par Menter [77] et qui prend en compte les effets de transport de contraintes de cisaillement (tenseur de Reynolds)⁴, d'abord nous détaillons son origine qui est le modèle $k - \omega$ standard proposé par Wilcox [78]. Ce modèle à deux équations est postulé pour prédire exactement les couches limites attachées avec un gradient de pression adverse et les couches limites compressible. Plus particulièrement pour intervenir dans la sous couche limite visqueuse.

Le $k - \omega$ standard exprime la viscosité turbulente et l'énergie cinétique avec des nouvelles formulations et remplace l'équation de $\tilde{\epsilon}$ dans les modèles $k - \epsilon$ par une équation d'une nouvelle quantité dite le taux de dissipation spécifique $\tilde{\omega}$. Nous allons aborder la relation entre $\tilde{\epsilon}$ et $\tilde{\omega}$ par la suite.

La viscosité turbulente est donné par :

$$\mu_t = \gamma^\circ \frac{\bar{\rho}\tilde{k}}{\tilde{\omega}} \quad (3.32)$$

où \tilde{k} et $\tilde{\omega}$ sont décrites par les deux équations suivantes:

⁴ Transport de contraintes de cisaillement : « Sear Stress Transport » en anglais

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{k}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{k}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_k\mu_t)\frac{\partial\tilde{k}}{\partial x_j}\right] + P_k + Y_k \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{\omega}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{\omega}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_\omega\mu_t)\frac{\partial\tilde{\omega}}{\partial x_j}\right] + P_\omega + Y_\omega \quad (3.34)$$

où les termes sources P_k, Y_k, P_ω et Y_ω sont déterminés comme suite :

P_k est déjà définis dans l'équation (3.21).

$$Y_k = -\beta_k\bar{\rho}\tilde{\omega}\tilde{k} \quad (3.35)$$

$$P_\omega = \frac{\gamma\tilde{\omega}}{\tilde{k}}P_k \quad (3.36)$$

$$Y_\omega = -\beta_\omega\bar{\rho}\tilde{\omega}^2 \quad (3.37)$$

On retourne pour donner une définition à la nouvelle quantité $\tilde{\omega}$. La plus simple interprétation physique pour $\tilde{\omega}$, est qu'elle représente le rapport entre le taux de dissipation et l'énergie turbulente de mélange. En effet, l'équation de taux de dissipation spécifique $\tilde{\omega}$ est déterminée comme suite :

$$\tilde{\omega} = \frac{\tilde{\epsilon}}{\beta_k\tilde{k}} \quad (3.38)$$

Les constantes de ce modèle sont données comme suite :

$$\sigma_k = 0.5 \quad ; \quad \sigma_\omega = 0.5 \quad ; \quad \beta_k = \frac{9}{100} \quad ; \quad \beta_\omega = \frac{3}{40} \quad ; \quad \gamma = \frac{5}{9} \quad ; \quad \gamma^* = 1$$

Après avoir détaillé le modèle $k - \omega$ standard, une mise en lumière aura lieu maintenant sur les formulations de son dérivé dit le modèle $k - \omega$ SST. Par un jeu de permutation, ce modèle

se comporte comme $k - \omega$ standard près des parois et comme $k - \epsilon$ standard loin des parois. En outre, il tient en compte une nouvelle définition de la viscosité turbulente qui implique les effets de transport de contraintes Reynolds. La différence entre cette nouvelle formulation et la formulation originale de $k - \omega$ est l'ajout d'un nouveau terme de diffusion dans l'équation de transport de $\tilde{\omega}$. Ainsi que les constants de la modélisation sont différents. Le nouveau terme de diffusion est multiplié par une fonction de permutation $(1 - F_1)$. Cette fonction a été conçu pour être égale à un (1) près de parois (se comporte comme $k - \omega$) et égale à zéro (0) loin des parois (se comporte comme $k - \epsilon$). La permutation aura lieu dans les frontières de la couche limite.

L'équation transformé de $\tilde{\omega}$ est décrite par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{\omega}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{\omega}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_\omega\mu_t)\frac{\partial\tilde{\omega}}{\partial x_j}\right] + P_\omega + Y_\omega + (1 - F_1)D_\omega \quad (3.39)$$

où D_ω le nouveau terme de diffusion est donné comme suite :

$$D_\omega = 2\bar{\rho}\sigma_\omega\frac{1}{\tilde{\omega}}\frac{\partial\tilde{k}}{\partial x_j}\frac{\partial\tilde{\omega}}{\partial x_j} \quad (3.40)$$

et la fonction de permutation F_1 est donné par :

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (3.41)$$

où

$$\arg_1 = \min\left[\max\left(\frac{\sqrt{\tilde{k}}}{0.09\tilde{\omega}y} ; \frac{500\nu}{y^2\tilde{\omega}}\right); \frac{4\sigma_\omega\tilde{k}}{CD_{k\omega}y^2}\right] \quad (3.42)$$

où y présente la distance par rapport à la surface solide (la paroi) suivante et $CD_{k\omega}$ est la portion positive du terme de diffusion dans l'équation (3.39).

$$CD_{k\omega} = \max(D_\omega; 10^{-20}) \quad (3.43)$$

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les constants de ce modèle sont différents par rapport au modèle original. Nous utilisons le symbole Φ pour tous constants et l'indice 1 pour les constants de modèle activé dans la couche limite ($k - \omega$ SST) et 2 pour le modèle activé dans la couche de cisaillement libre ($k - \epsilon$ transformé). La relation de permutation entre les constants est décrite par :

$$\Phi = F_1\Phi_1 + (1 - F_1)\Phi_2 \quad (3.44)$$

Les constants de modèle $k - \omega$ SST sont données comme suite :

$$\sigma_{k1} = 0.85 ; \sigma_{\omega1} = 0.5 ; \beta_{k1} = \frac{9}{100} ; \beta_{\omega1} = \frac{3}{40} ; \gamma_1 = \frac{\beta_{\omega1}}{\beta_{k1}} - \frac{\sigma_{\omega1}\kappa^2}{\sqrt{\beta_{k1}}} ; \kappa = 0.41 ; \alpha_1 = 0.31$$

Les constants de modèle $k - \epsilon$ transformé sont données comme suite :

$$\sigma_{k2} = 1.0 ; \sigma_{\omega2} = 0.0856 ; \beta_{k2} = \frac{9}{100} ; \beta_{\omega2} = 0.0828 ; \gamma_2 = \frac{\beta_{\omega2}}{\beta_{k2}} - \frac{\sigma_{\omega2}\kappa^2}{\sqrt{\beta_{k2}}}$$

Concernant la nouvelle formulation de la viscosité turbulente, qui implique les effets de transport de contraintes de Reynolds τ_{ij} . Menter [77] a proposé cette formulation pour remédier la surestimation de μ_t par les modèles conventionnel, dans les couches limites avec gradient de pression adverse. Cette surestimation est due à l'hypothèse d'égalité entre la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, qui n'est plus valide dans la nouvelle formulation.

$$\frac{D\tau_{ij}}{Dt} = \frac{\partial\tau_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial\tau_{ij}}{\partial x_k} \quad (3.45)$$

L'idée est de combiné deux formulations différents de τ_{ij} . La première est basé sur l'hypothèse de Bradshaw où τ_{ij} est proportionnel à \tilde{k} dans une couche limite.

$$\tau_{ij} = \bar{\rho} a_1 \tilde{k} \quad (3.46)$$

où a_1 est un constant. La deuxième formulation est basé sur la définition de τ_{ij} dans les modèles à deux équations :

$$\tau_{ij} = \mu_t \Omega \quad (3.47)$$

où Ω est la valeur absolu de la vorticité. Par ailleurs, la viscosité turbulente est décrite de cette manière :

$$\mu_t = \frac{a_1 \bar{\rho} \tilde{k}}{\max\{a_1 \tilde{\omega}; \Omega F_2\}} \quad (3.48)$$

où F_2 est une fonction de permutation comme F_1 , qui permet de corrigé μ_t en présence d'un gradient de pression adverse.

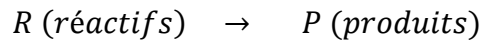
$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (3.49)$$

où

$$\arg_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{\tilde{k}}}{0.09\tilde{\omega}y}; \frac{500\nu}{y^2\tilde{\omega}}\right) \quad (3.50)$$

3.3. Modèles d'interaction flamme prémélangée/turbulence

Tous ce que on a discuté dans le premier chapitre concernant les descriptions phénoménologiques et le diagramme de la combustion turbulente prémélangée est nécessaire pour comprendre ce phénomène, mais il ne donne aucune base mathématique pour la modélisation de la combustion turbulente prémélangée. Après déterminer les équations Navier-stokes moyennes dans la section 3.2.2 et pour simuler les flammes turbulentes prémélangées et comme un premier pas de modélisation, il est conseillé de simplifier le problème en considérant une réaction chimique irréversible à un-pas :



La cinétique de cette réaction est déterminé par le taux de réaction moyen $\bar{\omega}_k$ qui apparaît dans l'équation de transport des espèces (l'équation 3.12). D'autres simplifications peuvent aider à faciliter la modélisation, comme : supposant la combustion à pression constante, conditions adiabatiques et un nombre de Lewis égale à l'unité $L_e = \lambda/(\rho C_p D) = 1$. En outre, nous proposons d'introduire une quantité adimensionnelle dite la variable de progrès \tilde{c} (ou avancement) de la réaction, qui peut représenter les températures et les fractions massiques d'espèces à la fois. Cette variable varie entre zéro (pour un mélange frais) et un (pour les gaz brûlés). Une fonction de la température normalisée peut définir \tilde{c} comme suite :

$$\tilde{c} = \frac{T - T_2}{T_1 - T_2} \quad (3.51)$$

où T est la température locale, T_1 et T_2 sont les températures des gaz frais et complètement brûlés, respectivement.

Une fonction normalisée de fraction d'un espèce réactif ou produit stable peut également définir \tilde{c} :

$$\tilde{c} = \frac{\tilde{Y}_F - \tilde{Y}_{F2}}{\tilde{Y}_{F1} - \tilde{Y}_{F2}} \quad (3.52)$$

où Y_F est la fraction massique locale de carburant, Y_{F1} et Y_{F2} sont respectivement les fractions massiques dans les conditions fraîches et brûlées.

Finalement, l'idée de cette variable de progrès et de remplacer les deux équations de transport des espèces et de l'énergie (les équations 3.12 et 3.14) par une seule équation de transport pour \tilde{c} .

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{c}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} \bar{D} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_i} - \bar{\rho} \overline{u_i'' \tilde{c}''} \right) + \bar{\omega}_c \quad (3.53)$$

Cette équation de transport contient deux termes ouverts : le flux turbulent scalaire $\bar{\rho} \overline{u_i'' \tilde{c}''}$ et le taux de réaction moyen $\bar{\omega}_c$. Les flux turbulents scalaires sont généralement modélisés par une fermeture classique en gradient (l'équation 3.16). Le taux de réaction moyen fait l'objet des larges propositions de fermeture avec des modèles de combustion turbulente disponible dans la littérature. Dans la partie suivante, nous décrirons quelques modèles utilisés dans notre thèse, qui sont des modèles contrôlés par la turbulence.

3.3.1. Approche d'Arrhenius ou « sans modèle »

Commençant par cette approche contrôlée par la chimie finie⁵ où les effets de la fluctuation de la turbulence sont ignorés et le taux de réaction est contrôlé par l'équation d'Arrhenius :

$$\bar{\omega}_c = \omega_c(\tilde{c}) = -\beta \bar{\rho} (1 - \tilde{c}) \exp\left(-\frac{T_a}{T_1 + (T_2 - T_1)\tilde{c}}\right) \quad (3.54)$$

où B est un constant pré-exponentiel négatif et T_a est la température d'activation.

Ce modèle est acceptable seulement quand le temps caractéristique de la turbulence est très grand par rapport au temps caractéristique de la chimie ($\tau_0 \gg \tau_c$, un nombre de Damköhler très faible). Ça correspond au régime de combustion distribué (Figure 2.3) où les réactifs se mélangent rapidement et se brûlent lentement. Cette approche peut être pratiquée dans certaines

⁵ La chimie finie : « Finite-rate chemistry » en anglais

applications comme la combustion supersonique et l'analyse des réactifs chimiques dans la couche limite atmosphérique.

3.3.2. Le modèle Eddy Break Up

Ce nouveau modèle proposé par Spalding [79, 80], est basé sur une analyse phénoménologique de la combustion turbulente aux grands nombres de Reynolds ($Re \gg 1$) et de Damköhler ($Da \gg 1$). Contrairement à l'approche d'Arrhenius, le modèle Eddy Break Up (EBU) suppose que la chimie ne joue aucun rôle explicite et que la turbulence contrôle le taux de réaction.

La zone de réaction est considérée comme une collection de poches des gaz fraîches et brûlés transportées par les structures turbulentes. D'ailleurs, le taux de réaction moyen est contrôlé par un temps caractéristique de mélange turbulent τ_{EBU} . Le taux de réaction moyen est donné par :

$$\overline{\dot{\omega}_c} = C_{EBU} \bar{\rho} \frac{\sqrt{\tilde{c}''^2}}{\tau_{EBU}} \quad (3.55)$$

où C_{EBU} est le constant du modèle de l'ordre de l'unité, \tilde{c}''^2 est la fluctuation de la variable de progrès et le temps caractéristique de mélange turbulent τ_{EBU} est estimé de l'énergie cinétique turbulente \tilde{k} et sa dissipation $\tilde{\epsilon}$.

$$\tau_{EBU} = \frac{\tilde{k}}{\tilde{\epsilon}} \quad (3.56)$$

Spalding a fait une analyse pour estimer la fluctuation \tilde{c}''^2 , il a considéré la flamme infiniment fine et ça conduit à cette relation :

$$\bar{\rho} \tilde{c}''^2 = \overline{\rho(c - \tilde{c})^2} = \bar{\rho}(\tilde{c}^2 - \tilde{c}^2) = \bar{\rho}\tilde{c}(1 - \tilde{c}) \quad (3.57)$$

Par ce que \tilde{c} varie entre 0 et 1, alors $\tilde{c}^2 = \tilde{c}$. Le modèle final EBU pour le taux de réaction moyen est :

$$\overline{\dot{\omega}_c} = C_{EBU} \bar{\rho} \frac{\tilde{k}}{\tilde{\epsilon}} \tilde{c}(1 - \tilde{c}) \quad (3.58)$$

Ce modèle est une œuvre d'art dans la communauté de la combustion numérique, par ce qu'il s'agit d'une relation simple en fonction des quantités moyennes et sans équation de transport.

3.3.3. Le modèle Eddy Dissipation

Le modèle EBU est amélioré plus tard par Magnussen et Hjertager [81], donnant ainsi le modèle Eddy Dissipation (EDM). Ce modèle est prévu pour des mécanismes réactionnels à deux étapes. Dans ce dernier, la fluctuation \tilde{c}''^2 (l'équation 3.55) est remplacée par les vrais valeurs des fractions massiques du carburant \tilde{Y}_F ou de l'oxydant \tilde{Y}_O ou de produits \tilde{Y}_P , d'où $\overline{\dot{\omega}_k}$ est calculé par la plus petites des expressions suivantes :

$$\overline{\dot{\omega}_k} = \overline{\dot{\omega}_F} = A \bar{\rho} \frac{\tilde{k}}{\tilde{\epsilon}} \tilde{Y}_F \quad (3.59)$$

$$\overline{\dot{\omega}_k} = \overline{\dot{\omega}_O} = A \bar{\rho} \frac{\tilde{k}}{\tilde{\epsilon}} \left(\frac{\tilde{Y}_O}{s} \right) \quad (3.60)$$

$$\overline{\dot{\omega}_k} = \overline{\dot{\omega}_P} = AB \bar{\rho} \frac{\tilde{k}}{\tilde{\epsilon}} \left(\frac{\tilde{Y}_P}{1 + s} \right) \quad (3.61)$$

où A et B sont les constants de modèle égales au 4 et 0.5, respectivement et s est le coefficient stœchiométrique d'oxygène pour brûler 1 kg de carburant.

3.3.4. Le modèle Eddy Dissipation Concept

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, le modèle EDM est conçu pour un mécanisme réactionnel à deux étapes. Avec des mécanismes réactionnels plus détaillés, le modèle peut produire des résultats incorrects. Pour palier à cela, une dérivée de ce modèle, appelée Eddy Dissipation Concept (EDC) a été proposée par les même auteur [82]. Le modèle

EDC considère, à partir d'observations expérimentales et numériques, que les transformations chimiques ont lieu seulement dans les zones dissipatives (les échelles fines de la turbulence). C'est dans ces zones que le mélange moléculaire est le plus intense. Dans ce modèle, chaque volume fluide de l'écoulement (Figure 3.3) est traité comme un réacteur partiellement prémélangé avec des zones dissipatives (petites structures), mélangées à l'échelle moléculaire (noté *), et une zone non-réactive environnante (noté 0). Les petites structures se comportent alors comme un réacteur parfaitement mélangé, où les termes sources chimiques sont potentiellement élevés en raison des conditions favorables de mélange et la zone environnante est chimiquement inerte.

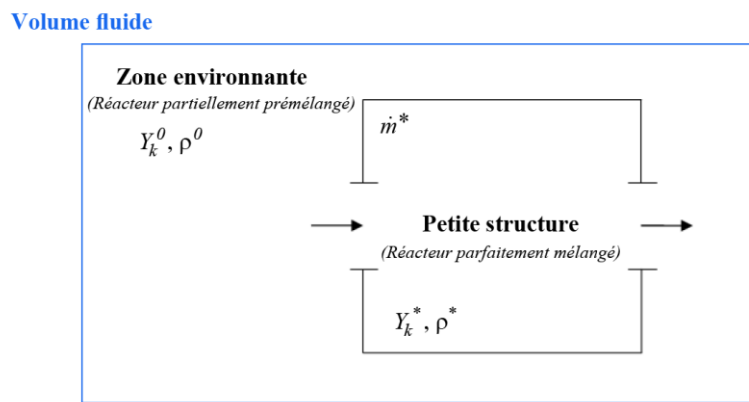


Figure 3.3 – Schéma de réacteur de modèle Eddy Dissipation Concept

Le taux de réaction moyen s'écrit comme suite :

$$\bar{\omega}_k = \bar{\rho} \dot{m} \left(\frac{\bar{Y}_{min}}{1 - \gamma^*} \right) \quad (3.62)$$

où \dot{m} est le débit massique totale échangé entre les toutes les petites structures (toutes les réacteurs parfaitement mélangés) et la zone environnante.

$$\dot{m} = 23.6 \left(\frac{\nu \tilde{\epsilon}}{\bar{k}^2} \right)^{1/4} \frac{\tilde{\epsilon}}{\bar{k}} \quad (3.63)$$

et γ^* est la fraction massique occupée par une seule petite structure normalisé par la fraction massique totale.

$$\gamma^* = 9.7 \left(\frac{\nu \tilde{\epsilon}}{\tilde{k}^2} \right)^{3/4} \quad (3.64)$$

Le rapport entre les deux équations (3.63) et (3.64) donne le débit massique échangé entre une seule petite structure et la zone environnante.

$$\dot{m}^* = 2.4 \left(\frac{\tilde{\epsilon}}{\nu} \right)^{1/2} \quad (3.65)$$

Le temps caractéristique de mélange suffit pour commencer la réaction dans les petites structures est estimé par :

$$\tau^* = \frac{1}{\dot{m}^*} = 0.4 \left(\frac{\nu}{\tilde{\epsilon}} \right)^{1/2} \quad (3.66)$$

Dans l'équation (3.62), le terme \bar{Y}_{min} est donné comme suite :

$$\bar{Y}_{min} = \min \left\{ \tilde{Y}_F; \frac{\tilde{Y}_O}{S} \right\} = (\tilde{Y}_k^* - \tilde{Y}_k^0) \quad (3.67)$$

La combinaison des équations (3.63) à (3.67) conduit à l'équation générale de taux de réaction moyen en fonction de fraction massique d'espèce dans les deux zones définies (*) et (0).

$$\bar{\dot{\omega}}_k = \frac{\bar{\rho} \gamma^*}{\tau^* (1 - \gamma^*)} (\tilde{Y}_k^* - \tilde{Y}_k^0) \quad (3.68)$$

Nous rappelons succinctement que les trois modèles discutés au-dessus (EBU, EDM et EDC) sont contrôlés par la turbulence et il existe d'autres modèles fiables dans la littérature qui ne sont pas contrôlés par la turbulence comme le modèle PDF [83] et les modèles flammelettes [84-86]. Concernant nos modèles, nous pouvons résumer trois remarques principales :

- Les modèles font partie de la chimie infiniment rapide dans la combustion turbulente.
- Les constant des modèles sont libres et ils sont déterminés par optimisation pour chaque combustible et pour chaque géométrie.
- Les modèles EBU et EDM peuvent êtres coupler avec l'approche d'Arrhenius pour limiter le taux de réaction moyen dans certains cas (flammes stabilisée par obstacle) où il est surestimé (le rapport $\tilde{\epsilon}/\tilde{k}$ est très grand).

3.4. Le code ANSYS-Fluent

Cette section concerne le code (ANSYS-Fluent) utilisé dans cette thèse pour simuler la stabilité des flammes prémélangée swirlées. Fluent est un logiciel de CFD offrant une capacité de modélisation complète d'un large éventail de problèmes de mécanique des fluides qu'ils soient compressibles, incompressibles, laminaires, turbulents, non réactif ou réactif [87]. Il permet des analyses à l'état stationnaire ou en régime transitoire. Ce code inclut un grand nombre de modèles permettant la résolution de problèmes de phénomènes de transport et de transferts de chaleurs. Il peut aussi modéliser les réactions chimiques à travers des géométries complexes. Les modèles de turbulence et de combustion inclus dans Fluent sont précis et robustes et font partie des modèles essentiels disponible dans la littérature.

3.4.1. Types de solveurs

Lors d'un calcul CFD avec Fluent, le couplage des équations de transport peut être réalisé suivant plusieurs algorithmes. Les solveurs utilisés par le code sont [87] :

- Le solveur « pressure-based »
- Le solveur « density-based »

Initialement, l'approche « pressure-based » a été développée pour les fluides incompressibles à faible vitesse tandis que l'approche « density-based » est orientée davantage vers les fluides compressibles à haute vitesse. Le logiciel permet tout de même l'utilisation de l'une ou l'autre

des méthodes pour un grand nombre de type et de vitesse de fluide. Dans les deux cas, le champ de vitesse est obtenu à partir des équations de mouvement. Dans l'approche « density-based », l'équation de continuité est utilisée pour obtenir le champ de densité tandis que le champ de pression est déterminé à partir de l'équation d'état. D'autre part, dans l'approche « pressure-based », le champ de pression est extrait en résolvant une équation de correction de la pression qui est obtenu par la manipulation des équations de continuité et de quantité de mouvement. Quel que soit le choix de la méthode, Fluent va résoudre les équations qui gouvernent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, et au besoin de l'énergie, ainsi que d'autres scalaires tels que la turbulence et les espèces chimiques.

L'écoulement dans la configuration étudiée dans ce travail de thèse est à faible vitesse et considéré incompressible, comme nous allons voir dans le chapitre suivant. Donc, le solveur « pressure-based » a été choisis pour simuler l'écoulement réactif dans ce type de configuration.

Le solveur « pressure-based »

Le solveur « pressure-based » utilise un algorithme qui appartient à une classe générale de méthodes appelée la méthode de projection. Dans cette méthode de projection, la contrainte sur la conservation de la masse (continuité) du champ de vitesse est obtenue en résolvant une équation pour la pression, celle-ci est dérivée des équations de continuité et de quantité de mouvement de sorte que le champ de vitesse, corrigé par la pression, satisfasse à la continuité. Les équations sont couplées entre elles et non-linéaires donc le processus de calcul de la solution utilise un système d'itération dans lequel les équations sont résolues jusqu'à ce que la solution converge. Il existe deux algorithmes dans ce solveur : un algorithme dit « segregated » et un autre dit « coupled » (Figure 3.4).

Solveur « pressure-based »

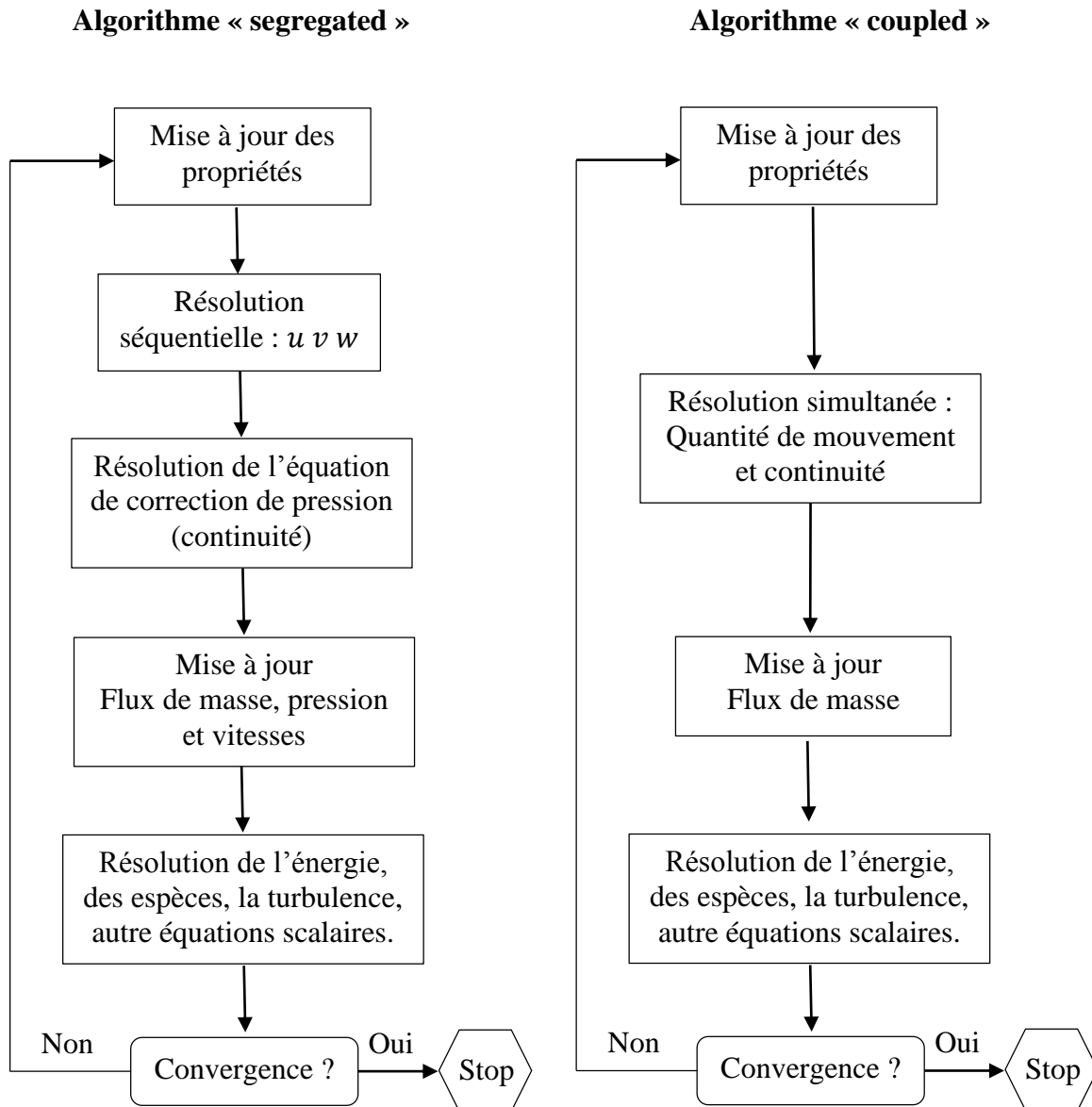


Figure 3.4 – Résumé du solveur « pressure-based » dans ANSYS-Fluent.

3.5. Conclusion

Afin de simuler les flammes turbulentes prémélangées stabilisées par swirl, ce chapitre a été conçu comme un état de l'art de la modélisation de la combustion turbulente prémélangée. Dans un premier temps, les équations gouvernantes des écoulements réactifs ont été abordées. Celles-ci sont les équations de conservation : de la masse, les espèces, la quantité de mouvement et de l'énergie. Le deuxième titre est relatif à la modélisation de la turbulence qui est un art complexe. En effet, l'ensemble des trois approches principales (RANS, LES et DNS) dédiées à la CFD ont été discutées brièvement. Ensuite, les équations de Navier-Stokes moyennées qui sont obtenues par moyennage des équations instantanées ont été décrites. Notamment, les termes ouverts dans ces équations moyennées. Ainsi, les fameux modèles du RANS utilisés dans cette étude ont été abordés en détail. Le troisième titre de ce chapitre concerne la modélisation de la combustion turbulente prémélangée. Nous avons commencé à décrire l'approche sans modèle « Approche d'Arrhenius » contrôlée par la chimie finie pour avoir une idée sur la fermeture du taux de réaction. Par la suite, nous avons abordé les modèles utilisés dans notre (EBU, EDM et EDC) thèse, qui sont des modèles contrôlés par la turbulence. Enfin, la dernière section a porté sur la description du logiciel de CFD utilisé dans notre thèse ANSYS-Fluent avec leurs différents solveurs compressible et incompressible. Le solveur « pressure-based » utilisé dans ce travail est abordé succinctement.

Le détail du brûleur étudié, le maillage et les conditions simulées est présenté dans le chapitre suivant. Par ailleurs, les modèles exposés dans ce chapitre seront évalués dans le chapitre 5 sur un écoulement stationnaire, turbulent, réactif et bidimensionnel.

Chapitre 4

4. Modélisation du brûleur et maillage

Dans le but d'examiner les effets des paramètres de la stabilisation des flammes prémélangées (comme l'intensité de swirl et l'ajout d'hydrogène), les modèles de la turbulence et de la combustion, qui ont été décrits dans le chapitre précédent, seront testés sur une flamme turbulente, prémélangée, swirlée et confinée. La configuration expérimentale adoptée est celle d'Anacleto et al. [8]. Le dispositif expérimental a été développé, installé et testé à l'université technique de Lisbonne. Nous appelons cette configuration « le Brûleur Prémélangé Swirlé de Lisbonne (BPSL) ». Le BPSL respecte les conditions que nous allons tester : différents nombres des swirl, deux fuels (propane et hydrogène) et différentes richesses. Par rapport aux brûleurs académiques, le BPSL présente une configuration beaucoup plus complexe. Ce chapitre est donc consacré à la description précise du brûleur, aux mesures qui ont été faites par l'équipe d'Anacleto, les points de fonctionnement ici étudiés, le domaine de calcul, les conditions aux limites et enfin le maillage.

4.1. Le brûleur à swirler axial

Le brûleur utilisé dans ce travail est un type cylindrique constitué d'un swirler axial avec des pales à angle variable (entre 0 et 60 degré) pour contrôler le degré de swirl. Un schéma et une photographie du brûleur sont présentés aux figures 4.1(a) et 4.1(b) respectivement. Pour décharger dans la chambre de combustion (CC), l'écoulement swirlé passe à travers un tube de prémélange (TP). Le combustible liquide (Jet-A1) peut être introduit à travers un atomiseur

positionné au centre à l'entrée du tube de prémélange, comme rapporté par Anacleto et Heitor [88]. Le propane (combustible gazeux) peut être également utilisé en remplacement du Jet-A1 ; il est alors injecté en amont du tube de prémélange. Le tube de prémélange se termine par un convergent-divergent d'un diamètre de col $D = 40$ mm. Un tel col est utilisé pour empêcher ou retarder le retour de flamme lorsque le brûleur opère en cas réactif. La chambre de combustion est composée d'une conduite cylindrique en acier inoxydable d'un diamètre intérieur de 110 mm et une longueur totale de 300 mm. Dans la figure 4.1(a) l'écoulement swirlé dans la CC présente deux zones distinctes. La première est la zone de recirculation centrale (ZRC) qui correspond à l'éclatement tourbillonnaire. La seconde correspond à la zone de recirculation externe (ZRE) qui est formée à la sortie du brûleur dans les coins de la CC à cause du confinement.

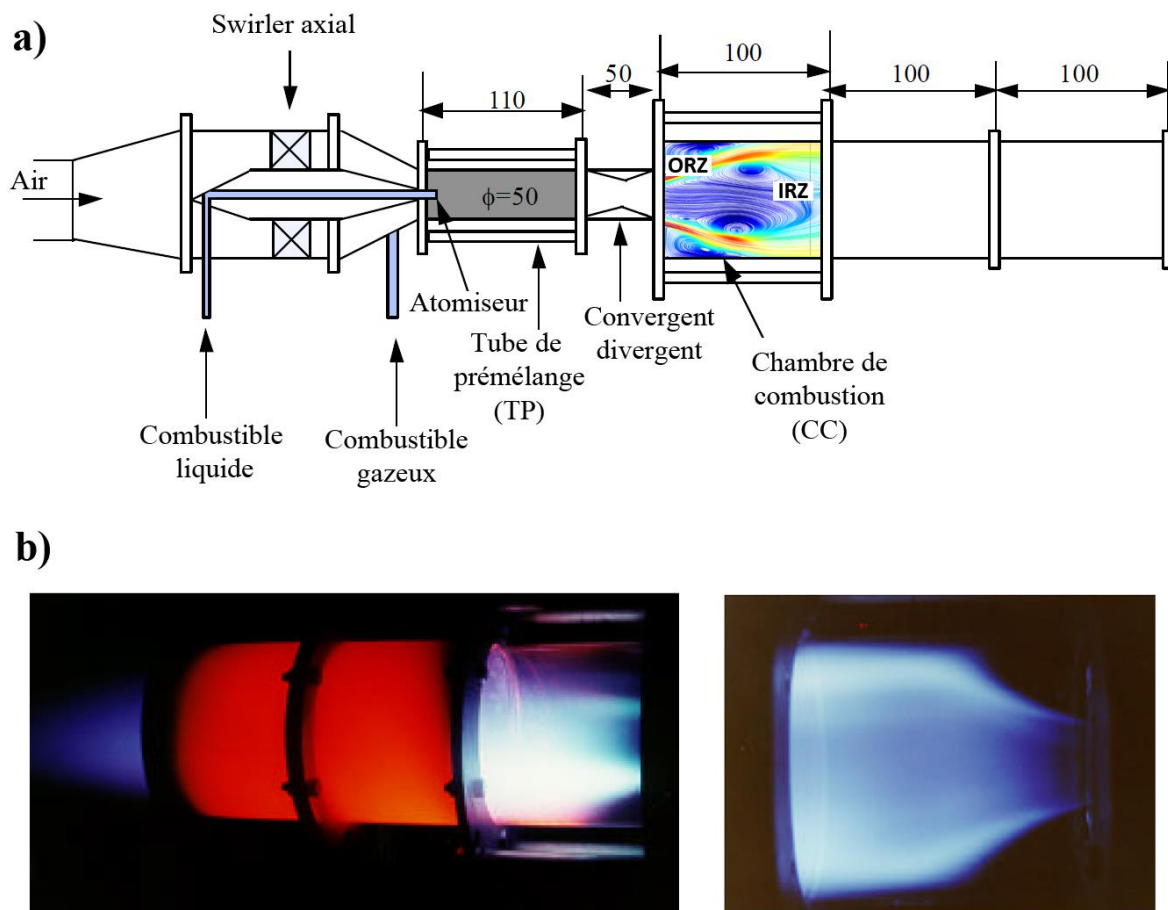


Figure 4.1 – (a) Schéma Brûleur Prémélangé Swirlé de Lisbonne (BPSL), (b) une photographie du BPSL en mode opératoire [88].

Le BPSL a été étudié expérimentalement par Anacleto et al. [8], Anacleto et Heitor [88] et Shtork et al. [89] pour des cas réactifs, et par Cala et al. [90], Shtork et al. [91] et Fernandes et al. [92] pour des cas non réactifs. Il a également fait l'objet d'études numériques par nous-mêmes, Mansouri et al. [93, 94] dans le cadre de cette thèse.

4.2. Techniques de mesures

Nous proposons ici de décrire succinctement quelques informations sur les techniques de mesure qui ont été utilisées par les auteurs expérimentateurs cités ci-dessus. Cette étape est importante, car nos résultats numériques seront comparés avec leurs données expérimentales.

4.2.1. Visualisation de l'écoulement

La visualisation de l'écoulement a été réalisée à l'aide d'une caméra CCD rapide de type Kodak Mouvement Corder Analyzer-SR Ultra, permettant d'enregistrer l'écoulement avec un taux d'échantillonnage allant jusqu'à 10.000 images par seconde. La résolution maximale de la caméra est 512×480 pixels. L'huile de paraffine, des particules d'oxyde d'alumine (Al_2O_3) ou la fumée produite par un générateur de fumée ont été utilisées pour ensemercer l'écoulement [92, 8]. Un système optique, composé d'une lentille cylindrique qui transforme le faisceau laser en une nappe de 2 mm d'épaisseur, a été utilisé pour illuminer l'écoulement ensemercé.

4.2.2. Mesures de vitesse

Le champ de vitesse a été mesuré à l'aide d'une vélocimétrie laser par effet doppler (LDV). Le laser est à double faisceau et de type ions-argon d'une puissance de 2 W. L'huile de paraffine atomisée a été utilisée pour ensemercer l'écoulement avec des particules présentant un diamètre compris entre 1 et 3 μm . Le signal de sortie du LDV a été généré par un compteur de fréquence (TSI 1980-B) connecté à un ordinateur.

4.2.3. Mesures de température

La température de la flamme a été mesurée par des thermocouples où le type de fil est platine-13% et rhodium-platine. Les espèces échappées ont été quantifiées par un analyseur de gaz standard [88].

4.3. Diagramme de stabilité et points étudiés

Avant de discuter les points simulés dans cette étude, nous abordons les conditions d'opérabilité optimales du brûleur, rapportées dans la référence [8]. Dans le brûleur, la flamme fonctionne avec un mélange parfait de propane et d'air, à pression atmosphérique et une richesse $\phi = 0.5$. Le swirler est configuré à un angle de pale $\varphi = 50^\circ$, pour générer une intensité de swirl élevée correspondant à $S_n = 1.05$. La température de mélange C_3H_8 -air à l'entrée de brûleur est $T_e = 573K$. La vitesse moyenne au niveau du col de TP est $U_0 = 37.7 m/s$ a été utilisée comme référence pour normaliser les champs de vitesse simulés. Le nombre de Reynolds qui correspond à cette vitesse est $Re = 3.9 \times 10^4$.

4.3.1. Les points simulés dans l'étude de nombre de swirl

La figure 4.2 présente le diagramme de stabilité de la configuration BPSL. Il est montré que le domaine d'opérabilité (indiqué par les lignes noires) se réduit à un intervalle serré pour la richesse, lorsque le nombre de swirl augmente. Pour un nombre de swirl faible $0 \leq S_n < 0.5$, le flamme peut fonctionner sans problème de stabilisé dans les gammes de richesse indiquées (pauvres et riches) $0.5 \leq \phi < 0.9$. Pour un nombre de swirl moyen $0.5 \leq S_n \leq 0.8$ ou élevé $0.8 < S_n \leq 1.25$, la flamme doit fonctionner dans un régime pauvre $\phi \approx 0.5$. Pour un nombre de swirl très élevé $S_n > 1.25$, Les conditions sont favorables à l'apparition d'un retour de flamme. En outre, le phénomène d'extinction peut également apparaître dans les régimes très pauvres $\phi < 0.5$.

Nous allons simuler cinq (05) points (nombres de swirl) dans l'étude de l'effet de nombre de swirl (chapitre 5), dont trois (03) nombres de swirl (points rouges) sont choisis pour appartenir à la zone de stabilité, plus un autre nombre de swirl (point noir) qui représente le cas de

validation avec les données expérimentales. En dehors de la zone de stabilité, un seul nombre de swirl (point bleu) a été choisi pour appartenir à la condition de retour de flamme. Les cinq nombres de swirl choisis appartiennent au même régime pauvre de combustion où la richesse est $\phi = 0.5$, ces nombres de swirl sont égaux à 0, 0.35, 0.75, 1.05 et 1.4, correspondant aux angles de pales de swirler 0° , 22° , 40° , 50° et 58° , respectivement.

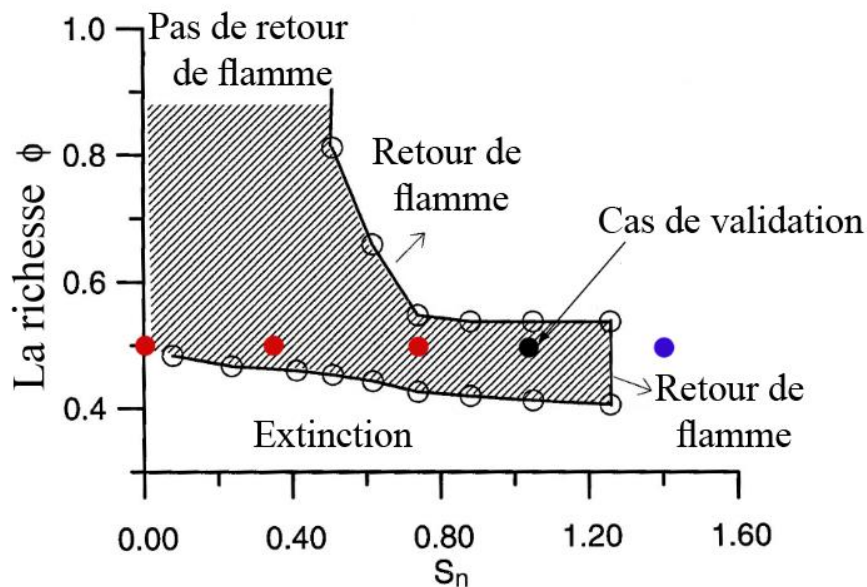


Figure 4.2 – Le diagramme de stabilité de la configuration BPSL avec les points opérationnels de l'étude de S_n .

4.3.2. Les points simulés dans l'étude de l'ajout d'hydrogène

La figure 4.3 montre les nombres de swirl et les richesses choisis (les points simulés indiqués par des triangles rouges) pour satisfaire les conditions nécessaires à l'étude de l'effet de l'addition de l'hydrogène. Un nombre de swirl moyen ($S_n = 0.6$) a été choisi pour appartenir à la zone d'extinction et pour une richesse ultra-pauvre $\phi = 0.3$. Le même nombre de swirl moyen avec un autre élevé $S_n = 1.05$ ont été choisis pour appartenir à la zone de stabilité avec $\phi = 0.5$. Les deux nombres de swirl correspondent aux angles de pales de swirler 35.5° et 50° , respectivement.

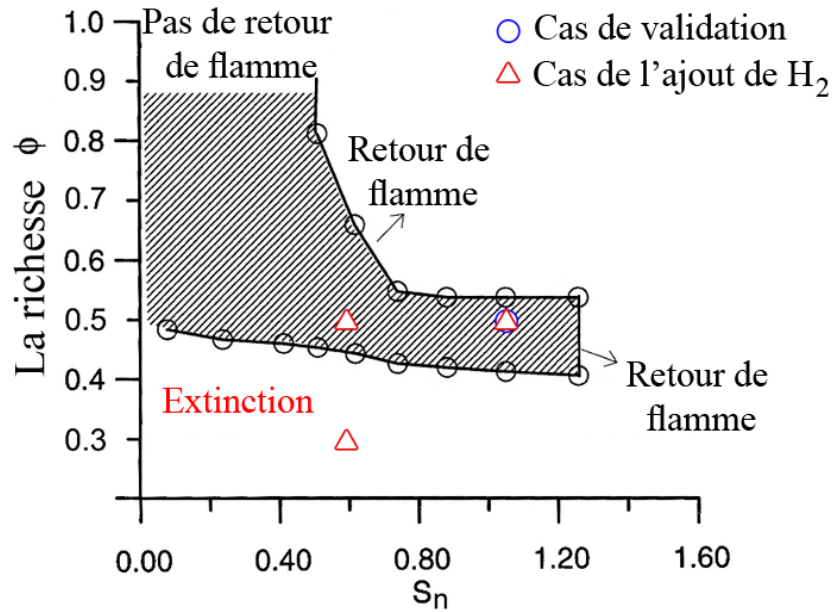


Figure 4.3 – Le diagramme de stabilité de la configuration BPSL avec les points opérationnels de l'étude de l'ajout d'hydrogène.

4.4. Modélisation du brûleur

Dans un premier temps, le brûleur est modélisé en trois dimensions pour reproduire l'installation expérimentale exacte sans aucune simplification géométrique, comme le montre la figure 4.4. Le brûleur modélisé est divisé en deux domaines. Le premier, dit le domaine initial, recouvre l'entrée d'air, le swirler et la conduite d'injection. Le second recouvre le tube de prémélange et la chambre de combustion. Il représente le domaine de calcul étudié dans ce travail. Le domaine initial est utilisé pour générer le flux swirlé et le fournir comme condition aux limites à l'entrée du domaine de calcul. En raison de l'axisymétrie, on considère un plan avec la moitié supérieure du brûleur, ce qui rend le domaine de calcul bidimensionnel. Cette simplification est justifiée dans les travaux cités dans la section 4.1, qui présentent une réelle symétrie de champs moyens par rapport à l'axe de la chambre de combustion. Le domaine de calcul en deux dimensions est présenté figure 4.5.

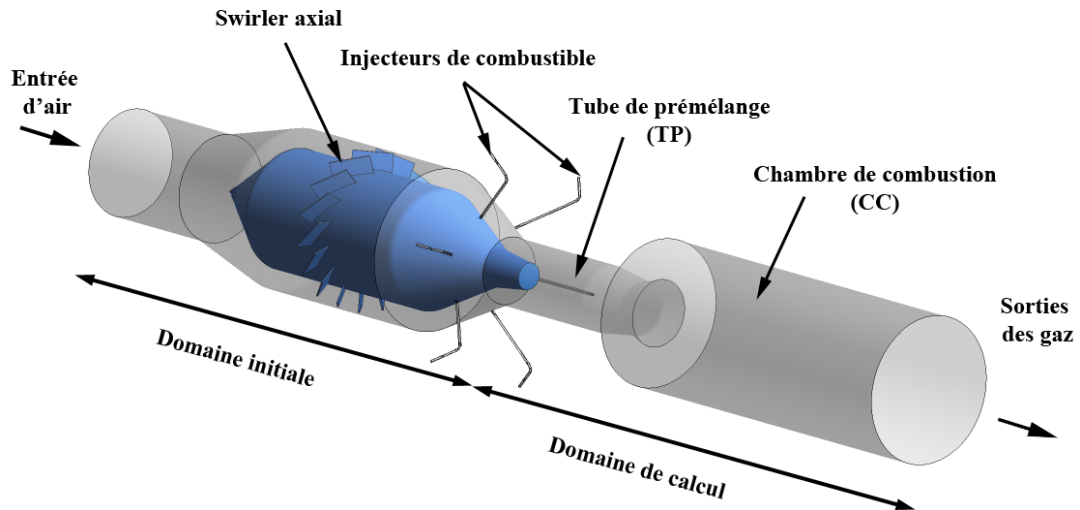


Figure 4.4 – Vue tridimensionnelle du brûleur modélisé.

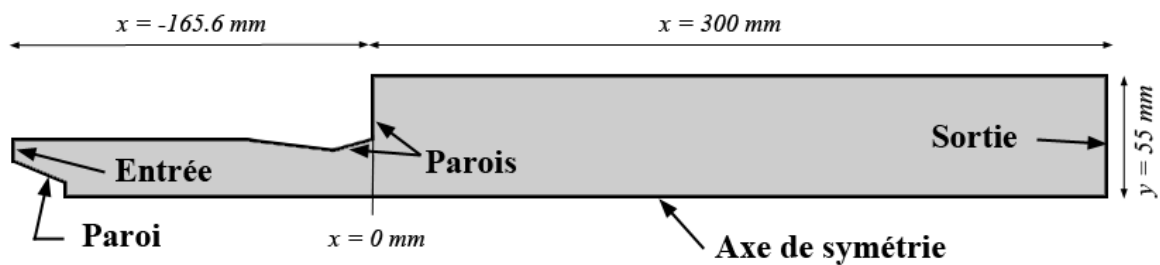


Figure 4.5 – Domaine de calcul bidimensionnel.

4.5. Les conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisés dans cette thèse sont :

Entrée de prémélange

Aucune mesure expérimentale de la vitesse n'ayant été réalisée à cette abscisse (entrée de domaine de calculs), deux méthodes ont été utilisées et comparées pour avoir des conditions d'entrée. La première méthode (A) consiste à simuler le domaine initial (Figure 4.4) pour générer des profils de vitesse des trois composantes (u , v et w) en entrée du domaine de calcul.

Pour simuler le cas de validation (Figure 4.2), les pales du swirler dans le domaine initial ont été configurées à un angle $\varphi = 50^\circ$, ce qui donne par la suite un nombre de swirl $S_n = 1.05$ correspondant aux conditions du travail expérimental [8]. Les profils obtenus à la sortie du domaine initial et qui représentent les vitesses à l'entrée du domaine de calcul sont mentionnés dans la figure 4.6. On peut voir que les profils de la vitesse axiale U et la vitesse swirlée W ont la même tendance et quasiment les mêmes valeurs. Les valeurs du profil de la vitesse radiale sont pratiquement nulles.

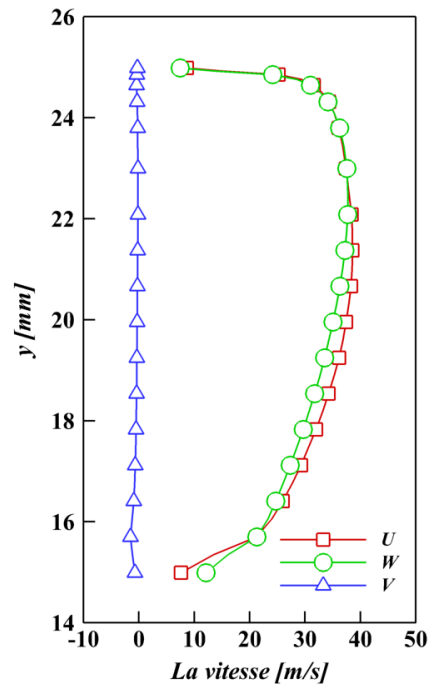


Figure 4.6 – Profil de vitesse axiale à l'entrée de domaine de calcul. La condition limite est située à $x = -165.6 \text{ mm}$.

La seconde méthode (B) consiste à introduire un débit massique à l'entrée du domaine. Il est rapporté dans [8] que le brûleur fonctionne avec un débit massique total de mélange $\dot{m}_{mél} = 46 \text{ g/s}$. Dans Fluent, nous avons choisi la méthode « Vecteur de direction » sur cette condition limite, ce qui permet l'introduction des vecteurs de direction de chaque composante de la vitesse. Le vecteur de direction représente le rapport entre la vitesse débitante (calculée par Fluent à partir du débit massique) et la valeur de la composante introduite. Ici, la vitesse débitante est identique à la vitesse axiale de l'écoulement, la vitesse swirlée est-elle calculée à partir des équations du nombre de swirl (équations 2.4 et 2.5). Ces équations nous donnent la valeur du vecteur de direction swirlé $w/u = 1.043$. Ce rapport peut être considéré comme un estimateur pour le degré de nombre de swirl, qui est en accord qualitatif avec $S_n = 1.05$,

comme observé par Shtork et al. [91]. Finalement, nous avons introduit une valeur nulle pour le vecteur de direction de la vitesse radiale ; cela a été prouvé par le résultat de simulation dans la figure 4.6.

Dans l'étape suivante, nous avons lancé deux simulations du brûleur pour les mêmes conditions et toujours celles du cas de validation (en non réactif), mais avec les vitesses obtenues par les deux méthodes A (profils de la figure 4.6) et B (profils uniformes). Après la convergence de calculs, une comparaison des profils de la vitesse axiale, entre la méthode A et B, a été faite dans plusieurs positions ($x = 0, 20$ et 40 mm) dans la chambre de combustion (Figure 4.7).

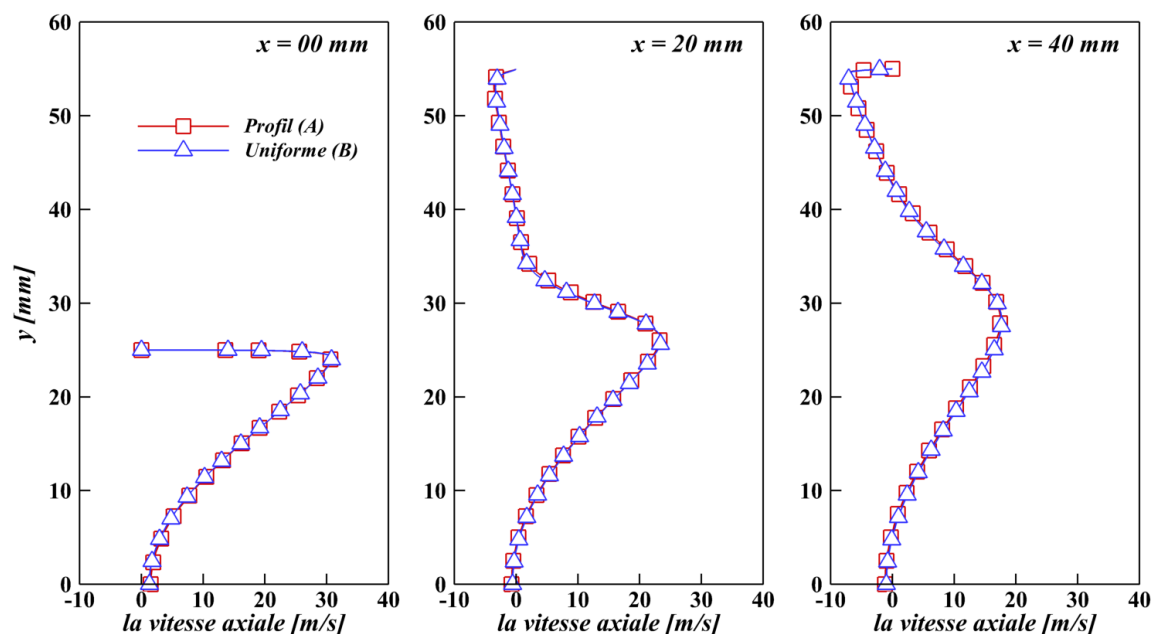


Figure 4.7 – Comparaison entre les profils de la vitesse axiale obtenus par les méthodes A et B dans différentes positions axiales dans la CC.

Les résultats montrent que les profils de la vitesse axiale sont les mêmes pour les deux méthodes A et B. Cela signifie que l'effet de profils uniformes (non réels) a disparu quand l'écoulement swirlé a traversé le tube de prémélange. À travers le tube de prémélange, l'écoulement est complètement développé pour les deux méthodes, ce qui a donné les mêmes résultats après son expansion dans la chambre de combustion. Comme conclusion de cette comparaison, on peut compter sur la méthode B pour avoir la condition limite des vitesses à l'entrée du domaine de calcul. En revanche, la méthode A est coûteuse car un ajustement des pales de swirler, un

nouveau maillage et un calcul tridimensionnel doivent être effectués pour chaque nombre de swirl étudié.

Après avoir choisi la méthode B pour l'introduction des vitesses à l'entrées du domaine, nous continuons de décrire le reste des conditions aux limites dans le même endroit. L'intensité de turbulence et le diamètre hydraulique sont utilisés pour spécifier les quantités de turbulence \tilde{k} et $\tilde{\epsilon}$ à l'entrée. L'intensité de turbulence $I = 4.2\%$ a été estimée à partir de l'écoulement complètement développé dans une conduite cylindrique. La température $T_e = 573K$ de mélange gazeux est également introduite à l'entrée. Notons que ces conditions sont utilisées dans les simulations des deux études visées par cette thèse (l'étude de l'intensité de swirl et l'étude de l'addition d'hydrogène). Nous résumons en détail les conditions à l'entrée du domaine de calculs pour chaque étude dans les tableaux 4.1 et 4.2, respectivement.

Tableau 4.1 – Les conditions aux limites à l'entrée du domaine pour l'étude de l'intensité de swirl

Cas	S_n	w/u	ϕ	Fuel	$\dot{m}_{mél} [kg/s]$
validation	1.05	1.043	0.5	C ₃ H ₈	46
Effet de nombre de swirl	0	0	0.5	C ₃ H ₈	46
	0.35	0.347	0.5	C ₃ H ₈	46
	0.75	0.744	0.5	C ₃ H ₈	46
	1.4	1.39	0.5	C ₃ H ₈	46

Tableau 4.2 – Les conditions aux limites à l’entrée du domaine pour l’étude de l’effet de l’ajout d’hydrogène.

Cas	S_n	w/u	ϕ	Fuel	I [%]	T_e [K]	I [%]	X_{H_2} [%]			
								10	20	40	80
A	0.6	0.595	0.3	C ₃ H ₈ +H ₂	4.2	573	4.2	10	20	40	80
B	0.6	0.595	0.5	C ₃ H ₈ +H ₂	4.2	573	4.2	10	20	40	80
C	1.05	1.043	0.5	C ₃ H ₈ +H ₂	4.2	573	4.2	10	20	40	80

Sortie de la chambre de combustion

À la sortie du domaine, une condition limite de type pression de sortie est appliquée avec la méthode « direction de recirculation perpendiculaire à la limite¹ ». Un débit massique ciblé est également appliqué à la sortie pour le conserver et éviter le problème de l’écoulement réversible. Une intensité de turbulence $I = 1\%$ est imposée, car l’écoulement à la sortie est établi avec un taux de turbulence faible. Finalement, une température de 1600 K est spécifiée et appliquée à la condition limite de type pression de sortie.

Axe de symétrie

Une condition limite de type axe de symétrie est imposée à l’axe du centre de brûleur (tous les gradients sont nuls avec une vitesse également nulle).

Parois solides

Les parois de brûleur sont considérées comme étant adiabatiques et avec une condition de non glissement.

¹ La méthode de recirculation perpendiculaire à la limite : « Backflow direction normal to boundary method » en anglais

4.6. Maillage

Le calcul du brûleur nécessite certaines conditions pour le maillage :

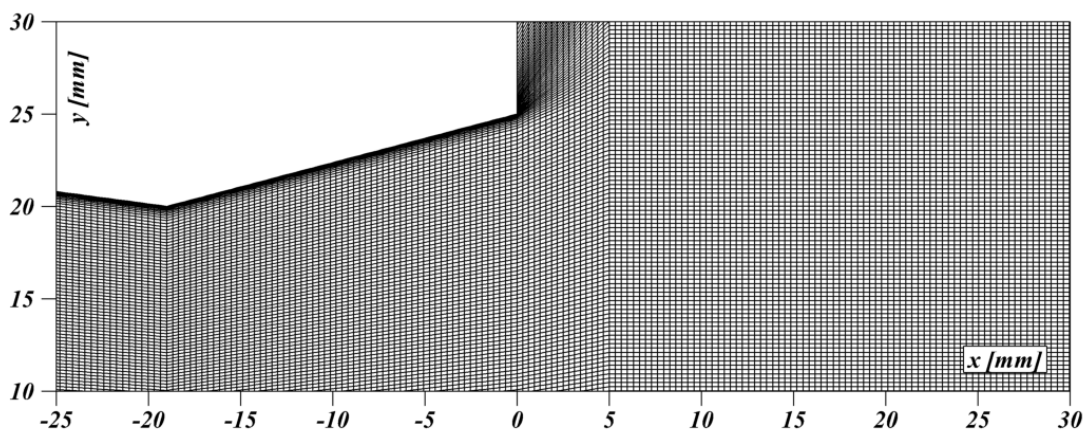
- Le domaine de calcul représente un plan dans une configuration cylindrique, donc un maillage structuré (régulier) est favorable.
- Les résultats expérimentaux montrent que la flamme est intense, courte et se localise juste à l'entrée de la CC. Il est donc important de raffiner le maillage (augmenter le nombre de mailles) dans cette zone.
- Les parois présentent tout le long du domaine de calcul conduisent à générer de forts gradients de vitesse. Ceci nécessite un maillage non uniforme et serré, proche des parois. Pour cela la taille de la première maille est évaluée par rapport à un vecteur adimensionnel de distance de la paroi noté y^+ [92].

La première étape du calcul réside dans l'élaboration d'un maillage robuste qui satisfait les conditions préalablement citées et qui assure la convergence de la simulation numérique. Le maillage de calcul élaboré est structuré et raffiné dans les zones de fort gradient et dans la zone de la flamme. Au voisinage des parois, le vecteur de distance de la paroi est estimé pour résoudre la sous-couche limite visqueuse, soit $y^+ = 1$. La figure 4.8 représente une partie du maillage à la proximité de l'entrée de la CC (la zone d'expansion).

La deuxième étape du calcul est l'analyse de l'indépendance de la solution par rapport au maillage. Cette analyse sera détaillée dans le chapitre suivant (section 5.1), mais pour la réaliser il faut tester plusieurs maillages. Dans notre étude, trois maillages ont été réalisés et évalués. La différence entre ces trois maillages est principalement due aux exigences précédentes pour l'obtention des hautes résolutions des mailles dans les zones indiquées. Le tableau 4.3 résume les différents maillages utilisés dans notre étude.

Tableau 4.3 – Les différents maillages utilisés dans l’analyse de l’indépendance.

Type	Nombre de cellules	Nombre de nœuds	$y^+ = 1$
Grossier	123 640	124 685	1
Moyen	202 380	203 765	1
Fin	275 040	276 599	1

**Figure 4.8** – Le maillage moyen de 202 380 cellules près de la zone d’expansion.

4.7. Conclusion

Afin d’étudier les flammes turbulentes prémélangées stabilisées par swirl et enrichies par hydrogène, le brûleur appelé BPSL, qui assure les critères de cette étude, est choisi. Le brûleur utilisé est un brûleur cylindrique à swirler axial avec un tube de prémélange. Il fonctionne à pression atmosphérique avec le propane comme carburant. Le diagramme de stabilité de la configuration BPSL a été abordé. Ainsi, dans ce diagramme plusieurs points de fonctionnement ont été choisis pour satisfaire les études de l’effet de swirl et l’effet de l’enrichissement par hydrogène. Les paramètres de ces études sont le nombre de swirl, la richesse globale et la teneur en hydrogène dans le mélange. Le brûleur est modélisé en 3D et après un domaine de calcul bidimensionnel et axisymétrique a été décidé avec ces conditions aux limites. Un soin

particulier a été apporté à la condition limite « entrée de prémélange » pour avoir les bonnes conditions d'entrée. Les autres conditions aux limites ont ensuite été abordées et leur choix justifié. Les conditions nécessaires pour élaborer le maillage du domaine de calcul et ses spécificités ont été détaillés. Le maillage réalisé est régulier et raffiné dans les zones de fort gradient et dans la zone de la flamme. Après avoir dressé le maillage initial, d'autres maillages de différentes résolutions ont été élaborées et discutées pour mener à bien l'analyse de l'indépendance solution-maillage.

Le chapitre suivant est dédié aux résultats de l'effet de l'intensité de swirl sur les caractéristiques des flammes prémélangées et sur la dynamique de leur écoulement.

Troisième partie

Résultats des simulations et discussions

Chapitre 5

5. Etude de l'effet de swirl sur la dynamique de l'écoulement et la flamme prémélangée

Ce chapitre 5 est consacré à une étude numérique de l'influence de nombre de swirl sur la dynamique de l'écoulement et de la flamme prémélangée. Le but de cette étude numérique est d'investiguer le comportement de l'écoulement et la dynamique des flammes prémélangées swirlée à chaque nombre de swirl définis dans le diagramme de stabilité du brûleur dans la section 4.3.1. La stabilité de la flamme et ces limites rentre également dans l'objectif de cette étude. Notons que ce chapitre fait l'objet d'un article accepté pour apparaitre dans une revue internationale, rédigé dans le cadre de notre travail de thèse (Mansouri et al. [93]). Au préalable, dans la section 5.1 nous discutons en détail les stratégies suivies dans le logiciel ANSYS-Fluent pour réaliser les simulations numériques de cette étude. Après, dans la section 5.2, une étude de l'indépendance de la solution de calcul par rapport au maillage sera présentée afin de mettre en évidence qualitativement l'effet de différents maillages sur la précision des simulations en réactif. Ensuite, nous choisissons le maillage adéquat pour pouvoir continuer l'étude de l'effet de swirl. Dans les sections 5.3 et 5.4, nous examinons la capacité des trois modèles de turbulence (discutés dans la section 3.2) à prédire les caractéristiques des écoulements swirlés réactifs en régime de prémélange. Des comparaisons avec les résultats expérimentaux seront effectués pour choisir le modèle adéquat pour

l'utiliser dans la suite de l'étude. Enfin, dans les sections 5.5 et 5.6, nous chercherons à décrire les principaux effets de swirl sur les paramètres suivants : la distribution des vitesses, l'identification de l'éclatement tourbillonnaire, l'évolution de l'écoulement swirlé, la distribution de la température et la limites de stabilité de la flamme.

5.1. Stratégies des calculs numériques

Nous détaillons dans cette section les procédures suivies durant les simulations de l'étude de l'effet de swirl. Toutes les simulations ont été effectuées avec le logiciel CFD ANSYS-Fluent 16.0 (section 3.4). Fluent est un logiciel basé sur la méthode des volumes finis et permet de résoudre rapidement et de façon précise les problèmes des écoulements réactifs ou non réactifs. La réalisation d'une simulation correcte avec Fluent repose sur un choix judicieux de nombreux paramètres, tels que le domaine de calcul, le maillage, le solveur, le schéma de discrétisation, les modèles de turbulence ou encore les modèles de combustion. Le domaine de calcul et le maillage ont été bien détaillés dans le chapitre précédent. Nous présentons ici les autres paramètres qui gouvernent la stratégie de simulation. Tous les calculs ont été réalisés en régime stationnaire et réactif en RANS. Au vu des faibles vitesses rencontrées 37.7 m/s (vitesse moyenne au niveau du col de TP, voir section 4.3) soit le nombre de Mach $M = 0.08$, le solveur incompressible « pressure-based » avec l'algorithme « segregated » (section 3.4.1) est utilisé. L'algorithme SIMPLE est appliqué pour le couplage pression-vitesse. Le schéma upwind 2^{ème} ordre a été utilisé pour résoudre les 13 équations de l'écoulement : 1 pour la pression, 2 pour la quantité du mouvement, 1 pour la vitesse swirlé, 2 pour la turbulence, 1 pour l'énergie, 1 pour le rayonnement thermique et 5 pour les espèces chimiques. Les paramètres détaillés de la stratégie de la simulation numérique sont présentés dans le tableau 5.1. La fermeture de tenseur de contraintes de Reynolds dans l'équation de quantité du mouvement a été faite avec trois modèles de turbulence ($k - \epsilon$ Standard, $k - \epsilon$ Realizable et $k - \omega$ SST). Notons que les murs adiabatiques sont traités à l'aide d'une loi de paroi de type « traitement de paroi amélioré¹ ». La formulation de cette loi de paroi est reportée dans l'annexe B. La fermeture de taux de réaction moyen dans l'équation des espèces a été obtenu avec le modèle Finite Rate/Eddy Dissipation Model (FR/EDM) contrôlé par la turbulence. L'inflammation de mélange réactif a été atteinte avec un patch de haute température de 1000 K dans la zone de réaction.

¹ Traitement de paroi amélioré : « Enhanced Wall Treatment » en anglais

Tableau 5.1 – les paramètres détaillés de la stratégie de la simulation numérique.

Stratégies	Paramètres
Logiciel	ANSYS-Fluent 16 [87]
L'écoulement	Stationnaire, turbulent, réactif et swirlé
Modèle de turbulence	$k - \epsilon$ Stand [74], $k - \epsilon$ Realiz [76] et $k - \omega$ SST [77]
Loi de paroi	Traitement de paroi amélioré (Annexe B)
Interaction chimie-turbulence	Finite Rate/Eddy Dissipation Model [81]
Mécanisme réactionnel	C_3H_8 -air à 3-étapes [97]
Modèle de rayonnement	P-1 [96]
Solveur	Segregated
Couplage pression-vitesse	L'algorithme SIMPLE
Discretisation	Schéma 2 ^{ème} ordre upwind
Critère de convergence	10^{-5} pour toutes les équations

Pour obtenir des résultats réalistes de la température, il est nécessaire de prendre en compte un modèle de rayonnement lors de la CFD réactif. L'équation de transfert radiatif est donnée en annexe D ainsi que le modèle de rayonnement P-1 utilisé à cet effet [96]. Un mécanisme réduit de la cinétique de la combustion du mélange C_3H_8 -air est implémenté dans le modèle de combustion (FR/EDM). Ce modèle simplifié est développé par Westbrook et al [97], il se compose de 3 réactions chimiques et 5 espèces, comme indiqué dans le tableau 5.2. Le mécanisme est écrit sous la forme :

$$\bar{\omega} = BT^n [C_3H_8]^a [O_2]^b [CO]^c [H_2O]^d [CO_2]^e \exp\left(\frac{-T_a}{T}\right) \quad (5.1)$$

Tableau 5.2 – Le mécanisme réactionnel de la combustion du mélange C₃H₈-air.

Réaction	<i>B</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>T_a</i> [K]
1. $C_3H_8 + 3.5O_2 \rightarrow 3CO + 4H_2O$	1.77×10^{17}	0.1	1.65	0	0	0	15106
2. $CO + 0.5O_2 \rightarrow CO_2$	7.07×10^{19}	0	0.25	1	0.5	0	20142
3. $CO_2 \rightarrow CO + 0.5O_2$	5×10^{11}	0	0	0	0	1	20142

5.2. L'indépendance solution - maillage

Comme mentionné dans la section 4.6, le maillage de domaine du calcul doit être suffisamment fin, pour capter les phénomènes permettant la stabilisation de la flamme. Dans cette section, nous vérifions que le choix du maillage n'altère pas la solution. Trois calculs ont été réalisés dans les mêmes conditions (voir section 4.3). Le premier avec le maillage où le nombre de maille est 123 640 (noté grossier), le deuxième avec le maillage de 202 380 cellules (noté moyen) et Le troisième avec le maillage de 275 040 cellules (noté fin). Le seul paramètre qui diffère est la résolution dans les zones de fort gradient. Chaque maillage a une résolution moins fin d'un facteur d'environ 1,5 par rapport au suivant, du grossier au fin respectivement. Pour chaque résolution, trois calculs en réactif ont été faits avec trois modèles de turbulence ($k - \epsilon$ standard, $k - \epsilon$ realizable et $k - \omega$ SST). Par conséquent, neuf calculs ont été réalisés dans cette étude de l'indépendance de la solution suivant la résolution du maillage, comme présenté sur la figure 5.1. Les profils radiaux de la vitesse axiale moyenne dans plusieurs positions dans la chambre de combustion ont été comparés pour chaque maillage et chaque modèle de turbulence. Pour tous les modèles de turbulence et dans les positions $x/D = 0$ et 0.22 , les profils de maillage grossier montrent différentes tendances par rapport aux profils des maillages fin et moyen. Par exemple, à $x/D = 0.22$ le maillage grossier sous-estime la vitesse axiale au voisinage de la paroi ($y/D = 1.5$) par rapport aux autres maillages et pour tous les modèles de turbulence.

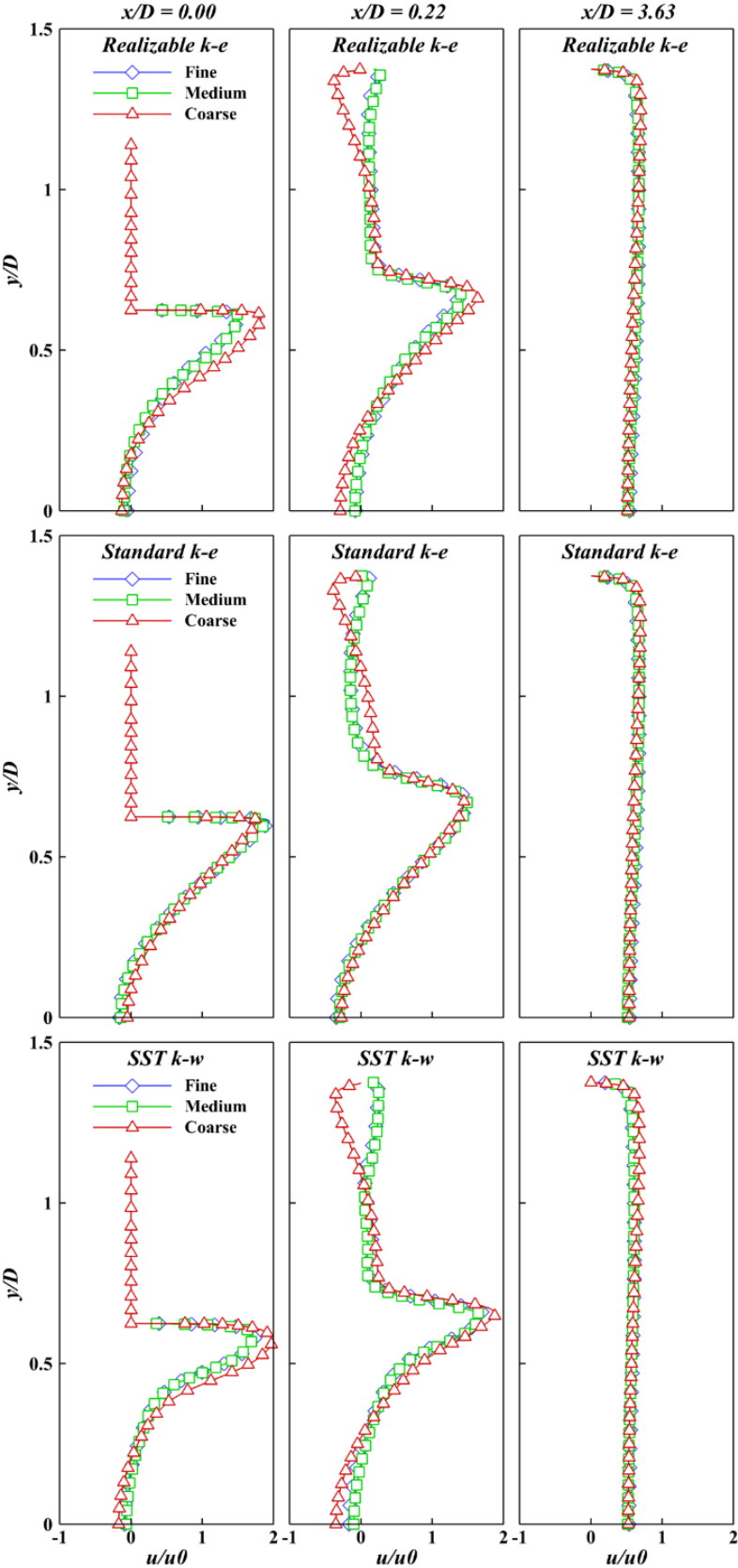


Figure 5.1 – L'indépendance solution – maillage pour les profils radiaux de la vitesse axiale moyenne dans plusieurs positions et différents modèles de turbulence.

En outre, il surestime les pics de la vitesse axiale dans les positions $x/D = 0$ et 0.22 près de $y/D = 0.6$ pour les modèles $k - \epsilon$ Realizable et $k - \omega$ SST. Loin, dans la position $x/D = 3.63$ les profils des trois maillages ne diffèrent pas significativement. Toutefois, les profils des maillages moyen et fin présentes exactement la même tendance à chaque position et pour chaque modèle de turbulence. Il est clair que ces deux maillages n'altèrent pas la solution. En effet, le maillage fin demande un temps de convergence peu élevé par rapport au maillage moyen et il donne également les mêmes résultats comme ce dernier. Pour cela nous prenons en compte le critère de temps de calcul pour conclure le choix du maillage. Donc, le maillage moyen sera utilisé pour tous les simulations de la présente étude.

5.3. Structure de l'écoulement et distribution de la température

Le travail mené dans cette section et dans la section suivante (section 5.4) consiste à tester et à comparer les trois modèles de turbulence ($k - \epsilon$ standard, $k - \epsilon$ Realizable et $k - \omega$ SST) afin d'identifier le ou les modèles les plus adaptés à notre investigation numérique. Cette analyse dépassant le cadre d'une simple étude de sensibilité, une bonne confrontation des résultats numériques avec l'expérimental s'avère nécessaire.

5.3.1. Structure de l'écoulement prédit par les trois modèles

L'évolution de l'écoulement à travers la chambre de combustion prédite par les trois modèles de turbulence est représentée sur la figure 5.2. Dans la figure, l'écoulement est illustré par le champ moyen de vitesse axiale à la sortie du brûleur et dans la CC pour un nombre de swirl $S_n = 1.05$. Les lignes de courant sont également utilisées pour caractériser la dynamique de l'écoulement. Dans l'ensemble de ce chapitre, les différents nombres de swirl simulés sont tous à une richesse $\phi = 0.5$ et un débit massique de mélange $\dot{m}_{mél} = 46 \text{ g/s}$, et ces informations ne seront donc plus précisées dans la suite. Le choix des vitesses minimales et maximales dans la légende de la figure 5.2 correspond aux vitesses minimales et maximales les plus élevées rencontrées dans le cas simulé du modèle $k - \epsilon$ standard.

Pour les 3 modèles et comme prévu à partir d'un écoulement turbulent swirlé dans un brûleur à élargissement brusque, deux régions potentielles doivent être présents. La première, est la

zone de recirculation centrale (ZRC) qui est entourée par le jet swirlé (la zone de cisaillement) comme indiqué dans la figure. Cette zone prend la forme d'un cône et elle apparaît comme un résultat de l'éclatement tourbillonnaire. La ZRC est profondément responsable au processus de stabilisation de la flamme, car elle met les gaz frais et les gaz brûlés en contact directe ce qui assure l'allumage permanent du mélange. La seconde, est la zone de recirculation externe (ZRE) qui apparaît au-dessus du jet swirlé et prend sa forme à partir des coins de la chambre de combustion. Comme le montre la figure, les deux modèles $k - \epsilon$ standard et $k - \omega$ SST présentent un gradient de vitesse élevé dans le col du convergent-divergent et aussi dans la zone du jet swirlé par rapport au modèle $k - \epsilon$ Realizable. Ça revient aux différentes définitions de la viscosité turbulente celle utilisée par chaque modèle. Une autre zone de l'écoulement dite zone de recirculation faible (ZRF) paru en amont de la ZRC et prédite que par le modèle $k - \epsilon$ realizable. Cette zone est formée en raison de la propagation de la ZRC en amont de la chambre de combustion. Les caractéristiques de l'écoulement prédits par chaque modèle présentent une différence peut être significative. Pour cela, dans la section 5.4, les profils des vitesses simulées seront comparés à des mesures des vitesses obtenues par LDA [8] afin d'identifier le modèle le plus proche à l'expérimental.

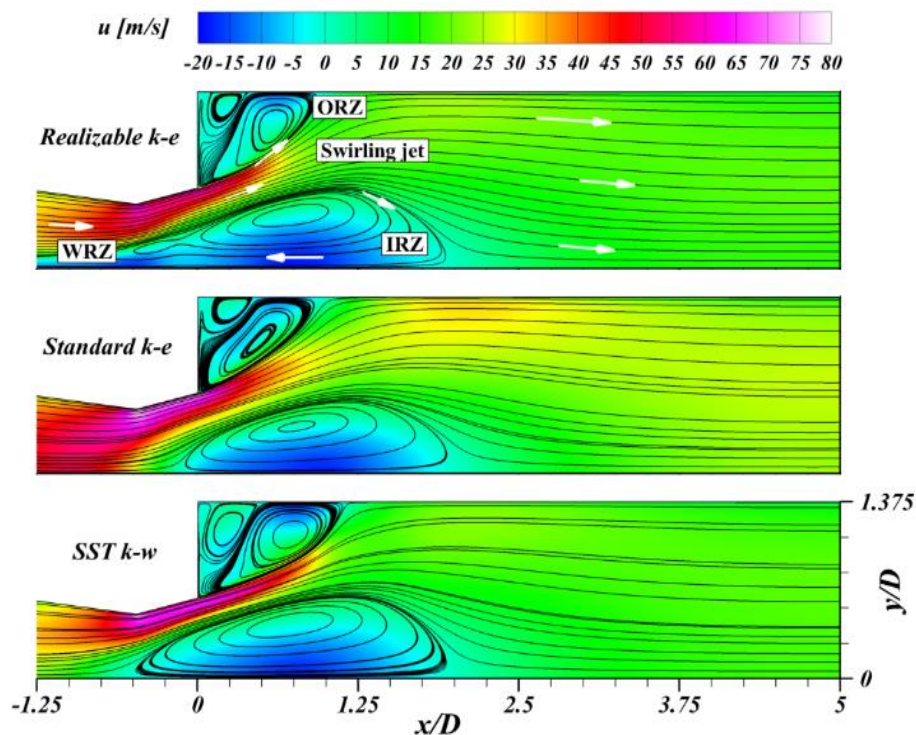


Figure 5.2 – Le champ moyen de vitesse axiale pour $S_n = 1.05$ et $\phi = 0.5$ prédit par les 3 modèles de turbulence.

5.3.2. Distribution de la température prédite par les trois modèles

Après avoir observé le champ moyen de la vitesse axiale, il est intéressant d'observer l'effet de trois modèles sur la flamme ou particulièrement la température de l'écoulement. La figure 5.3 compare la distribution de la température moyenne prédite et mesurée dans la chambre de combustion. Les 3 modèles décrivent presque la même forme de gradient de la température comparant avec la distribution de la température mesurée. La ZRC est partiellement rempli par les gaz brûlés relativement homogènes, comme prévu dans les flammes stabilisées par swirl. Le maximum de température correspond à environ 1600 K. La ZRE contribue également à l'allumage et la stabilisation de la flamme ce qui est clairement remarqué dans les résultats numériques et expérimentaux. En ce qui concerne les modèles $k - \epsilon$ Realizable et $k - \omega$ SST dans la figure 5.2 précédente, il été observé que la ZRC est étendue en amont de la CC proche au col du convergent-divergent. Cela conduit à la diminution de la longueur du gradient de température (flèches noires dans la figure 5.3) et le rendre proche à l'expérimental.

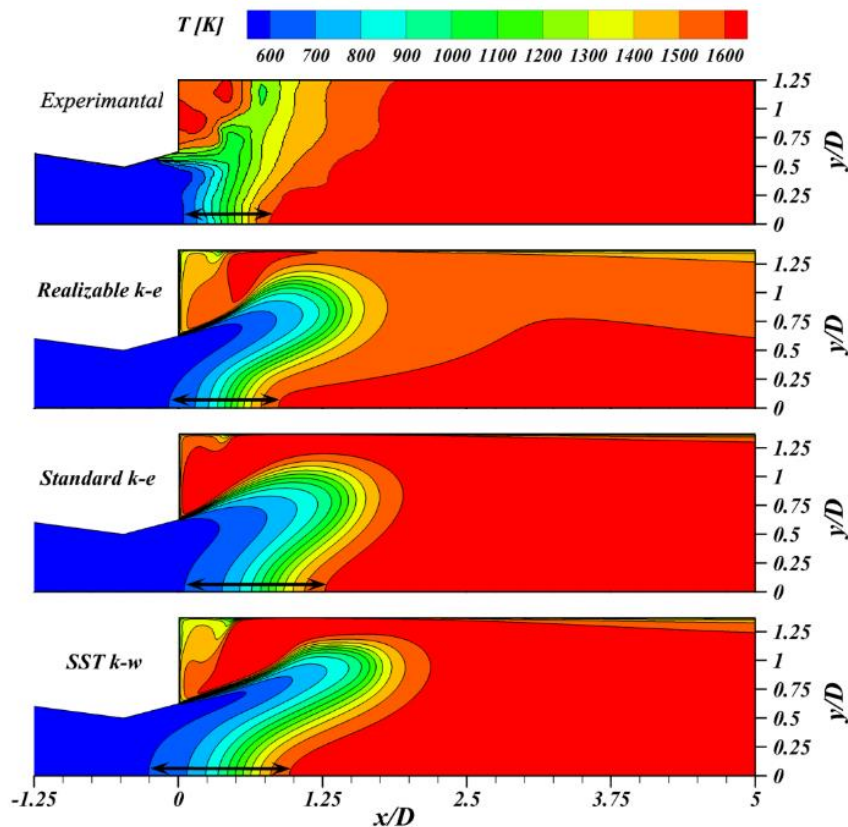


Figure 5.3 – Comparaison de la distribution de la température moyenne mesuré et simulé par les 3 modèles pour $S_w = 1.05$ et $\phi = 0.5$.

On constate que la flamme est compacte et se stabilise à l'entrée de la CC où les réactifs sont partiellement brûlés dans la ZRC. La longueur du gradient de température du modèle $k - \epsilon$ Standard atteint une valeur plus élevée par rapport aux données expérimentales. Ceci donne une première idée sur ce modèle qui rassemble non adéquat pour ce genre d'écoulement complexe causé par un swirl élevé et une réaction chimique rapide en même temps.

5.4. Comparaisons avec les résultats expérimentaux

Maintenant nous comparons les profils expérimentaux et RANS des vitesses, températures et fractions massiques de propane dans la chambre de combustion.

5.4.1. Profils des vitesses axiale et radiale

Des profils radiaux numériques sont extraits de lignes transverses dans la chambre de combustion ($0 < x/D < 3.36$) et comparés aux mesures LDA [8] dans la figure 5.4. Les Figures 5.4(a) et 5.4(b) représentent respectivement les composantes moyennes axiale et radiale de la vitesse. Les comparaisons entre les modèles RANS et les mesures LDA sont satisfaisantes. Près de la zone de l'élargissement brusque ($x/D = 0$ et 0.22), l'influence de la géométrie de convergent-divergent est parfaitement visible. L'écoulement présente des pics des vitesses et des vitesses négatives sur l'axe, ce qui signifie que le mélange swirlé débouche dans la zone de cisaillement et recircule vers l'axe, profitant alors de conditions idéales pour s'enflammer dans cette région. Les 3 modèles utilisés peuvent prédire la ZRC et la ZRE mais avec différentes précisions. Par exemple, dans la figure 5.4(a) à $x/D = 0$ et loin de l'axe du centre $\sim y/D = 0.54$, le pic de la vitesse axiale mesurée est $1.4U_0$ et les pics des vitesse prédites se localisent à $\sim y/D = 0.62$, comme suite: $1.45U_0$ pour $k - \epsilon$ Realizable, $1.7U_0$ pour $k - \omega$ SST et $1.9U_0$ pour $k - \epsilon$ Standard. A $x/D = 0.22$, nous remarquons que les valeurs de la vitesse axiale dans la ZRC sont correctement prédites par les deux modèles $k - \epsilon$ Realizable et $k - \omega$ SST. Loin, à $x/D = 3.63$, nous observons que l'effet de swirl est supprimé de l'écoulement et les profils rassemblent à celles d'un écoulement développé dans un canal circulaire. Dans la figure 5.4(b), les comparaisons des vitesses radiales montrent des prédictions satisfaisantes avec une différence légère entre les 3 modèles. D'une manière générale en regardant toutes les positions de validation, les profils de

$k - \epsilon$ Realizable s'alignent mieux avec les valeurs expérimentales. Ce modèle a été trouvé le plus adéquat pour ce type d'écoulement complexe et ce résultat est en bon accord avec la littérature []. Finalement, nous allons choisir le $k - \epsilon$ Realizable pour le reste des simulations dans notre travail de thèse.

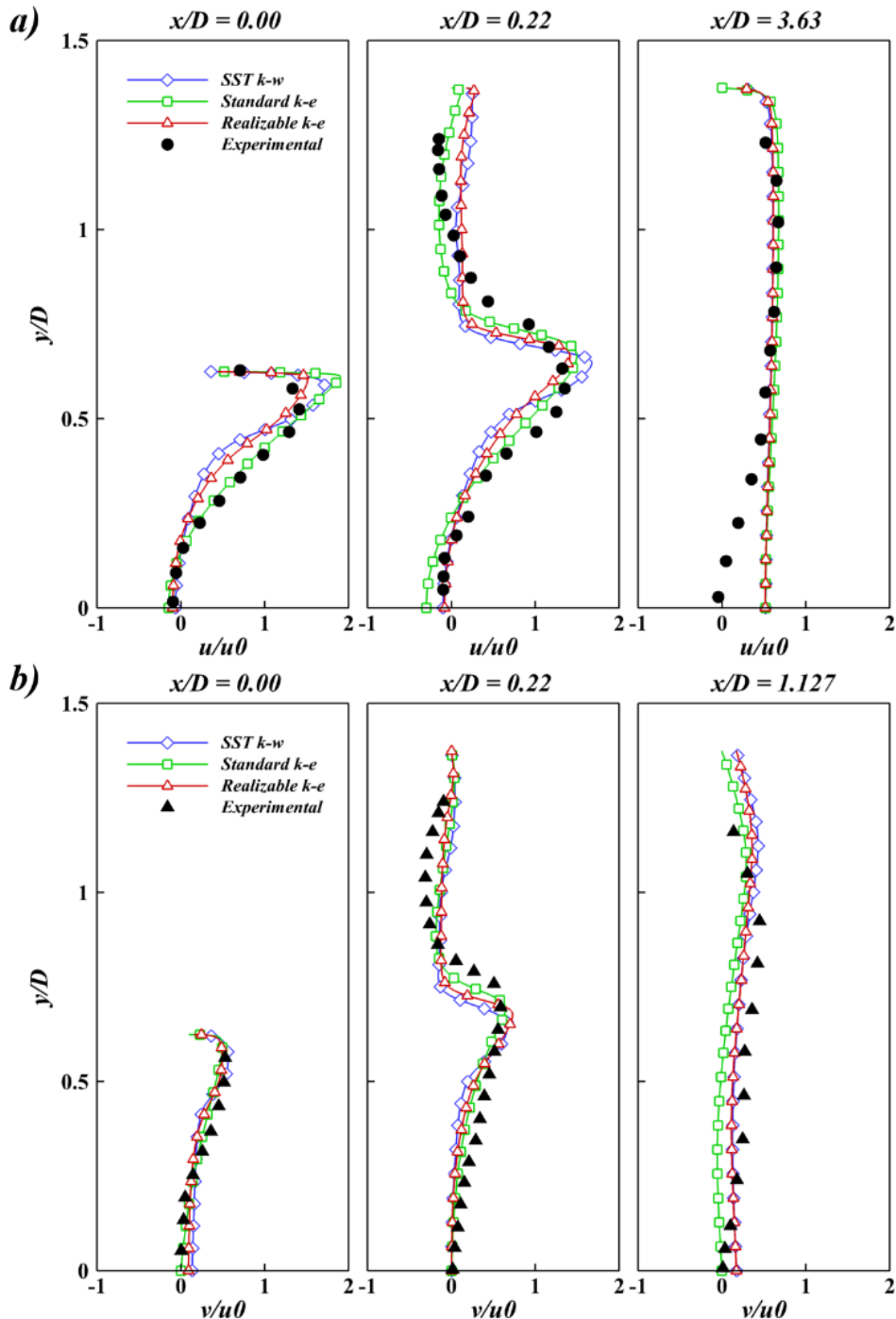


Figure 5.4 – Les profils radiaux des vitesses prédits par les 3 modèles comparés à l'expérimental (a) la vitesse moyenne axiale, (b) la vitesse moyenne radiale.

5.4.2. Profils de la température et de la fraction massique du propane

Une variable de progrès sera utilisée durant la validation avec les données expérimentales pour la température moyenne et la fraction massique moyenne du propane. La variable de progrès de la température (notée \tilde{c}_T) et celle de la fraction massique du fuel (notée \tilde{c}_f) sont déjà définies par les équations (3.51) et (3.52) respectivement. La variable \tilde{c}_T varie entre zéro (pour un mélange frais) et un (pour les gaz brûlés). Le contraire pour la variable \tilde{c}_f , zéro (0) est pour les gaz brûlés et un (1) pour le mélange frais.

Les profils des variable de progrès \tilde{c}_T et \tilde{c}_f sont montrés respectivement dans les figures 5.5(a) et 5.5(b). Les profils de 3 modèles sont extraits de lignes transverses dans la chambre de combustion ($0.25 < x/D < 1.5$) et comparés aux mesures des thermocouples [8]. Les résultats du RANS est ont bon accord globale avec les données expérimentales. Proche à l'entrée de la CC ($x/D = 0.25$), les 2 modèles de turbulence $k - \epsilon$ Realizable et $k - \omega$ SST restituent à la fois les valeurs de la variable \tilde{c}_T et la variable \tilde{c}_f précisément, excepté dans la région $\sim y/D < 0.7$. Ce manque de précision peut être attribué au modèle de combustion qui peut activer l'approche d'Arrhenius (équation 3.54) dans cette zone de forte intermittence. Dans la même position axiale, le modèle $k - \epsilon$ Standard donne des mauvaises prédictions par rapport à l'expérimental. Un peu plus loin de l'entrée de la CC de ($x/D = 0.5$) et environ $y/D > 1$, les résultat des 2 modèles $k - \epsilon$ Standard et $k - \omega$ SST divergent au profil l'expérimental de la variable \tilde{c}_T . Par contre, le profil \tilde{c}_T de $k - \epsilon$ Realizable est beaucoup plus proches à l'expérimental. Il donne également une bonne confrontation à $y/D < 0.7$ pour le profil de la variable \tilde{c}_f . Dans la région loin de la flamme et loin de la ZRC ($x/D = 1.5$), des profils de \tilde{c}_T et \tilde{c}_f relativement plats sont observés pour l'expérimental et le modèle $k - \epsilon$ Realizable. Ceci indique que la combustion est pratiquement terminée et aucun gaz frais se trouvent dans cette région. Le modèle $k - \omega$ SST donne des résultats médiocre dans cette région. Encore une autrefois, le e modèle $k - \epsilon$ Realizable prouve sa capacité à prédire proprement les profils moyennes de la température.

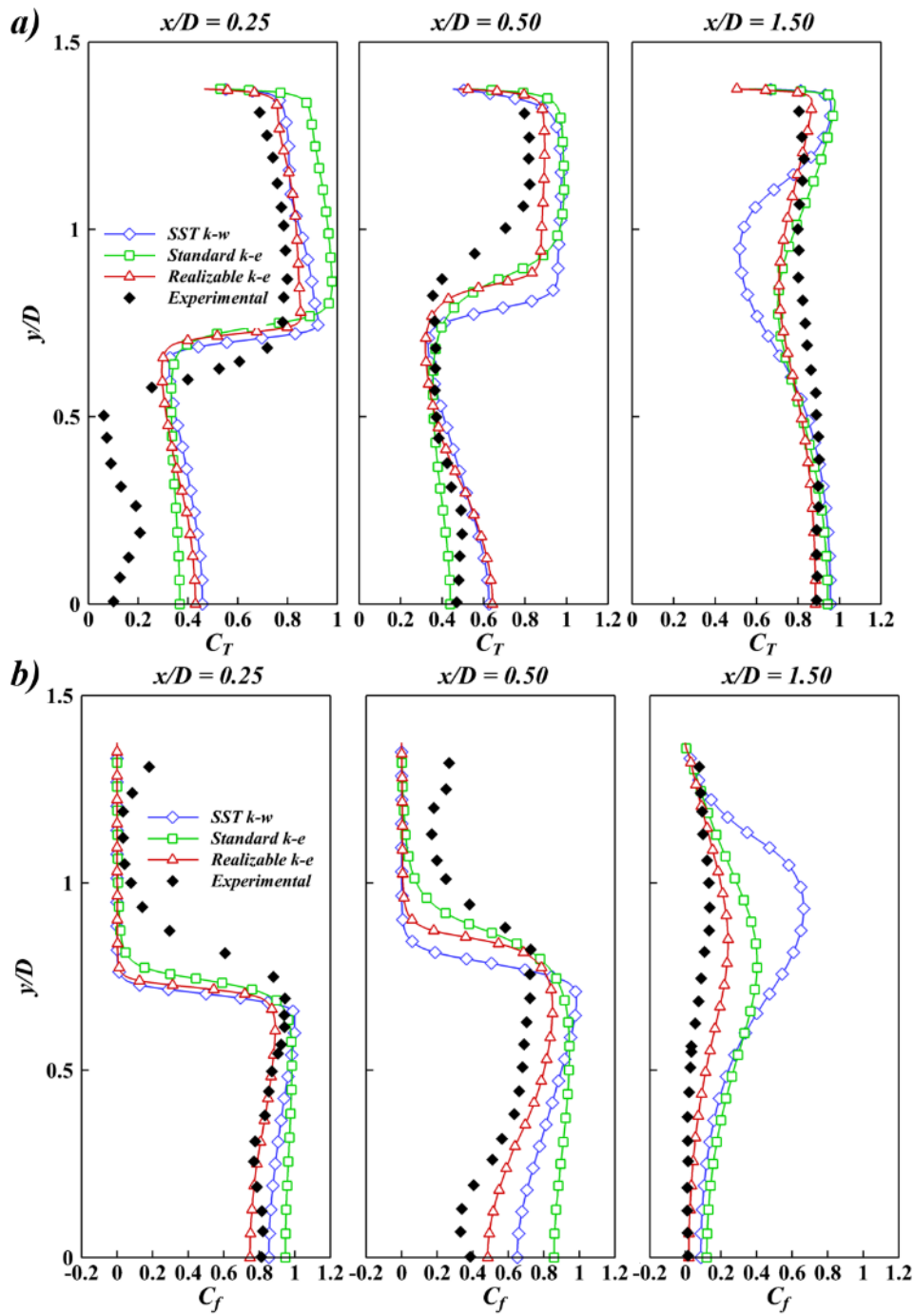


Figure 5.5 – Les profils radiaux prédits par les 3 modèles comparés à l'expérimental (a) la variable de progrès de la température, (b) variable de progrès de fraction massique du propane.

5.5. Effet de nombre de swirl sur les caractéristiques de l'écoulement

Après avoir choisi le bon modèle de turbulence qui est adapté à ce type d'écoulement complexe, nous examinons ici l'effet de différents nombres de swirl mentionnés dans le diagramme de stabilité dans la figure 4.2 ($S_n = 0, 0.35, 0.75, 1.05$ et 1.4).

5.5.1. Distribution de la vitesse axiale

La figure 5.6 montre la structure moyenne de l'écoulement dans la chambre pour les différents nombres de swirl. Le champ de vitesse axiale et les lignes de courant permettent de visualiser les zones importantes se développant à la sortie du brûleur et à l'entrée de la chambre. La première chose que nous pouvons observer est la présence de la ZRE au voisinage des coins de la chambre indépendamment du nombre de swirl. La longueur de cette zone est pilotée par l'augmentation de nombre de swirl, ceci est dû à l'expansion radiale de l'écoulement swirlé. Par exemple, dans le cas où $S_n = 0$, on remarque que les lignes de courant à travers la chambre sont presque parallèles à l'axe centrale. En augmentant le nombre de swirl (par exemple $S_n = 1.05$), les lignes de courant prennent la direction radiale (comme illustré par les flèches rouges), ce qui réduit la longueur de la ZRE et notamment sa taille. Une discussion détaillée sera abordée dans la section 5.5.3 pour clarifier le développement de l'écoulement swirlé suivant la direction radiale lors de l'augmentation de nombre de swirlé. La deuxième remarque concernant la structure de l'écoulement est la formation de la ZRC quand le nombre de swirl augmente. Lorsque le nombre de swirl atteint une valeur critique l'éclatement tourbillonnaire a lieu et conduit à l'apparition de la ZRC. Dans cette étude, la ZRC apparaît pour les trois nombres de swirl $S_n = 0.75, 1.05$ et 1.4 . Ceci avant tout confirme les résultats expérimentaux de Anacleto et al. [8] en ce qui concerne la formation de la ZRC quand l'intensité de swirl dépasse le seuil critique $S_n \approx 0.5$. Contrairement à la ZRE, la taille de la ZRC augmente lors le nombre de swirl augmente. Nous donnons quelques valeurs pour quantifier la longueur de la ZRC à chaque nombre de swirl. Celle-ci atteint $2x/D$ pour $S_n = 0.75$, $2.75 |x/D|$ pour $S_n = 1.05$ et $3.75 |x/D|$ pour $S_n = 1.4$. Notons que les longueurs de la ZRC des deux derniers nombres de swirl sont indiquées par la valeur absolue, en raison de la propagation de la ZRC suivant la direction négative de l'axe x/D . De point de vue de la

vitesse axiale moyenne U et d'après la même figure, nous constatons que l'augmentation de nombre de swirl mène à augmenter U dans le col du convergent-divergent. Elle atteint son maximum de 80 m/s lorsque $S_n = 1.4$. Ainsi, la vitesse axiale moyenne est élevée dans les zones de cisaillement correspondants aux nombres de swirl élevés.

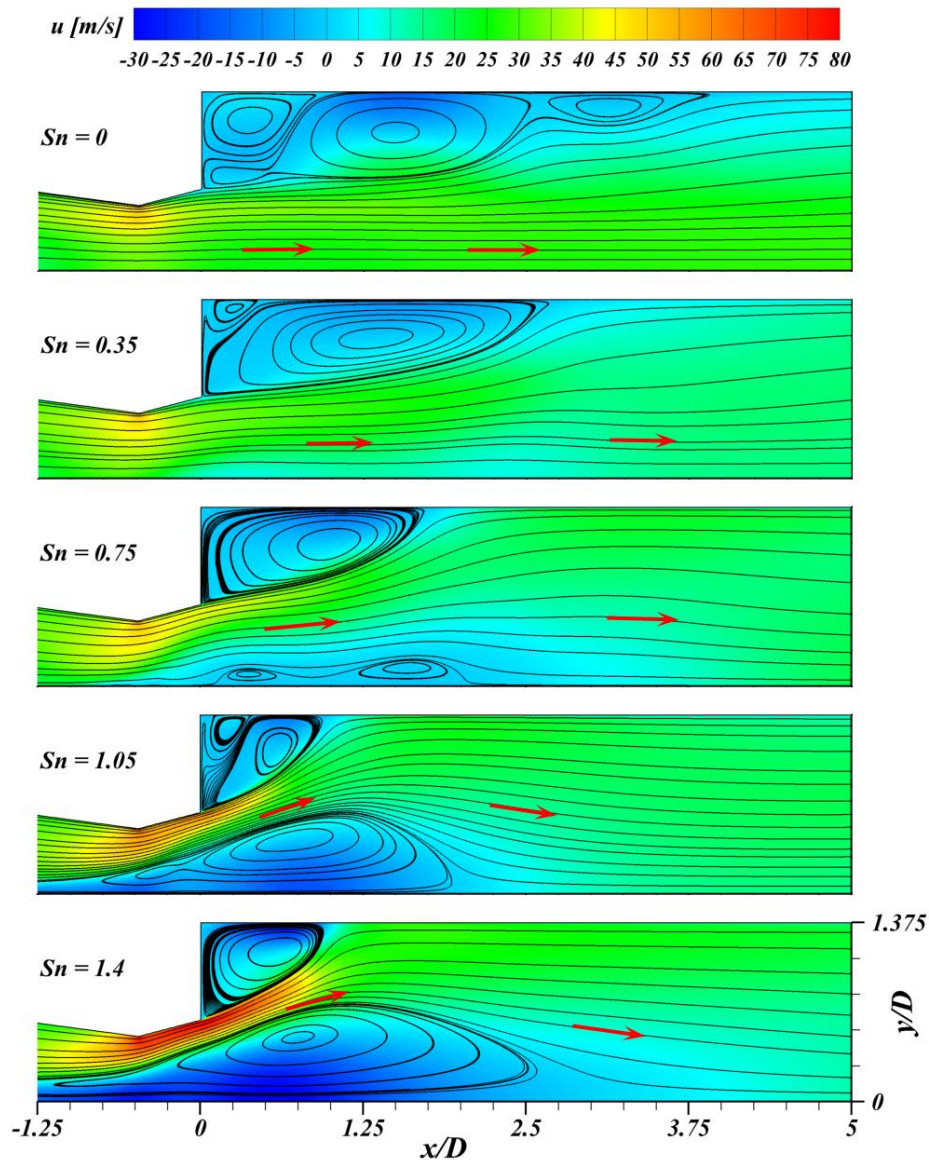


Figure 5.6 – L'évolution du champ moyen de l'écoulement pour les différents nombres de swirl.

5.5.2. Indentification de l'éclatement tourbillonnaire

A chaque nombre de swirl, nous pouvons identifier l'éclatement tourbillonnaire de l'écoulement swirlé via la décroissance de la vitesse axiale moyenne à travers l'axe du centre de la chambre de combustion. Cette analyse nous permet d'observer l'influence du nombre de swirl sur l'éclatement tourbillonnaire ou particulièrement la ZRC, comme le présente la figure 5.7. L'ensemble des profils de $S_n = 0$ et $S_n = 0.35$ tend à montrer des valeurs positives ce qui est en cohérence avec les écoulement à très faible nombre de swirl (pas d'éclatement tourbillonnaire). Le profil du nombre de swirl nul se fluctue faiblement en 0.7 et $0.8 U/U_0$, celle de $S_n = 0.35$ présente toutefois une fluctuation un peu élevée avec des valeurs basses entre 0.25 et $0.5 U/U_0$. Pour $S_n = 0.75$, une vitesse négative est identifiée proche à l'entrée de la CC entre 0.13 et $2 x/D$. Ceci indique que cette intensité de swirl est suffisante pour mettre en place une zone de recirculation dans cette région, ce qui confirme les résultats qu'on a trouvé dans la section précédente. Les profils de $S_n = 1.05$ et $S_n = 1.4$ traduisent une phase de forte décélération de l'écoulement lorsque x/D diminue suivie d'une forte accélération due à la forte intensité de swirl introduite à l'entrée du brûleur. La vitesse axiale décroît jusqu'à $-0.49 U/U_0$ à $x/D = 0.74$ pour $S_n = 1.05$ et beaucoup plus jusqu'à $-0.83 U/U_0$ à la position $x/D = 0.55$ pour $S_n = 1.4$.

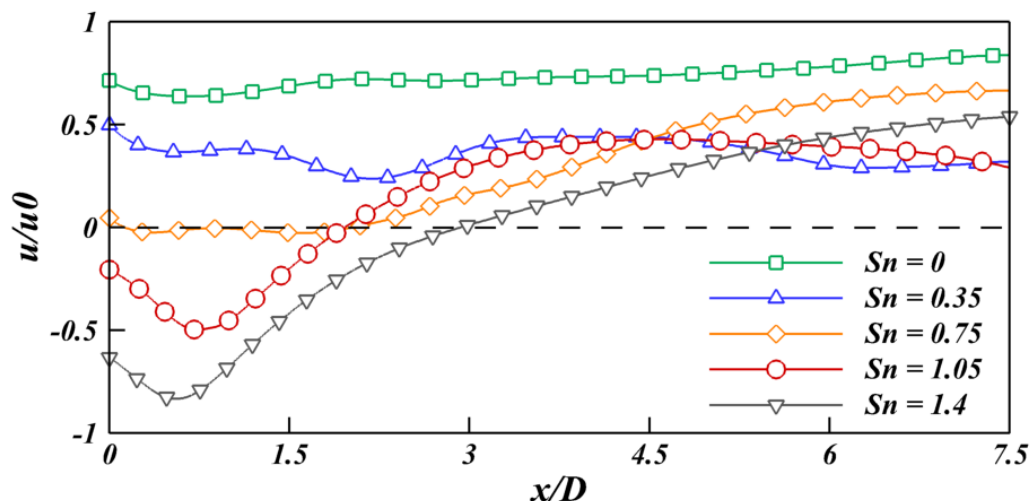


Figure 5.7 – L'évolution la vitesse axiale moyenne à travers l'axe du centre pour les différents nombres de swirl.

5.5.3. Evolution de l'écoulement swirlé

Nous cherchons à décrire dans cette section l'évolution l'écoulement swirlé suivant la direction radiale lors de l'augmentation de S_n . Afin de déterminer le degré d'expansion de l'écoulement swirlé, nous traçons le maxima de la vitesse swirlée W_{max} avec son rayon R_w dans la position $x/D = 0.12$ pour chaque nombre de swirl. Cette position suivant x/D a été choisi proche à l'élargissement brusque dans la CC pour qu'on perd pas l'effet de swirl sur W_{max} si on prend une position un peu plus loin. La figure 5.8 montre les deux paramètres de l'analyse W_{max} et R_w qui sont normalisés par U_0 et D respectivement. Nous pouvons observer que l'augmentation du S_n induit une croissance de la vitesse W_{max} ce qui été prévu. Au même temps, le rayon R_w qui présente la position radiale de W_{max} est entraîné loin de l'axe du centre ce qui confirme l'évolution radiale de l'écoulement lorsque le nombre de swirl augmente. Ces résultats numériques sont en bon accord qualitatif avec les résultats expérimentaux de Fernandes et al. [92] pour le cas non réactif.

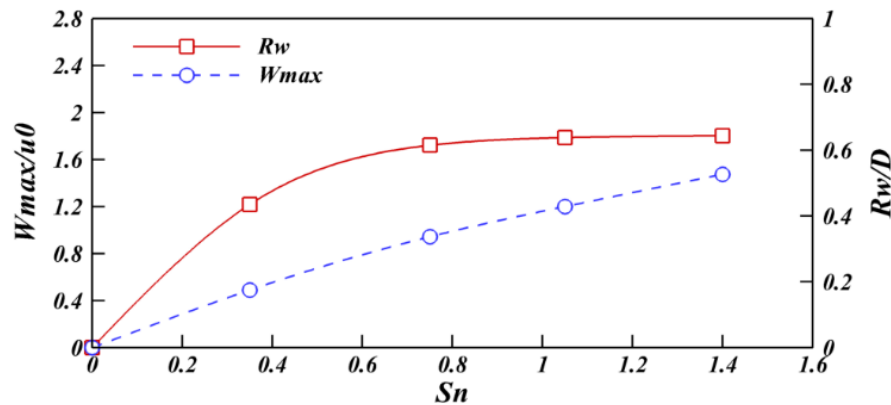


Figure 5.8 – L'évolution de la vitesse swirlée maximale et son à $x/D = 0.12$.

5.6. Effet de nombre de swirl sur la flamme

5.6.1. Distribution de la température

Après avoir observé l'effet de l'intensité de swirl sur l'écoulement, nous abordons ici l'effet dynamique de même paramètre sur les flammes prémélangées propane-air. La distribution spatiale de la température moyenne dans la chambre de combustion et pour les différents nombres de swirl est illustré sur la figure 5.9. Les iso-valeurs de la vitesse axiale nulle (en noir) permettent de situer la ZRC et la ZRE au sein de la flamme. Pour les faibles nombres de swirl $S_n < 0.35$, le gradient de la température est absent dans tout au long de l'axe du centre et dans la région de la ZRC. Seuls les gaz frais qui dominent dans ces régions en raison de l'absence de la recirculation d'écoulement. La flamme se trouve longue et elle se localise de l'entrée à la sortie du brûleur. Dans la région de la ZRE, un fort gradient de température se produit avec les valeur maximales d'environ 1500 K pour $S_n = 0$ et 1600 K pour $S_n = 0.35$. Ceci est dû à la présence de la recirculation indépendante du nombre de swirl dans cette région. En outre, la ZRE joue le rôle de porte flamme aérodynamique et assure l'allumage permanent. L'augmentation de l'intensité de la rotation au-delà du seuil critique ($S_n = 0.75$) induit une amélioration de la stabilité de la flamme puisque la ZRC est vient de se formé. Dans ce cas-là, le gradient de la température tend à se rapprocher à l'entrée du brûleur grasse au vitesses négatives de la ZRC. Lorsque l'intensité de swirl prend une valeur élevée $S_n = 1.05$, nous observons un déplacement du gradient de la température vers le milieu de la ZRC avec une diminution de sa longueur ce qui est cohérent avec les flammes prémélangée à forte intensité de swirl. Pour le nombre de swirl le plus élevé $S_n = 1.4$, nous observons que le comportement de la flamme en terme de stabilité est complètement différent par rapport au deux cas précédents. La flamme n'est plus stabilisée à l'entrée de la chambre, la ZRC est prolongé vers l'amont et l'avale ainsi que le gradient de la température apparaît dans le tube de prémélange. Cette fois-ci, il est très fin et il prend une forme conique si on peut le voir en trois dimension. Les remarques mentionnés ci-dessus confirme la présence du phénomène de retour de la flamme à cette condition de swirl. Nous détaillerons ce phénomène dans la section 5.6.3 de ce chapitre.

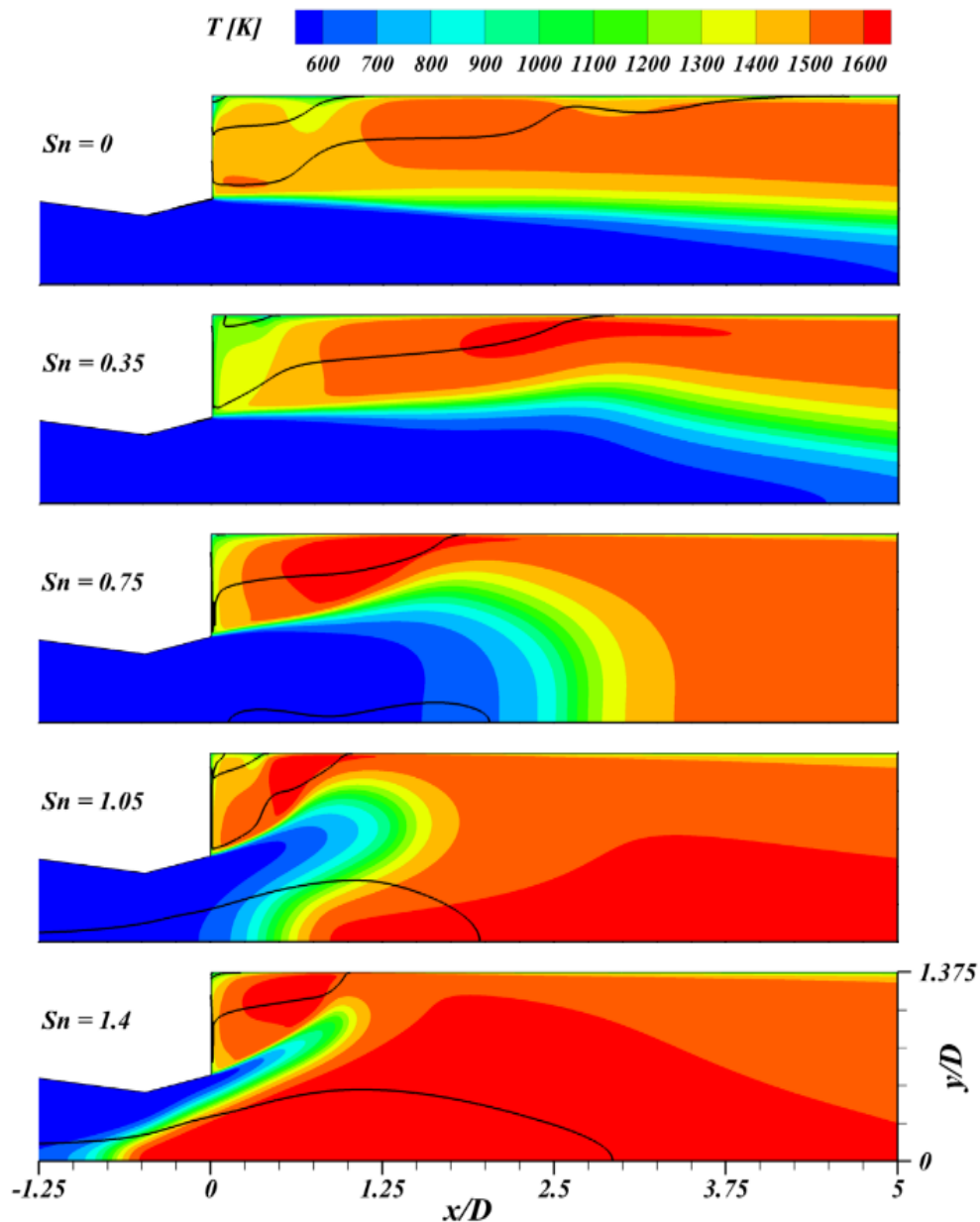


Figure 5.9 – L'évolution spatiale du champ moyen de la température pour les différents nombres de swirl.

5.6.2. La température sur l'axe du centre

La figure 5.10 présente les profils de la température moyenne de l'axe du centre sont normalisés par la température maximale T_0 pour les différents nombres de swirl. Avec ces profils, nous pouvons identifier la longueur de la zone de réaction pour chaque intensité de rotation. En l'absence de mouvement swirlé ($S_n = 0$), la température est presque constante sur le long de l'axe et elle prend la valeur la plus faible $T/T_0 = 0.35$, cela signifie qu'il n'y a

aucune réaction dans cette région. Pour $S_n = 0.35$, la combustion au niveau de l'axe du centre démarre en retard et la température atteint sa valeur maximale de $0.85 T_0$ à la sortie de la chambre de combustion. Pour le cas de l'intensité de swirl moyenne ($S_n = 0.75$), nous constatons que la combustion a démarré dans le centre de la chambre de combustion. Ceci est confirmé par le profil de la température qui atteint son maxima de $0.95 T_0$ à environ $x/D = 4.7$. Lorsque l'intensité de swirl prend une valeur élevée $S_n = 1.05$, nous remarquons une fois de plus que la combustion est améliorée. Ici, le profil de la température prend une valeur élevée de $0.98 T_0$ et à une position très proche à l'élargissement brusque ($0.97 x/D$). Pour l'intensité de rotation la plus élevée $S_n = 1.4$, nous pouvons observer que la température sur l'axe du centre atteint la valeur maximale de $T/T_0 = 1$ dès l'entrée de la chambre de combustion. Ceci indique que la zone de réaction se trouve dans le tube de prémélange ce qui signifie la présence du retour de la flamme dans ce cas.

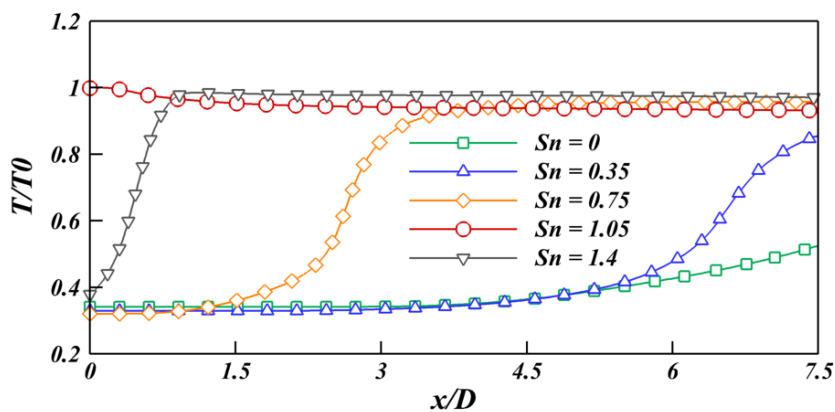


Figure 5.10 – L'évolution la température moyenne à travers l'axe du centre pour les différents nombres de swirl.

5.6.3. Caractérisation du retour de la flamme

Après avoir identifié le retour de la flamme « Flashback » dans le cas de l'intensité de swirl très élevé, nous nous intéressons dans cette section à expliquer ce phénomène et montrer la structure de la flamme à cette condition de l'écoulement. Auparavant, dans notre cas où $S_n = 1.4$, le flashback résulte de la haute vitesse négative induit par la présence d'une forte recirculation, ce qui conduit à l'élargissement de la ZRC vers le tube de prémélange ($x/D < 0$) et aide à entraîner la flamme à l'intérieur du brûleur. Les figures 5.11 et 5.12 montrent le flashback à travers le tube de prémélange et la chambre. Ici, la flamme est représentée par le

taux moyen de la réaction du propane (1^{ère} réaction dans le tableau 5.2). D'après les figures, nous pouvons constater trois observations majeurs sur cette flamme. La première est que la flamme est très fine et elle prend la forme (V), comme il est représenté schématiquement sur la figure 5.12. La deuxième remarque est que la pointe de la flamme se localise à $-0.75x/D$ avant le col du convergent-divergent, ceci est défavorable et peut causer un risque d'explosion du brûleur dans les application réelles comme les turbines à gaz. La troisième remarque concerne les taux de réaction moyen, il est important de noter que le maximum de $\bar{\omega}$ se produit dans les régions de cisaillement lorsque l'écoulement swirlé interagit avec la ZRC et la ZRE. Ainsi, le minimum de $\bar{\omega}$ se produit dans la pointe de la flamme.

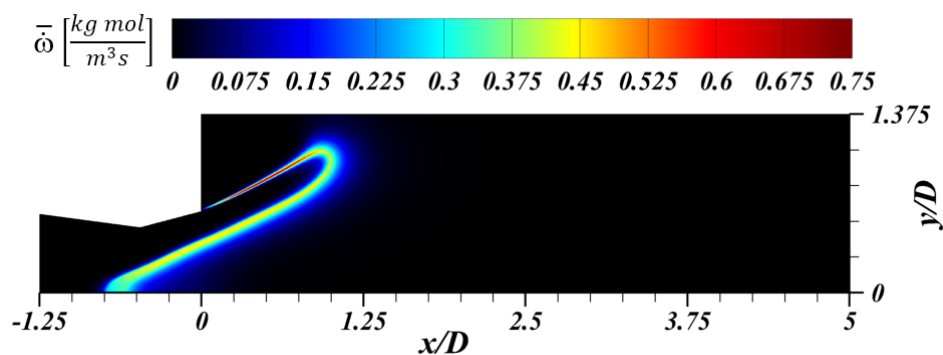


Figure 5.11 – Visualisation du flashback avec le taux de réaction moyen au sein du TP et la CC.

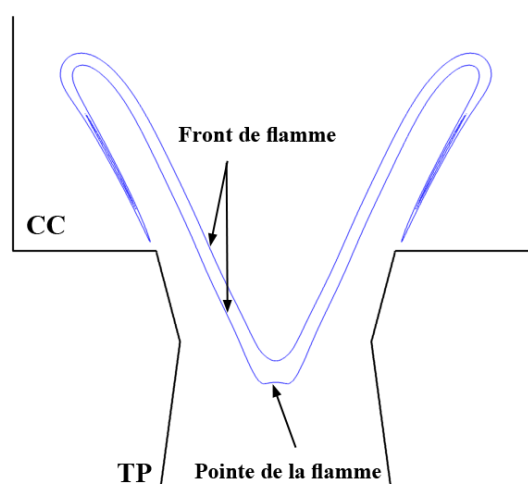


Figure 5.12 – Représentation schématique de la flamme se développant au sein du TP et la CC.

D'après la littérature, il est possible d'enrichir l'interprétation précédente via la notion de flashback induit par l'éclatement tourbillonnaire. Elle consiste à considérer la flamme comme une surface génératrice de vorticité d'origine principalement barocline qui se redistribue dans les gaz brûlés. Cette vorticité induit une vitesse dans le sens de propagation du front de flamme [100]. Des preuves expérimentales sont apportées, entre autres, par Ishizuka et al. [101] dans le cas d'une flamme prémélangée confinée dans un tube auquel une vitesse de rotation est imposée. Il montre que la flamme se propage à une vitesse qui augmente de façon monotone avec la vitesse de rotation des gaz dans le tube. Une des conséquences observables est un éventuel flashback de la flamme comme l'observent Kröner et al. [102] dans le cas d'un brûleur à swirler avec tube de prémélange sans bluff-body.

5.7. Conclusion

L'étude globale de l'effet de l'intensité de swirl sur l'écoulement et la flamme prémélangée adoptée dans ce chapitre permet principalement d'apporter des éléments sur la stabilité de la flamme et sur l'amélioration de la combustion.

Les quatre premiers titres sont relatifs à une étude approfondie de sensibilité conduite à partir d'examinations de différents maillages et trois modèles de turbulence. Les résultats sont regroupés dans les deux points suivants :

- L'étude de l'indépendance solution-maillage nous a permis d'adopter un maillage suffisamment fin (202 380 élément) qui est capable à capturé les changements dans les zones à fort gradient.
- L'étude de l'influence du modèle de turbulence nous a apporté que le modèle $k - \epsilon$ Realizable est l'un le plus adapté aux écoulement swirlé, entre les modèles testés dans cette étude. Ceci, es confirmé également dans la littérature.

Les trois derniers titres concernent l'étude de l'effet de l'intensité de swirl qui a été réalisé à partir des simulations des différentes S_n . Les résultats principaux sont rassemblés ici :

- Dans les cas des faibles nombres de swirl $S_n < 0.35$, la flamme est longue et se stabilise dans la ZRE. En outre, que des gaz frais ont été trouvés dans la ZRC.
- L'augmentation de l'intensité de rotation ($S_n = 0.75$ et 1.05), permet la mise en place de la ZRC qui favorise la stabilisation de la flamme et par conséquent l'amélioration de la combustion.
- L'introduction d'une intensité de swirl très élevée ($S_n = 1.4$), induit le retour de la flamme. Ce comportement observé dans le tube de prémélange est défavorable.

Comme une conclusion finale, dans ce chapitre, les résultats indiquent qu'il y a une gamme optimale de nombres de swirl doit être respecté pour avoir une flamme stabilisée, au-delà de cette gamme le phénomène de flashback défavorable apparaît. La stabilité des flammes prémélangées swirlées doivent être complétées par une étude de l'effet de l'ajout d'hydrogène pour élargir le domaine d'opérabilité et aussi pour mieux comprendre certaines tendances dévoilées dans ce chapitre. Le chapitre suivant a donc pour objectif de détailler la stabilité des flammes prémélangées swirlées enrichies en hydrogène.

Chapitre 6

6. Etude de l'effet de l'ajout d'hydrogène sur les caractéristiques des flammes prémélangées swirlées

Ce chapitre poursuit l'étude menée dans le chapitre précédent sur la stabilité des flammes prémélangée swirlée. Mais cette fois ci nous allons investiguer l'effet de l'addition de l'hydrogène sur les flammes prémélangées, dont l'objectif de comprendre le comportement et la stabilisation des flammes enrichies en H_2 et d'élargir également le domaine de son opérabilité. Dans cet effet, les points définis dans le diagramme de stabilité du brûleur dans la section 4.3.2 seront examinés. Notons que ce chapitre fait l'objet d'un article publié et apparu dans une revue internationale, rédigé dans le cadre de notre travail de thèse (Mansouri et al. [94]).

Nous commençons par la section 6.1 qui résume les stratégies numériques suivies durant cette étude. Nous abordons dans la section 6.2 l'effet de H_2 sur la limite d'inflammabilité pour un régime ultra-pauvre, afin de mettre en évidence le nouveau le diagramme de stabilité du brûleur. Par la suite, dans la section 6.3 nous examinons l'effet numérique de la diffusion moléculaire sur la prédiction des flammes. Des comparaisons entre les cas des calculs son et avec diffusion moléculaire seront effectués. Après, dans les sections de 6.3 à 6.8 nous chercherons à décrire les principaux effets de S_n , ϕ et X_{H_2} sur les paramètres suivants : la structure de l'écoulement,

la température de combustion, la longueur de flamme, la zone de réaction, les espèces et les émissions CO. Enfin, nous terminons par une conclusion sur les différents résultats obtenus dans cette étude

6.1. Stratégies des calculs numériques

Nous détaillons dans cette section les procédures suivies durant les simulations de l'étude de l'effet de l'ajout d'hydrogène. Les stratégies de calcul sont similaires aux stratégies de l'étude de swirl (chapitre 5). Tous les calculs ont été réalisés avec ANSYS-Fluent en régime stationnaire et réactif. Le modèle $k - \epsilon$ Realizable est utilisé pour la fermeture de tenseur de contraintes de Reynolds. Ceci, a prouvé sa capacité de prédire correctement les écoulements swirlés (section 5.4). Le modèle FR/EDM et le mécanisme de Westbrook pour la combustion de C₃H₈-air ont été gardés pour adresser l'interaction chimie-turbulence.

Deux nouveaux paramètres ont été pris en compte dans cette étude, le premier est un mécanisme réactionnel d'une-étape pour la combustion de H₂-air [103] et le deuxième est l'effet de vitesses différentielles de diffusion des espèces (voir équations (3.2) et (3.3) dans la section 3.1.1). Dans les flammes hydrogène et hydrocarbures-hydrogène, le paramètre appelé diffusion différentielles ou diffusion moléculaire affecte fortement la flamme dans certaines régions. Ce phénomène de diffusion différentielles (DD) se traduit par des changements brusques dans les fractions massiques et les enthalpies locaux. La DD a une influence importante sur nombreuses caractérisations des flammes prémélangées hydrocarbures-hydrogène, y compris : le dégagement de chaleur, la température, les termes source chimique, le taux de déformation et le plissement de la zone de réaction, la vitesse de flamme turbulente et son extinction locale [104-107]. L'influence de la DD sur la précision de calcul de flammes prémélangées swirlées C₃H₈/H₂-air sera testée dans la section 6.3 de ce chapitre. La méthode utilisée est la théorie-cinétique¹, elle est implémentée dans Fluent avec le modèle de combustion FR/EDM. Dans cette méthode, un traitement attentif de la diffusion des espèces chimique dans les équations de transports des d'espèces et de l'énergie est mise en œuvre. Certaines propriétés de l'écoulement réactif doivent être bien définies dans la théorie-cinétique pour réussir le calcul de la diffusion des espèces. Ces propriétés sont : la viscosité dynamique μ , la conductivité thermique λ , la

¹ La théorie cinétique : « The kinetic-theory » en anglais

chaleur spécifique massique $c_{p,i}$ et les coefficients de diffusion effective $D_{i,k}$. En revanche, d'autres paramètres sont nécessaires pour calculer les propriétés de l'écoulement réactif. Notamment, les paramètres de Lennard-Jones pour chaque espèce : la longueur caractéristique σ_i , la constante de Boltzmann k_B et le paramètre d'énergie ε [108]. Une fois toutes les données sont disponibles, la théorie-cinétique utilise une modification de la formule de Chapman-Enskog pour calculer les coefficients de diffusion binaire $D_{p,k}$ [109]. Par la suite, les coefficients de diffusion effective des espèces dans de l'écoulement réactif sont obtenus par la formule de mélange de Wilke [110]. Enfin, les vitesses différentielles de diffusion des espèces seront calculées à partir de $D_{i,k}$.

6.2. Effet de H₂ sur la limite de l'inflammabilité

Pour adresser l'effet de l'addition de H₂ sur la limite d'inflammabilité de la flamme C₃H₈-air, il est nécessaire d'adopter une richesse ultra-pauvre pendant les simulations. Comme nous avons mentionné dans la section 4.3.2, la richesse $\phi = 0.3$ qui appartient à la région d'extinction a été choisi pour remplir la condition de combustion ultra-pauvre. En outre, un faible nombre de swirl $S_n = 0.6$ a été choisi pour être supérieur au nombre de swirl critique expérimentale $S_n = 0.5$. Ceci, afin d'assurer la formation de la ZRC, qui affecte à la fois la structure de la flamme et la dynamique de l'écoulement, comme nous avons trouvé dans le chapitre précédent. Nous proposons ici de définir un nom pour les flammes issues du mélange C₃H₈/ H₂-air selon la teneur en hydrogène dans le mélange. Si $X_{H_2} < 50\%$, cela signifie que le mélange est à base de propane (MBP). Si $X_{H_2} > 50\%$, cela signifie que le mélange est à base d'hydrogène (MBH). Donc, quatre fractions volumiques seront examinées dans cette étude $X_{H_2} = 10\%, 20\%, 40\%$ et 80% .

La figure 6.1 présente la distribution de la température moyenne à travers la chambre de combustion pour les conditions décrits ci-dessus, appelées cas A dans le tableau 4.2. Pour le MBP ($X_{H_2} = 10\%, 20\%, 40\%$), à la teneur en H₂ la plus faible (10%), la température du mélange atteint une valeur maximale de 1285 K . Cette température élevée indique la présence d'une flamme malgré la très faible richesse du mélange $\phi = 0.3$. D'après ce résultat, nous pouvons constater qu'avec l'addition de H₂ la limite d'inflammabilité est élargie, ainsi le diagramme de stabilité devient plus large et couvre la une nouvelle gamme de richesse pauvre.

Pour des teneurs en H₂ plus élevées 20% et 40%, la température du mélange est augmentée pour atteindre 1287 K et 1290 K, respectivement. De plus, le gradient de température au niveau de l'axe du centre se trouve long et atteint les position 280 mm, 265 mm et 243 mm pour $X_{H_2} = 10\%$, 20% et 40%, respectivement. Pour le MBH ($X_{H_2} = 80\%$), la température du mélange atteint une valeur maximale de 1326 K. D'autre part, le gradient de température atteint la position 195 mm, ce qui est le plus proche une à l'entrée de la CC par rapport au MBP. Cela signifie que les flammes MBH sont plus compacts par rapport aux flammes MBP. Finalement, nous pouvons conclure que l'addition de H₂ prouve sa capacité d'élargir la limite d'inflammabilité dans des conditions de combustion ultra-pauvre.

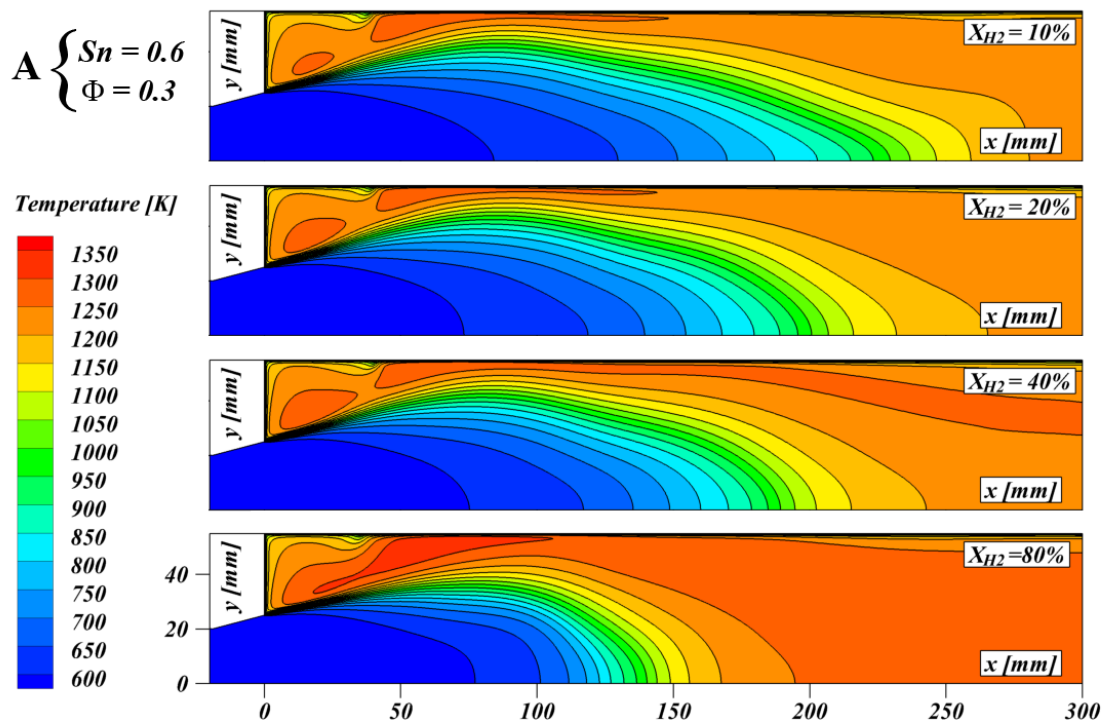


Figure 6.1 – Distribution de la température dans la chambre pour $S_n = 0.6$, $\phi = 0.3$ et différents X_{H_2} .

6.3. Effet de la diffusion différentielles

La figure 6.2 montre l'effet de la diffusion différentielle des espèces (DD) sur la température moyenne (a) et la fraction massique d'hydrogène (b) sur l'axe du centre et pour différentes teneurs en H_2 . Pour le MBP, la diffusion moléculaire a une influence faible sur les profils de température. Cette influence peut être négligeable pour les profils de concentration d'hydrogène. Les variations dans les profils de la température lorsque on prend en compte la DD sont inférieurs à 4.5%. Ce qui pourrait être attribuée à la faible teneur en H_2 (en masse) par rapport au teneur en C_3H_8 (en masse) dans le MBP. En effet, les proportions (en masse) de propane par rapport à l'hydrogène sont 186, 92 et 32 fois pour $X_{H_2} = 10\%$, 20% et 40% , respectivement. Par conséquent, la diffusion moléculaire de H_2 est très faible en raison de sa concentration massique faible dans le MBP. Pour le MBH, les variations de la température et la fraction massique de H_2 sur l'axe du centre sont clairement visibles et les effets de la DD ont une influence considérable sur les résultats. La proportion massique du propane est 5.4 fois plus par rapport à l'hydrogène, ce qui rend l'effet de la DD très important. Les profils de la fraction volumique $X_{H_2} = 80\%$ souligne comment cet effet est important. Par exemple, dans la Figure 6.2(a) à la position $x = 120\text{ mm}$, les profils de température prennent les valeurs 1015.7 K et 767.8 K pour les cas avec et sans diffusion moléculaire, respectivement. Cela indique que l'ignorance des effets de la DD contribue à surestimer la température locale de la flamme et de fournir des résultats non réalistes. Mais une fois l'influence de la DD est prise en compte, il est plus réaliste de trouver des températures plus basses par rapport au cas où l'influence de la DD est ignorée. D'après la littérature et lors d'un calcul numérique d'une flamme hydrogène ou hydrocarbure-hydrogène, il est obligatoire de prendre en compte la diffusion des espèces chimique dans les équations de transports des d'espèces et de l'énergie. Dans ce même contexte, plusieurs auteurs ont examiné les effets de la DD sur des flammes non prémélangée et prémélangées de H_2 -air ou/et C_nH_m/H_2 -air. Nous proposons ici d'enrichir les résultats précédents via une mise en lumière de certains travaux de ce sujet. Maragos et al [105] ont examiné l'exactitude de la simulation qui comprene l'effet de la DD pour une flamme laminaire non prémélangée de H_2/N_2 -air. Ils ont observé que lorsque la diffusion des espèces est prise en compte dans les équations de transport, les résultats de simulation concordent bien avec les données expérimentales. Mais pour le cas où la DD est ignorée, tous les grandeurs physiques de l'écoulement presque sont surestimés, y compris la température et les fractions de H_2 et H_2O . Christo et Dally [111] ont modélisé une flamme turbulente non prémélangée de

CH₄/H₂-air à l'issue d'un brûleur coaxial. Les auteurs ont pris en compte la diffusion des espèces dans leur modélisation. Ils ont rapporté que la DD a une forte influence sur l'exactitude et la prédiction de calcul des grandeurs physiques de l'écoulement et donc elle doit toujours être prise en compte.

Dans l'ensemble de résultats trouvés par nous-mêmes et par les auteurs ci-dessus, l'influence de la DD sur la précision de calcul des flammes prémélangées C₃H₈/H₂-air est considérée dans tous les cas étudiés de ce chapitre, y compris le cas A discuté dans la section précédente 6.2.

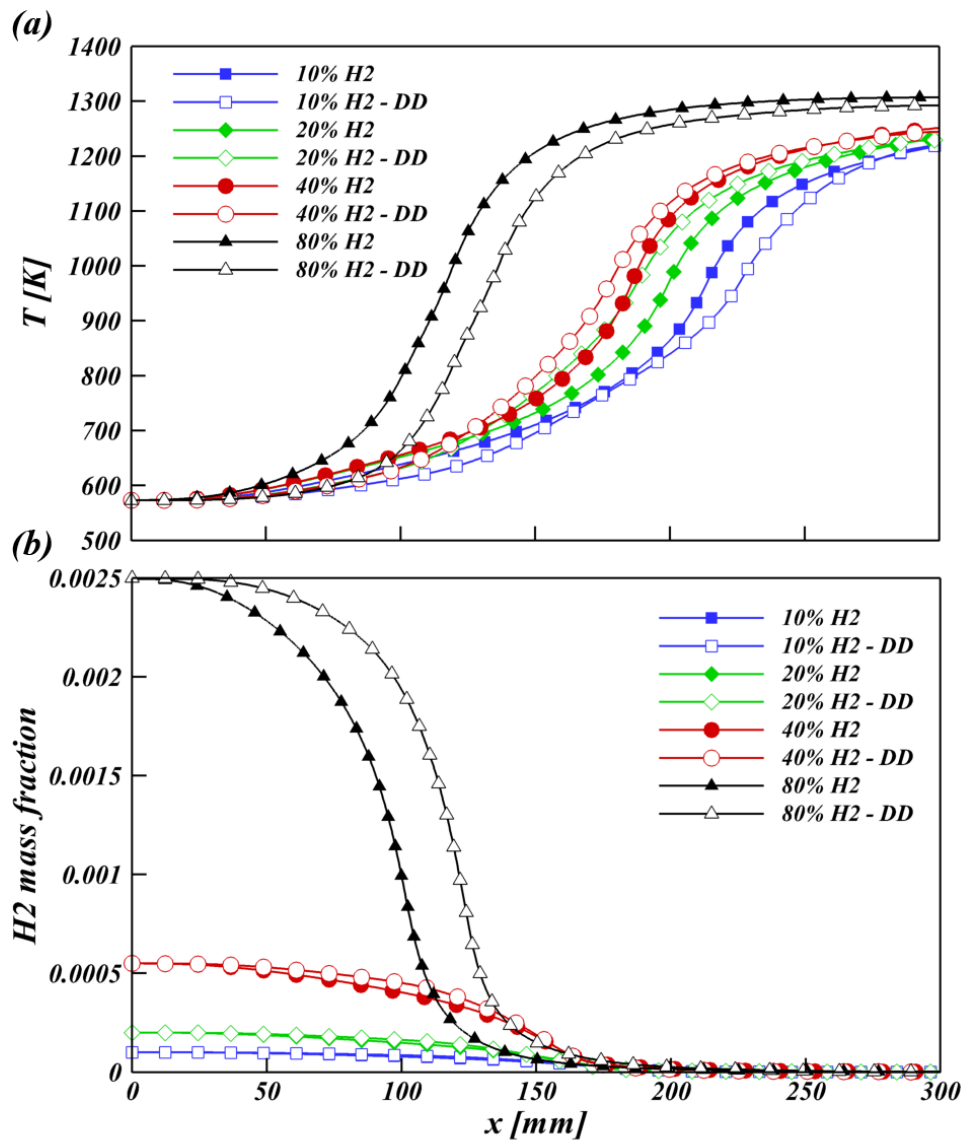


Figure 6.2 – Les effets de la diffusion différentielle sur les profils de température (a) et les fractions massiques de H₂ (b) sur l'axe du centre pour $S_n = 0.6$, $\phi = 0.3$ et différents X_{H_2} .

6.4. Effets de l'ajout de H₂ et l'intensité de swirl sur la structure de l'écoulement

Pour étudier correctement les effets de l'addition de H₂ et du nombre de swirl sur la structure de l'écoulement, nous avons décidé d'adopter une richesse pauvre qui appartient à la plage de fonctionnement des turbines à gaz. Celle-ci est $\phi = 0.5$ du cas V de validation présentée déjà dans les figures 4.2 et 4.3. Nous rappelons également que cette étude concerne la simulation des cas B et C dans le tableau 4.2. Cette simulation comprend huit (08) calculs pour deux nombres de swirl $S_n = 0.6$ et $S_n = 1.05$ pour chaque teneur en hydrogène donnée : $X_{H_2} = 10\%, 20\%, 40\%$ et 80% .

La figure 6.3 montre la structure moyenne de l'écoulement dans la chambre pour les différents S_n et X_{H_2} . Le champ de vitesse axiale et les lignes de courant permettent de visualiser les zones importantes se développant à la sortie du brûleur et à l'entrée de la chambre. Nous distinguons que la zone de recirculation externe (ZRE) est présente au voisinage des coins de la chambre indépendamment de la fraction de H₂ et du nombre de swirl. Cette remarque est similaire à ce qu'on a détaillé dans l'étude de l'effet de swirl (section 5.5.1). Nous ajoutons qu'un vortex faible² (VF) est associée à la ZRE à $S_n = 0.6$ et pour toutes les teneurs en H₂. L'augmentation de l'intensité de rotation ($S_n = 1.05$) conduit à la fusion des deux tourbillons VF et ZRE pour former une seule zone de recirculation. En ce qui concerne la taille de la ZRC à faible nombre de swirl, nous observons qu'elle est petite par rapport à la ZRE pour le MBP ($X_{H_2} < 50\%$). Néanmoins, pour le MBH ($X_{H_2} > 50\%$), la structure de l'écoulement est légèrement différente et la ZRC est plus grande par rapport à la ZRE. Elle atteint une longueur d'environ 60 mm avec un gradient de vitesse réversible plus élevée. Pour le nombre de swirl élevé $S_n = 1.05$, nous observons clairement que le vortex faible n'existe pas pour toutes les teneurs en H₂. D'autre part, La taille de la ZRE est réduite contrairement à la taille de la ZRC qui est augmentée par rapport au cas de $S_n = 0.6$. Pour les MBP et MBH, nous pouvons voir que le bord d'attaque (la pointe) de la ZRC se localise à une position négative $x < 0$ mm, ce qui signifie que la flamme est très proche de l'entrée du brûleur. En outre, le gradient de vitesse de MBH est supérieur au celui de MBP, il atteint une valeur maximum de 85 m/s et une valeur minimum de -25 m/s

² Vortex faible : « Weak vortex » en anglais

ce qui peut provoquer l'apparition du flashback. Une discussion sera abordée dans la section suivante pour identifier le flashback à cette condition de l'écoulement.

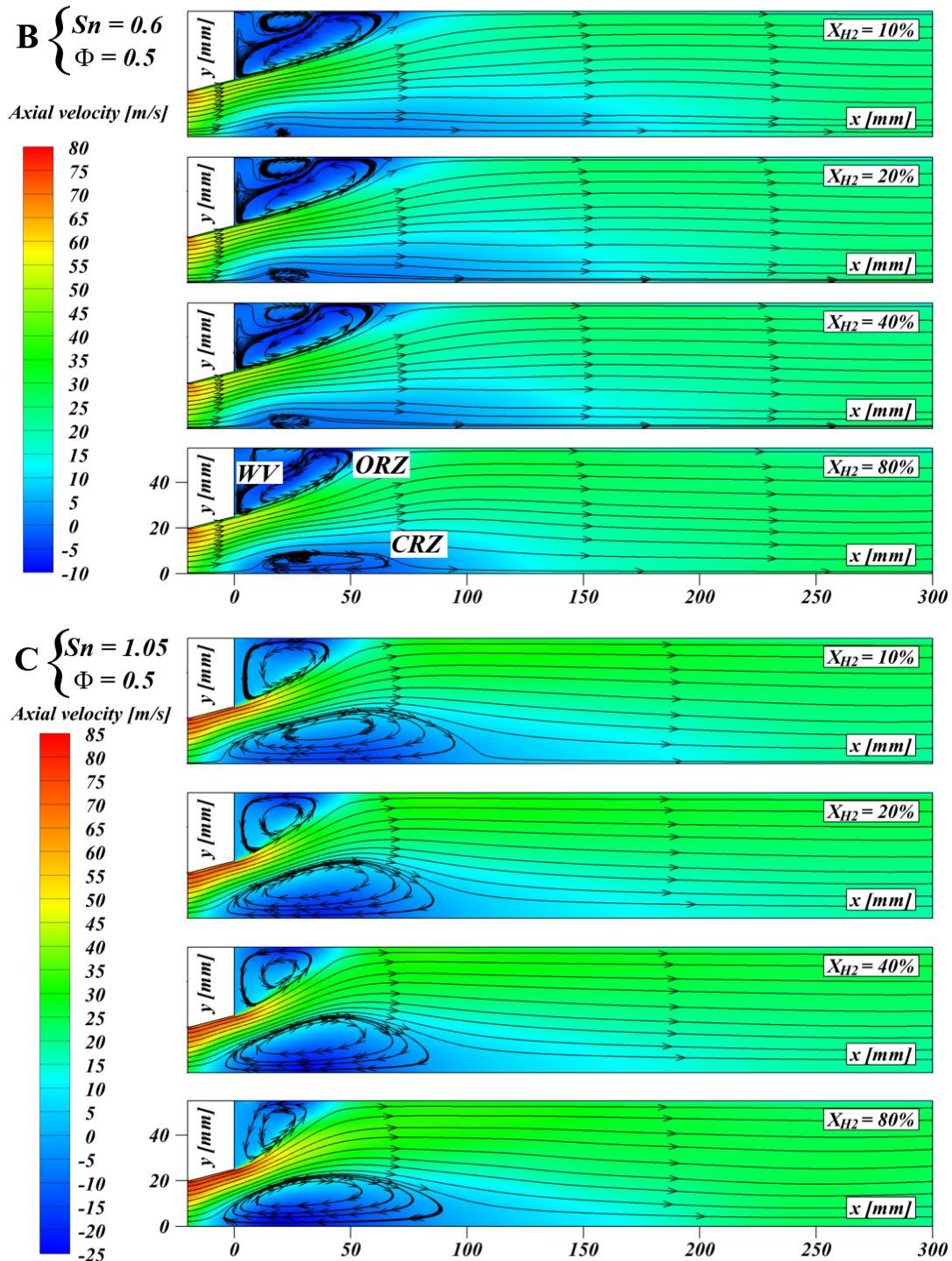


Figure 6.3 – Structure de l'écoulement dans la CC pour $S_n = 0.6$ et 1.05 et différents X_{H_2} .

Pour enrichir les résultats élaborés ci-dessus, nous traçons plusieurs profils radiaux de la vitesse axiale dans la chambre et pour $S_n = 1.05$, comme le montre la figure 6.4. Nous avons choisi 3 positions comme suite : $x = 9 \text{ mm}$ traverse la ZRC, $x = 80 \text{ mm}$ en amont de la ZRC et $x = 145 \text{ mm}$ près du milieu de la CC et loin de la ZRC. A chaque position donnée, les profils de la vitesse axiale ont la même tendance pour chaque toute teneur en H_2 . A $x = 9 \text{ mm}$ et $y = 0 \text{ mm}$, on peut constater une légère différence entre les vitesses axiales sur l'axe du centre. Pour le MBP ($X_{H_2} = 10\%, 20\%$ et 40%) la vitesse égale à $-10.13, -11.75$ et -13.66 m/s , respectivement. Aux mêmes positions, la vitesse axiale pour le MBH ($X_{H_2} = 80\%$) prend une valeur élevé (en valeur absolue) de -20.35 m/s . En gardant la position axiale et à $y = 26 \text{ mm}$, l'ajout d'hydrogène n'a aucun effet sur les pics des vitesses du MBP, les valeur sont aux alentours de 59 m/s . Contrairement, pour le MBH, l'ajout d'hydrogène augmente le pic de vitesse axiale pour atteindre 63 m/s . En amont de la ZRC ($x = 80 \text{ mm}$), les profils du MBP ont à peu près les mêmes valeurs dans chaque position radiale. Le profil du MBH présente des valeurs légèrement élevées entre $y = 20 \text{ mm}$ et 50 mm . Finalement, à la dernière position axiale, les profils de vitesse axiale prennent à peu près les mêmes valeurs pour toutes les teneurs en H_2 .

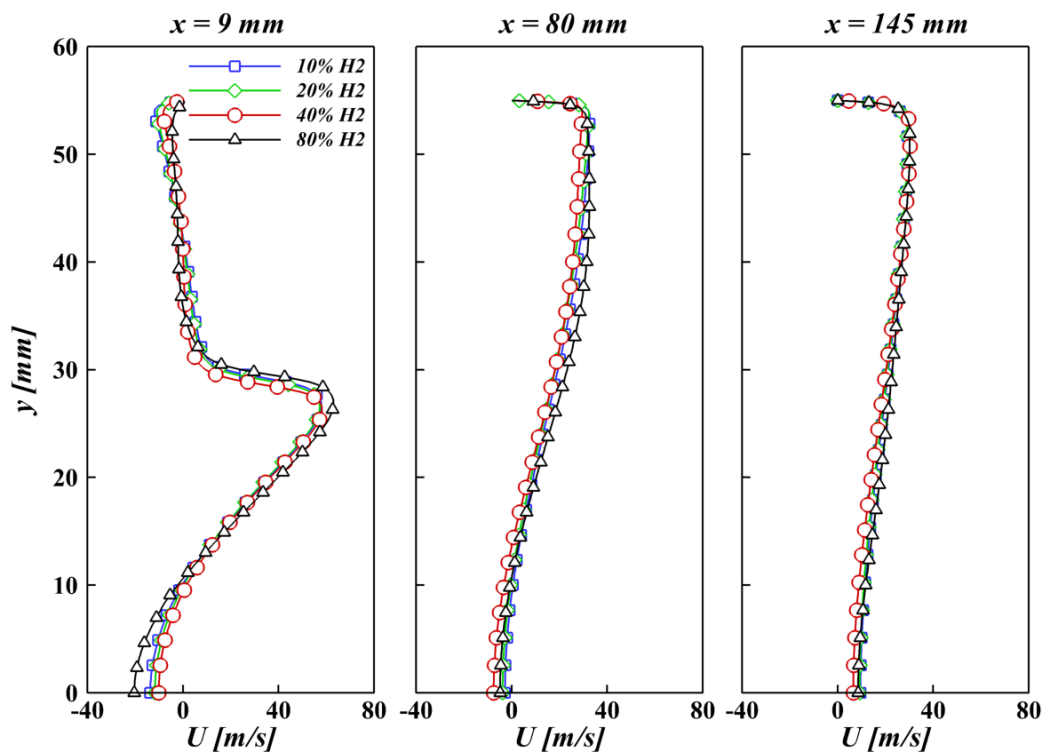


Figure 6.4 – Profils de la vitesse axiale pour $S_n = 1.05$ dans différents positions.

6.5. Effets de l'ajout de H₂ et l'intensité de swirl sur la température de la combustion

Après avoir observé les effets de X_{H_2} et S_n sur la structure de l'écoulement, nous abordons ici les effets de mêmes paramètres sur la température de la combustion les flammes prémélangées enrichies. La figure 6.5 illustre la distribution spatiale de la température moyenne dans la chambre de combustion et pour les cas B ($S_n = 0.6$ et $\phi = 0.5$) et C ($S_n = 1.05$ et $\phi = 0.5$) avec les différents teneurs en H₂.

Pour un faible nombre de swirl ($S_n = 0.6$) et pour le MBP, les résultats montrent que les températures maximales se localisent toujours à la ZRE. Les valeurs maximales atteignent 1710 K, 1714 K et 1719 K pour $X_{H_2} = 10\%$, 20% et 40%, respectivement. La ZRC a des températures relativement basses, car elle ne contient que des mélanges frais. Pour le MBH ($X_{H_2} = 80\%$), la température maximale se localise également à la ZRE et elle atteint 1762 K. En outre, le bord de fuite de la ZRC est rempli par les gaz chauds brûlés en raison de l'élargissement de sa taille, comme nous avons vu dans la section précédente. De point de vue du gradient de la température, nous pouvons remarquer qu'il se rapproche à l'entrée de la CC lorsque la fraction de H₂ augmente. Ceci, favorise la stabilité de la flamme et la rendre plus compact. Pour un nombre de swirl élevé ($S_n = 1.05$), la température maximale est identifiée dans le MBH pour atteindre 1793 K. Celle-ci est supérieure aux températures maximales du MBH du cas de faible swirl, ce qui indique que l'augmentation de l'intensité de turbulence conduit à augmenter la température des gaz brûlés. Pour le MBP, la ZRC est rempli par un mélange frais et des gaz brûlés à la fois, contrairement au MBH où le ZRC contient uniquement des chauds gaz brûlés. Dans ce cas-là, le gradient de la température commence à partir de la zone de divergent, ce qui indique forcément la présence du retour de la flamme. Le flashback résulte de la haute vitesse négative apparue dans la ZRC causé par la fraction volumique élevée de H₂ et également l'intensité de swirl élevé. Ces deux effets conduisent à prolonger le bord d'attaque la ZRC vers l'amont, ce qui traîne la flamme à l'intérieur de tube de prémélange. Ces résultats indiquent les limites de stabilité des flammes prémélangées swirlées C₃H₈-air enrichies en H₂. Donc, nous constatons qu'une intervalle optimale de S_n et X_{H_2} doit être respecté pour avoir une stabilisation de flamme et éviter le flashback.

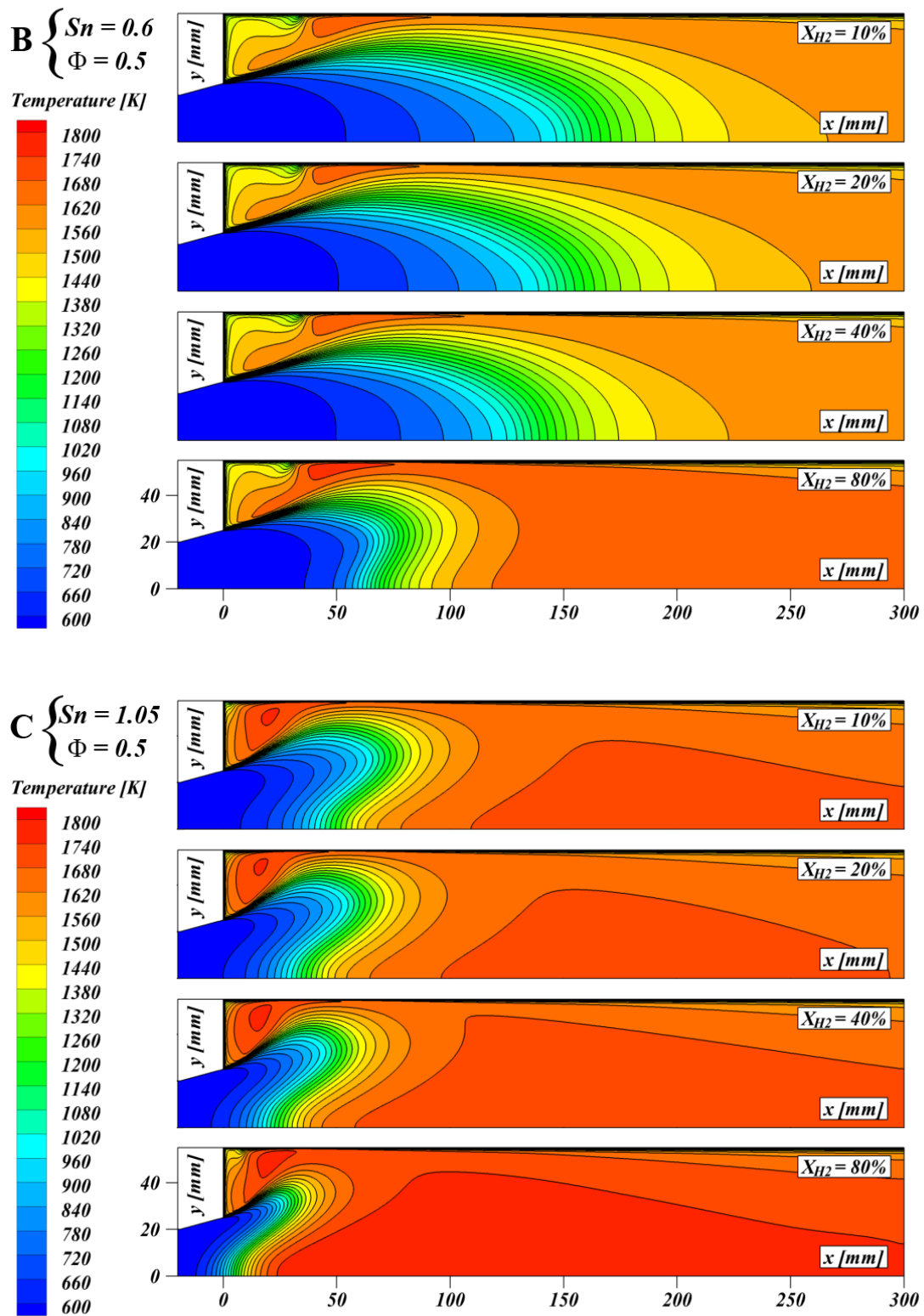


Figure 6.5 – Distribution de la température dans la CC pour $S_n = 0.6$ et 1.05 et différents X_{H_2} .

Pour plus de clarification sur les températures de combustion, nous proposons une analyse basée sur les profils de température sur l'axe du centre pour les cas B et C, comme le montre la figure 6.6. Dans les deux cas, il est clair que l'addition de H₂ augmente la température sur l'axe du centre. A $S_n = 0.6$, la combustion commence loin de l'élargissement brusque, et les températures maximales se localisent proche de la sortie de CC où $x \geq 250 \text{ mm}$ pour le MBP et à proximité du milieu de la CC $x \geq 150 \text{ mm}$ pour le MBH. Pour $S_n = 1.05$, la combustion est terminée au-delà de 90 mm pour le MBP et 30 mm pour le MBH, suivant l'axe du centre. A cette intensité de rotation, nous précisons que l'ajout d'hydrogène augmente la température maximale par 5.4% de $X_{H_2} = 10\%$ à $X_{H_2} = 80\%$. Une autre observation plus importante, pour $X_{H_2} = 80\%$ (MBH), le profil de température sur l'axe du centre commence à partir de 906 K à l'entrée CC au lieu de 573 K qui est la température d'entrée. Cela confirme que la flamme enrichi C₃H₈-air atteint ses limites et le phénomène de retour de flamme se produit dans le TP.

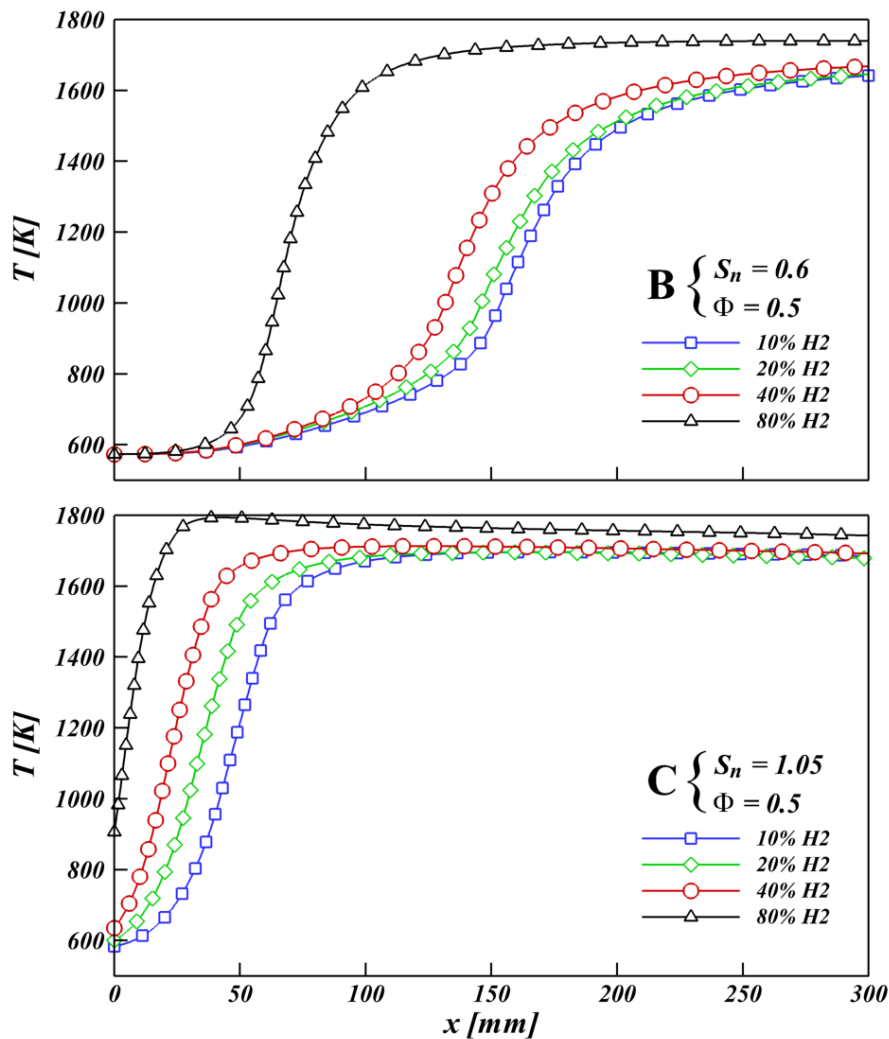


Figure 6.6 – Les profils de la température sur l'axe du centre pour les cas B et C.

6.6. Effets de l'ajout de H₂ et l'intensité de swirl sur la longueur de flamme

Dans cette section nous allons examiner l'influence de X_{H_2} et S_n sur la structure et la longueur de flamme. Nous rappelons ici que le propane est le carburant dominant par quantité massique pour tous les mélanges étudiés (MBP et MBH). Pour identifier la flamme (la zone de réaction) dans la CC, nous utilisons son taux moyen de réaction $C_3H_8 + 3.5O_2 \rightarrow 3CO + 4H_2O$, comme le montre la figure 6.7.

Cette figure présente la forme de la flamme et sa longueur (L_f) également avec les diverses fractions de H₂ et nombres de swirl dans les cas B et C à la richesse $\phi = 0.5$. Nous avons obtenu la longueur de flamme à partir d'une détection de la hauteur maximale atteinte par le gradient du taux de réaction du propane à travers la chambre. Pour tous les cas, la flamme est accrochée au bord de la section divergente de TP et il ne montre aucune tendance de décrochage³. A un faible nombre de swirl ($S_n = 0.6$), les résultats montrent que la flamme prend une forme de ballon pour le MBP. La longueur de flamme type-ballon il dépend de la fraction de H₂. Pour la teneur en hydrogène 10%, L_f atteint une valeur maximale de 180 mm. En augmentant la teneur jusqu'à 40%, L_f diminue par 16.6% pour atteindre 150 mm. Nous constatons dans ce cas-là que l'addition de H₂ affecte la longueur de flamme sans changer sa forme. Pour le MBH, la flamme devient plus fine et compacte, elle tend à prendre la forme de la lettre M. Cette quantité élevée de H₂ (80%) affecte fortement la forme et la longueur de flamme pour atteindre 85 mm. Pour un nombre de swirl élevé ($S_n = 1.05$), la flamme prend complètement la forme M (type-M) et elle est située à la ZRC pour toutes les fractions de H₂. Pour les teneurs du MBP $X_{H_2} = 10\%, 20\%$ et 40% , L_f diminue par 52.77%, 61.11% et 66.66%, respectivement par rapport au premier cas où $L_f = 180$ mm à $S_n = 0.6$ et $X_{H_2} = 10\%$. Pour la fraction de H₂ la plus élevée (80%), la flamme présente le comportement le plus compacte et le plus fin avec une longueur de 40 mm. Enfin, nous ajoutons une petite remarque sur les flammes trouvées, où on a observé qu'elles sont en contact avec les parois du CC pour le MBP et le contraire pour les flammes du MBH qui ne sont pas influencés par les parois.

³ Décrochage de flamme : « Flame lift-off » en anglais

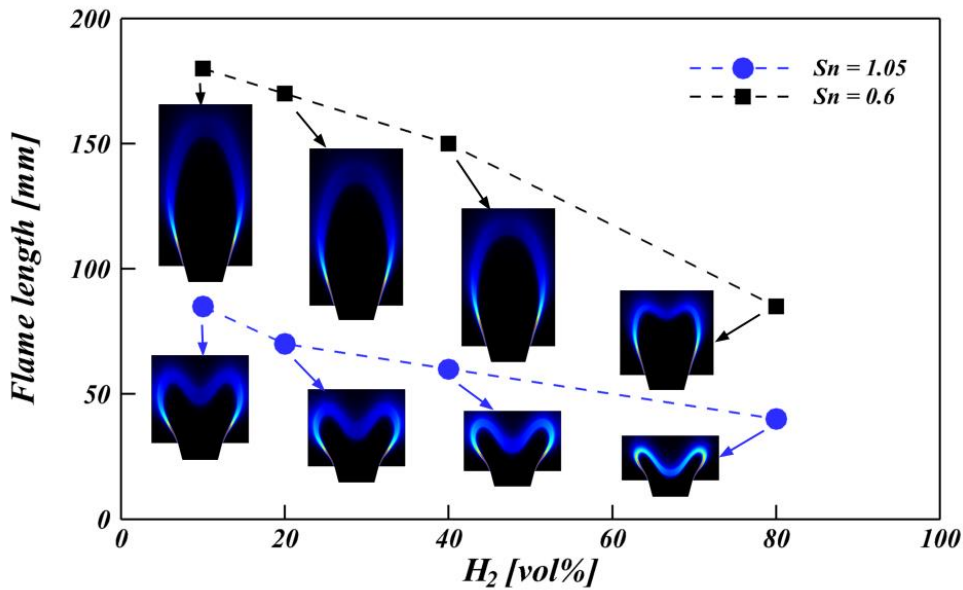


Figure 6.7 – La longueur et la forme de flamme avec différents X_{H_2} pour les cas B et C.

6.7. Effets de l'ajout de H₂ et l'intensité de swirl sur les taux des réactions

Dans cette section, les taux des réactions de C₃H₈ et H₂ sur l'axe du centre du brûleur sont étudiés en fonction de l'enrichissement en hydrogène et du nombre de swirl. L'objectif ici est d'enrichir la section précédente en ce qui concerne la combustion des mélanges MBP et MBH. Le taux de réaction moyen du propane $\bar{\omega}_{C_3H_8}$ et celui d'hydrogène $\bar{\omega}_{H_2}$ sur l'axe du centre sont montrés dans les figures 6.8(a) et 6.8(b), respectivement. Pour un nombre de swirl fixe (par exemple $S_n = 0.6$ dans la figure 6.8(a)), l'augmentation de la fraction de H₂ conduit à l'augmentation de la valeur maximale $\bar{\omega}_{C_3H_8}$. En effet, les pics ont augmenté de 4.4%, 20.25% et 62.1% pour les $X_{H_2} = 20\%$, 40% et 80%, respectivement par rapport à $X_{H_2} = 10\%$. Par ailleurs, lorsque la teneur en H₂ augmente, la position axiale de $\bar{\omega}_{C_3H_8}$ maximale se rapproche de plus en plus à l'entrée de la chambre. Nous résumons ici les maximas (ou les pics) du taux de réaction du propane qui se localisent à 173.23 mm, 165.62 mm, 148 mm et 73.67 mm pour les teneurs 10%, 20%, 40% et 80%, respectivement. Ceci signifie que la flamme devient plus compacte en augmentant X_{H_2} , ce qui confirme les résultats précédents (sections 6.5 et 6.6). A une fraction volumique fixe de H₂ (par exemple $X_{H_2} = 80\%$ dans les deux figures 6.8(a) et 6.8(b)), l'augmentation de l'intensité de swirl entraîne une forte croissance de $\bar{\omega}_{C_3H_8}$ et $\bar{\omega}_{H_2}$ à

la fois. Nous soulignons que $\bar{\omega}_{C_3H_8}$ augmente de $0.0561(kg\ mole/m^3s)$ à $S_n = 0.6$ vers $0.1288(kg\ mole/m^3s)$ à $S_n = 1.05$. Cette croissance est d'environ 56.44%, ce qui est une valeur significative atteint en augmentant juste l'intensité de rotation. A partir de ce résultat, nous confirmons ce qu'on a trouvé dans le chapitre 5 sur l'amélioration de la combustion par en augmentant S_n . En ce qui concerne le pic de $\bar{\omega}_{H_2}$, il est augmenté de 0.3303 à $S_n = 0.6$ vers $0.8804(kg\ mole/m^3s)$ à $S_n = 1.05$, soit une croissance de 62.48%. Comme conclusion, le nombre de swirl a un grand effet sur l'évolution du taux de réaction dans ces mélanges des carburants.

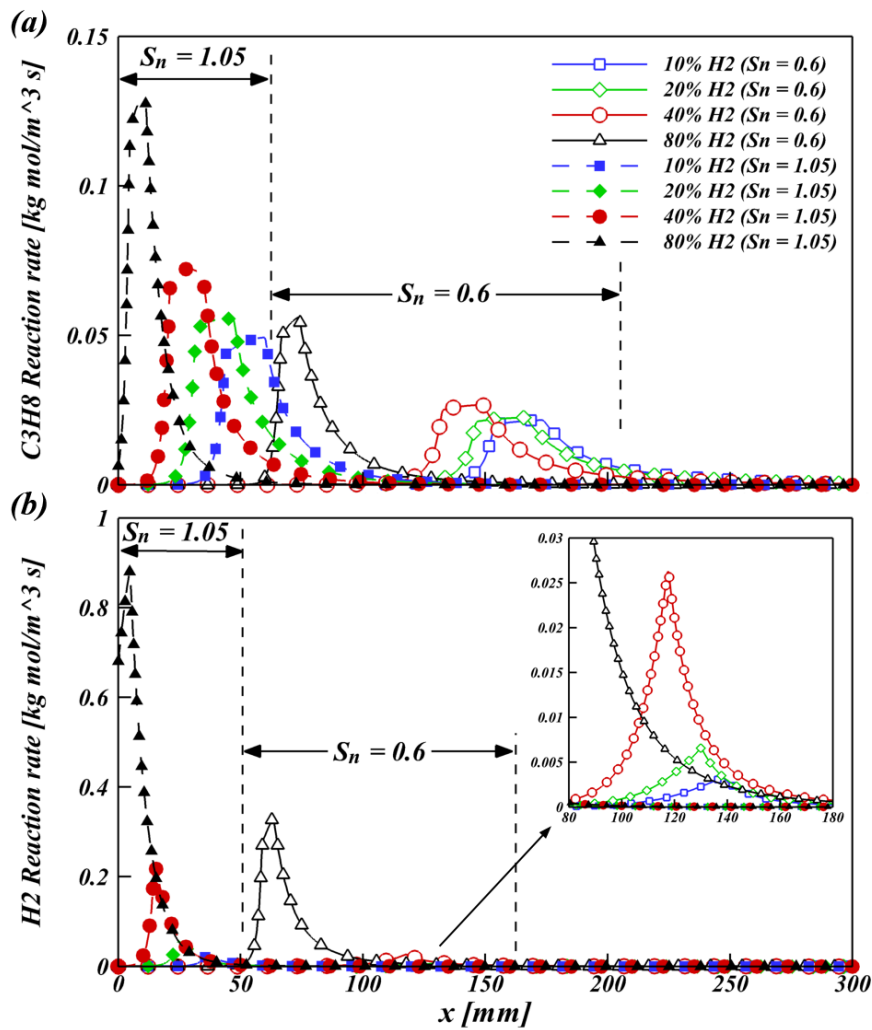


Figure 6.8 – Les profils de $\bar{\omega}_{C_3H_8}$ et $\bar{\omega}_{H_2}$ sur l'axe du centre du brûleur pour les cas B et C.

Nous proposons d'aller un peu plus loin dans cette analyse en discutant le flashback identifié déjà dans la section 6.5. Nous rappelons que la condition où nous avons trouvé ce phénomène est à $S_n = 1.05$ et $X_{H_2} = 80\%$. Dans la figure 6.8(a), il est clairement montré que le taux de réaction

du propane ne commence pas de 0 ($kg\ mole/m^3s$). En effet, il commence d'une valeur supérieure de 0.006 ($kg\ mole/m^3s$). Ceci indique qu'une petite fraction de propane interagit avec l'air pour démarrer peu tôt le processus de combustion précoce avant l'entrée de la CC. Dans la figure 6.8(b), le taux de réaction d'hydrogène prend une valeur très élevée de 0.68 ($kg\ mole/m^3s$) à la position $x = 0\ mm$, ce qui démontre que la pointe du front de flamme H₂ se localise avant l'entrée de la chambre. Donc, La combustion de H₂ commence tôt par rapport à la combustion de C₃H₈. D'après cette analyse, nous constatons que la teneur en H₂ élevée (80%) induit principalement le flashback et pas le nombre de swirl élevé 1.05. Nous pouvons prouver ça en regardant les autres fraction d'hydrogène à chaque intensité de swirl. On trouve que la combustion commence toujours dans la chambre de combustion où $x > 0$.

6.8. Effets de l'ajout de H₂ et l'intensité de swirl sur les espèces

Dans cette section, nous caractériserons le développement des espèces de combustion à chaque enrichissement via leur croissance ou la décroissance pour les deux nombres de swirl. L'évolution des profils de O₂ et CO₂ sur l'axe du centre à travers la chambre est présentée sur le figure 6.9. La première figure 6.9(a) représente le cas B où $S_n = 0.6$ et $\phi = 0.5$ et la deuxième 6.9(b) représente le cas B où $S_n = 1.05$ et $\phi = 0.5$. Tout d'abord nous regardons la production de CO₂ dans le cas B. Pour le MBP, les profils montrent une tendance de croissance de l'entrée à la sortie de la chambre de combustion. Pour le MBH, le profil de CO₂ présente une croissance de l'entrée de la CC jusqu'à la position $x = 150\ mm$, et au-delà il reste constant jusqu'à la sortie de la chambre. Ce différent comportement de profils CO₂ entre le MBP et le MBH indique la différence de la structure interne de la flamme pour chaque type de mélange. Donc, l'ajout de H₂ a une influence importante sur la structure interne de la flamme. Pour le cas C, les profils CO₂ restent pratiquement constants après une augmentation avant d'atteindre leurs productions maximales d'environ 150 mm pour $X_{H_2} = 10\%$ et 20%, 110 mm pour $X_{H_2} = 40\%$ et 50 mm pour $X_{H_2} = 80\%$. Si nous prenons le dernier cas de la teneur la plus élevée pour prolonger un peu la discussion. La position de 50 mm qui correspond à son maxima de production de CO₂ est en bonne concordance avec sa longueur de flamme $L_f = 40\ mm$ (section 6.6). Ceci réaffirme la forme compacte et courte de la flamme à cette condition. Par ailleurs, nous citons ici un autre avantage de l'enrichissement par hydrogène, qui est la diminution du taux de CO₂ émis à la sortie de la CC lors de l'augmentation de H₂. Nous intéressons maintenant à la consommation de O₂. Les résultats montrent que l'addition de H₂ affecte la décroissance de

O₂ pour les deux nombres de swirl. L'augmentation de la teneur en H₂ conduit à l'augmentation de consommation de O₂ qui commence en retard pour l'intensité de swirl faible et commence tôt pour l'intensité de swirl élevé. Il est important de noter que, pour la condition de flashback ($S_n = 1.05$ et $X_{H_2} = 80\%$) et à la position $x = 0$ mm, la valeur de la production de CO₂ est de 0.0074 et la valeur de la consommation de O₂ est de 0.201.

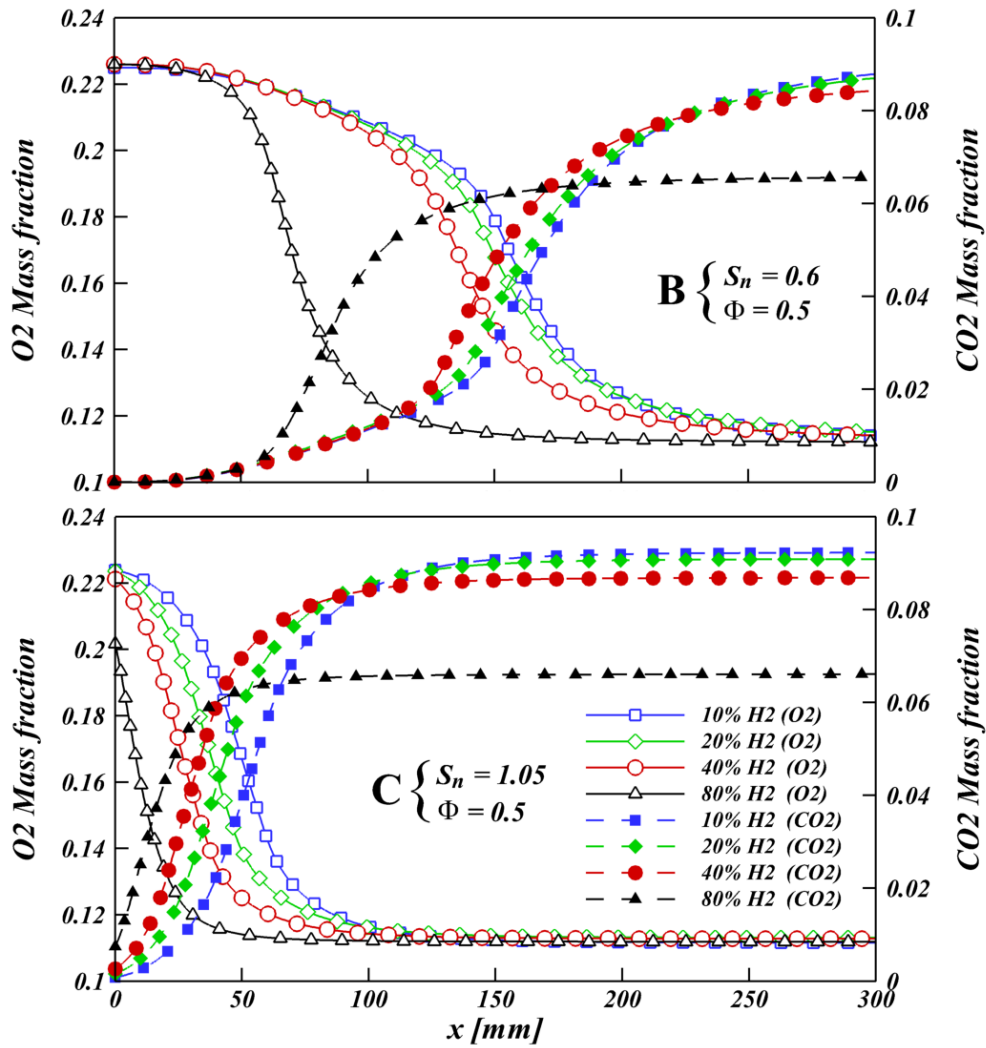


Figure 6.9 – Les profils de CO₂ et O₂ sur l'axe du centre du brûleur pour les cas B et C.

6.9. Effets de l'ajout de H₂ et l'intensité de swirl sur les émissions CO

Dans cette dernière section, nous intéressons par les émissions de CO qui représentent une propriété importante de la flamme prémélangées. Dans la Figure 6.10, les émissions de CO (en ppm) à la sortie de la CC sont tracées pour les huit calculs étudiés. Les résultats montrent que les émissions de CO diffèrent fortement d'une certaine intensité de rotation à une autre. Nous pouvons observer que les émissions de CO ont des valeurs très élevées pour le MBP à faible nombre de swirl $S_n = 0.6$. Elles atteignent 900, 579 et 445 ppm pour $X_{H_2} = 10\%$, 20% et 40%, respectivement. Comme on le sait, la production de CO est très élevée dans la zone de réaction. Par conséquent, la zone de réaction est située près de la sortie de la CC dans les flammes type-Ballon, comme nous avons discuté précédemment dans la section 6.6. Ceci conduit aux valeurs élevées pour le MBP. Pour le MBH et à la même intensité de swirl, les émissions de CO sont réduites de 80.22% pour atteindre 178 ppm en comparant par la première valeur (900 ppm de $X_{H_2} = 10\%$). Dans ce cas-là, la zone de réaction est loin de la sortie de la chambre. Pour le nombre de swirl élevé ($S_n = 1.05$), les émissions de CO sont nettement diminuées. Elles prennent les valeurs 11, 7, 3.5 et 0.6 ppm pour $X_{H_2} = 10\%$, 20%, 40% et 80%, respectivement. Cela est dû au comportement compacte de la zone de réaction (flammes type-M) pour les MBP et MBH. Enfin, nous concluons que l'augmentation de X_{H_2} et de S_n favorise une réduction significative pour les émissions de CO.

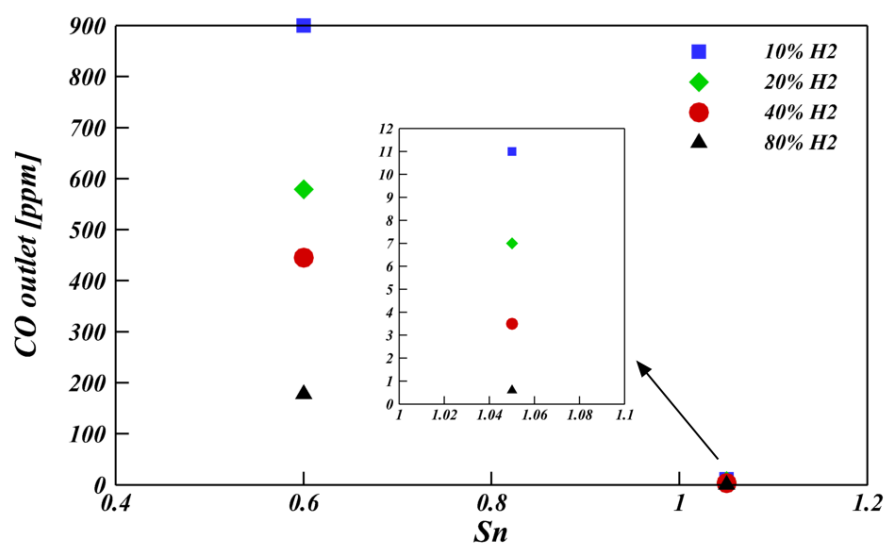


Figure 6.10 – Les émissions CO à la sortie de chambre pour différents X_{H_2} et S_n .

6.10. Conclusion

Les résultats numériques qui alimentent ce chapitre permettent principalement d'avoir des réponses aux questions sur l'élargissement de la limite d'inflammabilité, la stabilité, les émissions polluantes et le comportement des flammes prémélangées swirlées C_3H_8/H_2 -air. Les principaux résultats sont détaillés dans les points suivants :

- L'impact de la diffusion différentielle sur la précision de calcul est mis en évidence par une comparaison entre deux simulations où la DD est considérée dans la première et ignoré dans la deuxième. Nous avons trouvé que pour le MBP, la DD a une faible influence sur la précision des prédictions. Mais pour le MBH, la DD a une influence considérable sur l'exactitude et la prédiction des profils de la température et les fractions massiques de H_2 . Par ailleurs, la diffusion moléculaire donc doit toujours être pris en compte.
- L'effet de l'addition H_2 sur les limites de la stabilité de flamme C_3H_8 -air est examiné à une richesse ultra-pauvre $\phi = 0.3$, un nombre de swirl faible $S_n = 0.6$ et différents teneurs en H_2 . On a constaté que la teneur en H_2 la plus petite (10%) est suffisante pour enflammer le mélange et atteindre une température maximale de 1285 K malgré la très faible richesse du mélange.
- L'étude de les effets de S_n et H_2 sur la structure de l'écoulement a été faite avec une richesse $\phi = 0.5$ qui appartient à la plage de fonctionnement des turbines à gaz. Nous avons observé que la ZRE et la ZRC sont toujours présentes dans l'écoulement. En plus, lorsque le nombre de swirl augmente, la taille de la ZRE diminue. L'ajout de H_2 mène à l'augmentation de la vitesse axiale au sein des deux zones de recirculation.
- Concernant l'étude de les effets de S_n et H_2 sur la température de combustion, les résultats montre que à $S_n = 0.6$ et pour le MBP, la température maximale se localise dans la ZRE. En revanche, à $S_n = 1.05$ la température maximale se localise dans la ZRC elle atteint 1793 K à $X_{H_2} = 80\%$.

- Les effets de l'addition de H₂ et l'intensité de swirl sur la structure et la longueur de flamme ont été examinés par les cartes du taux de réaction moyen du propane. Les calculs du taux de réaction pour différents X_{H_2} et S_n révèlent deux types de flammes, le premier est type-Ballon et le deuxième est type-M. A une intensité de swirl fixe, nous avons trouvé la flamme la plus fine et compacte dans le mélange basé sur l'hydrogène (MBH). Par ailleurs, à une fraction de H₂ fixe, la croissance du swirl résulte d'une augmentation élevée des taux des réactions de H₂ et C₃H₈.
- L'évolution des espèces (CO₂, O₂ et CO) étudiée pour différents de S_n et X_{H_2} . Les résultats nous ont montré qu'avec une augmentation de la teneur en H₂, la production de CO₂ diminue et la consommation de O₂ augmente. Les résultats montrent aussi que l'augmentation de S_n réduit significativement les émissions de CO.

Conclusions et perspectives

Ce travail de recherche visait à améliorer la connaissance et la compréhension des phénomènes mis en jeu dans des flammes turbulentes prémélangées swirlées de propane-aie enrichies par hydrogène. L'objectif premier était de caractériser numériquement les effets de paramètres globaux tels que, l'intensité de swirl (S_n), la richesse (ϕ) et la teneur en H_2 dans de carburant (X_{H_2}) sur la stabilité de la flamme, le comportement dynamique de l'écoulement et les émissions polluantes.

L'état de l'art est effectué dans la première partie dévoile la complexité des phénomènes liées aux flammes turbulentes prémélangées swirlées enrichies par hydrogène. Dans un premier temps, nous avons choisi d'aborder succinctement les aspects théoriques liés au flammes prémélangées (en régime laminaire et turbulent). Après, nous avons découpé les aspects dynamiques à partir des aspects thermodynamiques et chimiques et on a parcouru la littérature dans ces deux sens. En non réactif, les écoulements swirlés se comportent en fonction des conditions amont/aval, la nature du fluide, et la géométrie génératrice de l'écoulement. Ils sont le siège de phénomènes complexes et d'instabilités diverses. En particulier, ces phénomènes font l'objet de recherches toujours d'actualité. Ceux-ci, comme l'éclatement tourbillonnaire, les couches de cisaillement et l'entraînement du jet swirlé. En réactif, ces phénomènes peuvent être couplés avec la flamme turbulente prémélangée. Pour cela, nous avons souhaité examiner attentivement un nombre restreint de travaux dans le but de saisir les aspects essentiels des flammes stabilisées par swirl et en particulier enrichies par hydrogène. L'intérêt derrière ça, est d'enrichir le nombre limité d'études qui portent sur l'enrichissement en H_2 des flammes turbulentes prémélangées swirlées.

L'outil numérique utilisé pour assurer l'objectif de ce travail est un logiciel commercial de conçu à la CFD, ANSYS-Fluent. Avant de simuler les scénarios des effets de swirl et de H_2 , nous avons d'abord abordé la méthodologie de simulation de la combustion turbulente

prémélangées. En particulier, nous avons présenté les modèles de turbulence et de l'interaction chimie-turbulence utilisés dans cette thèse. Toutes les équations ont été exposées, détaillées et discutées clairement. Les avantages et les inconvénients de chaque modèle ont été abordés.

Pour mener à bien cette thèse, nous avons choisi un brûleur expérimental qui répond parfaitement aux critères de notre étude. Le brûleur utilisé est un brûleur cylindrique à swirler axial avec un tube de prémélange. Ce brûleur n'ayant pas fait l'objet de simulations numériques auparavant, il nous est apparu indispensable de mener des caractérisations détaillées des flammes prémélangées swirlées issues de ce brûleur.

Dans un premier temps, nous avons examiné des aspects numériques portés sur cette configuration. L'objectif était de déterminer le maillage et les modèles de turbulence qui correspondaient aux cas de flammes swirlées. Nous avons testé trois maillages et trois modèles de turbulence. Il a été montré qu'un maillage suffisamment fin de 202 380 éléments avec le modèle $k - \epsilon$ Realizable, donne des prédictions adéquates en comparant avec l'expérimental.

Une fois ces aspects numériques définies, la stabilité de la flamme et la dynamique de l'écoulement ont été étudiées pour une large gamme de nombres de swirl. Il en ressort que la zone de recirculation centrale (ZRC) générée par le swirl, permet de stabiliser la flamme au près du centre de la chambre. Le swirl faible mène à un jet axial et une flamme longue dont la température de combustion est faible. À l'inverse, l'augmentation du nombre de swirl entraîne une flamme plus courte et des températures élevées. Dans une limite de swirl élevée, la ZRC se propage vers l'amont et l'aval et provoque le phénomène de flashback. À cette condition, la flamme se comporte différemment et elle devient très fine et conique.

Pour essayer de comprendre les caractéristiques globales des flammes prémélangées swirlées enrichies en H_2 , nous avons examiné une large gamme de teneurs en hydrogène, deux richesses et deux nombres de swirl. Tout d'abord, pour caractériser l'impact de l'ajout de H_2 , nous avons testé une richesse ultra-pauvre qui appartient à la zone d'extinction. Nous avons observé que la présence d'une très petite fraction volumique de H_2 dans le mélange de carburant est suffisante pour élargir le diagramme de stabilité du brûleur. Par la suite, une problématique numérique se pose toujours dans ce type de mélange (C_nH_m/H_2 -air), est la diffusion différentielle (ou moléculaire). Celle-ci a été bien traitée dans notre travail, via des simulations sans et avec les

effets la diffusion différentielle (DD). Il a été montré que la DD a une influence considérable sur l'exactitude et la prédiction des calculs. Par ailleurs, elle doit toujours être prise en compte. L'étude des effets de S_n et de X_{H_2} a été menée sur plusieurs paramètres de l'écoulement et la flamme à la fois. À partir de cette étude, nous avons montré que l'augmentation de la teneur en H_2 augmente : la température de combustion, les vitesses de l'écoulement, réduit la longueur de flamme, influe la forme de la flamme et diminue les émissions de CO et CO_2 .

Les perspectives de ce travail sont multiples.

Il serait intéressant de caractériser l'effet de l'addition de O_2 , CO et/ou CO_2 (demande un sacré temps de calcul équivalent à celui de notre thèse) sur le comportement de la flamme et la dynamique de l'écoulement.

Des simulations en DES (Detached Eddy Simulation) ou LES (Large Eddy Simulation) permettraient d'analyser les phénomènes instationnaires et tridimensionnels manifestés dans la chambre de combustion en non réactif et réactif.

Une étude supplémentaire soit numérique ou expérimentale en jouant sur la configuration du swirler ou le brûleur même. Elle permet d'optimiser leurs caractérisations géométriques afin d'élargir le domaine d'opérabilité de la flamme au sein de la nouvelle configuration.

Finalement, cette thèse a permis d'approfondir la connaissance des flammes turbulentes prémélangées swirlées de C_3H_8 -air enrichi en H_2 . Elle a permis d'apporter de nombreuses données tant sur la dynamique de l'écoulement swirlé et les caractéristiques des flammes pour différents nombres de swirl, de richesses et de teneurs en hydrogène.

Annexes

A. Démonstration de l'équation du nombre de swirl

Nous proposons dans cette annexe de redémontrer le lien entre pression statique et vitesse azimuthale dans l'équation (2.4) en spécifiant les hypothèses adoptées et les conditions aux limites.

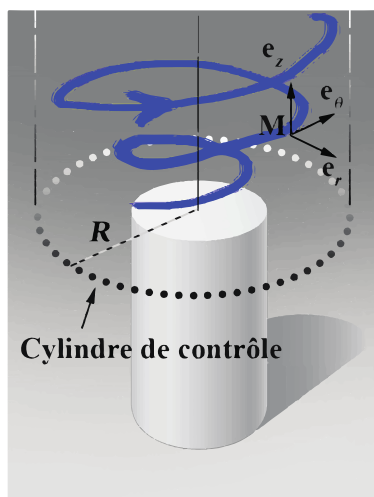


Figure A – Trajectoire fictive (en bleu) d'un écoulement swirlé dans un repère cylindrique à la sortie d'un tube.

Nous définissons un cylindre de contrôle de rayon R et de hauteur suffisamment grande pour contenir tout le jet (Figure A). Nous faisons ici l'hypothèse que les approximations de la couche limite sont valides pour le jet swirlé ce qui signifie notamment que les variations des grandeurs moyennes dans l'axe du jet sont négligeables face aux variations suivant la direction transverse au jet (*i.e.* $\partial/\partial z \ll \partial/\partial r$). Par conséquent, l'équation de continuité (A.1) et l'équation de Navier-Stokes moyennées (A.2, A.3 et A.4), en coordonnées cylindriques, d'un jet turbulent axisymétrique, incompressible, stationnaire, en négligeant les termes de viscosité moléculaire face aux termes de tension turbulente, deviennent :

$$\frac{\partial r v_z}{\partial z} + \frac{\partial r v_r}{\partial r} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$-\frac{v_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \overline{v_r'^2}}{\partial r} - \frac{\overline{v_r'^2}}{r} + \frac{\overline{v_\theta'^2}}{r} \quad (\text{A.2})$$

$$v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_r v_\theta}{r} = -\frac{\partial \overline{v'_r v'_\theta}}{\partial r} - \frac{2\overline{v'_r v'_\theta}}{r} \quad (\text{A.3})$$

$$v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \overline{v'_z v'_r}}{\partial r} - \frac{\partial \overline{v_z'^2}}{\partial z} - \frac{\overline{v'_z v'_r}}{r} \quad (\text{A.4})$$

La forme conservative du membre de gauche de la projection de l'équation de Navier-Sokes suivant z est utilisée:

$$v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} = \frac{\partial v_r v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_z^2}{\partial z} + \frac{v_r v_z}{r} \quad (\text{A.5})$$

En injectant la forme conservative dans l'équation A.4 puis en la multipliant par r suivie d'une intégration sur un disque \mathbf{A} de centre l'axe z et de rayon \mathbf{R} , nous obtenons :

$$\iint_A \left[r \frac{\partial v_r v_z}{\partial r} + r \frac{\partial v_z^2}{\partial z} + v_r v_z \right] dr d\theta = \iint_A \left[-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} r - \frac{\partial \overline{v'_z v'_r}}{\partial r} r - \frac{\partial \overline{v_z'^2}}{\partial z} r - \overline{v'_z v'_r} \right] dr d\theta \quad (\text{A.6})$$

Par invariance suivant θ et après réarrangement des termes nous écrivons :

$$\frac{d}{dz} \int_0^R \left[v_z^2 + \overline{v_z'^2} + \frac{1}{\rho} p \right] r dr = \int_0^R \left[\underbrace{-r \frac{\partial v_r v_z}{\partial r}}_{-\frac{\partial r v_r v_z}{\partial r}} - \underbrace{v_r v_z - \frac{\partial \overline{v'_z v'_r}}{\partial r} r - \overline{v'_z v'_r}}_{-\frac{\partial r \overline{v'_z v'_r}}{\partial r}} \right] dr \quad (\text{A.7})$$

L'intégration du membre de droite requiert de préciser les conditions aux limites du cylindre de contrôle :

$$\frac{d}{dz} \int_0^R \left[v_z^2 + \overline{v_z'^2} + \frac{1}{\rho} (p - p_\infty) \right] r dr = - \left[r v_r v_z + r \overline{v'_z v'_r} \right]_0^R \quad (\text{A.8})$$

$$\text{où } v_r(R) = v_z(R) = v'_r(R) = v'_z(R) = 0$$

Sous ces conditions, nous venons aussi de montrer la conservation du flux de quantité de mouvement axial suivant z (Équation A.8).

Puisque nous cherchons à remplacer la différence de pression statique $p - p_\infty$ par une fonction de la vitesse azimutale v_θ , nous utilisons la projection radiale de l'équation de Navier-Stokes (Équation A.1). En la multipliant par r^2 suivie d'une intégration sur un disque A de centre l'axe z et de rayon R , nous obtenons :

$$\iint_A -rv_\theta^2 dr d\theta = \iint_A \left[-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} r^2 - \frac{\partial \overline{v_r'^2}}{\partial r} r^2 - \overline{v_z'^2} r + \overline{v_\theta'^2} r \right] dr d\theta \quad (1)$$

Par invariance suivant θ et après réarrangement des termes nous écrivons :

$$\int_0^R \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial (p - p_\infty)}{\partial r} + \frac{\partial \overline{v_r'^2}}{\partial r} \right] r^2 dr = \int_0^R (v_\theta^2 + \overline{v_\theta'^2} - \overline{v_z'^2}) r dr \quad (A.10)$$

Nous intégrons par parties le membre de gauche de l'équation A.10, nous obtenons avec les conditions aux limites suivantes :

$$\underbrace{\left[\left(\frac{1}{\rho} (p - p_\infty) + \overline{v_r'^2} \right) r^2 \right]_0^R}_0 - \int_0^R \left[\frac{1}{\rho} (p - p_\infty) + \overline{v_r'^2} \right] 2r dr = \int_0^R (v_\theta^2 + \overline{v_\theta'^2} - \overline{v_z'^2}) r dr \quad (A.11)$$

$$\text{où } p(R) = p_\infty \quad \text{et} \quad \overline{v_r'^2}(R) = 0$$

Nous faisons l'hypothèse suivante, afin de simplifier l'équation A.11 :

$$\frac{\overline{v_\theta'^2} - \overline{v_z'^2}}{2} - \overline{v_r'^2} \ll \frac{v_\theta^2}{2} \quad (A.12)$$

Nous montrons ainsi que la composante de vitesse azimutale v_θ réduit la pression dans le jet et participe à la diminution du flux de quantité de mouvement axiale qui entraîne une augmentation du nombre de swirl S_n lorsque v_θ augmente :

$$G_z = \int_0^R \left[\rho v_z^2 - \frac{1}{2} v_\theta^2 \right] r dr \quad (A.13)$$

B. Traitement de paroi amélioré

Le traitement de paroi amélioré est une méthode de modélisation proche paroi (loi de paroi) qui combine le modèle à deux-couches (pour Two-layer model) avec les fonctions de paroi améliorées (pour Enhanced wall functions). Si le maillage proche de la paroi est assez fin pour pouvoir résoudre la sous-couche laminaire, le traitement de la paroi améliorée sera identique au modèle zonal traditionnel « deux-couches ». Cependant, la restriction selon laquelle le maillage de la quasi-paroi doit être suffisamment fin partout pourrait imposer un grand effort de calcul.

L'approche à deux-couches est utilisée pour spécifier à la fois ε et la viscosité turbulente dans les cellules proches de la paroi. La viscosité turbulente μ_t est calculée comme suit :

$$\mu_t = \rho C_\mu l_\mu \sqrt{k} \quad (\text{B.1})$$

où l_μ est l'échelle de longueur calculé à partir de Chen et Patel.

La dissipation ε est calculée comme suit :

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\mu} \quad (\text{B.2})$$

où k est l'énergie cinétique.

Références bibliographiques

- [1] S L Plee et A M Mellor. (1978) Review of Flashback Reported in Prevaporizing/Premixing Combustors. *Combust. Flame.*, 32 : 193–203.
- [2] S Candel. (2002) Combustion dynamics and control: progress and challenges. *Proc. Combust. Inst.*, 29 : 1–28.
- [3] S Roux, G Lartiguea, T Poinso, U Meier, C Bérat. (2005) Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis, and large eddy simulations. *Combust. Flame.*, 141: 40–54.
- [4] F Flemming, C Olbricht, B Wegner, A Sadiki, J Janicka, F Bake, U Michel, B Lehmann, I Rohle. (2005) Analysis of Unsteady Motion with Respect to Noise Sources in a Gas Turbine Combustor Isothermal Flow Case. *Flow. Turbul. Combust.*, 75: 3–27.
- [5] D Dineen, M Howley, M Holland. (2014) Energy in Transport. Rapport de SEAI.
- [6] Statistiques de : l'Agence internationale de l'énergie. (2015) Share of total primary energy supply in Algeria 2013. Web: <http://www.iea.org/statistics/>
- [7] Statistiques de : Air Transport Action Group. (2010) Fuel efficiency gains since the modern jet age. Web: <http://aviationbenefits.org/environmental-efficiency>
- [8] P M Anacleto, E C Fernandes, M V Heitor, S I Shtork. (2003) Swirl flow structure and flame characteristic in a model lean premixed combustor. *Combust. Sci. Technol.*, 175 : 1369–1388.
- [9] S R Turns. (2000) An introduction to combustion: Concepts and applications. McGraw-Hill.
- [10] P J Coelho et N Peters (2001) Numerical simulation of a mild combustion burner. *Combust. Flame.*, 124 : 503–518.
- [11] M Berga, E. Magnus Johanssonb, S G. Järås. (2000) Catalytic combustion of low heating value gas mixtures comparison between laboratory and pilot scale tests. *Catal. Today.*, 59 : 117–130.
- [12] N Peters. (2000) Turbulent Combustion. Cambridge University Press.
- [13] T Poinso et D Veynante. (2005) Theoretical and Numerical Combustion. Edwards.
- [14] E Mallard, H Le Chatelier. (1883) Recherches expérimentales et théoriques sur la combustion des mélanges gazeux explosifs. *Ann. Mines Ser.*, 8 :274–568.
- [15] D B Spalding. (1955) Some fundamentals of combustion. London.
- [16] G Damköhler, Z J Elektrochem. (1940) Jahrbuch der deutschen Luftfahrt-forschung., 46: 601–626.
- [17] A H Lefebvre. (1995) The role of fuel preparation in low-emission combustion. *J. Eng. Gas. Turb. Power.*, 117 :617–654.

- [18] G G De Soete. (1989) Mécanismes de formation et de destruction des oxydes d'azote dans la combustion. *ev. Gen. Therm.*, 21 :330–331.
- [19] J W Bozzelli et A M Dean. (1995) O + NNH A possible new route for NOX formation in flames. *Int. J. Chem. Kinet.*, 27 :1097–1109.
- [20] Y Zeldovich, D Frank-Kamenetskii, P Sadovnikov. (1947) Oxidation of Nitrogen in Combustion. Publ. House of the Acad of Sciences of USSR.
- [21] C P Fenimore. (1971) Formation of nitric oxide in premixed hydrocarbon flames. *Symp. (Int.) Combust.*, 13 :373–80.
- [22] R Weber, F Boysant, J Swithenbank, P A Roberts. (1986) Computations of near field aerodynamics of swirling expanding flows. *Symp. (Int.) Combust.*, 21: 1435–1443.
- [23] A K Gupta, D G Lilley, N Syred. (1984) Swirl flows. Abacus Press.
- [24] G J Nathan, S J Hill, R E Luxton. (1998) An axisymmetric 'fluidic' nozzle to generate jet precession. *J. Fluid. Mech.*, 370: 347–80.
- [25] M Ben-Yeoshua. (1993) Coaxial jets with swirl. PhD Thesis, The University of Arizona.
- [26] P Basu, C Kefa, L Jestin. (2000) Boilers and Burners: Design and Theory. Springer New York.
- [27] V M Rodriguez-Martinez, J R Dawson, N Syred, T O'Doherty. (2003) The effect of expansion plane geometry on fluid dynamics under combustion instability in a swirl combustor. 42nd aerospace science meeting and exhibit. AIAA paper 2003-0116, Reno. Nevada.
- [28] N Syred. (2006) A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems. *Prog. Energ. Combust. Sci.*, 32: 93–161.
- [29] S Leibovich. (1978) Structure of vortex breakdown. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 10: 221–46.
- [30] M G Hall. (1972) Vortex Breakdown. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 4:195–218.
- [31] O Lucca-Negro, T O'Doherty. (2001) Vortex breakdown: a review. *Prog. Energ. Combust. Sci.*, 27: 431–481.
- [32] N A Chigier, J M Beer. (1964) Velocity and static pressure distributions in swirling air jets issuing from annular and divergent nozzles. *Trans. ASME. J. Basic. Eng.*, 86: 788–96.
- [33] T Karimipناه. (1996) Turbulent jets in confined spaces. Application in mixing ventilation Experimental and Numerical Studies. PhD Thesis, Royal institute of technology center for built environment.
- [34] N A Chigier. (1972) Gasdynamics of swirling flow in combustion systems. *Astronautica Acta.*, 17: 387–95.
- [35] Y Sommerer, D Galley, T Poinso, S Ducruix, F Lacas, D Veynante. (2004) Large eddy simulation and experimental study of flashback and blow-off in a lean partially premixed swirled burner. *J. Turbul.*, 5: N037.
- [36] H J Sheen, W J Chen, S Y Jeng. (1996) Recirculation zones of unconfined and confined annular swirling jets. *AIAA J.*, 34: 572–9.

- [37] M Vanierschot, E Van Den Bulck. (2007) Influence of the nozzle geometry on the hysteresis of annular swirling jets. *Combust. Sci. Technol.*, 179:1451–66.
- [38] J M Beér. (1965) On the Stability and Combustion of Pressure-Jet Oil Flames. *Combust.*, 37: 27–34.
- [39] J M Tsao et C A Lin. (1999) Reynolds stress modelling of jet and swirl interaction inside a gas turbine combustor. *Int. J. Numer. Methods Fluids.*, 29: 451–464.
- [40] C Stone et S Menon. (2002) Swirl control of combustion instabilities in a gas turbine combustor, *Proc. Combust. Inst.*, 29: 155–160.
- [41] M R Mafra, F L Fassani, E F Zanoelo, W A Bizzo. (2010) Influence of swirl number and fuel equivalence ratio on NO emission in an experimental LPG-fired chamber, *Appl. Therm. Eng.*, 30: 928–934.
- [42] Y Huang et V Yang. (2005) Effect of swirl on combustion dynamics in a lean-premixed swirl-stabilized combustor. *Proc. Combust. Inst.*, 30: 1775–1782.
- [43] M B Linck et A K Gupta. (2009) Twin-Fluid Atomization and Novel Lifted Swirl-Stabilized Spray Flames. *J. Propul. Power.*, 25: 344–357.
- [44] I Yılmaz. (2013) Effect of Swirl Number on Combustion Characteristics in a Natural Gas Diffusion Flame. *J. Energ. Resour.*, 135: 042204.
- [45] H S Zhen, C S Cheung, C W Leung, Y S Choy. (2012) Effects of hydrogen concentration on the emission and heat transfer of a premixed LPG-hydrogen flame. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 37: 6097–6105.
- [46] I Wu, N Kobayashi, Z Li, Huang H. (2016) Experimental study on the effects of hydrogen addition on the emission and heat transfer characteristics of laminar methane diffusion flames with oxygen-enriched air. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 41: 2023–2036.
- [47] T Boushaki, Y Dhué, L Selle, B Ferret, T Poinot. (2012) Effects of hydrogen and steam addition on laminar burning velocity of methane-air premixed flame: Experimental and numerical analysis. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 37: 9412–9422.
- [48] E H P Francisco, P T G Clinton, L G Omer. (2014) Large-eddy simulation of lean hydrogen methane turbulent premixed flames in the methane dominated regime. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 39: 7147–7157.
- [49] J L Gauducheau, B Denet, G Searby. (1998) A Numerical Study of Lean CH₄/H₂/Air Premixed Flames at High Pressure. *Combust. Sci. Technol.*, 137: 81–99.
- [50] G Hongsheng, J S Gregory, L Fengshan, J Yiguang, L G Omer. (2005) The effect of hydrogen addition on flammability limit and NO_x emission in ultra-lean counterflow CH₄/air premixed flames. *Proc. Combust. Inst.*, 30: 303–311.
- [51] B Yan, B Li, E Baudoin, C Liu, Z W Sun, Z S Li, X S Bai, M Aldén, G Chen, M S Mansour. (2010) Structures and stabilization of low calorific value gas turbulent partially premixed flames in a conical burner. *Exp. Therm. Fluid. Sci.*, 34: 412–419.
- [52] F G Ahmed, A Anuradha, P Sungbae, C S Ziaieh. (2005) Stability and emissions control using air injection and H₂ addition in premixed combustion. *Proc. Combust. Inst.*, 30: 1765–1773.

- [53] J R Geir, Z Klaus, S Øyvind, F Morten, E H Johan. (2002) A comparison of low-NO_x burners for combustion of methane and hydrogen mixtures. *Proc. Combust. Inst.*, 29: 1123–1129.
- [54] R W Schefer, D M Wicksall, A K Agrawal. (2002) Combustion of hydrogen-enriched methane in a lean premixed swirl-stabilized burner. *Proc. Combust. Inst.*, 29: 843–851.
- [55] S J Gregory, S Roxanne, M P Joseph, M B Christopher, T K Kenneth. (2003) Influence of H₂ on the response of lean premixed CH₄ flames to high strained flows. *Combust. Flame.*, 132: 503–511.
- [56] RW Schefer. (2003) Hydrogen enrichment for improved lean flame stability. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 28: 1131–1141.
- [57] D Ashoke, A Sumanta. (2012) Dynamics of upstream flame propagation in a hydrogen-enriched premixed flame. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 37: 17294–17309.
- [58] M Emadi, D Karkow, T Salameh, A Gohil, A Ratner. (2012) Flame structure changes resulting from hydrogen-enrichment and pressurization for low-swirl premixed methane air flames. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 37: 10397–10404.
- [59] N Syred, M Abdulsada, A Griffiths, T O’Doherty, P Bowen. (2012) The effect of hydrogen containing fuel blends upon flashback in swirl burners. *Appl. Energ.*, 89: 106–110.
- [60] H S Kim, V K Arghode, A K Gupta. (2009) Flame characteristics of hydrogen-enriched methane–air premixed swirling flames. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 34: 1063–1073.
- [61] H S Kim, V K Arghode, M B Linck, A K Gupta. (2009) Hydrogen addition effects in a confined swirl-stabilized methane-air flame. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 34: 1054–1062.
- [62] F A Williams. (1985) *Combustion theory*. Benjamin Cummings. CA.
- [63] K K Kuo. (1986) *Principles of Combustion*. John Wiley. New York.
- [64] M Lesieur, O Metais, P Comte. (2005) *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Cambridge.
- [65] X Jiang, C H Lai. (2009) *Numerical Techniques for Direct and Large-Eddy Simulations*. CRC Press
- [66] T Poinso, A Trouvé, S Candel. (1996) Applications of direct numerical simulations of premixed turbulent combustion. *Prog. Energy Comb. Sci.*, 21: 531–576.
- [67] L Vervisch, T Poinso. (1998) Direct numerical simulation of non premixed turbulent flames. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 30: 655–692.
- [68] K N C Bray, P A Libby, G Masuya, J B Moss. (1981) Turbulence production in premixed turbulent flames. *Combust. Sci. Tech.*, 25: 127–140.
- [69] I G Shepherd, J B Moss, K N C Bray. (1982) Turbulent transport in a confined premixed flame. *Symp. (Int.) Combust.*, 19: 423–431.
- [70] H Tennekes, J L Lumley. (1972) *A first course in turbulence*. Cambridge.
- [71] J O Hinze. (1975) *Turbulence*. McGraw-Hill. New-York.
- [72] L Prandtl. (1925) Investigations on turbulent flow. *Zeitschrift fur angewandte Mathematik und Mechanik* 5, 136.

- [73] P R Spalart, S R Allmaras. (1992) A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. January 6-9. 1992. Reno, NV.
- [74] W P Jones, B E Launder. (1972) The prediction of laminarization with a 2-equation model of turbulence. *Int. J. Heat. Mass. Transf.*, 15: 301–314.
- [75] S B Pope. (1978) An explanation of the turbulent round jet/plane jet anomaly. *AIAA. J.*, 16: 279–281.
- [76] T H Shih, W W Liou, A Shabbir, Z Yang, J Zhu. (1995) A new k-eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows. *Comput. Fluids.*, 24: 227–238.
- [77] F R Menter (1994) Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA. Journal.*, 32: 1598–1605.
- [78] D C Wilcox. (1988) Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. *AIAA. J.*, 26: 1299–1310.
- [79] D B Spalding. (1971) Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames. *Symp. (Int.) Combust.*, 13: 649–657.
- [80] D B Spalding. (1976) Development of the Eddy-Break-Up model of turbulent combustion. *Symp. (Int.) on Combust.*, 16: 1657–1663.
- [81] B F Magnussen, B H Hjertager. (1977) On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion. *Proc. Combust. Inst.*, 16: 719–29.
- [82] B F Magnussen. (1981) On the Structure of Turbulence and a Generalized Eddy Dissipation Concept for Chemical Reaction in Turbulent Flow. 19th AIAA Aerospace Science Meeting. January 12-15. Louis. Missouri. USA.
- [83] S B Pope. (1979) The relationship between the probability approach and particle models for reaction in homogeneous turbulence. *Combust. Flame.*, 35: 41–45.
- [84] K N C Bray, P A Libby, J B Moss. (1985) Unified modelling approach for premixed turbulent combustion part 1 - general formulation. *Combust. Flame.*, 61: 87–102.
- [85] F E Marble, J E Broadwell. (1977) The coherent flame model for turbulent chemical reactions.
- Project Squid Technical Report TRW-9-PV. Purdue University.
- [86] J A van Oijen, L P H de Goey. (2000) Modelling of premixed laminar flames using flamelet generated manifolds. *Combust. Sci. Technol.*, 161: 113–138.
- [87] ANSYS®. (2015) Academic Research. Release 16.0. Help System. FLUENT User Guide. ANSYS Inc.
- [88] P M Anacleto, M V Heitor. (2001) A Laser Doppler Analysis of the Impact of Flow Boundary Conditions on the Performance of a Model Lean-Premixed Combustor. *Symp. (Int.) App. Laser. Techni. Fluid. Mechan.*, 10: 1–9. Lisbon. Portugal.
- [89] S I Shtork, N F Vieira, E C Fernandes. (2008) On the identification of helical instabilities in a reacting swirling flow. *Fuel.*, 87: 2314–2321.
- [90] C E Cala, E C Fernandes, M V Heitor, S I Shtork. (2006) Coherent structures in unsteady swirling jet flow. *Exp. Fluids.*, 40: 267–276.

- [91] S I Shtork, C E Cala, E C Fernandes. (2007) Experimental characterization of rotating flow field in a model vortex burner. *Exp. Therm. Fluid. Sci.*, 31: 779–788.
- [92] E C Fernandes, M V Heitor, S I Shtork. (2006) An analysis of unsteady highly turbulent swirling flow in a model vortex combustor. *Exp. Fluids.*, 40: 177–187.
- [93] Z Mansouri, M Aouissi, T Boushaki. (2016) A Numerical Study of Swirl Effects on the Flow and Flame Dynamics in a Lean Premixed Combustor. In. *J. Heat. Techno.*, 34. (Accepted article to appear in late June 2016).
- [94] Z Mansouri, M Aouissi, T Boushaki. (2016) Numerical computations of premixed propane flame in a swirl-stabilized burner: Effects of hydrogen enrichment, swirl number and equivalence ratio on flame characteristics. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 41: 9664–9678.
- [95] F M White. (1991) *Viscous fluid flow*. McGraw-Hill.
- [96] G Krishnamoorthy, R Rawat, P J Smith. (2006) Parallelization of the P-1 Radiation Model. *Numer. Heat Tr. B- Fund.*, 49:1–17.
- [97] C K Westbrook, F L Dryer. (1981) Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames, *Combust. Sci. Technol.*, 27: 31–43.
- [98] H M AbdelGayed, W A Abdelghaffar, K El Shorbagy. (2013) Main flow characteristics in a lean premixed swirl stabilized gas turbine combustor – Numerical computations. *Am. J. Sci. Ind. Res.*, 4: 123–136.
- [99] L C B S Reis, J A Carvalho Jr, M A R Nascimento, L O Rodrigues, F L G Dias, P M Sobrinho. (2014) Numerical modeling of flow through an industrial burner orifice. *Appl. Therm. Eng.*, 67: 201–213.
- [100] W T Ashurst. (1996) Flame Propagation Along a Vortex: the Baroclinic Push. *Combust. Sci. Technol.*, 112: 175–85.
- [101] S Ishizuka. (2002) Flame propagation along a vortex axis. *Prog. Energy. Combust. Sci.*, 28: 477–542.
- [102] M Kröner, J Fritz, T Sattelmayer. (2003) Flashback Limits for Combustion Induced Vortex Breakdown in a Swirl Burner. *J. Eng. Gas. Turb. Power.*, 125: 693–700.
- [103] N M Marinov, C K Westbrook, W J Pik. (1995) Detailed and global chemical kinetics model for hydrogen. *Symp (Int) Transp. Prop.*, 8:1–17.
- [104] J Jiang, X Jiang, M Zhu. (2015) A computational study of preferential diffusion and scalar transport in nonpremixed hydrogen-air flames. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 40: 15709–15722.
- [105] G Maragkos, P Rauwoens, B Merci. (2014) Differential diffusion effects in numerical simulations of laminar axi-symmetric H₂/N₂–air diffusion flames. *Int. J. Hydrogen. Energy.*, 39: 13285–13291.
- [106] B Savard, G Blanquart. (2015) Broken reaction zone and differential diffusion effects in high Karlovitz n-C₇H₁₆ premixed turbulent flames. *Combust. Flame.* 162: 2020–2033.
- [107] S Lapointe, B Savard, G Blanquart. (2015) Differential diffusion effects, distributed burning, and local extinctions in high Karlovitz premixed flames. *Combust. Flame.* 162: 3341–3355.

- [108] J O Hirschfelder, C F Curtiss, R B Bird. (1954) *Molecular Theory of Gases and Liquids*. John Wiley & Sons. New York. USA.
- [109] H A McGee. (1991) *Molecular engineering*. McGraw-Hill. New York. USA.
- [110] C R Wilke. (1950) A viscosity equation for gas mixtures. *J. Chem. Phys.*, 18: 517–519.
- [111] F C Christo, B B Dally. (2005) Modeling turbulent reacting jets issuing into a hot and diluted coflow. *Combust. Flame.*, 142: 117–129.