

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي العلمي و البحث

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université MUSTAPHA Stambouli

Mascara



جامعة مصطفى اسطوبولي

معسكر

Faculté des sciences et technologies

Département de génie mécanique

THESE de DOCTORAT 3^{ème} Cycle

Spécialité : énergétique

Intitulée

Etude numérique d'un écoulement annulaire turbulent à différents rapports de diamètres

Présentée par : FERAOUN Ali

A soutenir Le 18/12/2025 à 10h30

Devant le jury :

Président	MERDJI Ali	Prof.	Université de Mascara
Examineur	HAMMADI Larbi	Prof	Université mohamed boudiaf USTO
Examineur	MERAD Laarej	Prof.	Université de Tlemcen
Examineur	ABDERRAHMANE Aissa	Prof.	Université de Mascara
Encadreur	MEROUANE Habib	Prof.	Université de Mascara
Co-Encadreur	SAHNOUN Rachid	M.C.A	Université de Mascara

Année Universitaire : 2025-2026

Dédicaces

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

رَبِّ أَوْزَعْنِي أَنْ أَشْكُرَ نِعْمَتَكَ الَّتِي أَنْعَمْتَ عَلَيَّ وَعَلَىٰ وَالِدَيَّ وَأَنْ أَعْمَلَ

صَالِحًا تَرْضَاهُ وَأَدْخِلْنِي بِرَحْمَتِكَ فِي عِبَادِكَ الصَّالِحِينَ

سورة النمل الآية 19

Je dédie ce modeste travail :

À mes chers parents, à ma chère épouse, que Dieu les protège et les bénisse, en témoignage de mon profond amour, de ma reconnaissance pour leurs sacrifices inestimables et de ma gratitude pour leurs prières constantes et leur soutien indéfectible.

À mes deux filles adorées, Nour et Lina, qui remplissent ma vie de lumière et d'inspiration. Que ce travail soit pour vous un exemple de persévérance et une invitation à toujours croire en vos rêves.

À mes frères et ma sœur, pour son soutien sans faille, sa compréhension et sa présence apaisante dans les moments les plus exigeants.

À mes beaux-parents, à mes belles-sœurs, Vous êtes une seconde famille sur laquelle je peux toujours compter. Merci pour votre amour, votre patience et vos encouragements.

À mon ami Hamza, un immense merci à vous. Votre soutien compte plus que vous ne pouvez l'imaginer

Que Dieu récompense chacun d'eux pour leur bonté, et qu'il guide nos pas vers ce qui est le meilleur.

Remerciements :

Tout d'abord, je tiens à exprimer ma gratitude envers Dieu, le bienveillant et le miséricordieux, qui m'a offert la force et la patience nécessaires pour accomplir ce modeste travail.

Les recherches exposées dans cette thèse de doctorat ont été réalisées au sein du département de génie mécanique de l'Université de Mascara, je remercie toute l'université et spécialement le département de génie mécanique

Je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance à Pr. Merouane Habib, pour son encadrement tout au long de la rédaction de ce mémoire. Sa disponibilité, son dynamisme et son engagement dans la recherche m'ont permis de me surpasser au cours de ces années.

Je tiens à exprimer ma gratitude aux membres du jury qui ont pris le temps d'évaluer le travail présenté dans cette thèse.

Merci aussi à tous mes collègues et amis de l'université de mascara, à qui j'exprime ma sincère sympathie et leur souhaite beaucoup de succès dans leurs projets.

Table des matières :

Résumé	i
Nomenclature	iv
Liste des figures	v
Liste des tableaux	vii
INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE 01 : Étude bibliographique sur les jets annulaires	
1.1. Introduction	3
1.2. La turbulence	3
1.3. Jets axisymétriques turbulents	4
1.4. Définition du jet annulaire	5
1.5. Application des jets annulaires	6
1.6. Travaux antérieurs sur les jets annulaires	8
1.7. Travaux antérieurs sur les jets annulaires	8
CHAPITRE 02 : Les équations de Navier stokes et modélisation de la turbulence	
2.1. introduction	24
2.2. Description de la turbulence	24
2.3. Equations générales	25
2.3.1. Equation de continuité	25
2.3.2. Equation de quantité de mouvement	26
2.4. Moyennement de Reynolds	26
2.4.1. Décomposition de Reynolds	27
2.4.2. Equations moyennées	27
2.5. Les modèles de turbulence	28
2.5.1. Modèle de Spalart-Allmaras	28
2.5.2. Le modèle k- ϵ	29
2.5.2.1. Le modèle Standard k- ϵ	29
2.5.2.2. Le modèle k- ϵ réalisable	30
2.5.2.3. Le modèle RNG k- ϵ	31

2.5.3. Le modèle k- ω	31
2.5.3.1. Le modèle k- ω standard	32
2.5.3.2. Le modèle k- ω SST	33
2.5.4. Modèle de RSM (Reynolds Stress Model)	33
2.5.5. Modèle-LES (large Eddy Simulation)	35
2.5.6. Modèle DES (Detached Eddy Simulation)	37
2.6. Conclusion	37

CHAPITRE 03 : Modèles Numériques

3.1. Introduction	39
3.2. La discrétisation	39
3.3. Les méthodes numériques de discrétisation	39
3.3.1. Méthode des Différences Finis (MDF)	39
3.3.2. Méthode des Eléments Finis (MEF)	40
3.3.3. Méthode des volumes Finis (MVF)	40
3.4. La méthode de calcul : (méthode des volumes finis)	41
3.4.1. La discrétisation des différents termes de l'équation	43
3.5. Maillage	44
3.6. Conditions initiales et aux limites	46
3.6.1. Conditions initiales	46
3.6.2. Conditions aux limites	46
3.7. Calcul de l'écoulement	46
3.7.1 Algorithme SIMPLE	46
3.7.2. Solution numérique du système algébrique	50
3.7.3. Détermination de la matrice de l'algorithme de TOMAS	51
3.7.4. Etude de convergence	52
3.8. Code CFD student	53
3.8.1. Le préprocesseur	54
3.8.2. Le solver CFD	54
3.8.3. Le post processeur	54
3.8.3. Conclusion	54

CHAPITRE 04 : Résultats et interprétation

4.1 Introduction	56
4.2 Cas d'un jet simple	56
4.2.1 Géométrie	56

4.2.2 Maillage	57
4.2.2.1. Mailles non orthogonales adaptées aux frontières limites	57
4.2.3. Conditions limites	58
4.3 Résultats pour le cas d'un jet simple	58
4.4 Cas d'un double jet annulaire	64
4.4.1. Géométrie	64
4.4.2. Maillage	65
4.4.3. Conditions aux limites	66
4.5 Résultats pour le cas d'un double jet annulaire	67
4.5 Conclusion	67
CONCLUSION GENERALE	78
Bibliographies	79

Résumé :

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une analyse approfondie du comportement des écoulements annulaires turbulents, en mettant l'accent sur la caractérisation des régions de mélange et de recirculation, afin de contrôler correctement la taille de la zone de recirculation initiale, de favoriser le mélange réactif et de stabiliser la flamme dans les chambres de combustion. Ce travail est réalisé en deux parties, une étude numérique d'un jet annulaire simple et d'un double jet annulaire, les deux jets sont semi-confinés et axisymétriques.

La première partie présente une étude détaillée d'un jet annulaire pour trois rapports de diamètres différents, le rapport de diamètres le plus faible ($r = 0,701$), le rapport de diamètres intermédiaire ($r = 0,82$) et le rapport de diamètres le plus élevé ($r = 0,905$). La simulation numérique a été réalisée à l'aide d'un code de calcul CFD, qui discrétise le domaine de solution en éléments quadrilatéraux et utilise une méthode numérique des volumes finis couplée à un schéma de résolution multi grille. Cette recherche décrit les applications du modèle de contrainte de Reynolds (RSM) à la prédiction d'un écoulement turbulent dans un jet annulaire. Les équations régissant l'écoulement sont résolues à l'aide d'un algorithme SIMPLE. Les résultats des profils de vitesse axiale prédits sont comparés aux données expérimentales. Les calculs indiquent que les résultats prédits par le modèle RSM sont en bon accord avec les expériences.

La deuxième partie présente une étude numérique d'un double jet annulaire pour différents nombres de Reynolds (6683, 8874 et 11065). La modélisation est réalisée à l'aide d'un code de calcul CFD utilisant deux modèles de turbulence k-epsilon et SST k- ω . Les équations différentielles discrétisées régissant l'écoulement sont résolues par la méthode des volumes finis en utilisant l'algorithme de la méthode semi-implicite pour les équations liées à la pression. Les résultats ont révélé l'existence de trois zones de recirculation séparées par les jets annulaires. La première, une zone minuscule, est située entre les deux jets annulaires. La deuxième, une zone de taille moyenne, se trouve juste derrière la buse, près de l'axe d'injection, sous le jet primaire. La troisième, une grande zone, est située près de la paroi supérieure de la chambre de combustion. Il a été observé que la taille de la petite zone de recirculation initiale présentait une variation négligeable avec les changements du nombre de Reynolds. Cependant, la deuxième zone de taille moyenne a subi des modifications notables avec le nombre de Reynolds. La troisième grande zone a généré un tourbillon toroïdal étendu à des nombres de Reynolds plus élevés. Ces zones de recirculation offrent un potentiel de contrôle pour optimiser le mélange air-carburant, dans le but d'obtenir une combustion presque parfaite tout en minimisant les émissions polluantes. Les résultats de la simulation numérique ont généralement montré une forte concordance avec les résultats expérimentaux.

Mots clés : Jets annulaires, écoulement annulaire à double jet, écoulement turbulent, bluff body.

Abstract:

This thesis aims to investigate in depth the behavior of turbulent annular flows, with emphasis on characterizing the mixing and recirculation regions, to correctly control the size of the initial recirculation zone, promote reactive mixing, and stabilize the flame in the combustion chambers. This work is in two parts: a numerical study of a single annular jet and a double annular jet, both semi-confined and axisymmetric.

The first part presents a detailed study of an annular jet with three different diameter ratios: the lowest diameter ratio ($r = 0.701$), the intermediate diameter ratio ($r = 0.82$), and the highest diameter ratio ($r = 0.905$). Numerical simulation was carried out using the CFD code, which discretizes the solution domain into quadrilateral elements and uses a numerical finite volume method coupled with a multi-grid resolution scheme. This research describes applications of the Reynolds Stress Model (RSM) to the prediction of turbulent flow in an annular jet. The equations governing the flow are solved using a SIMPLE algorithm. The results of the predicted axial velocity profiles are compared with experimental data. The calculations indicate that the results predicted by the RSM model are in good agreement with experiments.

The second part presents a numerical study of a double annular jet for different Reynolds numbers (6683, 8874 and 11065). Modeling is carried out with a CFD calculation code using two turbulence models, k-epsilon and SST k- ω . The discretized differential equations governing the flow are solved by the finite volume method, using the semi-implicit method algorithm for the pressure-related equations. The results revealed the existence of three recirculation zones separated by the annular jets. The first, a tiny zone, is located between the two annular jets. The second, a medium-sized zone, is located just behind the nozzle, close to the injection axis, below the primary jet. The third, a large zone, is located near the top wall of the combustion chamber. It was observed that the size of the initial small recirculation zone showed negligible variation with changes in Reynolds' number. However, the second, medium-sized zone underwent noticeable changes with the Reynolds number. The third large zone generated an extended toroidal vortex at higher Reynolds numbers. These recirculation zones offer control potential for optimizing air-fuel mixing, to achieve near-perfect combustion while minimizing pollutant emissions. Numerical simulation results have generally shown strong agreement with experimental results.

Keywords: Annular jets, double-jet annular flow, turbulent flow, bluff body.

ملخص:

تُقدّم هذه الأطروحة في سياق فك رموز سلوك التدفقات الحلقية المضطربة بعمق، مع التركيز على توصيف مناطق الخلط وإعادة الدوران، من أجل التحكم بشكل صحيح في حجم منطقة إعادة الدوران الأولية، وتفضيل الخلط التفاعلي وتثبيت اللهب في غرف الاحتراق. يتم هذا العمل في جزأين، دراسة عددية لنفث حلقي واحد ونفث حلقي مزدوج، وكلا النفثين شبه محصورين وغير متماثلين محوريًا.

يقدم الجزء الأول دراسة تفصيلية لنفث حلقي بثلاث نسب قطرية مختلفة، أدنى نسبة قطرية ($r = 0.701$)، ونسبة قطرية متوسطة ($r = 0.82$) وأعلى نسبة قطرية ($r = 0.905$). أُجريت المحاكاة العددية باستخدام كود "CFD"، الذي يفصل مجال الحل إلى عناصر رباعية الأضلاع ويستخدم طريقة الحجم المحدود العددي المقترن بمخطط دقة متعدد الشبكات. يصف هذا البحث تطبيقات نموذج إجهاد رينولدز (RSM) للتنبؤ بالتدفق المضطرب في نفثة حلقة. يتم حل المعادلات التي تحكم التدفق باستخدام خوارزمية SIMPLE. تتم مقارنة نتائج ملامح السرعة المحورية المتوقعة مع البيانات التجريبية. تشير الحسابات إلى أن النتائج المتوقعة بواسطة نموذج RSM تتفق بشكل جيد مع التجارب.

يقدم الجزء الثاني دراسة عددية لنفث حلقي مزدوج لأعداد رينولدز مختلفة (6683 و 8874 و 11065). يتم إجراء النمذجة باستخدام كود حساب CFD يعتمد على نموذجين للاضطرابات، $k-\epsilon$ و $k-\omega$ SST. يتم حل المعادلات التفاضلية المنفصلة التي تحكم التدفق باستخدام طريقة الحجم المحدود باستخدام خوارزمية الطريقة شبه الضمنية للمعادلات المتعلقة بالضغط. كشفت النتائج وجود ثلاث مناطق إعادة تدوير مفصولة بنفثات حلقة. تقع المنطقة الأولى، وهي منطقة صغيرة الحجم، بين النفثتين الحلقيتين. وتقع المنطقة الثانية، وهي منطقة متوسطة الحجم، خلف الفوهة مباشرة، بالقرب من محور الحقن، أسفل النفثة الأولية. وتقع المنطقة الثالثة، وهي منطقة كبيرة، بالقرب من الجدار العلوي لغرفة الاحتراق. ولوحظ أن حجم منطقة إعادة الدوران الصغيرة الأولية أظهر تغيرًا ضئيلاً مع التغيرات في رقم رينولدز. ومع ذلك، خضعت المنطقة الثانية متوسطة الحجم لتغيرات كبيرة مع رقم رينولدز. ولدت المنطقة الثالثة الكبيرة الثالثة دوامة حلقة ممتدة عند أعداد رينولدز الأعلى. توفر مناطق إعادة الدوران هذه إمكانية التحكم في تحسين خليط الهواء والوقود بهدف تحقيق احتراق شبه مثالي مع تقليل انبعاثات الملوثات. أظهرت نتائج المحاكاة العددية بشكل عام اتفاقاً قوياً مع النتائج التجريبية.

الكلمات المفتاحية: نفثات حلقة، تدفق حلقي مزدوج النفثة، تدفق مضطرب، جسم الحاجز.

Nomenclature:

Symbols :

Re	Nombre de Reynolds	
u	La vitesse axiale	$m.s^{-1}$
v	La vitesse radiale	$m.s^{-1}$
p	La pression	Pa
k	L'énergie cinétique de la turbulence	$m^2.s^{-2}$
g	Vecteur de gravité	$m.s^{-2}$
ρ	La densité	$Kg.m^3$
Q_m	Le débit massique	$Kg.s$

Lettres grecques :

τ	Tenseur des contraintes visqueuses	$N.m^{-2}$
μ	Viscosité dynamique	$Kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ε	Taux de dissipation de l'énergie turbulente	$m^2.s^{-3}$
μ_T	Viscosité dynamique turbulente	$Kg.m^{-1}.s^{-1}$
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	
σ	Contraintes de cisaillement	N
ϕ	Variable indépendante générale	
Γ	Diffusivité	

Indices :

S	Surface	mm^2
D_i	Diamètre intérieur	mm
D_e	Diamètre extérieur	mm
r	Rapport de diamètre	
e	Epaisseur de l'anneau	
L	Longueur	mm
P	Centre du volume de contrôle	
S	Terme source	
X	Localisation axiale	
Y	Localisation radiale	

Liste des Figures:

Figure 1.1	Extrait des écrits de Léonard de Vinci. [5]	3
Figure 1.2	Expérience de Reynolds concernant la transition vers un écoulement turbulent dans les conduites, a : Régime laminaire, b : Transition à la turbulence, c : Régime turbulent [9]	4
Figure 1.3	Un jet turbulent à travers une ouverture $ReD=10\,000$. Dimotakis et al [26]	5
Figure 1.4	Représentation graphique de la buse d'un jet annulaire.	6
Figure 1.5	Quelques formes géométriques de l'obstacle centrale. Ko et Chan [27] [28][29]	6
Figure 1.6	Bruleur "bluff-body"	7
Figure 1.7	systèmes de refroidissement dans une avion.	7
Figure 1.8	Aérodynamique autour d'une soupape d'admission (INRIA) [5]	8
Figure 3.1	Discretisation en volumes finis du domaine d'étude dans le cas bidimensionnel.	42
Figure 3.2	Les différents types des grilles.	45
Figure 4.1	Schéma du domaine de calcul.	54
Figure 4.2	Schéma du maillage.	56
Figure 4.3	Contour de la vitesse axiale moyenne (m/s)	57
Figure 4.4	Contour de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2)	57
Figure 4.5	Vitesse axiale moyenne à différents position axiale	58
Figure 4.6	Vitesse radiale moyenne à différents position axiale	58
Figure 4.7	Vitesse rsm axiale à différents position axiale	59
Figure 4.8	Vitesse rsm radial à différents position axiale	59
Figure 4.9	Courbe de vitesse axiale moyenne(m/s) avec $r = 0,905$	60
Figure 4.10	Courbe de vitesse axiale moyenne(m/s) avec $r = 0,82$	60
Figure 4.11	Courbe de vitesse axiale moyenne(m/s) avec $r = 0,701$	60
Figure 4.12	Courbe de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2) avec $r = 0,905$	61
Figure 4.13	Courbe de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2) avec $r = 0,82$	61

Figure 4.14	Courbe de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2) avec $r = 0,701$	61
Figure 4.15	Longueur de recirculation pour différents rapports de diamètre.	61
Figure 4.16	Schéma global de l'installation avec brûleur et la chambre de combustion. [3]	62
Figure 4.17	Les diamètres des limites des flux produits par le brûleur. [3]	62
Figure 4.18	Configuration de la chambre de combustion.	63
Figure 4.19	Configuration du maillage.	64
Figure 4.20	Sensibilité du test de maille.	64
Figure 4.21	Contours de la vitesse axiale moyenne (modèle $k-\epsilon$).	66
Figure 4.22	Contours de la vitesse axiale moyenne (modèle SST $k-\omega$).	66
Figure 4.23	Contours de l'énergie cinétique turbulente ($k-\epsilon$)	67
Figure 4.24	Contours de l'énergie cinétique turbulente (SST $k-\omega$)	67
Figure 4.25	Vitesse axiale moyenne à la position axiale $X=10$ mm	68
Figure 4.26	Vitesse axiale moyenne à la position axiale $X=20$ mm	69
Figure 4.27	Vitesse axiale moyenne à la position axiale $X=40$ mm	69
Figure 4.28	Vitesse radiale moyenne à la position axiale $X=10$ mm.	70
Figure 4.29	Vitesse moyenne radiale à la position axiale $X=20$ mm.	71
Figure 4.30	Vitesse moyenne radiale à la position axiale $X=40$ mm.	71
Figure 4.31	Courbes de vitesse axiale moyenne pour $Re=6683$.	72
Figure 4.32	Courbes de vitesse axiale moyenne pour $Re=8874$.	72
Figure 4.33	Courbes de vitesse axiale moyenne pour $Re=11065$.	72
Figure 4.34	Contours de l'énergie cinétique turbulente pour $Re=6683$.	73
Figure 4.35	Contours de l'énergie cinétique turbulente pour $Re=8874$.	73
Figure 4.36	Contours de l'énergie cinétique turbulente pour $Re=11065$.	74
Figure 4.37	Figure 4.37 : Profils de vitesse axiale moyenne pour différents nombres de Reynolds.	74
Figure 4.38	Profils d'énergie cinétique turbulente pour différents nombres de Reynolds.	75

Liste des Tableaux :

Tableau.2.1	Les coefficients caractéristiques du modèle Spalart-Allmaras	29
Tableau.2.2	Les constants du modèle Standard k- ϵ	30
Tableau.2.3	Les constants du modèle k- ϵ réalisable.	31
Tableau.2.4	Les constants du modèle RNG k- ϵ .	31
Tableau.2.5	Les coefficients empiriques du modèle k- ω standard	33
Tableau.2.6	Les coefficients empiriques du modèle k- ω SST.	33
Tableau.2.7	Les constantes du modèle RSM.	35
Tableau 3.1	Expressions des coefficients a	44
Tableau 4.1	Principaux paramètres géométriques et d'écoulement pour le double jet annulaire considéré	63

”
Introduction

générale

Introduction générale :

Les écoulements turbulents en jets annulaires sont généralement utilisés dans de nombreux systèmes énergétiques tels que les turbines à gaz, les fours industriels, les chambres de combustion et les brûleurs. Leurs études permettent de recueillir de nombreuses informations sur le comportement de l'écoulement dans les chambres de combustion de ces systèmes afin d'améliorer leurs performances, de réduire la consommation de carburant et de diminuer les émissions polluantes telles que les NOx et le CO₂. Les études sur les écoulements à double jet annulaire restent limitées étudiées et nécessitent donc des études expérimentales et numériques complémentaires pour comprendre pleinement le comportement du champ d'écoulement et le processus de combustion associé aux brûleurs. Plusieurs chercheurs expérimentaux et numériques ont étudié les jets annulaires à jet unique, et quelques études ont porté sur les écoulements à jets annulaires doubles. Par exemple, pour les jets uniques, les travaux de Sheen et al [1], Vucinic et al [2], Del Taglia et al [6], Vanierschot et al [8], Danlos et al [9]. Et pour les écoulements à jets annulaires doubles, nous disposons des travaux de Schmitt et al [3], Hazarika et al [4], Broeckhoven et al [7], Laldinpui Kurup [14], Murugan et al [22].

Notre travail porte sur une étude numérique d'un jet annulaire simple et d'un double jet annulaire, les deux jets sont semi-confinés et axisymétriques

La première partie présente une étude détaillée d'un jet annulaire de différents rapports de diamètres. Nous présentons l'influence du rapport de diamètres sur la région initiale d'un jet annulaire. Trois rapports de diamètres différents sont étudiés : le rapport de diamètres le plus faible ($r = 0,701$), le rapport de diamètres intermédiaire ($r = 0,82$) et le rapport de diamètres le plus élevé ($r = 0,905$). La simulation numérique a été réalisée à l'aide d'un code de calcul CFD, qui discrétise le domaine de solution en éléments quadrilatéraux et utilise une méthode numérique des volumes finis couplée à un schéma de résolution multi grille. Cette recherche décrit les applications du modèle de contrainte de Reynolds (RSM) à la prédiction d'un écoulement turbulent dans un jet annulaire. Les équations régissant l'écoulement sont résolues à l'aide d'un algorithme SIMPLE. Les résultats des profils de vitesse axiale prédits sont comparés aux données expérimentales. Les calculs indiquent que les résultats prédits par le modèle MSR concordent bien avec les expériences.

La deuxième partie présente une étude numérique d'un double jet annulaire semi-confiné axisymétrique généré par un brûleur pour différents nombres de Reynolds (6683, 8874 et 11065). Cette partie vise principalement à comprendre le comportement des écoulements

turbulents à jets annulaires afin de contrôler correctement la taille de la zone de recirculation initiale, de favoriser le mélange réactif et de stabiliser la flamme dans les chambres de combustion. La modélisation est réalisée à l'aide d'un code de calcul CFD utilisant deux modèles de turbulence k-epsilon et SST k- ω . Les équations différentielles discrétisées régissant l'écoulement sont résolues par la méthode des volumes finis en utilisant l'algorithme de la méthode semi-implicite pour les équations liées à la pression. Les résultats numériques obtenus par simulation numérique sont généralement comparés aux résultats expérimentaux.

Le manuscrit se présente en quatre chapitres :

Le premier chapitre aborde, dans sa première section, une définition des jets, en mettant l'accent sur les jets annulaires et leurs diverses applications. La seconde partie est consacrée à des recherches antérieures relatives aux jets annulaires.

Le deuxième chapitre se concentre sur des rappels théoriques concernant les écoulements turbulents, ainsi que sur la modélisation mathématique du problème, en introduisant les équations de Navier-Stokes et en abordant la modélisation de la turbulence.

Le troisième chapitre présente la méthode numérique utilisée dans notre recherche, à savoir la méthode des volumes finis développée par S.V. Patankar en 1988. Cette approche permet de convertir les équations non linéaires régissant l'écoulement en équations algébriques linéaires.

Le dernier chapitre, les résultats générés par le code de calcul CFD sont présentés et analysés et les comparons aux résultats expérimentaux.

Chapitre

1

étude bibliographique sur les jets annulaires

1.1. Introduction :

Les jets annulaires turbulents constituent une catégorie d'écoulements axisymétriques complexes, caractérisés par la présence d'un obstacle central et le développement de zones de recirculation et d'instabilités hydrodynamiques. Leur comportement dépend fortement de paramètres géométriques et dynamiques tels que le rapport de diamètres et le nombre de Reynolds. En raison de leurs nombreuses applications industrielles, notamment en combustion, ventilation et propulsion, ces écoulements ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques. Ce chapitre présente une revue bibliographique des travaux majeurs relatifs à la turbulence, aux jets axisymétriques et aux jets annulaires, afin de situer le contexte scientifique et les motivations de la présente étude.

1.2. La turbulence :

La turbulence désigne un régime d'écoulement caractérisé par des fluctuations aléatoires, qu'il soit liquide ou gazeux, où la vitesse présente en chaque point revêt un caractère tourbillonnaire, avec des tourbillons dont la taille, la position et l'orientation changent en permanence. Les écoulements turbulents se distinguent par leur apparence chaotique, leur comportement imprévisible et la présence de multiples échelles tant spatiales que temporelles. Ces écoulements se manifestent lorsque l'énergie cinétique qui met le fluide en mouvement est suffisamment forte par rapport aux forces de viscosité que le fluide oppose à son déplacement. À l'opposé, un écoulement est dit laminaire lorsqu'il est régulier. L'exploration et l'analyse des turbulences remontent à des temps anciens, avec des contributions notables de Léonard de Vinci (1452-1519) qui est reconnu comme le pionnier de l'étude approfondie de la turbulence. Bien qu'il n'ait pas fourni d'explications théoriques, il a rassemblé une multitude d'observations et de descriptions très détaillées concernant divers écoulements d'eau et d'air autour d'obstacles, notamment dans plusieurs de ses manuscrits, dont le célèbre Codex Leicester (Figure 1.1).



Figure 1.1 : Extrait des écrits de Léonard de Vinci [5]

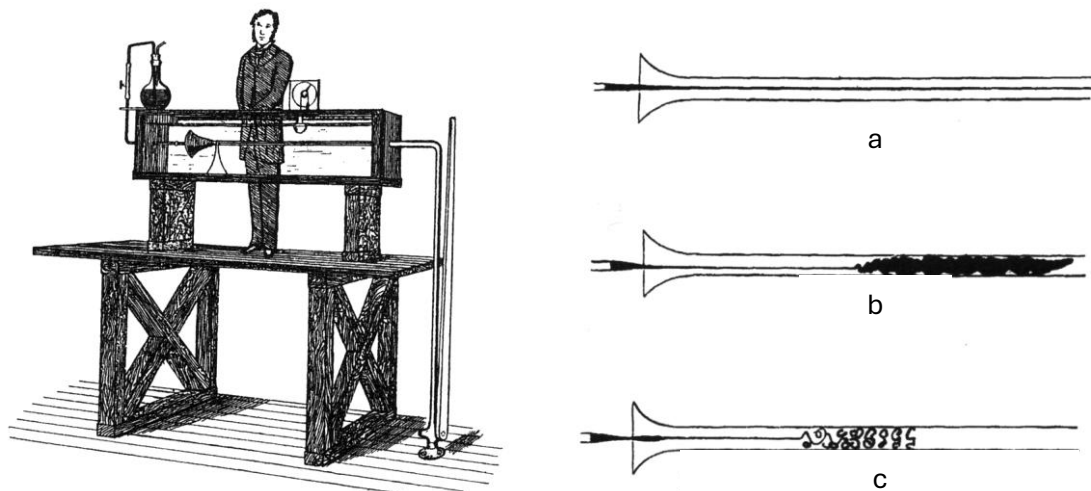
Tandis qu'Osborne Reynolds, à la fin du XIXe siècle, a revitalisé les recherches sur la turbulence en établissant les conditions nécessaires pour qu'un fluide en écoulement dans une conduite forcée transite de l'état laminaire à l'état turbulent Figure 1.2. Ses travaux ont mis en évidence l'importance d'un nombre sans dimension, qui agit comme un critère déterminant pour le phénomène de turbulence connu sous le nom de nombre de Reynolds.

Dans un écoulement : $Re < 2500$, Le régime est laminaire.

$Re = 2500$, Point de transition.

$Re > 2500$, Le régime est turbulent.

Figure 1.2 : Expérience de Reynolds concernant la transition vers un écoulement turbulent dans



les conduites, a : Régime laminaire, b : Transition à la turbulence, c : Régime turbulent [9]

1.3. Jets axisymétriques turbulents :

On définit un jet comme un écoulement de liquide à travers une ouverture (comme un injecteur ou une buse...) Figure 1.3. Les propriétés d'un jet sont influencées à la fois par les paramètres propres au fluide et par ceux du milieu dans lequel l'écoulement se déroule. Il est donc crucial de prendre en compte la pression, la température, la densité, la phase, la viscosité et les vitesses des deux milieux en question afin de déterminer le mode de circulation. Les jets turbulents les plus célèbres sont les jets axisymétriques, qui regroupent les jets ronds dans leur forme la plus traditionnelle, ainsi que les jets annulaires de manière plus particulière. Ces jets circulaires ont été fréquemment analysés dans divers contextes afin d'évaluer l'impact des différents paramètres caractéristiques. Le nombre de Reynolds se révèle être le paramètre le plus pertinent pour décrire les écoulements de jets axisymétriques.

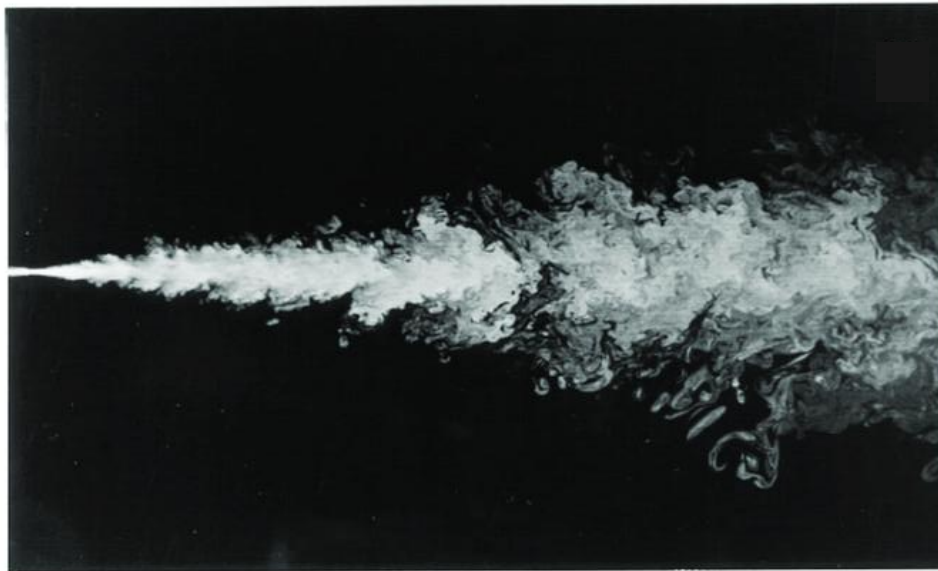


Figure 1.3 : Un jet turbulent à travers une ouverture $Re_D=10\,000$. Dimotakis et al [26]

1.4. Définition du jet annulaire :

Un écoulement annulaire se réfère à un écoulement turbulent axisymétrique créé par une buse de jet circulaire avec un obstacle au centre (Figure 1.4). Ce type d'écoulement est caractérisé par :

- ❖ Le rapport de diamètres $r = \frac{D_i}{D_o}$, avec D_o le diamètre extérieur, qui correspond au diamètre de la buse circulaire, et D_i le diamètre intérieur, qui représente le diamètre de l'obstacle central.

- ❖ L'épaisseur de l'anneau formé par le jet émis par la buse $e = \frac{Do - Di}{2}$.
- ❖ Le demi-angle d'ouverture de l'obstacle central nommé α .
- ❖ Le nombre de Reynolds.

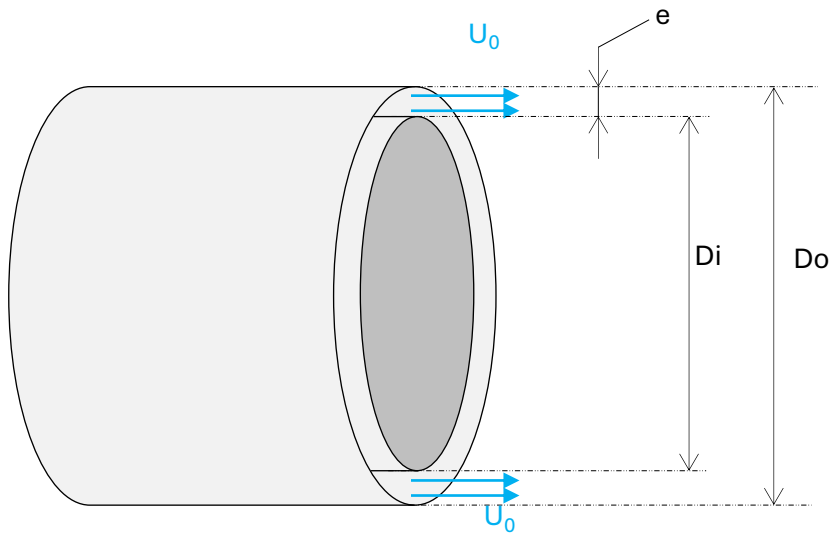


Figure 1.4 : Représentation graphique de la buse d'un jet annulaire.

L'obstacle central donne naissance à des instabilités de sillage en aval. Il peut adopter différentes formes géométriques (disque, demi-sphère, cône cylindre ...). Dans la situation la plus courante, cet obstacle se présente sous la forme d'un disque (Figure 1.5). Selon ces formes géométriques de l'obstacle, l'angle α peut varier entre 0° (forme cylindrique) à 90° (forme disque).

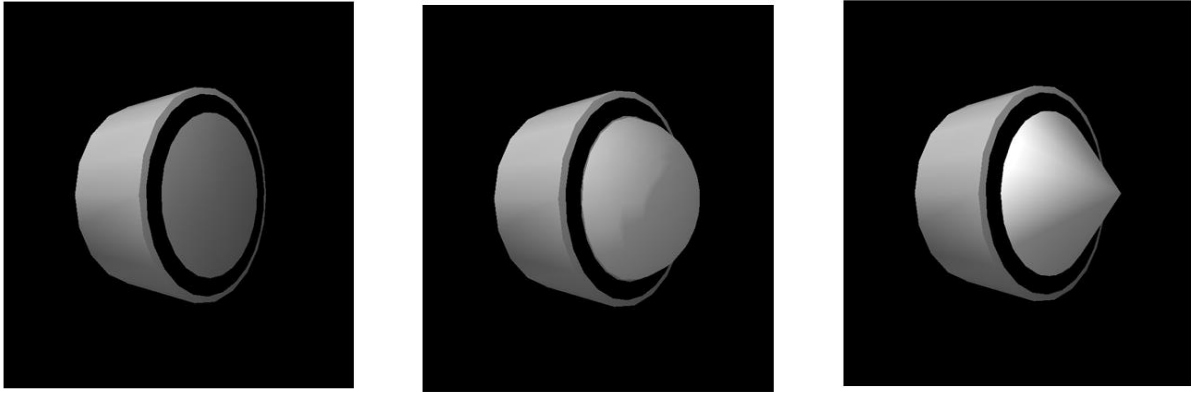


Figure 1.5 : Quelques formes géométriques de l'obstacle centrale. Ko et Chan [27] [28] [29]

1.5. Application des jets annulaires :

On peut retrouver des écoulements de type jet annulaire dans différentes sortes d'écoulements industriels de nature stationnaire ou instationnaire. On peut citer à titre d'exemple :

Les brûleurs « bluff-body » : Ce type de jets est employé dans certains modèles de brûleurs, désignés sous le terme de « bluff-body ». Ces brûleurs se composent de deux jets coaxiaux concentriques. Un obstacle entoure le jet central, engendrant une dépression en aval de celui-ci. Cette dépression favorise l'apparition d'une zone de recirculation dans le sillage de l'obstacle (Figure 1.6). Les produits de combustion non brûlés se retrouvent ainsi piégés dans ce sillage, ce qui contribue à la stabilisation de la flamme. Ces dispositifs sont efficaces pour diminuer les émissions de polluants, tels que les oxydes de carbone et d'azote, générés par le processus de combustion, tout en améliorant la stabilité de la flamme.

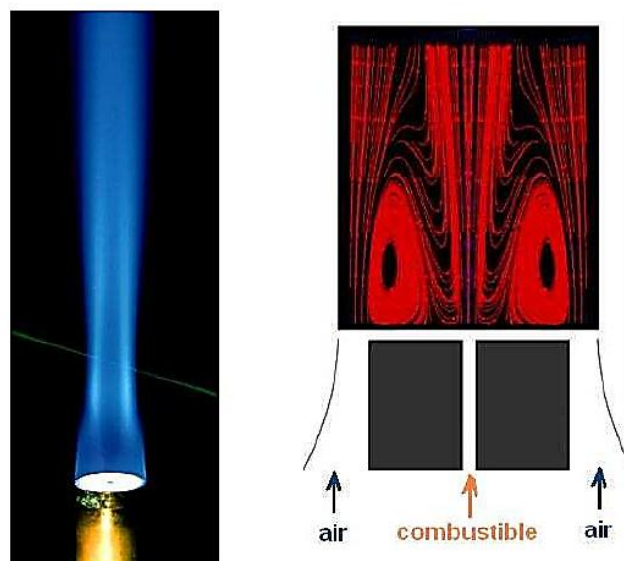


Figure 1.6 : Brûleur "bluff-body" [9]

Ventilation : La ventilation sur mesure constitue un secteur dans lequel les jets annulaires sont déjà largement employés, notamment dans les systèmes de refroidissement des bus ou des avions (Figure 1.7). Cette photographie illustre de manière évidente un jet circulaire comportant un obstacle central de forme de disque.



Figure 1.7 : systèmes de refroidissement dans une avion. [111]

Soupape d'admission : Au cours du cycle d'admission d'un moteur à combustion interne, le flux généré par la soupape crée un écoulement qui partage des caractéristiques avec un écoulement de jet annulaire car Il existe une zone de recirculation située derrière la soupape (Figure 1.8). Les recherches sur les écoulements de jets annulaires peuvent ainsi fournir des éclaircissements ou des solutions aux ingénieurs motoristes en vue d'optimiser leurs systèmes.

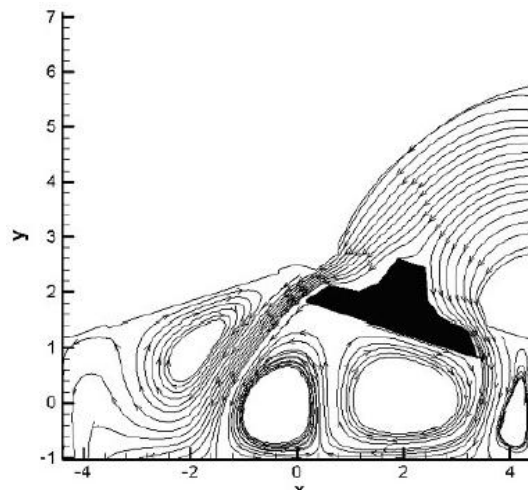


Figure 1.8 : Aérodynamique autour d'une soupape d'admission (INRIA) [5]

1.5. Travaux antérieurs sur les jets annulaires :

Les jets annulaires revêtent une grande importance dans les écoulements. Il existe peu de travaux numériques et expérimentaux ont vu le jour dans la littérature. Débutent avec les travaux de:

Sheen et al [1] qui présentent une étude expérimentale sur les champs d'écoulement derrière un corps de falaise cylindrique dans des écoulements de jet tourbillonnaire annulaire, en examinant les cas confinés et non confinés. L'étude examine l'impact des paramètres contrôlés tels que le nombre de Reynolds (Re) et le nombre de tourbillons (S) sur les structures d'écoulement des zones de recirculation, en utilisant des techniques telles que les traînées de fumée et l'anémométrie Laser-Doppler pour la visualisation et les mesures de vitesse. Les résultats classent les zones de recirculation en sept schémas d'écoulement basés sur le nombre de Reynolds et le nombre de tourbillons, y compris l'écoulement stable, le déstagement tourbillonnaire, la transition, la pré-pénétration, la pénétration, la rupture tourbillonnaire et les régimes d'attachement. On observe que les schémas d'écoulement et leurs domaines dans l'espace (Re , S) sont similaires pour les cas non confinés et confinés, avec des différences notées dans la taille de la zone de recirculation centrale dans le régime d'attachement entre les deux cas. L'étude utilise également une analyse d'échelle pour établir une corrélation entre la longueur des zones de recirculation et le nombre de tourbillons, ce qui permet de mieux comprendre l'échelle et la comparaison des zones de recirculation dans différents scénarios.

Vucinic et al [2] étudient un l'écoulement à froid d'un prototype de brûleur industriel dans une chambre de combustion cylindrique à l'aide de diverses techniques expérimentales et informatiques. La visualisation de l'écoulement par feuille laser (LSV), la vélocimétrie numérique par image de particules (DPIV), la vélocimétrie Doppler laser (LDV) et la dynamique des fluides numérique (CFD) sont utilisées pour étudier le champ d'écoulement. L'étude vise à améliorer la compréhension des champs d'écoulement des chambres de combustion et à aider au développement de codes CFD spécialisés pour ces écoulements. Les expériences réalisées font partie du processus de conception du logiciel de visualisation quantitative du champ d'écoulement (QFView), qui facilite l'analyse et la visualisation des données afin d'améliorer la compréhension des régions de transition de l'écoulement. Les études de pression, les études LDV et les variations du rapport de vitesse sont utilisées pour analyser les caractéristiques du champ d'écoulement, telles que les coefficients de pression, les effets du nombre de Reynolds et les influences du rapport de vitesse. La réduction de la production de NO_x pendant la combustion, influencée par la température de la flamme et la concentration

d'oxygène, est considérée comme un élément clé dans la conception de nouveaux brûleurs, ce qui conduit à la création de régions spécifiques dans le champ d'écoulement.

Schmitt et al [3] présentent une base de données pour l'écoulement turbulent d'un brûleur double jet annulaire confiné dans des conditions froides, en se concentrant sur les mesures LDV près de la sortie des buses annulaires. L'étude a effectué des mesures LDV à 5515 points de grille dans le plan méridien, enregistrant des données validées pour 3000-16 000 particules à chaque position afin de calculer divers paramètres d'écoulement tels que les vitesses moyennes, l'intensité de la turbulence et les contraintes de Reynolds. Le champ d'écoulement moyen obtenu s'est avéré axisymétrique avec une incertitude de 2 %, et des courbes de niveau des quantités turbulentes sur une grille fine, ainsi que des lignes de courant basées sur le champ d'écoulement moyen, ont été présentées dans l'article.

Hazarika et al [4] présentent une analyse complète des caractéristiques de l'écoulement dans un jet confiné à double anneau, en mettant l'accent sur le comportement des tourbillons toroïdaux et de la turbulence à travers différents nombres de Reynolds. Les expériences menées dans un large éventail de conditions d'écoulement présentaient systématiquement la même topologie du champ d'écoulement moyen. Cela a été corroboré par des simulations de dynamique des fluides informatique (CFD), qui ont également produit des résultats topologiques similaires. Le champ de flux proche du sillage a été identifié comme étant composé de trois régions de flux inversé distinctes : Vortex toroïdal central (CTV) : Cette région est entourée par le jet principal et le corps central de la falaise, s'étendant de la face du brûleur jusqu'au point de stagnation moyen sur l'axe. Paire de vortex toroïdaux contrarotatifs (CVP) : Cette région est formée entre les jets primaire et secondaire et s'étend de la même manière depuis la face du brûleur jusqu'à la ligne de stagnation moyenne. Flux inversé extérieur (ORF) : Cette zone se situe entre le jet secondaire et les parois de la chambre froide. À des nombres de Reynolds inférieurs, on a observé que les tourbillons toroïdaux étaient laminaires. Cependant, à mesure que le nombre de Reynolds augmentait, l'instabilité a commencé à perturber ces tourbillons, entraînant la formation de tourbillons plus importants. Le nombre de tourbillons augmentait avec l'augmentation des nombres de Reynolds, ce qui indique une transition d'un flux laminaire à un écoulement turbulent. Le débit moyen affichait régulièrement des tourbillons toroïdaux normaux dans toutes les régions à flux inversé. Les champs d'écoulement instantanés ont révélé de nouvelles caractéristiques qui variaient en fonction de l'évolution des nombres de Reynolds, en particulier dans les régions CTV et CVP. Les expériences ont été menées dans deux bancs d'essai, l'un utilisant de l'eau et l'autre de l'air, avec des modèles mis à l'échelle pour maintenir une similitude dynamique. Les résultats ont indiqué que les

caractéristiques de débit observées lors des expériences d'écoulement à froid pourraient être pertinentes pour comprendre le comportement de la chambre de combustion dans des conditions opérationnelles. Ces résultats contribuent à une meilleure compréhension de la dynamique complexe des écoulements dans les jets confinés, en particulier dans les applications liées aux processus de combustion et de mélange.

Lalzel [5] concentre sur des divers aspects de la caractérisation aérodynamique d'un jet, en particulier dans le contexte de l'écoulement turbulent et du développement du jet. L'étude se termine par un aperçu de la zone de jet entièrement développée, soulignant son importance pour comprendre le comportement et les performances des jets. Cette section traite probablement des caractéristiques et de la stabilité du jet une fois qu'il a atteint un état complètement développé, ce qui est crucial pour les applications en dynamique des fluides et en ingénierie. L'article comprend une analyse comparative des termes turbulents, essentielle pour comprendre la dynamique de la turbulence au sein du jet. Cette comparaison permet d'identifier les principaux facteurs influençant la turbulence et fournit une image plus claire des caractéristiques de l'écoulement. La recherche présente des observations quantitatives à partir de plans longitudinaux, qui sont essentielles pour analyser la structure du flux et le comportement du jet. Ces observations incluent probablement des mesures des profils de vitesse, de l'intensité de la turbulence et d'autres paramètres pertinents qui contribuent à une compréhension globale des performances du jet. La caractérisation aérodynamique de la zone initiale du jet annulaire est un autre point central des résultats. Cette caractérisation est vitale pour les applications où les performances des jets sont critiques, comme dans les systèmes de propulsion et les processus industriels. La synthèse de l'étude bibliographique met en évidence les objectifs de la recherche et fournit un contexte aux résultats. Cette section décrit probablement les lacunes de la littérature existante que la présente étude vise à combler, encadrant ainsi la signification des résultats. En résumé, les résultats de l'article fournissent un examen détaillé du comportement du jet dans divers contextes, en mettant l'accent sur la turbulence, les caractéristiques de l'écoulement et les implications de ces résultats pour les applications pratiques en dynamique des fluides. Les connaissances acquises grâce à cette recherche contribuent à une meilleure compréhension de la dynamique des jets et peuvent éclairer de futures études et applications dans ce domaine.

Del Taglia et al [6] présentent des résultats significatifs issus de simulations numériques et de mesures expérimentales concernant le comportement d'un flux de jet annulaire présentant un taux de blocage élevé. L'étude révèle qu'à un taux de blocage de 0,89 et à un nombre de Reynolds de 4400, le flux dans la zone de recirculation présente une asymétrie et une direction

préférentielle. Cela indique que la dynamique du flux est influencée par les contraintes géométriques imposées par le blocage. Les simulations numériques 3D instables prédisent efficacement les fluctuations de vitesse dans la zone de recirculation. Les résultats montrent que ces fluctuations sont principalement à grande échelle et dominées par la structure, ce qui est crucial pour comprendre la stabilité et le comportement du flux. Une découverte notable des simulations est l'identification d'une fréquence proche de 10 Hz, qui correspond au principal comportement de perte des structures tourbillonnaires à l'intérieur du jet. Cette fréquence correspond bien aux mesures expérimentales précédentes, ce qui suggère que le modèle numérique capture avec précision la dynamique du flux. Les résultats incluent également une comparaison entre différentes approches informatiques. Le modèle de contrainte SSG-Reynolds (SSG-RSM) a fourni des signaux d'oscillation stables pour la vitesse axiale instantanée, tandis que les calculs sans modèle ont révélé des amplitudes plus importantes et des structures plus fines. Cela indique que le choix du modèle affecte de manière significative les caractéristiques de débit prévues. L'étude confirme que les résultats numériques sont assez indépendants de la grille, des prédictions similaires ayant été obtenues à l'aide de différentes grilles de calcul. Cela améliore la fiabilité des résultats et suggère que les résultats sont robustes face aux variations de résolution de la grille. En résumé, l'article fournit une analyse complète du flux de jet annulaire, soulignant l'importance du taux de blocage et des approches de modélisation pour prédire le comportement du flux. Les résultats fournissent des informations précieuses sur la dynamique des flux de jets, qui peuvent être appliquées à diverses applications d'ingénierie.

Broeckhoven et al [7] présentent une analyse complète des caractéristiques d'écoulement observées dans une configuration à double jet annulaire grâce à des mesures de vélocimétrie par image de particules (PIV). Le champ d'amplitude de la vitesse moyenne indique que le flux est presque entièrement axisymétrique, avec des zones distinctes identifiables dans le champ d'écoulement. Les deux jets annulaires fusionnent pour former un seul jet annulaire situé à environ 20 mm derrière la sortie de la buse. Ce processus de fusion génère un ensemble de tourbillons contrarotatifs dans la région située entre les jets. Les observations montrent que le jet annulaire extérieur a tendance à se courber légèrement vers l'axe central du brûleur, tandis que le jet intérieur s'en éloigne. Ce comportement indique une interaction complexe entre les jets. Le point de stagnation, où les deux jets convergent, est situé à quelques millimètres en dessous du point médian de la sortie de la buse annulaire, ce qui suggère une légère courbure du flux total vers l'axe médian. Au fur et à mesure que le flux se développe, un tourbillon toroïdal central important se forme à environ 75 mm derrière la sortie de la buse, passant d'un jet annulaire unique à un jet central. Une zone de recirculation allongée

est également observée à l'extérieur du jet annulaire extérieur en raison des effets d'entraînement. L'étude fournit des composantes de vitesse non dimensionnelles dans le sens du courant et dans le sens radial, mettant en évidence la présence d'une grande zone centrale de recirculation et de zones de recirculation plus petites entre les jets annulaires, caractérisées par des vitesses négatives dans le sens du courant. Les mesures révèlent une intensité turbulente radiale élevée et une contrainte de Reynolds dans la région juste avant la fusion des jets, indiquant une turbulence et un mélange importants. Une base de données complète contenant les vitesses axiales et radiales moyennes, les intensités turbulentes et les contraintes de Reynolds a été générée. Ces données seront mises à disposition pour être utilisées comme données de validation pour les simulations numériques. Les résultats des mesures PIV ont été comparés à plusieurs modèles Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) afin d'évaluer leur capacité à prédire la physique complexe des écoulements présente dans la configuration. Ces résultats fournissent des données empiriques précieuses essentielles pour valider les simulations numériques des écoulements turbulents dans les applications industrielles, en particulier dans les systèmes de combustion.

Vanierschot et al [8] étudiant l'hystérésis dans le champ d'écoulement moyen d'un jet tourbillonnant annulaire avec une buse conique étagée en utilisant la dynamique des fluides numérique avec l'approche Navier-Stokes moyennée par Reynolds (RANS) et le modèle de turbulence : transport de contrainte de Reynolds (RSTM). La recherche se concentre sur quatre structures d'écoulement différentes observées dans le jet tourbillonnant en fonction du nombre de tourbillons : "écoulement à jet fermé", "écoulement à jet ouvert à faible tourbillon", "écoulement à jet ouvert à fort tourbillon" et "écoulement à jet coanda". Ces schémas d'écoulement changent en fonction du nombre de tourbillons, révélant une hystérésis à des nombres de tourbillons faibles et intermédiaires lorsque l'on augmente puis diminue le nombre de tourbillons.

Danlos et al [9] concentrent sur des études expérimentales d'un jet d'air annulaire à grand rapport de diamètre à l'aide de diverses techniques telles que la vélocimétrie par image de particules, l'anémométrie laser Doppler, l'anémométrie à fil chaud et la tomographie résolue en temps. L'étude s'est concentrée sur la zone initiale du jet annulaire, en examinant les caractéristiques du débit depuis la sortie de la buse vers la zone de recirculation en aval de l'obstacle central. Les résultats ont indiqué que l'asymétrie du comportement du flux était influencée par des facteurs tels que la vitesse initiale à la sortie de la buse et le rapport de diamètre du jet annulaire. En analysant la couche de mélange et les instabilités du flux, l'étude a permis de mieux comprendre l'asymétrie du flux dans des configurations expérimentales

spécifiques, proposant des solutions potentielles pour optimiser les processus industriels impliquant des jets annulaires.

Penot et al [10] concentrent sur des jets annulaires à aspiration centrale, en étudiant deux régimes d'écoulement pour créer des systèmes locaux de climatisation ou de ventilation. Le régime de climatisation local a montré une baisse significative de la température par rapport au boîtier non aspiré, ce qui indique l'efficacité de l'aspiration centrale dans les applications de refroidissement. Pour le régime de ventilation local, il a été observé que le flux tourbillonnant dans le jet annulaire entraînait une distribution plus uniforme du champ de température par rapport au cas non tourbillonnant. Cela suggère que le flux tourbillonnant peut améliorer le mélange et la distribution de l'air dans les systèmes de ventilation, améliorant potentiellement l'efficacité globale de la ventilation. Les résultats ont également mis en évidence l'impact d'un écoulement tourbillonnant divergent sur la distribution de la température dans le jet annulaire. Le flux tourbillonnant divergent a eu un effet plus prononcé sur le champ de température que le flux non tourbillonnant, ce qui indique que la configuration du flux joue un rôle crucial dans la détermination des caractéristiques thermiques du jet. Dans l'ensemble, l'étude expérimentale a fourni des informations précieuses sur le comportement thermique des jets annulaires divergents tourbillonnants et non tourbillonnants non isothermes à aspiration centrale, démontrant le potentiel d'optimisation des systèmes locaux de climatisation et de ventilation grâce à un contrôle minutieux des régimes et des configurations de débit.

Danlos et al [11] présentent plusieurs résultats importants concernant le comportement aérodynamique et le contrôle des instabilités dans les jets annulaires à grand rapport de diamètre. L'étude montre que la modification de la géométrie de l'obstacle central de la buse peut entraîner un contrôle passif des fluctuations transversales au point de stagnation. Plus précisément, l'utilisation d'un jet annulaire conique a été mise en évidence comme une méthode efficace pour stabiliser le flux. Bien que les modifications visant à réduire l'oscillation (battement) du jet aient été couronnées de succès, elles ont également entraîné l'émergence de nouvelles zones de fluctuation sur les bords du jet. Cela indique une relation complexe entre la stabilité du jet et sa morphologie globale. La recherche met l'accent sur les difficultés liées à la mise en œuvre d'un contrôle actif par le biais d'excitations acoustiques. Il est crucial d'établir une relation entre la fréquence d'oscillation du jet, la fréquence de l'onde acoustique et la fréquence d'acquisition d'images pour évaluer avec précision l'impact de l'excitation sur le flux. En synchronisant les systèmes d'éclairage et d'acquisition d'images avec l'onde acoustique, les chercheurs ont observé une réduction des oscillations transversales d'un jet annulaire de base soumis à des excitations à la fréquence naturelle du point de stagnation. Cette découverte

suggère une méthode viable pour contrôler efficacement les instabilités des jets. L'article suggère que les études futures devraient se concentrer sur la modification de l'angle d'ouverture du jet annulaire conique, en particulier dans les cas où le rapport de diamètre est élevé, afin d'éliminer les zones de recirculation. Cette approche s'inspire de travaux antérieurs, tels que ceux de Ko et Chan. La complexité du flux dans les configurations de jets annulaires étudiées et les défis liés à la mise en œuvre de certaines mesures, notamment pour le contrôle actif, rendent ces études complexes et prennent beaucoup de temps. Les auteurs proposent une campagne de mesures complète combinant la vélocimétrie par image de particules (P.I.V.) et des techniques de fil chaud sur une large gamme de fréquences afin de mieux comprendre ces phénomènes. Ces résultats contribuent de manière significative à la compréhension de la dynamique des jets et fournissent des pistes pour des applications pratiques dans les environnements industriels, où le contrôle des instabilités des jets est essentiel pour améliorer l'efficacité et réduire les émissions.

Vanierschot et al [12] examinent l'impact d'un tourbillon sur un jet annulaire en analysant cinq nombres de tourbillons différents, allant de zéro à un tourbillon élevé ($S=0,74$). À l'aide de la vélocimétrie par image de particules stéréoscopique (PIV), les chercheurs ont mesuré les champs d'écoulement afin de comprendre les composantes de vitesse et les fluctuations le long de l'axe central de la géométrie. Les résultats indiquent que le champ d'écoulement d'un jet annulaire est complexe en raison du fait que le tube central de la buse agit comme un bluff body, ce qui entraîne la formation d'une zone de recirculation centrale (CRZ) derrière celui-ci. À de faibles nombres de tourbillons, les gradients de pression induits par le tourbillon ont modifié la structure du flux de manière significative. Le champ de pression induit par les tourbillons a été attribué aux forces centrifuges, affectant les champs de pression moyens dans le système.

Danlos [13] concentrent sur le contrôle des instabilités dans la zone initiale des jets annulaires présentant de grands rapports de diamètre. La recherche a exploré deux méthodes principales de contrôle des instabilités des jets annulaires : Contrôle passif : il s'agissait de modifier la géométrie de l'obstacle central pour évaluer son impact sur le comportement du jet. Les résultats ont indiqué que les changements géométriques pouvaient influencer la stabilité du jet. Contrôle actif : le forçage acoustique a été utilisé pour gérer activement les instabilités. Cette méthode s'est révélée prometteuse en réduisant la longueur de la zone de recirculation lorsque des fréquences spécifiques étaient appliquées. L'efficacité des deux méthodes de contrôle a été évaluée à l'aide de techniques de mesure non intrusives, notamment : Tomographie rapide : Cette technique a permis de visualiser les structures du flux et d'évaluer

l'impact des méthodes de contrôle sur le jet. Vélocimétrie par image de particules (PIV) : des mesures PIV ont été utilisées pour comparer les composantes de vitesse du jet, révélant que la composante longitudinale correspondait étroitement aux données expérimentales. Anémométrie laser Doppler (LDA) : Cette méthode a fourni des informations supplémentaires sur les profils de vitesse et les caractéristiques de turbulence du jet. Une analyse de décomposition orthogonale (POD) appropriée a été réalisée pour évaluer l'influence des méthodes de contrôle passives et actives sur les principales instabilités responsables de la déstabilisation du jet. Les résultats ont indiqué que les deux méthodes pouvaient modifier efficacement la dynamique d'instabilité. L'étude a également examiné l'influence de différentes fréquences acoustiques sur le comportement du jet. Il a été constaté que : L'excitation du jet à sa fréquence d'oscillation naturelle a réduit les fluctuations de vitesse transversales, tandis qu'une double fréquence harmonique a augmenté ces fluctuations. Cependant, les changements de fréquence n'ont pas affecté de manière significative l'expansion globale du jet annulaire. Les résultats suggèrent que les méthodes de contrôle passives et actives peuvent gérer efficacement les instabilités dans les jets annulaires, les fréquences spécifiques jouant un rôle crucial dans la dynamique du flux. L'étude met en évidence la possibilité de poursuivre les recherches visant à optimiser ces stratégies de contrôle pour des applications pratiques en dynamique des fluides.

Laldinpui Kurup [14] présentent les résultats significatifs de l'étude expérimentale de jets co-annulaires soumis à des perturbations transversales. L'étude s'est concentrée sur deux types d'écoulements : un jet primaire rond libre axisymétrique et un jet primaire/co-annulaire influencé par le flux transversal provenant de deux orifices. Les données de vitesse ont été principalement collectées à l'aide d'un système de vélocimétrie laser Doppler (LDV) à deux composantes de vitesse simultanées. Des mesures LDV à composant unique ont été effectuées dans des scénarios où la diaphonie entre les composants ne pouvait pas être séparée à l'aide de méthodes conventionnelles. Cela met en évidence la complexité des interactions entre les flux étudiés. Des images de visualisation du flux ont été obtenues à la fois pour le jet principal seul et pour les boîtiers combinés jet primaire/jet co-annulaire. Ces images ont permis de comprendre les caractéristiques générales du flux. Les profils de vitesse ont été mesurés en parcourant la sonde le long de l'axe $\pm y$, en commençant par $x/d = 0,57$ et en prenant les profils suivants aux emplacements en aval incrémentés de 6,35 mm, couvrant une plage allant de $x/d = 1$ à 10. La présence du jet co-annulaire a affecté de manière significative les caractéristiques du jet principal. Les résultats ont indiqué un mélange accru, entraînant une diminution rapide de la vitesse du jet central et une propagation plus rapide du jet principal. La différence moyenne entre les valeurs de la ligne centrale entre le jet principal et le jet primaire/co-annulaire s'est

révélée être d'environ $0,15u_J$, ce qui correspond à une réduction de 30 % de la vitesse locale à des stations spécifiques ($x/d = 3,57$ à $25,57$). L'étude a observé que les composantes de vitesse fluctuantes axiales et radiales à proximité de la sortie du jet pour le cas du jet combiné étaient environ le double de celles du cas du jet principal, ce qui indique une turbulence accrue due au jet co-annulaire. La configuration testée s'est révélée efficace pour les applications nécessitant une décélération plus rapide du débit, démontrant le potentiel des jets co-annulaires pour améliorer le mélange et contrôler les caractéristiques du débit. Ces résultats fournissent des informations précieuses sur la dynamique des jets co-annulaires et leurs applications dans divers domaines de l'ingénierie.

Percin et al [15] analysent les structures d'écoulement et les champs de pression d'un jet tourbillonnant annulaire libre subissant une rupture par vortex à l'aide de mesures de vélocimétrie par images de particules tomographiques résolues en temps. Le débit moyen dans le temps s'est révélé axisymétrique avec des régions soumises à des contraintes de Reynolds anisotropes élevées, tandis que le flux instantané présentait une structure non axisymétrique avec un noyau de vortex en précession enroulé autour de la bulle de rupture du vortex. Le cœur du vortex en précession était associé à une région de basse pression le long de l'axe central du jet, et les fluctuations de pression maximales se produisaient en amont du lieu de rupture du vortex. Le sens d'enroulement de la structure hélicoïdale était opposé à la direction du tourbillon et était en précession autour de l'axe central du flux à une fréquence correspondant à un nombre de Strouhal de 0,27. L'analyse de la décomposition orthogonale appropriée (POD) des champs de pression a suggéré que la formation de tourbillons hélicoïdaux précédents était la structure cohérente dominante dans le flux instantané.

Ryzhenkov et al [16] présentent des résultats significatifs issus de simulations à grands tourbillons (LES) d'un jet turbulent tourbillonnant annulaire, en mettant l'accent sur les effets des différents paramètres de tourbillon (S) sur les caractéristiques de l'écoulement. L'étude examine des paramètres de tourbillon allant de $S = 0,3$ à $S = 0,6$. Il a été observé qu'à mesure que le nombre de tourbillons augmente, la structure de l'écoulement et les caractéristiques de turbulence changent considérablement. Pour des nombres de tourbillons plus faibles, la zone de recirculation est caractérisée par un vortex toroïdal, tandis que des nombres de tourbillons plus élevés entraînent des modèles d'écoulement plus complexes, notamment une structure en double hélice et finalement une structure hélicoïdale unique à $S = 0,6$, indiquant une rupture du vortex. La région autour du point de stagnation à la fin de la zone de recirculation présente des niveaux élevés de fluctuations turbulentes. Cela indique que le débit est très instable, en particulier dans les zones de recirculation induites par le corps de falaise. Pour $S = 0,3$, la vitesse

axiale montre une légère diminution autour de $x_D = 2$, sans valeurs négatives, bien que des valeurs instantanées indiquent un flux inversé intermittent. Lorsque S augmente à 0,4 et 0,5, une deuxième bulle de recirculation émerge, et à $S = 0,6$, ces bulles fusionnent dans une zone de recirculation plus grande, démontrant la nature dynamique du flux. Le champ de pression moyen dans le temps révèle des fluctuations qui correspondent au processus de fusion des zones de recirculation. La valeur de pression maximale pour $S = 0,4$ est associée à cette fusion intermittente, et les fluctuations de pression présentent un caractère bifurquant, ce qui s'explique en outre par les champs de pression instantanés tridimensionnels. L'étude fournit également des iso contours des composantes axiales et azimutales du champ de vitesse moyen dans le temps, montrant des maxima locaux de vitesse azimutale autour de $x_D = 0,5$, ce qui est crucial pour comprendre la dynamique de l'écoulement dans le jet annulaire. Ces résultats contribuent à une meilleure compréhension des interactions complexes dans les jets annulaires tourbillonnants et de leurs implications pour diverses applications d'ingénierie.

Wawrzak et al [17] concentrent sur des jets annulaires non tourbillonnants à l'aide de simulations de grands tourbillons (LES) et d'un code d'ordre élevé basé sur des différences compactes et une approximation de Fourier combinés à une méthode de projection pour le couplage pression-vitesse. La recherche a révélé que les nombres de Reynolds et l'épaisseur de la couche de cisaillement interne influaient de manière significative sur la dynamique des jets annulaires non tourbillonnants, conduisant à la formation de structures turbulentes selon des scénarios distincts. Des conditions d'entrée spécifiques ont donné lieu à des modèles d'écoulement ressemblant à de faibles jets tourbillonnants, la formation de structures en spirale dans les couches de mélange interne et externe étant attribuée à des instabilités provoquant la précession de la région de recirculation dans le champ proche. Les spirales observées dans les structures d'écoulement se sont révélées s'enrouler dans le sens des aiguilles d'une montre ou dans le sens antihoraire, selon le cas spécifique et la distribution azimutale des perturbations.

Boguslawski et al [18] concentrent sur la réalisation d'études paramétriques sur le premier et deuxième modes azimutaux absolus dans les jets annulaires non tourbillonnants et tourbillonnants, en utilisant une analyse de stabilité linéaire spatio-temporelle. Il étudie l'influence de divers paramètres déterminants tels que les gradients de vitesse axiale dans les couches de cisaillement internes et externes, la vitesse de reflux, le nombre de tourbillons et la forme de la vitesse azimutale sur les modes absolus des jets annulaires. L'étude introduit un nouveau flux de base qui permet des variations flexibles de la forme des profils de vitesse axiaux et azimutaux, permettant une analyse détaillée des modes absolus des jets annulaires. Les résultats mettent en évidence que le premier mode absolu hélicoïdal est principalement

affecté par la vitesse de reflux et l'intensité du tourbillon, tandis que la pente de la couche de cisaillement interne joue un rôle crucial dans le contrôle de la fréquence du mode absolu. De plus, la recherche indique que le gradient de vitesse dans la couche de cisaillement externe et la forme de la vitesse azimutale ont un impact limité sur les caractéristiques du premier mode absolu hélicoïdal, soulignant l'importance de paramètres spécifiques pour déterminer le comportement des modes absolus dans les jets annulaires.

Philippov et al [19] concentrent sur une étude expérimentale de la structure de l'écoulement dans la zone proche d'un jet tourbillonnant annulaire, en examinant spécifiquement les jets annulaires ayant un angle de tourbillonnement compris entre 0 et 60 degrés. L'étude utilise un anémomètre laser-Doppler à deux composants pour recueillir des données sur la vitesse moyenne, les pulsations et la dynamique du flux dans la région du jet proche jusqu'à 5 diamètres de l'anneau extérieur. Les résultats soulignent l'importance de la formation de tourbillons toroïdaux internes et externes à proximité de la buse pour influencer la dynamique du flux et le processus de mélange du jet annulaire. Ces structures jouent un rôle crucial dans la détermination des caractéristiques de l'écoulement dans la zone proche du jet, entraînant une augmentation du taux de mélange, des niveaux de turbulence et de la capacité d'éjection du jet aux nombres de Reynolds étudiés. La présence et l'impact de tourbillons toroïdaux dans le champ proche des jets turbulents ont suscité un intérêt dans la recherche en dynamique des fluides.

Ryzhenkov et al [20] présentent plusieurs résultats clés dérivés de simulations numériques directes d'écoulements de jets annulaires laminaires. L'étude a effectué des simulations pour deux ratios de blocage ($r = 0,5$ et $r=0,9$), sur une gamme de nombres de Reynolds ($Re = 200, 250, 300, 350, 400$). Cette configuration a permis une analyse complète du comportement du flux dans différentes conditions. Les résultats sont résumés dans un diagramme de régime qui illustre les transitions entre les états stationnaire-instable et symétrie-asymétrie des flux de jets. Ce diagramme sert de représentation visuelle de la manière dont les différents paramètres influencent le comportement du flux. Une découverte significative est que le nombre de Reynolds auquel se produit la transition symétrie-asymétrie diminue à mesure que le taux de blocage augmente. Cela indique que des ratios de blocage plus élevés favorisent des transitions plus précoces vers des états de flux asymétriques. Contrairement à la transition symétrie-asymétrie, le nombre de Reynolds pour la transition stationnaire-instable reste constant pour les deux ratios de blocage. Cela suggère que l'apparition d'un comportement instable n'est pas significativement affectée par le ratio de blocage. L'étude indique également que le point de stagnation global s'éloigne de l'axe du jet à mesure que le rapport de diamètre

augmente. Ce déplacement s'accompagne d'une augmentation de l'angle entre l'axe et la direction des lignes de vitesse, indiquant une asymétrie plus prononcée du. De nouvelles augmentations du nombre de Reynolds pour les deux ratios de blocage entraînent un comportement d'écoulement instable. Notamment, l'état asymétrique persiste même lorsque le nombre de Reynolds augmente jusqu'à 8900, ce qui met en évidence la robustesse de l'asymétrie dans ces flux. L'article comprend des visualisations des composantes de vitesse instantanées et des lignes de courant pour différents nombres de Reynolds, qui aident à illustrer la topologie de l'écoulement et la rupture de symétrie dans les jets annulaires. Ces résultats contribuent à une meilleure compréhension de la dynamique des jets annulaires et des facteurs influençant la rupture de symétrie, qui sont cruciaux pour les applications en dynamique des fluides et en ingénierie.

Fabio et al [21] présentent une analyse détaillée des résultats obtenus lors de l'étude expérimentale de jets annulaires turbulents axisymétriques émis par la buse du brûleur SpraySyn SPP1980. L'étude a observé que les jets annulaires présentaient des caractéristiques d'écoulement distinctes à la fois dans des conditions isothermes et de réaction. Les niveaux de turbulence ont été influencés de manière significative par la configuration des jets et les conditions de fonctionnement, ce qui a entraîné des variations dans les profils de vitesse et les caractéristiques de mélange des jets. La distribution de la température dans le jet a été mesurée, révélant que les conditions de réaction entraînaient des températures plus élevées par rapport aux conditions isothermes. Cette augmentation de température a été attribuée aux processus de combustion qui se produisent dans le jet, qui ont augmenté l'énergie thermique du flux. L'efficacité de combustion des jets a été évaluée, montrant que la configuration annulaire améliorait le mélange du combustible et du comburant, entraînant une combustion plus complète. Cela était particulièrement évident dans les cas de réaction, où l'efficacité était supérieure à celle des cas isothermes. La stabilité des jets a été évaluée, ce qui indique que les jets annulaires maintenaient un schéma d'écoulement plus stable que les jets conventionnels. Cette stabilité est cruciale pour les applications dans les systèmes de combustion, car elle peut entraîner une réduction des émissions et une amélioration des performances. Les résultats ont mis en évidence l'impact significatif de diverses conditions d'exploitation, telles que le type de carburant et les débits, sur les performances des jets. Différentes configurations ont été testées et les résultats ont montré que l'optimisation de ces paramètres pouvait améliorer les performances des jets et réduire la formation de polluants. Des visualisations du comportement du jet ont été réalisées, fournissant un aperçu des structures de l'écoulement et de l'interaction entre le jet et l'environnement environnant. Ces observations ont confirmé les mesures

quantitatives et ont aidé à comprendre les mécanismes sous-jacents du comportement des jets. En conclusion, les résultats expérimentaux démontrent que le brûleur SpraySyn SPP1980 peut produire efficacement des jets annulaires turbulents présentant des caractéristiques de combustion améliorées, ce qui est bénéfique pour diverses applications industrielles. Les résultats apportent des connaissances précieuses dans le domaine de l'ingénierie de la combustion et de la dynamique des jets.

Murugan et al [22] présentent plusieurs résultats clés concernant le comportement des doubles jets concentriques sous l'influence de la pulsation du flux annulaire. L'étude révèle que la pulsation du flux annulaire affecte de manière significative les caractéristiques d'écoulement du jet central. L'interaction entre les jets annulaire et central entraîne des variations dans les profils de vitesse, qui sont cruciales pour comprendre la dynamique du mélange. Les résultats indiquent que l'efficacité du mélange des doubles jets concentriques est améliorée lorsque le flux annulaire est pulsé. Cette amélioration est attribuée à la turbulence accrue et aux schémas d'écoulement chaotiques générés par la pulsation, ce qui favorise un meilleur mélange des fluides. La recherche se concentre spécifiquement sur les faibles nombres de Reynolds pour le jet central, démontrant que même à ces faibles valeurs, la pulsation peut entraîner des changements significatifs dans le comportement du flux. Cette découverte est importante pour les applications où les faibles débits sont courants. Différentes fréquences de pulsation du flux annulaire ont été testées et les résultats montrent que certaines fréquences optimisent le processus de mélange. L'étude fournit des informations sur la manière dont le réglage de la fréquence de pulsation peut améliorer les performances dans les applications impliquant des doubles jets concentriques. L'article comprend des visualisations des modèles d'écoulement et des mesures des caractéristiques de mélange, qui étayent les résultats théoriques. Ces aides visuelles aident à comprendre les interactions complexes entre les jets et les effets des pulsations. Les résultats ont des implications pratiques pour diverses applications techniques, telles que les réacteurs chimiques et le génie environnemental, où un mélange efficace est essentiel. L'étude suggère que la mise en œuvre de pulsations dans les écoulements annulaires peut améliorer les performances de ces systèmes. En résumé, l'article fournit des informations précieuses sur la manière dont la pulsation annulaire peut améliorer les caractéristiques d'écoulement et de mélange dans les doubles jets concentriques, en particulier à faible nombre de Reynolds, soulignant l'importance de la fréquence de pulsation et de ses applications pratiques.

Merouane et al [23] présentent des résultats significatifs concernant les effets du diamètre intérieur et du nombre de Reynolds sur les zones de recirculation dans le flux de jet

annulaire. L'étude identifie deux zones de recirculation distinctes : Une grande zone de recirculation située à proximité de la sortie du flux. Une zone de recirculation plus petite située à proximité du point d'injection généré par le flux annulaire et du diamètre intérieur. Les résultats indiquent que le diamètre de la zone de recirculation augmente à mesure que le diamètre intérieur augmente. Cela suggère une relation directe entre le diamètre intérieur et la taille de la zone de recirculation. Alors que l'étude examine l'impact des différents nombres de Reynolds, elle constate que la longueur de la zone de recirculation dépend principalement du diamètre intérieur. La variation du nombre de Reynolds a un effet minimal sur la longueur de recirculation, ce qui indique que le diamètre intérieur joue un rôle plus critique dans la détermination des caractéristiques du débit. L'énergie cinétique turbulente est concentrée dans la zone de recirculation, en particulier dans la zone centrale de l'écoulement et dans la couche de cisaillement. On observe que l'énergie cinétique turbulente diminue lorsque les diamètres intérieur et extérieur diminuent. L'énergie est dissipée de manière significative plus en aval de l'axe du jet. Les simulations numériques réalisées à l'aide du modèle k-epsilon montrent un bon accord avec les données expérimentales de la littérature, validant les résultats de l'étude. L'étude présente également des profils de vitesse axiale moyenne, mettant en évidence un pic négatif dans la région de recirculation près de l'axe du jet. Cela indique une dynamique d'écoulement complexe influencée par la géométrie du jet annulaire. En résumé, l'étude démontre efficacement comment les variations du diamètre intérieur et du nombre de Reynolds influencent les caractéristiques d'écoulement des jets annulaires, en particulier la formation et le comportement des zones de recirculation.

Vanierschot et al [24] présentent plusieurs résultats importants concernant le sillage turbulent provoqué par un jet annulaire en expansion abrupte. L'étude révèle que les sillages centraux instantanés et moyennés dans le temps derrière le tube interne du jet annulaire sont très asymétriques. Cette asymétrie provient d'une bifurcation survenant à de faibles nombres de Reynolds et persiste même lorsque le flux passe en régime turbulent. L'asymétrie observée dans le sillage entraîne la formation d'une paire de tourbillons contrarotatifs qui s'alignent avec la direction principale du flux. Ce phénomène est crucial car il influence la dynamique globale du champ d'écoulement. Ce dernier est caractérisé par une nature très dynamique, le sillage oscillant autour d'une position d'équilibre asymétrique. Cette oscillation se produit à un nombre de Strouhal très faible, environ 0,01, indiquant un comportement oscillatoire lent. Outre l'oscillation de sillage, la couche de cisaillement interne présente des oscillations avec des nombres de Strouhal compris entre 0,1 et 0,3. Ce comportement oscillatoire contribue à l'élimination asymétrique des tourbillons en épingle à cheveux au sein de la couche de

cisaillement interne. L'asymétrie et la dynamique oscillatoire créent une région localisée de mélange très intense à proximité du point de stagnation du flux. Cette découverte met en évidence les implications potentielles pour les processus de mélange dans des applications telles que les systèmes de combustion. La recherche utilise des techniques avancées telles que la vélocimétrie par image de particules tomographique (PIV) et la décomposition orthogonale appropriée (POD) pour analyser les structures du flux. Ces méthodes permettent une compréhension détaillée de la dynamique des flux tridimensionnels, qui n'a pas été largement décrite dans la littérature précédente. Dans l'ensemble, les résultats de cette étude fournissent des informations précieuses sur le comportement complexe des écoulements de jets annulaires, notamment en termes de caractéristiques asymétriques et de dynamique des flux qui en résulte.

Zhang et al [25] présentent les résultats significatifs de l'analyse de décomposition orthogonale (POD) appropriée d'un jet annulaire turbulent, simulée à l'aide d'une simulation de grands tourbillons (LES) à un nombre de Reynolds de 8 500. L'étude révèle que le champ de vitesse moyen dans le temps présente un sillage asymétrique derrière le corps central de la falaise, malgré la géométrie symétrique de l'écoulement. Cela indique que la dynamique des flux est influencée par des facteurs allant au-delà de la simple symétrie géométrique. L'analyse indique que les quatre premiers modes propres POD capturent chacun plus de 1 % de l'énergie cinétique turbulente. Cela suggère que ces modes jouent un rôle crucial dans la dynamique du flux de sillage, soulignant leur importance pour comprendre la turbulence dans le jet annulaire. Les deux premiers modes POD sont liés au débit moyen asymétrique observé dans le champ proche du jet annulaire. Plus précisément, ces modes correspondent à un décalage radial du point de stagnation, ce qui est essentiel pour comprendre le comportement du flux dans cette région. Les modes 3 et 4 sont associés aux effets d'étirement et de compression de la région de recirculation dans la direction radiale. Cela indique que ces modes contribuent aux structures d'écoulement complexes qui se développent dans le sillage. La structure spatiale des modes propres du POD identifiés révèle la présence de tourbillons contrarotatifs dans le sens du courant en aval de la zone d'inversion du flux. Cette découverte est importante car elle donne un aperçu de la dynamique des tourbillons qui est essentielle pour la modélisation de la turbulence. L'article utilise un cadre mathématique dans lequel les valeurs propres représentent l'énergie contenue dans chaque mode spatial et les fonctions propres sont dérivées de la projection d'instantanés sur des coefficients temporels. Cette approche permet une analyse détaillée de la dynamique des flux. Ces résultats contribuent à une meilleure compréhension des caractéristiques des écoulements turbulents dans les jets annulaires et des mécanismes sous-jacents à l'origine des asymétries et des formations de tourbillons observées.

1.6. Conclusion :

Cette étude bibliographique a permis de mettre en évidence la complexité des écoulements de jets annulaires turbulents et l'influence déterminante des paramètres géométriques et dynamiques sur leur structure. Les travaux recensés soulignent le rôle central des zones de recirculation et des instabilités dans la dynamique de l'écoulement, ainsi que les limites de certaines approches de modélisation. Cette synthèse constitue une base solide pour la suite du travail, en orientant les choix méthodologiques et les analyses numériques développées dans les chapitres suivants.

Chapitre 2

Les équations de Navier-Stokes
Et modélisation de la turbulence

2.1. Introduction :

La modélisation des écoulements turbulents constitue un enjeu majeur en mécanique des fluides, en particulier pour l'étude des jets annulaires où les phénomènes d'instabilités, de recirculation et de mélange sont fortement présents. La description mathématique de ces écoulements repose sur les équations de Navier-Stokes, issues des lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Toutefois, la résolution directe de ces équations pour des nombres de Reynolds élevés demeure coûteuse en termes de calcul. Ce chapitre présente les fondements théoriques des équations de Navier-Stokes, la formulation moyennée de Reynolds, ainsi que les principaux modèles de turbulence utilisés pour la simulation numérique des écoulements turbulents.

2.2. Description de la turbulence :

Comme démontré dans le chapitre précédent, les jets annulaires sont influencés par une multitude de phénomènes physiques complexes. Chacun de ces phénomènes peut contribuer à l'émergence de la turbulence. Un écoulement turbulent se distingue par son caractère chaotique et imprévisible, ainsi que par la présence de multiples échelles spatiales et temporelles. L'étude de la turbulence remonte à des temps anciens, Léonard de Vinci étant l'un des pionniers dans ce domaine. Bien qu'il n'ait pas fourni d'explications théoriques, il a rassemblé une multitude d'observations et de descriptions très détaillées concernant divers écoulements d'eau et d'air autour d'obstacles, notamment dans plusieurs de ses manuscrits. La turbulence se manifeste lorsque l'énergie cinétique qui met le fluide en mouvement est suffisamment forte par rapport aux forces de viscosité du fluide. En revanche, un écoulement est qualifié de laminaire lorsque les forces de viscosité prédominent, entraînant un comportement régulier. Tandis qu'Osborne Reynolds, à la fin du XIXe siècle, a revitalisé les recherches sur la turbulence en établissant les conditions nécessaires pour qu'un fluide en écoulement dans une conduite forcée transite de l'état laminaire à l'état turbulent. Ses travaux ont mis en évidence l'importance d'un nombre sans dimension, qui agit comme un critère déterminant pour le phénomène de turbulence connu sous le nom de nombre de Reynolds.

$$Re = \frac{U_0 \cdot D}{\nu} \quad (2.1)$$

Où : D : Le diamètre du jet.

U_0 : La vitesse axiale du jet en sortie de buse.

ν : La viscosité cinématique du fluide.

Dans un écoulement : $Re < 2500$, Le régime est laminaire.

$Re = 2500$, Point de transition.

$Re > 2500$, Le régime est turbulent.

La turbulence se manifeste par divers éléments, parmi lesquels les suivants sont les plus significatifs :

a. L'aspect tridimensionnel et rotationnel :

Les écoulements turbulents se distinguent par leur nature strictement rotationnelle et tridimensionnelle, marquée par l'existence d'une multitude de tourbillons de quelques millimètres de diamètre

b. La capacité de mélange élevée :

Dans un écoulement laminaire, le transfert de quantité de mouvement et de chaleur s'effectue principalement par convection et diffusion. En revanche, dans un écoulement turbulent, les variations des vitesses d'écoulement et de température dans les trois dimensions favorisent un mélange beaucoup plus efficace.

c. L'aspect irrégulier et aléatoire en temps ou en espace :

Les paramètres tels que la vitesse, la pression et la température présentent des fluctuations rapides et imprévisibles. Par conséquent, les écoulements turbulents se caractérisent par une instabilité marquée.

d. L'aspect dissipatif :

L'énergie des flux moyens est perdue en raison des forces visqueuses. Pour perdurer, les flux turbulents nécessitent un apport énergétique ; sans cela, ils tendent à se relaminariser. Cette énergie peut provenir de différentes sources, la plus courante étant le cisaillement ou la déformation du flux moyen, mais elle peut également résulter de forces externes.

2.3. Equations générales :

Dans les écoulements générés par des jets, le comportement du fluide est intégralement caractérisé par le champ d'écoulement, le champ thermique, la répartition de la pression et les propriétés locales du fluide. Ces paramètres sont régis par les lois fondamentales de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ce chapitre aborde les équations mathématiques fondamentales (équations de Navier-Stokes) qui gouvernent cette

étude. La description mathématique de l'état d'un fluide newtonien (l'air) s'appuie sur les équations suivantes :

2.3.1. Équation de continuité :

C'est l'équation qui représente le principe de conservation de la masse pour un volume de contrôle donné. Elle peut être formulée mathématiquement de la manière suivante :

$$\rho = \rho(\vec{x}, t) \quad (2.2)$$

$$\vec{U} = \vec{U}(\vec{x}, t) \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \vec{U}) = 0 \quad (2.4)$$

L'écoulement est incompressible, donc : $\rho = \text{cst}$

$$\rho \cdot \text{div}(\vec{U}) = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.6)$$

Où : ρ : La masse volumique

$\vec{U}$: Le vecteur vitesse.

2.3.2. Équation de quantité de mouvement :

Le principe de conservation de la quantité de mouvement établit des liens entre les propriétés du fluide en mouvement et les facteurs qui en sont à l'origine. Ce principe stipule que le taux de changement de la quantité de mouvement à l'intérieur d'un volume de contrôle est équivalent à la somme des forces extérieures exercées sur ce volume. Il peut être formulé de la manière suivante :

$$\rho \cdot \frac{D(\vec{U})}{Dt} = -\nabla p + \rho \cdot \vec{g} + \mu \cdot \nabla^2 \vec{U} \quad (2.7)$$

$$\rho \cdot \left[\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla) U \right] = -\nabla p + \rho \cdot \vec{g} + \mu \cdot \nabla^2 \vec{U} \quad (2.8)$$

$$\rho \cdot \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial (U_i U_j)}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.9)$$

Où : p : La pression statique.

$\vec{g}$: les forces de pesanteur.

μ : La viscosité dynamique.

2.4. Moyennement de Reynolds :

Pour réaliser une simulation numérique précise de la turbulence, il est nécessaire de résoudre directement les équations correspondantes. Cette méthode, connue sous le nom de DNS (Direct Numerical Simulation), s'avère cependant très coûteuse en termes de ressources computationnelles, surtout lorsque l'on traite des nombres de Reynolds supérieurs à quelques milliers. Ce coût élevé résulte de la nécessité d'un maillage suffisamment fin pour capturer les plus petites échelles de la turbulence. Par conséquent, étant donné que la simulation directe de la turbulence n'est pas réalisable en pratique, on est alors contraint de la modéliser numériquement en utilisant les modèles statistiques.

Ainsi, pour convertir les équations précédentes en équations moyennées, il est nécessaire d'introduire une décomposition des variables instantanées de l'écoulement, connue sous le nom de « décomposition de Reynolds ».

3.4.1. Décomposition de Reynolds :

La décomposition de Reynolds offre la possibilité de convertir les équations de Navier-Stokes en équations moyennées dans le temps, en représentant chaque variable instantanée $f(x_i ; t)$ dans l'addition de deux parties :

Partie moyenne temporelle : $\bar{f}(x_i)$

Partie fluctuante : $f'(x_i ; t)$

$$\text{Ça veut dire :} \quad f(x_i ; t) = \bar{f}(x_i) + f'(x_i ; t) \quad (2.10)$$

La moyenne temporelle se définit de la manière suivante :

$$\bar{f}(x_i) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(x_i ; t). dt \quad (2.11)$$

2.4.2. Equations moyennées

La définition (II.4) permet de distinguer les fluctuations aléatoires associées à la turbulence, représentées par le terme f' , du reste qui est inclus dans le terme $\bar{f}$. Par conséquent, le terme $\bar{f}$ est systématiquement fonction du temps, car il englobe toutes les fluctuations régulières et stationnaires de l'écoulement. En appliquant cette décomposition de Reynolds aux équations de Navier-Stokes, on parvient à un ensemble d'équations moyennées appelées équations de Navier-Stokes moyennées de Reynolds ou RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), peut être formulé de la manière suivante en utilisant la notation indicielle :

Équation moyennée de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.12)$$

Équation moyennée de la quantité de mouvement :

$$\bar{U}_j \cdot \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{U_i U_j} \right] \quad (2.13)$$

Où : ν : La viscosité cinématique.

Les termes $(-\overline{U_i U_j})$ ainsi que les contraintes visqueuses, sont appelés « contraintes de Reynolds » et donnent lieu à un tenseur symétrique appelé « tenseur de contraintes de Reynolds ». Cela donne apparemment lieu à six termes inconnus supplémentaires. Il se pose alors le problème de fermeture des équations.

2.5. Les modèles de turbulence :

La décomposition de Reynolds a conduit à l'élaboration de plusieurs équations pour les variables inconnues du problème, lesquelles représentent des valeurs moyennes. Néanmoins, chaque équation inclut des inconnues additionnelles. Il devient donc nécessaire de résoudre le problème en intégrant des modèles pour ces inconnues supplémentaires.

2.5.1. Modèle de Spalart-Allmaras :

Le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras est un modèle à une seule équation qui est couramment employé en mécanique des fluides pour simuler les écoulements turbulents, notamment dans les domaines de l'aérodynamique et de la dynamique des fluides computationnelle (CFD). Ce modèle a été conçu en 1992 par Philippe Spalart et Serge Allmaras au sein de Boeing, dans le but de modéliser les couches limites turbulentes de manière relativement simple et efficace.

Le modèle de turbulence Spalart-Allmaras s'appuie sur une équation de transport relative à une variable de viscosité turbulente ajustée $\tilde{\nu}$. Les équations essentielles de ce modèle sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} = & \underbrace{C_{b1} \tilde{S} \tilde{v}}_{Production} + \underbrace{\frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((v + \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right) + C_{b2} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right]}_{Diffusion} \\
& - \underbrace{C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2}_{Destruction}
\end{aligned} \quad (2.14)$$

Où : $\tilde{v}$: La viscosité turbulente modifiée.

σ : un coefficient de diffusion.

d : La distance à la paroi.

C_{b1} ; C_{b2} ; C_{w1} : Des coefficients du modèle.

f_w : Une fonction murale qui dépend du nombre de Reynolds turbulent.

$\tilde{S}$: Une fonction de production, définie par :

$$\tilde{S} = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} f_{v3} + \frac{\tilde{v}}{k^2 d^2} f_{v2} \quad (2.15)$$

$$\text{Où : } \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right)$$

f_{v2} ; f_{v3} : Des fonctions de correction proche des parois.

k : la constante de von Kármán

Les coefficients caractéristiques du modèle Spalart-Allmaras sont donnée par le tableau.2.1.

Tableau.2.1 : Les coefficients caractéristiques du modèle Spalart-Allmaras

C_{b1}	C_{b2}	C_{w1}	σ	k
0.1355	0.622	2.4	2/3	0.41

2.5.2. Le modèle k-ε :

Le modèle k-ε conçu par B. E Launder et D. B Spalding (1972) est devenu le plus couramment utilisé pour simuler les caractéristiques d'écoulement moyen dans des conditions d'écoulement turbulent. Il s'agit d'un modèle de viscosité de tourbillon, qui appartient à une catégorie de modèles de turbulence destinés à évaluer les contraintes de Reynolds.

Il s'agit d'un modèle à deux équations. Cela signifie qu'en plus des équations de conservation, il résout deux équations de transport qui prennent en compte les effets historiques tels que la convection et la diffusion de l'énergie turbulente. Les deux variables transportées sont l'énergie cinétique turbulente (k) , qui détermine l'énergie présente dans la turbulence, et le taux de dissipation turbulente (ϵ) , qui évalue la vitesse de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

Différentes variantes du modèle k-epsilon existent, telles que le modèle standard, le modèle réalisable, le modèle RNG, etc., chacune présentant des modifications spécifiques pour améliorer les performances dans certaines conditions d'écoulement des fluides.

2.5.2.1. Le modèle Standard k-ε :

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente (k) :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (2.16)$$

L'équation de transport pour le taux de dissipation turbulente (ε).

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.17)$$

Où : P_k : La production d'énergie cinétique turbulente, définie par :

$$P_k = \nu_t S_{ij} S_{ij} \quad (2.18)$$

S_{ij} : tenseur du taux de déformation moyen, défini par :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.19)$$

ν_t : la viscosité turbulente, définie par :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.20)$$

σ_k : Le nombre de Prandtl turbulent pour k .

σ_ε : Le nombre de Prandtl turbulent pour ε .

$C_{1\varepsilon}$; $C_{2\varepsilon}$; C_μ : Les constants du modèle Standard k-ε, sont donnés par le tableau.2.2.

Tableau.2.2 : Les constants du modèle Standard k-ε

C_μ	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

2.5.2.2. Le modèle k-ε réalisable :

Le modèle k-ε réalisable est une amélioration du modèle standard k-ε. Il remédie à certaines des limitations inhérentes au modèle classique, en particulier dans le cas des écoulements présentant des phénomènes de séparation, de rotation ou de contraintes de cisaillement élevées.

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente (k):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (2.21)$$

L'équation de transport pour le taux de dissipation turbulente (ε).

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} S \varepsilon - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (2.22)$$

Où : S : le taux de déformation moyen, définie par :

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad (2.23)$$

C_μ : Fonction de l'écoulement (Il ne constitue plus une constante comme dans le modèle standard), définie par :

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s k / \varepsilon} \quad (2.24)$$

Avec : $A_0 = 4.04$. $A_s = \frac{6 \cos \phi}{\sqrt{6 + \cos^2 \phi}}$ Où ϕ est un paramètre dépendant de l'écoulement.

Les constants du modèle k- ε réalisable, sont donnés par le tableau.2.3.

Tableau.2.3 : Les constants du modèle k- ε réalisable.

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
1.44	1.9	1.0	1.2

2.5.2.3. Le modèle RNG k- ε :

Le modèle RNG k- ε (Re-normalization Group) est une amélioration du modèle standard k- ε . Il offre une meilleure prise en compte des effets associés à de faibles nombres de Reynolds, aux écoulements en recirculation ainsi qu'aux courants de cisaillement élevés.

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente (k):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (2.25)$$

L'équation de transport pour le taux de dissipation turbulente (ε) :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} P_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} + R_\varepsilon \quad (2.26)$$

Où : R_ε : Un terme de correction spécifique au modèle RNG, définie par :

$$R_\varepsilon = C_\mu \eta \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right) \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.27)$$

Avec : $\eta = \frac{Sk}{\varepsilon}$

Les constants du modèle RNG k- ε , sont donnés par le tableau.2.4.

Tableau.2.4 : Les constants du modèle RNG k- ϵ .

$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	σ_k	σ_ϵ	C_μ	η_0
1.42	1.68	0.719	0.719	0.0845	4.38

2.5.3. Le modèle k – ω :

Le modèle de turbulence k-oméga (k – ω) est l'un des modèles les plus fréquemment employés pour représenter l'influence des conditions d'écoulement turbulent. Il fait partie de la famille des modèles de turbulence basés sur les moyennes de Reynolds (RANS), dans laquelle tous les effets de la turbulence sont modélisés.

Il s'agit d'un modèle à deux équations. Cela signifie qu'en plus des équations de conservation, il résout deux équations de transport, qui prennent en compte les effets historiques tels que la convection et la diffusion de l'énergie turbulente. Les deux variables transportées sont l'énergie cinétique turbulente (k), qui détermine l'énergie présente dans la turbulence, et le taux de dissipation turbulente spécifique (ω), qui indique le taux de dissipation par unité d'énergie cinétique turbulente. Ce dernier est également désigné comme l'échelle de la turbulence.

(ϵ) et (ω) représentent essentiellement la dissipation de l'énergie cinétique turbulente k . La relation entre le taux de dissipation (ϵ) et le taux de dissipation spécifique (ω) est exprimée par :

$$\epsilon = C_\mu k \omega \quad (2.28)$$

Où : $C_\mu = 0.09$

Il existe deux variantes du modèle k-oméga. Le modèle k- ω standard, utilisé pour des écoulements près des parois. Le modèle k- ω SST (Shear Stress Transport), ce modèle intègre les bénéfices du modèle k- ω à proximité des parois et du modèle k- ϵ à distance des parois, ce qui renforce à la fois la robustesse et la précision des simulations.

2.5.3.1. Le modèle k- ω standard :

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente (k) :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* k \omega \quad (2.29)$$

L'équation de transport pour le taux de dissipation spécifique (ω).

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 \quad (2.30)$$

Où : P_k : La production d'énergie cinétique turbulente, définie par :

$$P_k = -\rho u'_i u'_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2.31)$$

ν_t : la viscosité turbulente, définie par :

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (2.32)$$

$\alpha ; \beta ; \beta^* ; \sigma_k ; \sigma_\omega$: Des coefficients empiriques. Sont donnés par le tableau.2.5.

Tableau.2.5 : Les coefficients empiriques du modèle k- ω standard

α	β	β^*	σ_k	σ_ω
0.555	0.075	0.09	0.5	0.5

2.5.3.2. Le modèle k- ω SST :

Le modèle k- ω SST (Shear Stress Transport) est une amélioration du modèle k- ω standard, développée par Menter (1994). Il intègre les bénéfices du modèle k- ω standard et du modèle k- ϵ , en adoptant une approche de commutation entre les modèles selon la localisation dans l'écoulement.

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente (k) :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* k \omega \quad (2.33)$$

L'équation de transport pour le taux de dissipation spécifique (ω).

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + F_3 \quad (2.34)$$

Où : F_3 : Une fonction de correction qui vise à améliorer la capture des phénomènes de recirculation.

ν_t : la viscosité turbulente, définie par :

$$\nu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, SF_2)} \quad (2.35)$$

Avec : S : Le tenseur des taux de déformation

F_2 : Une fonction de mixage permettant la transition entre k- ω et k- ϵ .

$\alpha ; \beta ; \beta^* ; \sigma_k ; \sigma_\omega$: Des coefficients empiriques. Sont donnés par le tableau.2.6.

Tableau.2.6 : Les coefficients empiriques du modèle k- ω SST.

α_1	α_2	β_1	β_2	β^*	σ_{k1}	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 1}$	$\sigma_{\omega 2}$
0.44	0.0288	0.085	0.44	0.09	0.85	1.0	0.5	0.856

Les indices 1 et 2 représentent les valeurs appliquées respectivement à proximité des parois et à distance des parois.

2.5.4. Modèle de RSM (Reynolds Stress Model) :

Les modèles de contrainte de Reynolds (RSM), également désignés sous le nom de modèles de transport de contrainte de Reynolds, constituent des fermetures de turbulence de niveau supérieur et représentent le modèle de turbulence classique le plus complet. La méthode de fermeture utilisée est généralement qualifiée de fermeture d'ordre supérieur. Cette approche de modélisation trouve ses origines dans les travaux de Chou (1945) et de Rotta (1951).

Dans les modèles de contrainte de Reynolds, l'approche de viscosité turbulente a été abandonnée et les contraintes de Reynolds sont calculées directement. L'équation de transport des contraintes de Reynolds, dans sa forme exacte, prend en compte les effets directionnels des champs de contraintes de Reynolds. Ce modèle repose sur le calcul des contraintes de Reynolds individuels, notés $\rho \overline{u'_i u'_j}$, à l'aide d'équations de transport différentielles. Ces contraintes de Reynolds individuels sont ensuite employées pour assurer la fermeture de l'équation de mouvement moyennée par Reynolds.

Les contraintes de Reynolds sont définies par :

$$R_{ij} = \overline{U'_i U'_j} \quad (2.36)$$

Les équations de transport précises pour ces contraintes peuvent être formulées de la manière suivante :

$$\frac{DR_{ij}}{Dt} = P_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} + D_{ij} \quad (2.37)$$

Où : P_{ij} : La production des contraintes de Reynolds résultant des gradients de vitesse moyens., définie par :

$$P_{ij} = - \left(\overline{U'_i U'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{U'_j U'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (2.38)$$

Π_{ij} : La répartition des contraintes sous l'effet de la pression variable, définie par :

$$\Pi_{ij} = \frac{1}{\rho} \left(\overline{p' \frac{\partial U'_i}{\partial x_j}} + \overline{p' \frac{\partial U'_j}{\partial x_i}} \right) \quad (2.39)$$

ε_{ij} : La dissipation d'énergie par la viscosité, définie par :

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \quad (2.40)$$

D_{ij} : Terme de diffusion, regroupe plusieurs mécanismes de transport, notamment la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente.

Modélisation du terme pression :

Le terme pression Π_{ij} peut être modélisé par le modèle suivant :

$$\Pi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} R_{ij} + C_2 \left[P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right] \quad (2.50)$$

Modélisation du terme de dissipation :

Le terme dissipation ε_{ij} peut être modélisé par le modèle suivant :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (2.51)$$

Modélisation du terme diffusion :

Le terme diffusion D_{ij} peut être modélisé par le modèle suivant :

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} \right) \quad (2.52)$$

Équation de la dissipation spécifique ε :

L'équation de transport de la dissipation est souvent modélisée comme :

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \quad (2.53)$$

$C_1 ; C_2 ; C_\mu ; C_{\varepsilon 1} ; C_{\varepsilon 2}$: Les constantes pour le modèle RSM. Sont donnés par le tableau.2.7.

Tableau.2.7 : Les constantes du modèle RSM.

C_1	C_2	C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$
1.8	0.6	0.009	1.44	1.92

2.5.5. Modèle LES (large Eddy Simulation) :

Le modèle de simulation de turbulence LES (Large Eddy Simulation) constitue une méthode de simulation numérique des flux turbulents, permettant de résoudre de manière

explicite les grandes structures tourbillonnaires, tout en recourant à un modèle sous-maille pour modéliser les échelles plus petites.

La notion centrale de la simulation de grandes échelles (LES) repose sur l'observation que les grandes structures de turbulence présentent une anisotropie marquée et sont influencées par la configuration particulière de l'écoulement, alors que les petites structures tendent à être plus universelles et isotropes. En se concentrant sur les grandes échelles, la LES permet de saisir les structures prédominantes sans avoir besoin d'un maillage aussi raffiné que celui requis pour les simulations numériques directes (DNS), qui traitent toutes les échelles de turbulence.

La LES repose sur un filtrage spatial des équations de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.54)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \cdot \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.55)$$

Où : $\bar{u}_i$: vitesse filtrée (grandes échelles).

$\bar{p}$: pression filtrée.

τ_{ij} : tenseur des contraintes sous-maille, qui représente l'effet des petites échelles sur les grandes échelles, définie par :

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (2.56)$$

Il existe divers modèles pour aborder le terme τ_{ij} :

- **Modèle de Smagorinsky** : C'est le modèle le plus répandu, qui postule une corrélation entre τ_{ij} et le taux de déformation des grandes échelles.

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (2.57)$$

Où : ν_t : La viscosité turbulente sous-maille, définie par :

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (2.58)$$

$$\text{Avec : } |\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \quad (2.59)$$

Δ : la taille du filtre LES.

C_s : La constante de Smagorinsky ($C_s = 0.1$).

- **Modèle de Germano (Smagorinsky dynamique)** : Ce modèle perfectionne le modèle de Smagorinsky en adaptant de manière dynamique la constante C_s en fonction des caractéristiques de l'écoulement local.

$$(C_s)^2 = \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle} \quad (2.60)$$

Où : L_{ij} et M_{ij} : sont des tenseurs définis en appliquant un second filtrage à plus grande échelle.

2.5.6. Modèle DES (Detached Eddy Simulation) :

Le modèle de turbulence DES (Detached Eddy Simulation) constitue une approche hybride pour la simulation des écoulements turbulents, intégrant les bénéfices des méthodes RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) et LES (Large Eddy Simulation). Cette méthode vise à optimiser la précision des prévisions des écoulements turbulents, en particulier dans les régions proches des parois et dans les zones où les grandes structures tourbillonnaires exercent une influence significative.

La méthode DES s'appuie sur une approche adaptative :

- **Proche des parois** : Elle utilise un modèle RANS (généralement le modèle k- ϵ ou k- ω) pour saisir les petites structures turbulentes qui ne peuvent pas être résolues directement à un coût acceptable.
- **Loin des parois** : Elle utilise une méthode LES, dans laquelle seules les grandes structures turbulentes sont traitées de manière explicite, tandis que les structures plus petites sont modélisées.

2.5.6.1. Équations de base du modèle DES :

Le DES emploie des équations de Navier-Stokes filtrées, adoptant toutefois une méthode hybride.

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_{eff} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.61)$$

Où : ν_{eff} : La viscosité effective, qui inclut la viscosité moléculaire et la viscosité turbulente.

La différence fondamentale entre les méthodes DES et LES/RANS réside dans la définition de la viscosité turbulente ν_t , laquelle est influencée par le modèle de turbulence adopté.

2.5.6.2. Modélisation de la turbulence en DES

La transition entre RANS et LES est orchestrée par la modification de la longueur caractéristique du modèle k- ω SST (souvent utilisé dans DES) :

$$\tilde{l} = \min (l_{RANS}, C_{DES}\Delta) \quad (2.62)$$

Où : l_{RANS} : La longueur caractéristique du modèle RANS.

$\Delta = \max(\Delta_x; \Delta_y; \Delta_z)$: La dimension la plus importante de la cellule de maillage.

C_{DES} : Un coefficient ajusté par des méthodes expérimentales ($C_{DES} = 0.65$).

Analyse :

Quand $\tilde{l} = l_{RANS}$, La simulation opère selon le mode RANS.

Quand $\tilde{l} = C_{DES}\Delta$, La simulation opère selon le mode LES.

2.6. Conclusion :

Ce chapitre a permis de présenter les bases théoriques nécessaires à la modélisation des écoulements turbulents, en introduisant les équations de Navier-Stokes et leur formulation moyennée par Reynolds. Les principaux modèles de turbulence, allant des modèles à viscosité turbulente aux modèles de contraintes de Reynolds et aux approches de type LES et DES, ont été décrits et comparés. Ces éléments constituent le cadre théorique indispensable à la mise en œuvre des simulations numériques réalisées dans ce travail. Ils permettent de justifier le choix des modèles de turbulence adoptés pour l'étude des jets annulaires et préparent l'analyse des résultats présentée dans les chapitres suivants.

Chapitre 3

Le modèle numérique

3.1. Introduction :

La simulation numérique des écoulements turbulents nécessite la mise en œuvre de méthodes numériques robustes permettant de résoudre les équations de conservation issues de la mécanique des fluides. Dans la majorité des cas, la complexité des équations aux dérivées partielles et des géométries étudiées rend impossible l'obtention de solutions analytiques, ce qui impose le recours à des techniques de discrétisation. Ce chapitre est consacré à la présentation des modèles numériques utilisés dans ce travail, en particulier les méthodes de discrétisation les plus courantes, avec un accent particulier sur la méthode des volumes finis. Les aspects liés au maillage, aux conditions initiales et aux conditions aux limites, ainsi qu'à la résolution numérique des équations à l'aide de l'algorithme SIMPLE et du solveur SIP, sont également détaillés afin de définir le cadre numérique adopté pour les simulations.

3.2. La discrétisation :

Les modèles mathématiques des domaines de la science et de la technologie se manifestent fréquemment sous la forme de systèmes d'équations différentielles qui mettent en corrélation des fonctions inconnues avec leurs dérivées partielles respectives. Pour spécifier complètement le modèle, il est généralement nécessaire d'intégrer les conditions initiales et les conditions limites. Par exemple, le principe fondamental de la conservation de l'énergie peut être articulé sous la forme d'une équation différentielle relative à la température, qui est fonction des coordonnées spatiales et des variables temporelles. Afin d'extraire des informations pertinentes concernant le phénomène physique modélisé, il est essentiel d'identifier la fonction qui remplit à la fois l'équation différentielle et les conditions limites. Par conséquent, cela implique de résoudre un problème différentiel qui s'accompagne de conditions aux limites.

Des solutions analytiques peuvent parfois être trouvées. Néanmoins, dans la plupart des cas, cela n'est pas faisable et la seule alternative est de dériver une fonction approximative à l'aide de méthodologies numériques. Le concept fondamental consiste à rechercher les valeurs de fonctions qui restent inconnues en un nombre considérable de points discrets : ce processus est appelé discrétisation. Plutôt que de résoudre un problème différentiel ou continu, nous nous engageons dans la résolution d'un système algébrique substantiel communément appelé problème discret. Il est évident que les problèmes discrets émanant de la modélisation physique se caractérisent par leur taille importante, et leur résolution n'est devenue possible que grâce aux récents progrès dans le domaine de l'informatique.

Afin de dériver un problème discret, nous utilisons des méthodologies numériques telles que la méthode des différences finies MDF, la méthode des éléments finis MEF et la méthode des volumes finis MVF, qui servent d'éléments fondamentaux pour de nombreuses applications logicielles utilisées dans les simulations.

3.3. Les méthodes numériques de discrétisation :

3.3.1. Méthode des Différences Finies (MDF) :

La méthode des différences finies constitue une approche pour résoudre les équations aux dérivées partielles en approximant les dérivées par des différences discrètes. Cette technique implique de diviser le domaine d'analyse en un ensemble défini de points, appelés nœuds, et de représenter la fonction recherchée à chaque nœud par un développement limité sous forme de série de Taylor. Par conséquent, l'équation différentielle est convertie en un système d'équations algébriques pour chaque nœud. La résolution de ce système permet d'obtenir la distribution de la fonction dans le domaine considéré.

Cependant, la méthode des différences finies présente des limitations, notamment en ce qui concerne la prise en compte des conditions de transition entre différents milieux physiques et des non-linéarités, ce qui requiert des traitements spécifiques. De plus, elle est peu adaptée aux objets de géométrie complexe en raison de la rigidité du maillage.

3.3.2. Méthode des Éléments Finis (MEF) :

Cette approche vise à reformuler les équations différentielles sous des formes intégrales, en s'appuyant sur le principe de minimisation d'une certaine quantité, telle que l'énergie, ce qui permet d'obtenir une solution précise. En d'autres termes, il s'agit d'identifier une fonction globale qui représente le modèle mathématique dans le domaine considéré. Le principe fondamental de la méthode des éléments finis repose sur plusieurs étapes clés :

- Établir une partition du domaine d'étude, c'est-à-dire diviser ce dernier en régions élémentaires, appelées éléments finis.
- Approximer la fonction inconnue sur chacun de ces éléments à l'aide d'une fonction polynomiale.
- Élaborer les formes intégrales correspondantes.
- Procéder à la minimisation de l'intégrale.
- Organiser les calculs sous forme matricielle.

- Résoudre le système d'équations algébriques résultant.

La méthode des éléments finis se révèle être un outil extrêmement efficace pour résoudre des équations aux dérivées partielles, en particulier dans des géométries complexes. Cependant, sa mise en œuvre présente une certaine complexité et requiert une quantité significative de mémoire.

3.3.3. Méthode des volumes Finis (MVF) :

En 1971, Patankar et Spalding ont décrit cette méthode, elle a été publiée en 1980 par Patankar (Numérical Heat Transfer and fluid flow).

La méthode des volumes finis (MVF) constitue une approche numérique de discrétisation employée pour résoudre les équations aux dérivées partielles. Cette méthode est particulièrement appréciée dans les domaines de la mécanique des fluides et du transfert de chaleur, car elle garantit la conservation locale des grandeurs physiques.

Cette méthode s'appuie sur la préservation des grandeurs physiques telles que la masse, la quantité de mouvement et l'énergie au sein de volumes de contrôle spécifiquement définis sur un maillage discret du domaine analysé. Le concept fondamental consiste à intégrer l'équation aux dérivées partielles sur chaque volume de contrôle, tout en utilisant le théorème de Gauss pour transformer les dérivées en flux à travers les surfaces des volumes.

3.4. La méthode de calcul : (méthode des volumes finis)

Dans la pratique, les situations impliquant des écoulements de fluides, de chaleur et de masse sont régies par les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces chimiques, entre autres. Ces principes peuvent être formulés sous forme d'équations différentielles. L'un des principaux avantages de l'approche numérique réside dans la possibilité de réduire les équations de conservation à une seule forme.

L'équation de transport d'une quantité quelconque ϕ dans un fluide en mouvement en régime permanent peut être formulée comme suit :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\vec{u}_j\phi)}_1 = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x_j}\right)}_2 + \underbrace{S_\phi}_3 \quad (3.1)$$

1 : terme de de convection.

2 : terme de diffusion.

3 : terme de source.

Où : Γ est un coefficient de diffusion.

Les formulations des termes de diffusivité et de source diffèrent selon les types d'équations à résoudre.

Le concept de gradient de pression, qui ne peut être catégorisé ni comme un terme de convection ni comme un terme de diffusion, est généralement intégré dans le terme source des trois équations de la dynamique.

Ensuite, l'équations précédente sont réécrites dans le repère rapporté au maillage.

Ces équations sont intégrées sur un volume de contrôle $dV = dx dy$ et leur forme intégrale devient :

$$\int_{V_C} \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\phi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\phi)}{\partial y} \right] dV dt \quad (3.2)$$

$$\int_{V_C} \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi \right] dV dt \quad (3.3)$$

Pour un régime instationnaire :

$$\begin{aligned} & \int_{\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{V_C} (\rho\phi) dV \right] dt + \int_{\Delta t} \int_A n \cdot (\rho\phi) dA dt \\ &= \int_{\Delta t} \int_{V_C} n \cdot (\Gamma \phi \text{grad} \phi) dV dt + \int_{\Delta t} \int_{V_C} (S_\phi) dV dt \end{aligned} \quad (3.4)$$

Cette approche des volumes finis est issue de la méthode des éléments finis. Elle se distingue par sa clarté relative par rapport à d'autres techniques, comme celles des éléments finis ou des différences finies. De plus, elle a été largement validée.

L'évaluation des différentes intégrales de l'équation de transport-diffusion mentionnée ci-dessus (3.1) nécessite de réaliser plusieurs approximations afin de constituer un système d'équations linéaires reliant les valeurs de la fonction aux points du maillage P_{ij} .

L'approche par volume de contrôle nécessite la définition d'un volume élémentaire autour du point P_{ij} , sur lequel l'intégration de l'équation aux dérivées partielles sera effectuée. Pour deux points adjacents, les volumes de contrôle associés doivent partager un côté commun. Par conséquent, l'union de tous les volumes de contrôle doit englober l'intégralité du domaine de calcul.

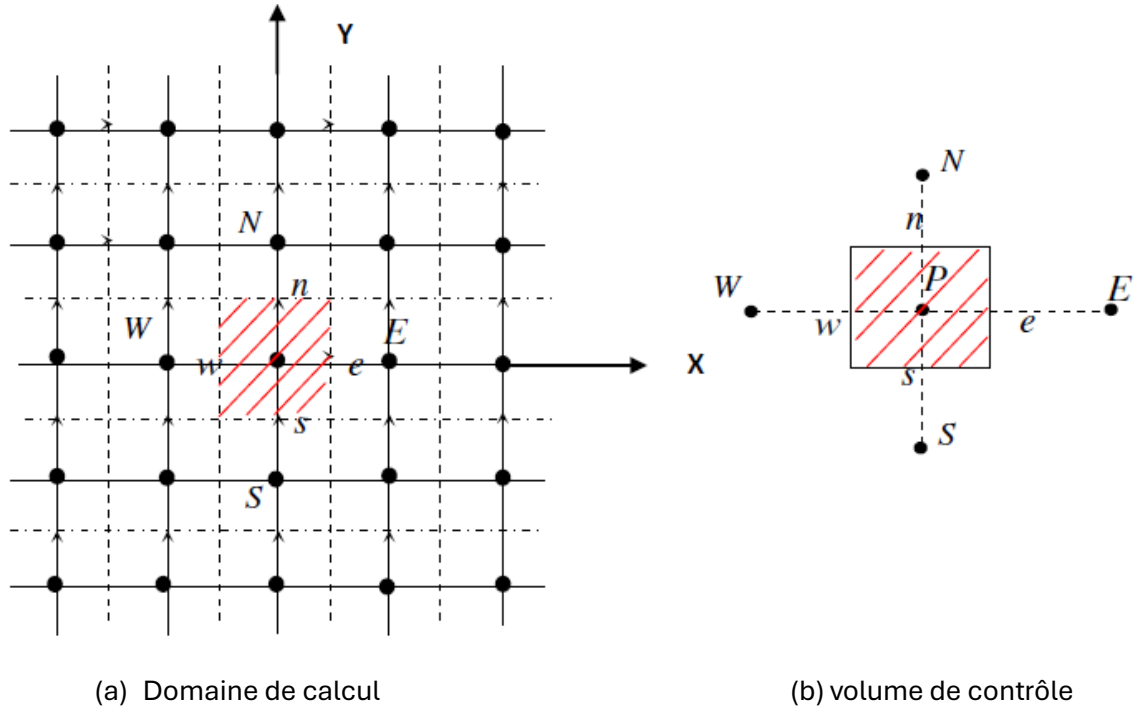


Figure 3.1: Discretisation en volumes finis du domaine d'étude dans le cas bidimensionnel.

3.4.1. La discrétisation des différents termes de l'équation:

❖ Terme de stockage :

$$\int_{V_C} \int_{\Delta t} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV dt = [\rho\phi]_t^{t+\Delta t} \cdot \Delta x \Delta y = \left((\rho\phi_p)^{t+\Delta t} - (\rho\phi_p)^t \right) \Delta x \Delta y \quad (3.5)$$

❖ Terme convectif :

• Suivant x :

$$\begin{aligned} \int_{V_C} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial(\rho u \phi)}{\partial x} \right) dV dt &= [\rho u \phi]_w^e \Delta y \Delta t = ((\rho u \phi)_e - (\rho u \phi)_w) \Delta y \Delta t \\ &= (F_e \phi_e - F_w \phi_w) \Delta t \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\text{Avec : } F_e = \rho u_e \Delta y \quad \text{et} \quad F_w = \rho u_w \Delta y \quad (3.7)$$

• Suivant y :

$$\begin{aligned} \int_{V_C} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial(\rho v \phi)}{\partial y} \right) dV dt &= [\rho v \phi]_s^n \Delta x \Delta t = ((\rho v \phi)_n - (\rho v \phi)_s) \Delta x \Delta t \\ &= (F_n \phi_n - F_s \phi_s) \Delta t \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\text{Avec : } F_n = \rho v_n \Delta x \quad \text{et} \quad F_s = \rho v_s \Delta x \quad (3.9)$$

❖ Terme diffusif :

• Suivant x :

$$\int_{V_C} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right) dV dt = \left[\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} \right]_w^e \Delta y \Delta t = \left(\left(\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right) \Delta y \Delta t$$

$$= (D_e(\phi_E - \phi_P) - D_w(\phi_P - \phi_W)) \Delta t \quad (3.10)$$

$$\text{Avec : } D_e = \frac{\Gamma_e \Delta y}{\partial x_{PE}} \quad \text{et} \quad D_w = \frac{\Gamma_w \Delta y}{\partial x_{PW}} \quad (3.11)$$

• Suivant y :

$$\int_{V_C} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right) dV dt = \left[\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} \right]_s^n \Delta x \Delta t = \left(\left(\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \left(\Gamma \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right) \Delta x \Delta t$$

$$= (D_n(\phi_N - \phi_P) - D_s(\phi_P - \phi_S)) \Delta t \quad (3.12)$$

$$\text{Avec : } D_n = \frac{\Gamma_n \Delta x}{\partial x_{NP}} \quad \text{et} \quad D_s = \frac{\Gamma_s \Delta x}{\partial x_{SP}} \quad (3.13)$$

❖ Terme de source :

$$\int_{V_C} \int_t^{t+\Delta t} (S_\phi) dV dt = S_\phi \Delta V \Delta t = (S_P \phi_P + S_u) \Delta V \Delta t \quad (3.14)$$

À la suite d'une substitution dans l'équation de transport-diffusion et en utilisant un schéma implicite pour le temps, on parvient à la forme discrétisée suivante :

$$\begin{aligned} a_p^0 (\phi_p^{t+\Delta t} - \phi_p^t) &+ (F_e \phi_e^{t+\Delta t} - F_w \phi_w^{t+\Delta t}) + (F_n \phi_n^{t+\Delta t} - F_s \phi_s^{t+\Delta t}) \\ &= (D_e(\phi_E^{t+\Delta t} - \phi_P^{t+\Delta t})) + (D_w(\phi_P^{t+\Delta t} - \phi_W^{t+\Delta t})) \\ &+ (D_n(\phi_N^{t+\Delta t} - \phi_P^{t+\Delta t})) - (D_s(\phi_P^{t+\Delta t} - \phi_S^{t+\Delta t})) \\ &+ (S_P \phi_P^{t+\Delta t} - S_u) \Delta V \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\text{Avec : } a_p^0 = \rho \frac{\Delta V}{\Delta t} \quad (3.16)$$

Après des simplifications on aura :

$$a_p \phi_P^{t+\Delta t} = a_w \phi_W^{t+\Delta t} + a_e \phi_E^{t+\Delta t} + a_s \phi_S^{t+\Delta t} + a_n \phi_N^{t+\Delta t} + a_p^0 \phi_P^t + s_u \Delta V \quad (3.17)$$

Les coefficients a sont donnés par :

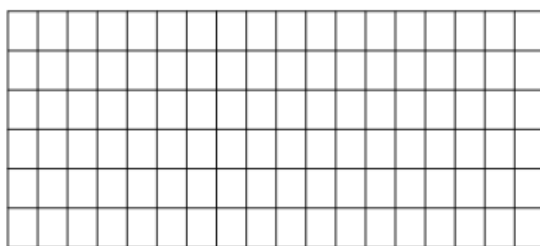
Tableau 3.1 : expressions des coefficients a

a_w	$\max\left(F_w, D_w + \frac{F_w}{2}, 0\right)$
a_e	$\max\left(-F_e, D_e + \frac{F_e}{2}, 0\right)$
a_s	$\max\left(F_s, D_s + \frac{F_s}{2}, 0\right)$
a_n	$\max\left(-F_n, D_n + \frac{F_n}{2}, 0\right)$
a_p	$a_p^0 + a_w + a_e + a_s + a_n - s_p \Delta V$

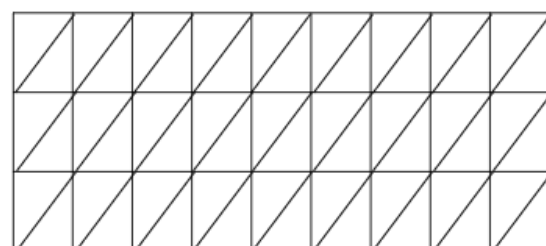
3.5. Maillage :

Dans la méthode des volumes finis, le champ d'écoulement ou le domaine de calcul est divisé en un ensemble de cellules qui recouvrent l'ensemble du domaine. Sur ces cellules, les lois de conservation sont appliquées pour déterminer les variables du champ d'écoulement à des points discrets, appelés nœuds. Les cellules peuvent revêtir différentes formes, telles que triangulaires ou quadrilatérales, et peuvent être intégrées dans une grille structurée ou non structurée, comme l'illustre la figure ci-dessous (3.2). Les équations linéaires résultant de la discrétisation numérique peuvent être résolues à l'aide de diverses méthodes itératives pour obtenir une solution approchée. Parmi les méthodes d'approximation itérative les plus couramment utilisées, on trouve :

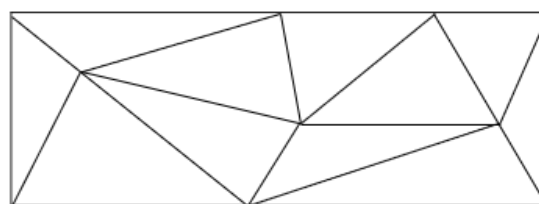
- ❖ La méthode itérative de Gauss-Seidel.
- ❖ La méthode itérative ligne par ligne (LBL) associée à une correction par bloc.
- ❖ La méthode ILU, la méthode de frottement implicite (SIP).
- ❖ La méthode implicite de direction alternée (ADI).



(a) Grille rectangulaire structurée



(b) Grille triangulaire structurée



(b) Grille triangulaire non structurée

Figure 3.2: les différents types des grilles.

Le maillage employé dans cette étude est un maillage rectangulaire structuré. Les lignes de ce maillage sont affinées dans les zones où l'on observe une variation significative des vitesses, notamment à proximité de la zone de recirculation.

L'intersection des lignes et des colonnes crée des nœuds où sont conservées les diverses valeurs de pression, qui constituent une grandeur scalaire. En revanche, les valeurs de u et v , qui représentent des grandeurs vectorielles, sont enregistrées au centre des segments reliant deux nœuds voisins.

Un point dans le domaine est identifié par deux indices :

Le premier indice, noté « i », indique la position du point sur le plan parallèle à l'axe (oy).

Le second indice, noté « j », détermine la localisation de ce point sur l'axe (ox).

3.6. Conditions initiales et aux limites :

3.6.1. Conditions initiales :

Il est essentiel de fournir au modèle numérique les conditions initiales qui illustrent l'état de l'écoulement au début de la simulation. Cela implique de spécifier les vitesses initiales de l'écoulement dans divers domaines fluides, ainsi que les valeurs initiales pour la pression et la position initiale de la surface libre.

3.6.2. Conditions aux limites :

Après avoir défini la géométrie du système analysé, il est nécessaire d'établir des conditions aux limites concernant les valeurs de la pression P et de la vitesse U . L'analyse des conditions aux limites joue un rôle crucial dans le processus de modélisation.

Le logiciel de calcul que nous allons utiliser, propose plusieurs types de conditions aux limites. Nous nous concentrons principalement sur trois d'entre elles :

- ❖ « Velocity-inlet », implique une vitesse prédéfinie. Nous introduisons donc le débit en fonction d'une vitesse et d'une section mouillée.
- ❖ « Pression de sortie », est imposée aux points de sortie, où le fluide s'échappe à la pression atmosphérique.

- ❖ « Type wall » permet de modéliser l'influence du fond sur l'écoulement grâce à la condition de rugosité. Cette rugosité est représentée par la hauteur des grains, désignée par k_s , qui correspond à la taille des aspérités.

3.7. Calcul de l'écoulement :

3.7.1. L'algorithme simple :

Jusqu'ici, le travail fait est valable pour n'importe quelle grandeur transportable. Or la pression n'a pas propre équation de transport. En utilisant l'équation de la continuité, le champ de pression peut être déterminé. En cette donnant un champ initial de pression, l'équation algébrique résultante de l'équation de continuité contiendra des fluctuations de pression. Les fluctuations calculées permettent par la suite, de corriger la pression donnée initialement. L'algorithme résultant de cette transformation est connu sous le nom d'algorithme SIMPLE (Semi- Implicite Méthode for Pressure Linked Equation)

L'équation de mouvement discrétisées s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 a_e u_e^* &= \sum a_{nb} u_{nb}^* + b - \xi_x p_\zeta^* \Delta v \\
 a_w u_w^* &= \sum a_{nb} u_{nb}^* + b - \xi_x p_\zeta^* \Delta v \\
 a_e v_n^* &= \sum a_{nb} v_{nb}^* + b - \eta_x p_\eta^* \Delta v \\
 a_e v_s^* &= \sum a_{nb} v_{nb}^* + b - \eta_x p_\eta^* \Delta v
 \end{aligned} \tag{3; 18}$$

En remplace, Δv , ξ , η , p_η par ces valeurs :

$$\frac{\partial x}{\partial z} = \frac{1}{H(t)} \tag{3; 19}$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial x_e} = \frac{p_E^* - p_P^*}{\Delta x} \quad ; \quad \frac{\partial p^*}{\partial x_e} = \frac{p_P^* - p_W^*}{\Delta x} \tag{3; 20}$$

Tel que le volume est défini par : $\Delta v = rH\Delta x\Delta r$

Donc on a :

$$\begin{aligned}
a_e u_e^* &= \sum a_{nb} u_{nb}^* + b - (p_e^* - p_p^*) r \Delta r \\
a_w u_w^* &= \sum a_{nb} u_{nb}^* + b - (p_p^* - p_w^*) r \Delta r \\
a_e v_n^* &= \sum a_{nb} v_{nb}^* + b - (p_n^* - p_p^*) r H \Delta x \\
a_e v_s^* &= \sum a_{nb} v_{nb}^* + b - (p_p^* - p_s^*) r H \Delta x
\end{aligned} \tag{3; 21}$$

Le champ de pression estimé est utilisé pour calculer U et V à partir des équations de quantité de mouvement.

(*) l'exposant note l'estimation et (') sa correction

Les valeurs exactes des paramètres sont données par :

$$P^* = P - P'$$

$$U^* = U - U'$$

$$V^* = V - V'$$

A partir de l'équation (3 ;19) on a :

$$\begin{aligned}
a_e u_e &= \sum a_{nb} u_{nb} + b - (p_e - p_p) r \Delta r \\
a_w u_w &= \sum a_{nb} u_{nb} + b - (p_p - p_w) r \Delta r \\
a_e v_n &= \sum a_{nb} v_{nb} + b - (p_n - p_p) r H \Delta x \\
a_e v_s &= \sum a_{nb} v_{nb} + b - (p_p - p_s) r H \Delta x
\end{aligned} \tag{3; 22}$$

La soustraction (3; 29)-(3; 28) donne :

$$a_e u_e' = (p_p' - p_e') r \Delta r \tag{3; 23}$$

$$a_n v'_n = (p'_p - p'_n) r H \Delta x$$

$$a_w u'_w = (p'_w - p'_p) r \Delta r$$

$$a_s u'_s = (p'_s - p'_p) r H \Delta x$$

Et on a négligé le terme $\sum a_{nb} u'_{nb}$ à cause de raison numérique (3; 23) s'écrivent :

$$u'_e = d_e (p'_p - p'_e) \quad (3; 24)$$

$$v'_n = d_n (p'_p - p'_n)$$

$$u'_w = d_w (p'_w - p'_p)$$

$$u'_s = d_s (p'_s - p'_p)$$

Avec :

$$d_{e,w} = r \frac{\Delta r}{a_{e,w}} \quad d_{n,s} = r H \frac{\Delta x}{a_{n,s}} \quad (3; 25)$$

On peut écrire :

$$u_e = u_e^* + d_e (p'_p - p'_e) \quad (3; 26)$$

$$v_e = u_e^* + d_e (p'_p - p'_e)$$

$$u_e = u_e^* + d_e (p'_p - p'_e)$$

$$u_e = u_e^* + d_e (p'_p - p'_e)$$

Le terme ρu sera approximé Par :

$$(\rho' + \rho^*)(u' + u^*) = \rho^* u^* + \rho^* u^* \quad (3; 27)$$

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{1}{H^1} (H^1 \rho_P^1 - H^0 \rho_P^0) \frac{\Delta v}{\Delta t} + \rho_e u_e a_e - \rho_w u_w a_w + \rho_n u_n a_n - \rho_s u_s a_s = 0 \quad (3; 28)$$

Après l'utilisation de l'approximation (3; 27) on trouve :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{H^1} (H^1 \rho_P^1 - H^0 \rho_P^0) \frac{\Delta v}{\Delta t} + a_e (\rho_e^* u_e^* + \rho_e^* u_e^*) - a_w (\rho_w^* u_w^* + \rho_w^* u_w^*) \\ & + a_n (\rho_n^* u_n^* + \rho_n^* u_n^*) - a_s (\rho_s^* u_s^* + \rho_s^* u_s^*) = 0 \end{aligned} \quad (3; 29)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{H^1} (H^1 \rho_P^1 - H^0 \rho_P^0) \frac{\Delta v}{\Delta t} + a_e (\rho_e^* u_e^*) - a_w (\rho_w^* u_w^*) + a_n (\rho_n^* u_n^*) - a_s (\rho_s^* u_s^*) \\ & + a_e \rho_e^* (d_e(p'_p - p'_e)) + a_w \rho_w^* (d_w(p'_w - p'_p)) - a_n \rho_n^* (d_n(p'_p - p'_n)) \\ & + a_s \rho_s^* (d_s(p'_s - p'_p)) = 0 \end{aligned} \quad (3; 30)$$

L'équation prendre la forme suivante :

$$A_p P'_p = A_E P'_E + A_W P'_W + A_N P'_N + A_S P'_S + b \quad (3; 31)$$

Avec :

$$\begin{cases} A_E = a_e \rho_e^* d_e \\ A_W = a_w \rho_w^* d_w \\ A_N = a_n \rho_n^* d_n \\ A_S = a_s \rho_s^* d_s \end{cases} \quad (3; 32)$$

$$A_p = A_E + A_W + A_S + A_N$$

$$d_{e,w} = r \frac{\Delta r}{a_{e,w}} \quad \text{et} \quad d_{n,s} = r H \frac{\Delta x}{a_{n,s}}$$

$$b = \frac{1}{H^1} (H^1 \rho_P^1 - H^0 \rho_P^0) \frac{\Delta v}{\Delta t} + a_e (\rho_e^* u_e^*) - a_w (\rho_w^* u_w^*) + a_n (\rho_n^* u_n^*) - a_s (\rho_s^* u_s^*) \quad (3; 33)$$

La procédure de résolution de l'équation (3 ;32) et l'ensemble avec les équations de mouvement constitue l'algorithme simple

3.7.2. Solution numérique du système algébrique :

Le choix des méthodes des résolutions numériques ne dépend pas seulement des caractéristiques intrinsèques du problème, mais aussi et surtout une possibilité du calculateur (micro-ordinateurs). Les deux facteurs essentiels sont de capacité de stockage de la mémoire et le temps d'exécution, Les méthodes de calcul d'un système sont classées en deux catégories principales :

Méthodes directes qui sont limitées aux systèmes linéaires et elles exigent une mémoire énorme et un temps de calcul relativement grand.

Méthodes indirectes qui peuvent s'appliquer aux systèmes non linéaires et surtout aux problèmes où des nombreux éléments matriciels sont nulle, par conséquent, ces derniers exigent moins de mémoire d'ordinateur que les méthodes directes.

La résolution directe d'un tel système est très compliquée, une méthode semi- itérative a été suggéré pour rendre le système moins dense que dans sa forme initiale, c'est à dire diminuer le nombre de variables dans les équations.

La méthode semi-itérative consiste à faire un balayage ligne par Ligne, donc rendre le système précédent à une matrice tri-diagonale.

On suppose que les valeurs de Φ pour des lignes $(i+1)$ et $(j-1)$ sont connues, donc nous sommes en présence de trois inconnues seulement dans chaque équation

$$(A_{i,j} + Sp_{i,j})\Phi_{i,j} - A_{i,j-1}\Phi_{i,j-1} - A_{i,j+1}\Phi_{i,j+1} = A_{i+1,j}\Phi_{i+1,j} + A_{i-1,j}\Phi_{i-1,j} + S_c \quad (3; 34)$$

$$1 \leq i \leq n_i$$

$$1 \leq j \leq n_j$$

On pose

$$A_{i,j-1} = b(j) \quad (3; 35)$$

$$A_{i,j+1} = a(j)$$

$$A_{i+1,j}\Phi_{i+1,j} + A_{i-1,j}\Phi_{i-1,j} + S_c = c(j)$$

$$A_{i,j} + Sp_{i,j} = d(j)$$

L'équation (3 ;40) devient

$$-b(j)\Phi_{j-1} + d(j)\Phi_i - a(j)\Phi_{j+1} = c(j) \quad (3; 36)$$

Ce système peut être représenté sous forme matricielle

$$\{A\}\Phi + C = 0 \quad (3; 37)$$

$$\{A\} = \begin{bmatrix} d(2) & -a(2) & & & \\ -b(3) & d(2) & -a(2) & & \\ 0 & b(3) & d(2) & -a(2) & \\ \vdots & & & & \\ 0 & & & & \end{bmatrix} \quad (3; 38)$$

Pour la résolution du système tri - diagonal l'algorithme de Thomas est utilisé cet algorithme qui transforme le système matriciel tri- diagonal en un système à matrice Bi - diagonale.

3.7.3. Détermination de la matrice de l'algorithme de TOMAS :

La matrice A est une matrice tri -diagonal, l'algorithme de TOMAS (TDMA: Tri Diagonal Matrix Algorithm) se résume à sa réduction en une matrice bi-diagonal dont Les termes de la diagonale principale sont égaux à l'unité.

$$\lambda_2 = \frac{a(2)}{b(2)}$$

$$\lambda_j = \frac{a(j)}{b(j) - c(j)\lambda_{j-1}} \quad (3; 39)$$

$$j = 3, N_{j-1}$$

$$\beta_j = \frac{c(j) - b(2)\Phi}{d(j) - d(j)\lambda_{j-1}} \quad (3; 40)$$

La résolution est comme suit est donnée aux conditions aux limites

$$\Phi_n = \beta_n$$

$$\Phi_j = \beta_j - \lambda_j \Phi_{j+1} \quad (3; 41)$$

$$j = n - 1$$

Après la résolution de la colonne i, on procède à la résolution des colonnes i+1, i+2, jusqu'à la frontière du domaine.

Une fois tout le domaine balayé cette opération est répétée jusqu'à ce que les champs des Φ ne change plus au cours du balayage

3.7.4. Etude de convergence

La sous-relaxation est intégrée dans notre programme afin de prévenir la divergence du processus itératif mentionné précédemment. Cette méthode implique de réduire la vitesse des

variations d'une variable d'une itération à l'autre, en introduisant un coefficient de sous-relaxation noté a .

Toutes les équations de transport qui ont été discrétisées peuvent être exprimées sous la forme générale suivante :

$$a_p \Phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_u \quad (3.42)$$

Si nous désignons Φ^* comme la valeur de Φ lors de l'itération antérieure, nous pouvons formuler :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \left(\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_u}{a_p} - \Phi_p^* \right) \quad (3.43)$$

Le terme entre parenthèses indique la modification apportée à Φ_p au cours d'une itération.

Cette fluctuation peut donc être atténuée par l'intégration d'un facteur de sous-relaxation a_Φ de la manière suivante :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + a_\Phi \left(\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_u}{a_p} - \Phi_p^* \right) \quad (3.44)$$

Il est clair que cette méthode de relaxation n'est pertinente que si la solution finale de l'équation (3.27) (à l'issue des itérations) respecte l'équation (3.25). Cela est effectivement vrai, car une fois que le processus a convergé, Φ_p est supposé rester constant d'une itération à l'autre. La relation $\Phi_p = \Phi_p^*$ est ainsi établie et, en lien avec l'équation (3.27), elle conduit finalement à l'équation (3.25) que l'on cherchait.

Cette sous-relaxation est ainsi mise en œuvre pour toutes les variables, à l'exception de la pression, durant la troisième étape du processus itératif, lorsque les équations sont résolues par le solveur linéaire (SIP).

La pression nécessite également une sous-relaxation pour garantir que l'équation de continuité soit résolue sans rencontrer de problèmes de divergence. Cette sous-relaxation est réalisée de manière légèrement différente en raison de l'algorithme de couplage entre la vitesse et la pression. Elle est intégrée dans la correction de pression P' de la manière suivante :

$$P = P^* + a_p P' \quad (3.45)$$

Tous les facteurs de sous-relaxation doivent se situer entre 0 et 1. La sélection de ces facteurs est cruciale pour assurer le bon déroulement de la procédure itérative.

3.8. Le code CFD:

Le code de calcul CFD dans la présente étude offre la possibilité d'utiliser différents modèles physiques tels que : incompressible ou compressible, non visqueux ou visqueux, laminaire ou turbulent, etc. Cette capacité permet pour modéliser des écoulements autour des objets simples et complexes. Ce solveur offre une place de plus en plus une large gamme de modèles physiques rigoureuses qui ont été validées contre les applications à l'échelle industrielle, afin que nous puissions de simuler les conditions imposées avec précision, y compris les écoulements diphasiques et réactifs, machines tournantes, de la turbulence, rayonnement. Le solveur Fluent a prouvé à maintes reprises pour être rapide et fiable pour une large gamme d'applications CFD. Ce code est composé, de trois éléments clés qui sont : le pré processeur, le solveur et le post processeur, et qui sont détaillés ci-dessous :

3.8.1. Le préprocesseur :

C'est un logiciel de prétraitement CFD , utilisé principalement pour la création de la géométrie et la génération du maillage destiné aux simulations numériques. Il permet de construire des domaines de calcul en deux et trois dimensions, de définir précisément les frontières physiques et d'attribuer les conditions aux limites. Il offre plusieurs types de maillages, structurés, non structurés ou hybrides, assurant un bon compromis entre précision et coût de calcul. Il intègre également des outils d'évaluation de la qualité du maillage, tels que le skewness et le rapport d'aspect, essentiels pour la convergence des calculs. Bien que remplacé aujourd'hui par des outils plus récents, Il reste largement utilisé dans les travaux académiques et les études CFD classiques pour sa simplicité et sa robustesse.

3.8.2. Le solveur CFD :

Le solveur du code CFD a pour but de simuler des écoulements de fluide dans différents phénomènes physiques avec la spécification des conditions aux limites. Sur la base de quelques types de solveurs le code Fluent a une grande capacité de modéliser plusieurs phénomènes physiques dans un large éventail de domaine d'application industrielle. Ce solveur est basé principalement sur la méthode des volumes finis dans la façon dont ils intègrent les équations d'écoulement des fluides. Il permet de choisir le processus itératif, en proposant plusieurs

schémas numériques pour la discrétisation spatial et temporelle, et pour le couplage de vitesse et de pression.

3.8.3. Le post-processeur

Le post-processeur permet de fournir des modèles physiques sur les différentes formes de maillage, en apportant les avantages de la configuration plus facile pour traiter les problèmes physiques avec une plus grande précision en utilisant une solution d'adaptation de maillages. En raison de la popularité accrue des postes de travail d'ingénierie, qui a beaucoup de capacités graphiques exceptionnelles, le CFD est désormais équipé par des outils polyvalents de visualisation de données. Ceux-ci incluent des avantages majeurs dans le domaine de la modélisation numérique des écoulements offrant des améliorations de processus importants qui ont le potentiel d'améliorer considérablement les opérations de poste de traitement. Des prévisions de champs d'écoulement de fluide (pression, vitesse, température...) au sein des configurations géométriques tels que les lignes de courants et isothermes sont cruciales pour le fonctionnement de la plupart des applications physique.

3.9. Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter l'ensemble des outils numériques nécessaires à la simulation des écoulements étudiés. Les principes de discrétisation des équations de conservation à l'aide de la méthode des volumes finis ont été exposés, ainsi que les différentes approximations appliquées aux termes convectifs, diffusifs et sources. Le choix du maillage, des conditions initiales et aux limites, ainsi que des méthodes de résolution itérative, a été justifié afin d'assurer la stabilité et la convergence des calculs. L'utilisation du logiciel CFD, associée à l'algorithme de couplage pression–vitesse SIMPLE et au solveur fortement implicite SIP, constitue un cadre numérique fiable pour l'étude des jets annulaires turbulents. Ces éléments forment la base méthodologique sur laquelle reposent les simulations et l'analyse des résultats présentées dans les chapitres suivants.

Chapitre 4

Résultats et interprétation

4.1. Introduction

Nous présentons dans cette partie des résultats numérique obtenus par simulation pour deux cas de jets annulaires. La première étude présente une analyse approfondie d'un jet annulaire simple avec différents rapports de diamètre. Trois rapports de diamètres sont étudiés, un rapport de diamètre inférieur ($r = 0,701$), un rapport de diamètre intermédiaire ($r = 0,82$) et un rapport de diamètre supérieur ($r = 0,905$). Ces rapports sont choisis de telle façon de comparer et analyser l'impact du rapport de diamètre sur la zone initiale d'un jet annulaire. La modélisation est réalisée à l'aide un code de calcul CFD en utilisant le modèle RSM. La deuxième étude présente un écoulement annulaire semi-confiné axisymétrique à double jet. Composé de deux jets annulaires coaxiaux. L'étude a pour objectif de comprendre et analyser le comportement de l'écoulement au sein d'un double jet annulaire et de caractériser les zones de mélange et de recirculation. L'écoulement est généré par un brûleur pour différents nombres de Reynolds (6683, 8874 et 11065). La modélisation est réalisée à l'aide un code de calcul CFD en utilisant deux modèles de turbulence k-epsilon et SST k- ω .

4.2. Cas d'un jet simple

4.2.1 Géométrie :

La figure 4.1 montre un schéma du domaine a étudié. Cette configuration présente un jet annulaire simple qui a été étudié expérimentalement par G. Lalizel [5]. La buse est caractérisée par un diamètre extérieur égal à 53,88 mm et un diamètre intérieur égal à 48,75 mm. L'épaisseur de la sortie de la buse est donc égale à 2,565 mm et le rapport de diamètre est égal à 0,905. Le choix de cette configuration a pour but de comparer nos résultats numériques avec de l'expérimentale

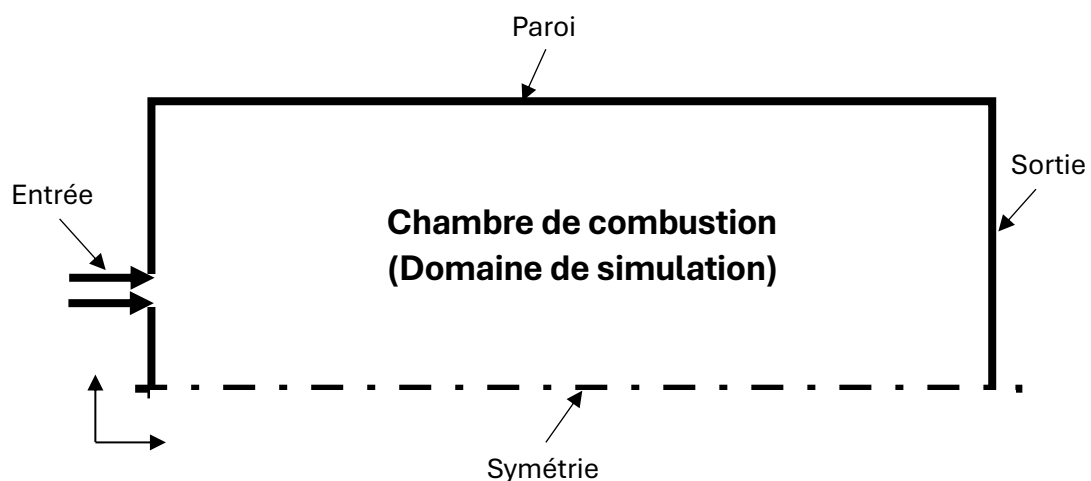


Figure 4.1 : Schéma du domaine de calcul.

4.2.2 Maillage :

Quand la géométrie est régulière (rectangulaire ou circulaire par exemple), le choix du maillage est simple. Les lignes du maillage suivent souvent les directions des coordonnées. Pour les géométries complexes, le choix n'est pas tout à fait simple. Le maillage est souvent sujet de contraintes imposées par la méthode de discrétisation. Si l'algorithme est désigné pour un maillage curviligne et orthogonal, le maillage non orthogonal ne peut pas être utilisé. Si les volumes de contrôle sont exigés pour être quadrilatères ou hexaèdres, les mailles constituées par des triangles ou tétraèdres ne peuvent pas être utilisés, etc. Quand la géométrie est complexe et les contraintes ne peuvent pas être accomplies nous rencontrerons bien sûr des compromis.

4.2.2.1. Mailles non orthogonales adaptées aux frontières limites :

Les maillages non orthogonaux adaptés sont le plus souvent utilisés pour les calculs des écoulements à géométries complexes (la majorité des codes utilisent ce genre de maillages). Ils peuvent être structurés ou non structurés, leur avantage c'est qu'ils peuvent s'adapter à n'importe quelle géométrie, et que l'on peut mieux atteindre les propriétés optimales que les maillages curvilignes orthogonaux.

Puisque les lignes du maillage suivent les limites frontières l'implémentation des conditions aux limites serait plus facile. Le maillage peut s'adapter plus facilement à l'écoulement une série de lignes du maillage peut être choisie pour suivre les lignes de courant et ceci pourrait augmenter sa qualité. En plus l'espacement (taille de la maille) pourrait se réduire dans les régions à fortes variations, spécialement quand les maillages multi blocs structurés ou non structurés sont utilisés

La figure 4.2 nous montre le maillage utilisé. La configuration du jet est considérée comme axisymétrique. Les définitions de la géométrie et la génération du maillage ont été effectuées en utilisant le logiciel Gambit avec des cellules quadrilatérales fines. La zone est modélisée pour des dimensions de 100 mm de rayon et 400 mm de longueur, ce qui correspond à un demi-cylindre. Le maillage se compose de 100 nœuds dans la direction radiale et de 300 nœuds dans la direction axiale.

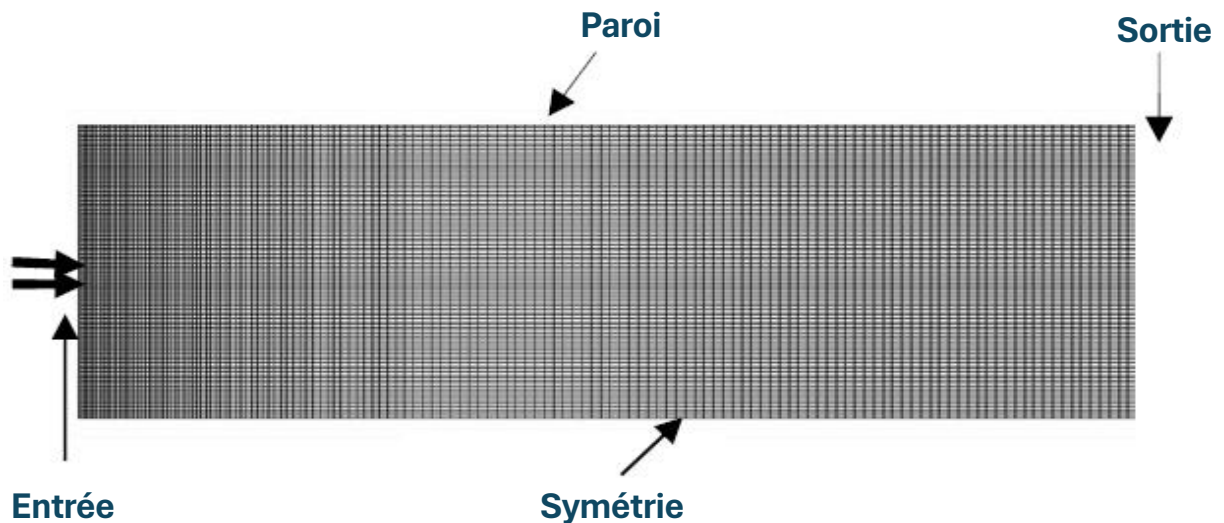


Figure 4.2: Schéma du maillage.

4.2.3. Conditions limites :

Les conditions aux limites sont très importantes pour obtenir une solution précise avec une convergence rapide. Les conditions aux limites sont déterminées pour quatre frontières :

- ❖ A l'entrée de jet annulaire la vitesse axiale $U=8$ m/s
- ❖ La pression absolue est imposée à la sortie de la chambre de combustion.
- ❖ Au niveau de la paroi nous avons $u = v = 0$ et $k = \varepsilon = 0$.
 u et v sont respectivement les vitesses axiale et radiale.
 K et ε sont respectivement l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation.
- ❖ Dans l'axe de la chambre de combustion, la condition de symétrie est appliquée

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial P}{\partial y} = 0$$

4.3. Résultats pour le cas d'un jet simple :

Figure 4.3 illustre les contours de la vitesse axiale moyenne obtenus par le modèle RMS. Trois régions différentes peuvent être distinguées : l'environnement stable, l'écoulement central du jet et une petite zone de recirculation centrale. Des couches de cisaillement existent aux frontières de ces trois régions (la couche extérieure entre l'écoulement central et les environs et la couche intérieure entre l'écoulement central et la recirculation centrale). Dans ces couches de cisaillement, les tourbillons proviennent d'instabilités de la couche de cisaillement de type Kelvin-Helmholtz. Derrière le corps central, en l'absence d'écoulement externe, le fluide est

entraîné par le jet lui-même, formant un tourbillon permanent, appelé recirculation centrale. La recirculation centrale se ferme au point de stagnation.

Figure 4.4 montre les contours de l'énergie cinétique turbulente obtenus par le modèle RMS. L'énergie cinétique turbulente est concentrée dans la zone de recirculation dans la région centrale de l'écoulement près du jet et dans la couche de cisaillement extérieure, et l'énergie cinétique turbulente est rapidement dissipée plus en aval.

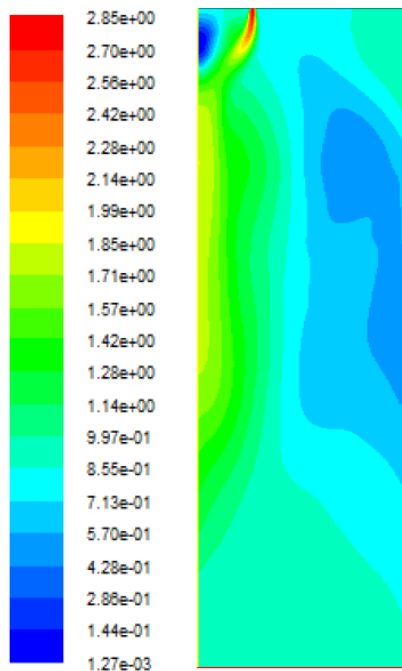


Figure 4.3 : Contour de la vitesse axiale moyenne (m/s).

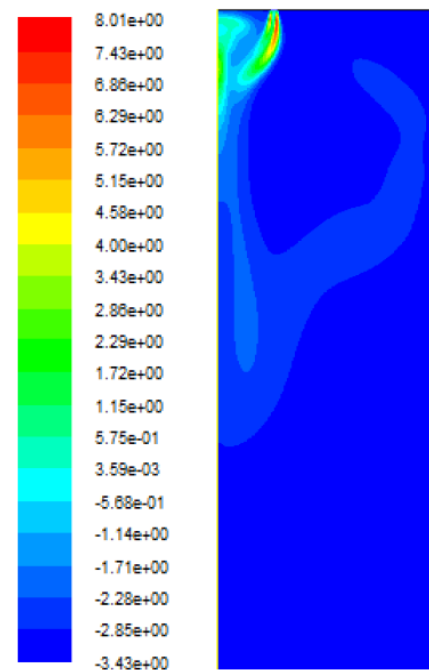


Figure 4.4: Contour de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2).

Les résultats de Figure 4.5 montrent les profils de la vitesse axiale moyenne obtenus par le modèle RMS à différents emplacements axiaux $X/D_0=0,05, 0,2$ et $0,5$. Les profils de vitesse sont négatifs près de l'axe du jet à $Y/D_0 < 0,2$ en raison du reflux de la recirculation. La vitesse axiale maximale a un pic de vitesse autour de 1 à la distance radiale $Y/D_0=0,47$ à l'emplacement $X/D_0=0,05$ et la diminution asymptotique est lente en aval de l'axe du jet. En général, les résultats obtenus numériquement par le modèle RSM sont en bon accord avec les données expérimentales.

Les résultats de Figure 4.6 montrent les profils de la vitesse radiale moyenne obtenus numériquement par le modèle RSM à différentes positions axiales. Dans ces figures, la vitesse radiale moyenne est positive près de l'axe du jet à $Y/D_0 < 0,4$ à l'emplacement $X/D_0 = 0,05$ et $0,2$. La vitesse radiale moyenne est négative à $Y/D_0 < 0,5$ à l'emplacement $X/D_0 = 0,5$ en raison de la recirculation. La vitesse descendante maximale est située à $Y/D_0 = 0,34$ avec une valeur d'environ $-0,34 U_0$. Le modèle RSM est en bon accord avec les mesures.

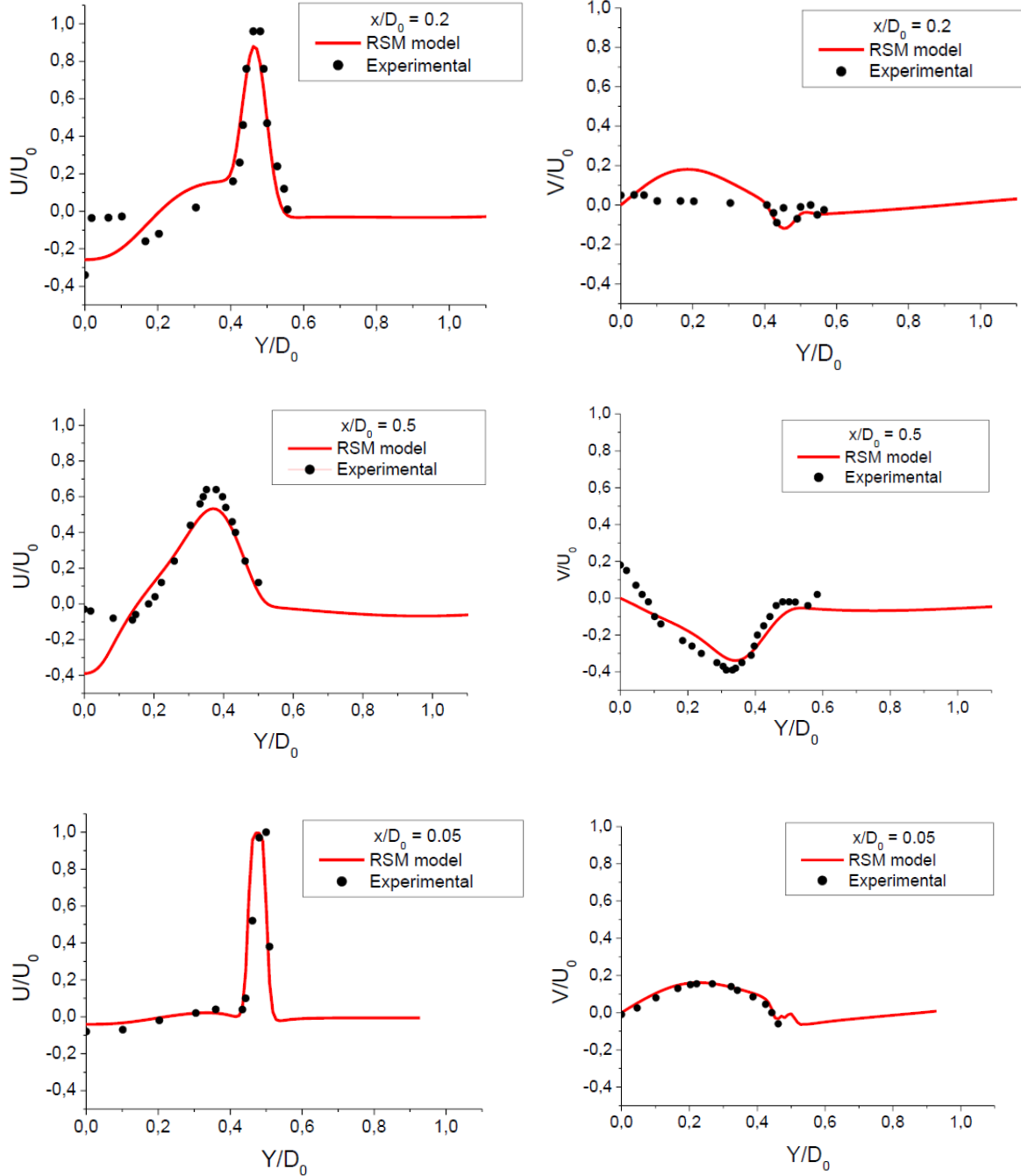


Figure 4.5: Vitesse axiale moyenne à différents position axiale.

Figure 4.6: Vitesse radiale moyenne à différents position axiale.

Figure 4.7 et Figure 4.8 montrent les résultats de la vitesse fluctuante RMS axiale et radiale à différents emplacements axiaux, les fluctuations efficaces présentent deux oscillations ou deux pics formés par le jet à $X/D_0=0.05$ et 0.2 , le premier pic est causé par le flux central et la recirculation centrale, le second pic est causé par le flux central et le co-flux environnant, ces oscillations sont importantes pour la vitesse RMS axiale et diminuent plus loin en aval. Les résultats prédits par le modèle RSM concordent de manière satisfaisante avec les mesures.

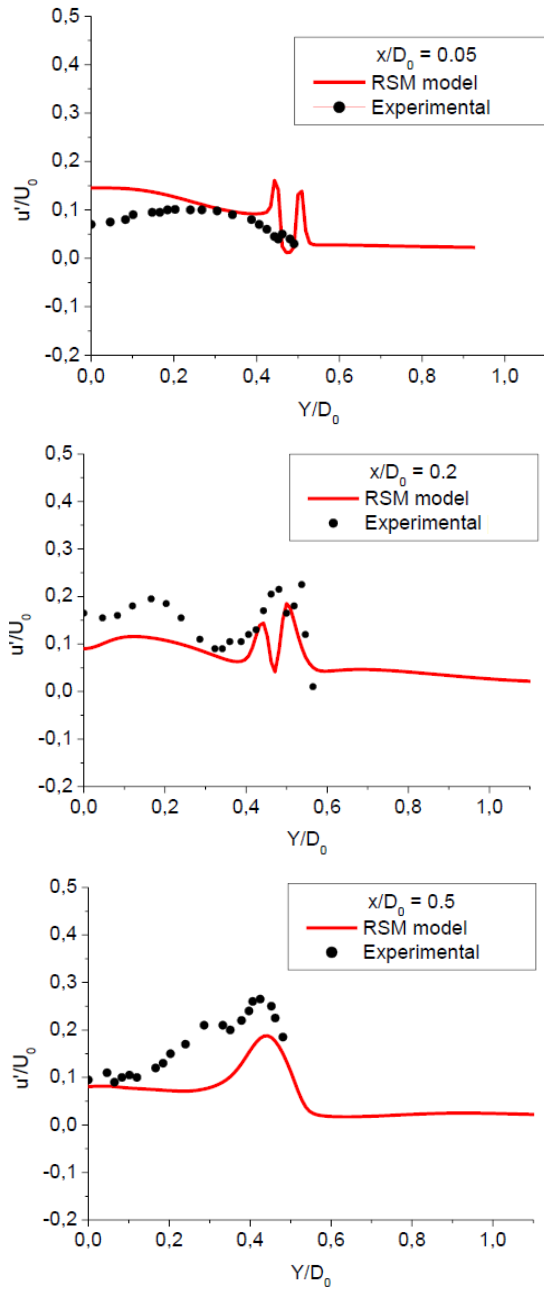


Figure 4.7: Vitesse rms axiale à différents position axiale.

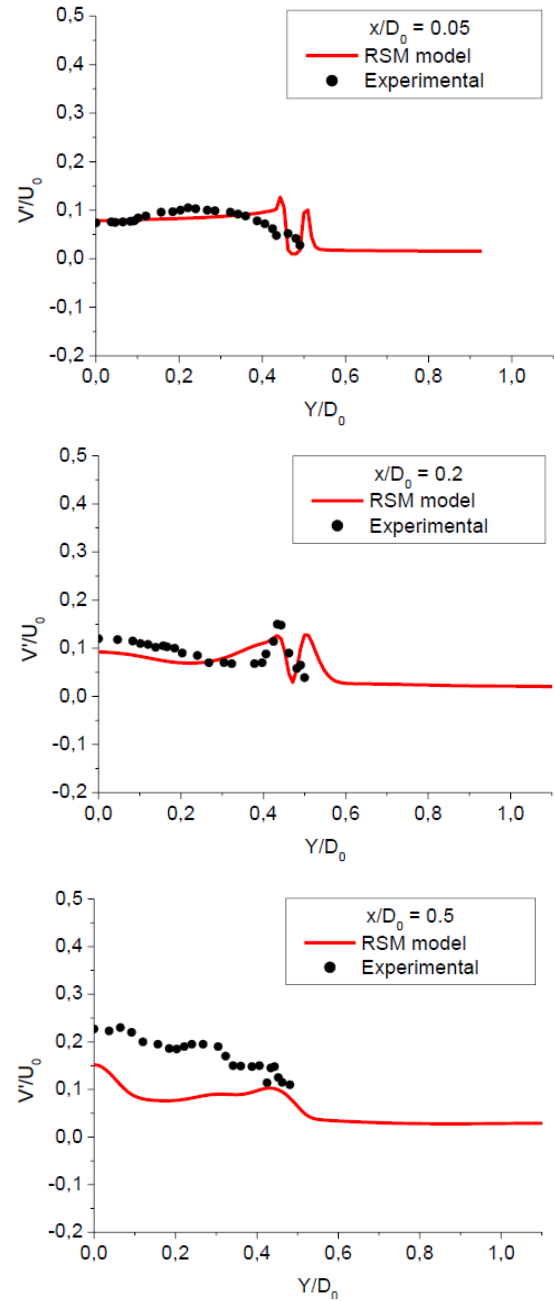


Figure 4.8: Vitesse rms radial à différents position axiale.

Figure 4.9 à 4.14 montre la vitesse axiale moyenne et les contours de l'énergie cinétique turbulente pour différents rapports de diamètre, différentes zones de recirculation sont formées en raison de la présence du corps bluff body, cette zone de recirculation est plus importante pour les petits rapports de diamètre et devient moins importante lorsque le rapport de diamètre augmente. L'énergie cinétique turbulente augmente lorsque le rapport de diamètre diminue et elle est concentrée dans la zone de recirculation dans la région centrale de l'écoulement et de la couche de cisaillement.

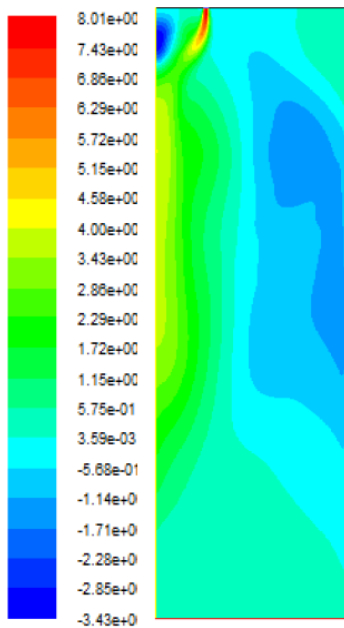


Figure 4.9: vitesse axiale moyenne (m/s).avec $r = 0,905$

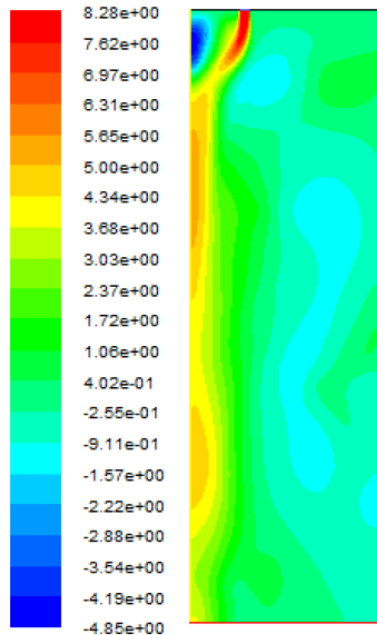


Figure 4.10: vitesse axiale moyenne(m/s).avec $r = 0,82$

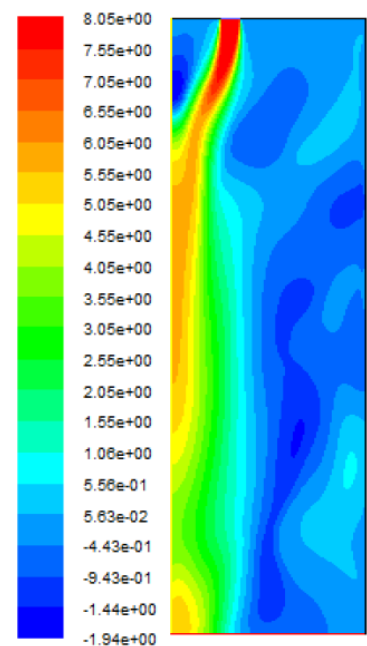


Figure 4.11: vitesse axiale moyenne (m/s).avec $r = 0,701$

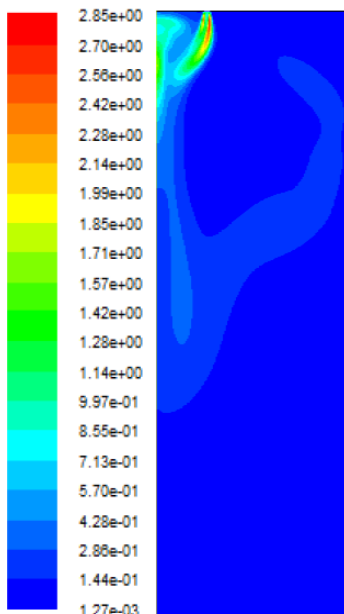


Figure 4.12: l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2)

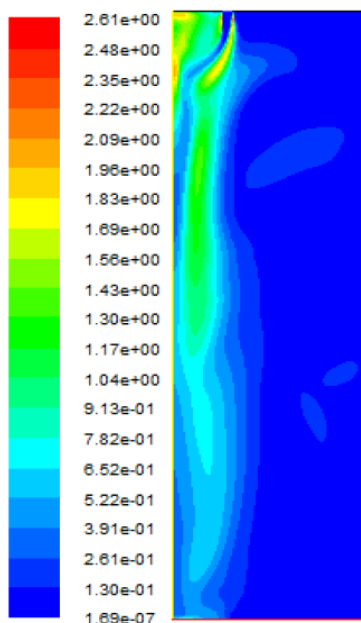


Figure 4.13: l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2)

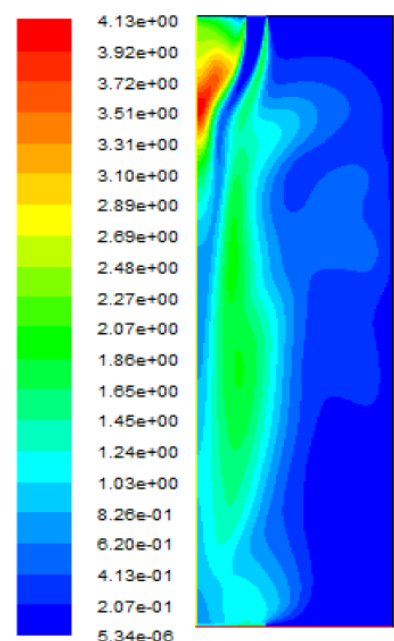


Figure 4.14: l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2)

La Figure 4.15 présente le profil de vitesse axiale moyen qui varie avec l'emplacement axiale pour différents rapports de diamètre ($r = 0,701$ $r = 0,82$ $r = 0,905$).

Le profil de vitesse peut être divisé en trois parties distinctes : Dans la première section, les profils de vitesse montrent des valeurs négatives dues à la zone de recirculation. La deuxième partie est située entre le point de stagnation et le point d'attache de l'écoulement qui présente des profils de vitesse avec une allure ascendante. La troisième partie présente l'écoulement pleinement développé où l'écoulement devient bien établi.

On observe sur cette figure qu'il y a une certaine différence entre les profils de vitesse qui dépend du rapport de diamètre. Cette différence est bien observée dans la longueur de la zone de recirculation et au point de stagnation. Pour le cas où le rapport de diamètre $r = 0,701$, le point de stagnation est situé à l'emplacement $X=1,2$. Pour le rapport diamètre $r = 0,820$ le point de stagnation est situé à l'emplacement $X=0,8$. Et pour le rapport de diamètre $r = 0,905$ le point de stagnation est situé à l'emplacement $X=0,7$

Donc on déduit dans cette figure que la longueur de la recirculation diminue avec l'augmentation du rapport de diamètre

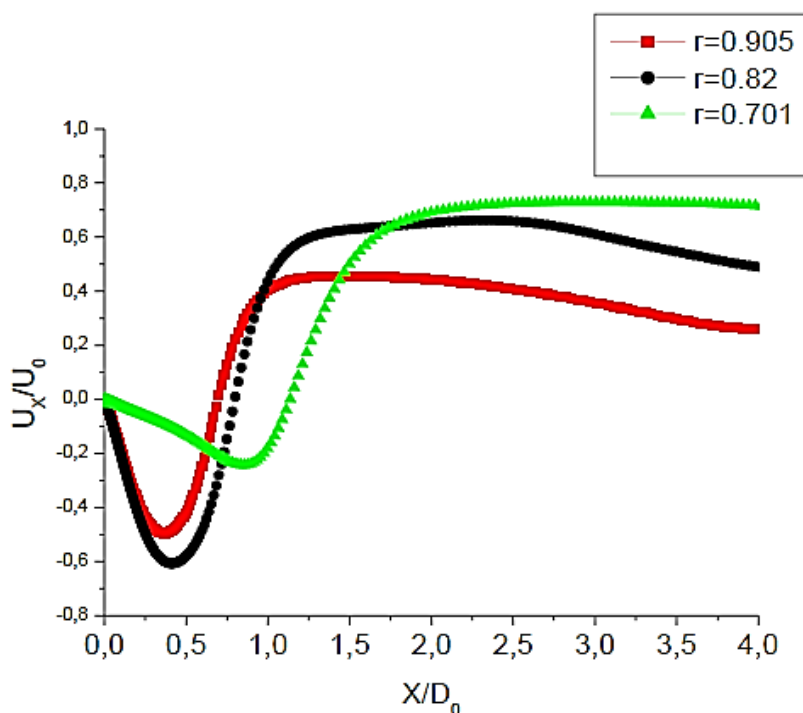


Figure 4.15: Longueur de recirculation pour différents rapports de diamètre.

4.4. Cas d'un double jet annulaire

Le brûleur étudié dans cette partie est constitué de 2 orifices annulaires coaxiaux, conduisant les jets co-annulaires confinés à se décharger dans une détente brutale dans la chambre de combustion schématisé dans la Figure 4.16. Cette géométrie offre une zone de recirculation, ainsi que plusieurs tourbillons, qui contribuent à stabiliser la flamme.

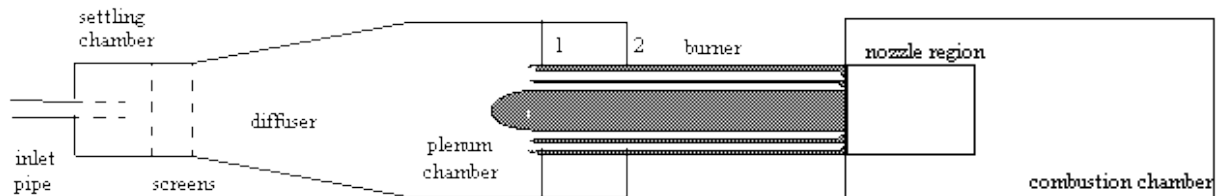


Figure 4.16 : schéma global de l'installation avec brûleur et la chambre de combustion. [3]

4.4.1. Géométrie:

La géométrie consiste en deux anneaux de rayon extérieur $r_1=50,5$ mm et $r_2=78$ mm avec une épaisseur $r=8$ mm figure 4.17. La longueur de la géométrie est déterminée uniquement à partir de la sortie du brûleur jusqu'à l'extrémité de la chambre de combustion : voir le tableau 1 et la figure 4.18 ci-dessous.

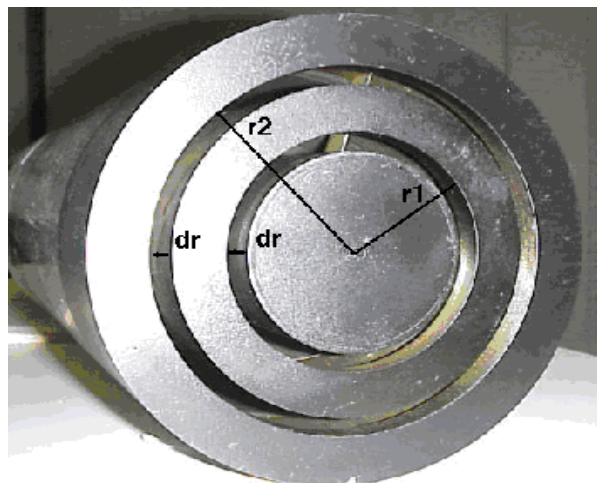
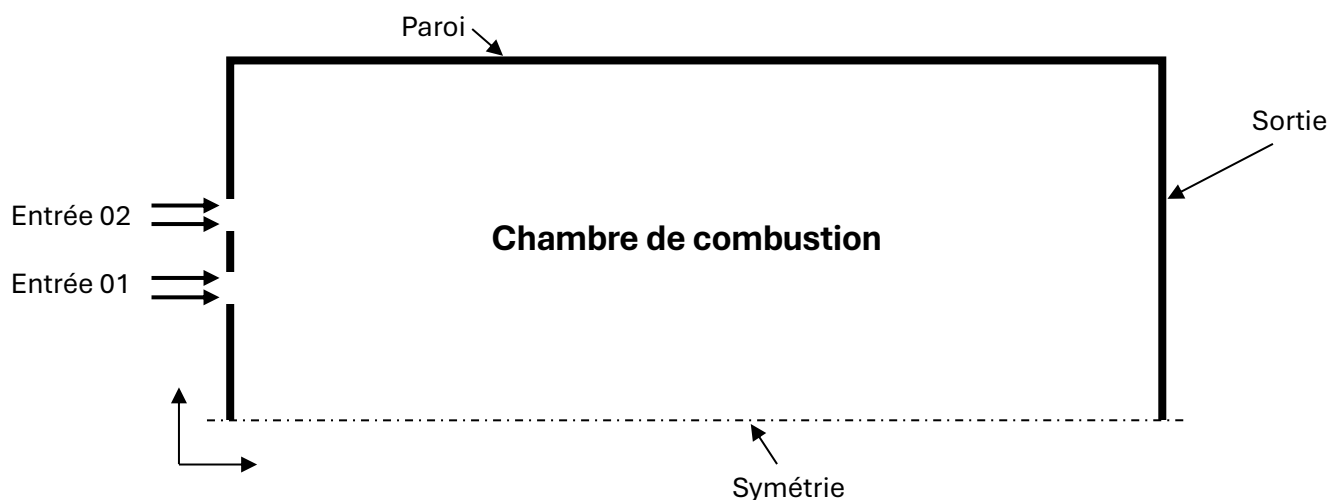


Figure 4.17 : Les diamètres des limites des flux produits par le brûleur. [3]

Tableau 4.1 : Principaux paramètres géométriques et d'écoulement pour le double jet annulaire considéré

<i>Paramètre</i>	<i>La description</i>	<i>Dimension</i>
r_1	Jet primaire à rayon extérieur	50.5 mm
r_2	Jet secondaire à rayon extérieur	78.0 mm
r	L'épaisseur des jets	8.0 mm
r_c	Chambre de combustion à rayon	190.0 mm
U_1	Jet primaire à vitesse moyenne	6.3 m/s
U_2	Jet secondaire à vitesse moyenne	6.1 m/s

**Figure 4.18** : Configuration de la chambre de combustion.

4.4.2. Maillage

La sensibilité du test de maillage a été choisie en testant deux maillages différents avec des nœuds et des éléments de cellules quadrilatérales différents. Le premier type de maillage (grille 1) est constitué de 9792 nœuds et de 9550 cellules quadrilatérales avec 18859 faces intérieures. Le second maillage (grille 2) comporte 19392 nœuds et 19100 cellules quadrilatérales avec 37909 faces intérieures. Le test des deux maillages est effectué pour la vitesse axiale moyenne à l'entrée $U_1=6,3$ m/s et $U_2=6,1$ m/s dans la position $X=10$ mm (Figure 4.20). Les résultats obtenus pour les deux essais de maillage sont similaires et concordent très bien avec les données expérimentales.

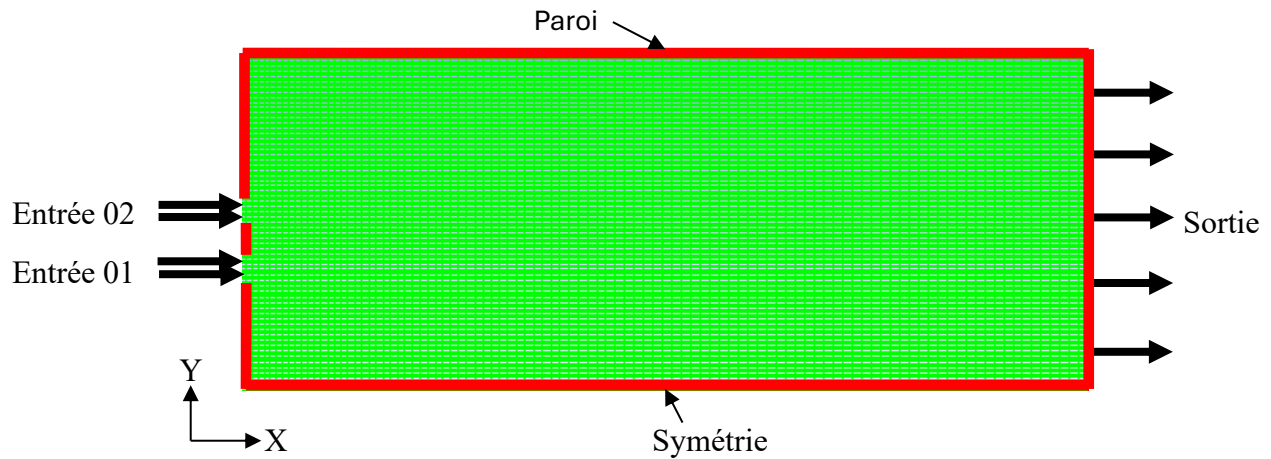


Figure 4.19 : Configuration du maillage.

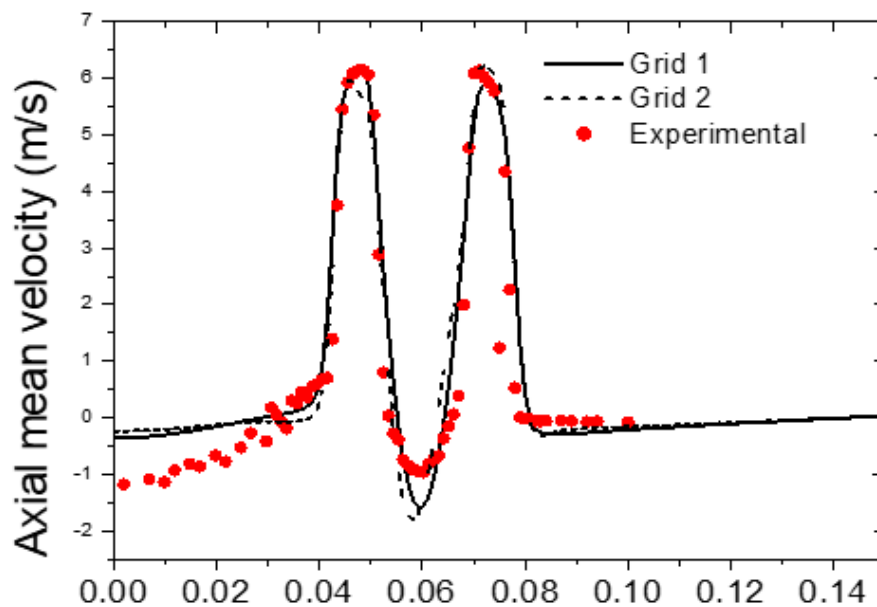


Figure 4.20 : sensibilité du test de maille.

4.4.3. Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont très importantes pour obtenir une solution précise avec une convergence rapide. Les conditions aux limites sont déterminées pour quatre frontières sur la base des données expérimentales fournies par [3] :

- ❖ A l'entrée des deux jets annulaires (entrée 1, entrée 2) la vitesse axiale $U_1=6.3$ m/s est maintenue constante et $U_2=6.1$ m/s sont imposées pour le jet annulaire primaire et

secondaire, le nombre de Reynolds est calculé pour différentes vitesses axiales dans le jet annulaire secondaire ($U_2=6.1, 8.1$ et 10.1m/s) par :

$$Re_{Dh} = \frac{U_2 \cdot r \cdot \rho_{air}}{\mu_{air}} \quad (4.1)$$

Avec: Re_{Dh} : est le diamètre hydraulique dans le jet annulaire secondaire.

μ_{air} : est la viscosité dynamique de l'air, $\mu_{air} = 1.789 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$.

ρ_{air} : est la densité de l'air, $\rho_{air} = 1.225 \text{ kg/m}^3$.

- ❖ La pression absolue est imposée à la sortie de la chambre de combustion.
- ❖ Au niveau de la paroi, la condition de paroi est appliquée avec $u = v = 0$ et $k = \varepsilon = 0$.
 u et v sont respectivement les vitesses axiale et radiale.
 K et ε sont respectivement l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation.
- ❖ Dans l'axe de la chambre de combustion, la condition de symétrie est appliquée :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \text{ et } \frac{\partial P}{\partial y} = 0$$

4.5. Résultats pour le cas d'un double jet annulaire :

Les figures 4.21 et 4.22 présentent le contour de la vitesse moyenne axiale obtenue par simulation numérique avec les deux modèles de turbulence k-epsilon et SST k- ω . On observe sur ces figures la présence de trois zones de recirculation de tailles différentes, petite, moyenne et grande. La première zone de petite taille est située entre les deux jets annulaires ; la deuxième, de taille moyenne, est située juste à côté de l'injection du flux dans la chambre de combustion, qui joue un rôle très important lors de l'injection de carburant (air + combustible). Cette zone crée une très grande dépression qui donne une vitesse négative ; cette dépression génère un mouvement tourbillonnaire qui permet au carburant gazeux de bien se mélanger avec l'air. On note également la présence d'une troisième zone de très grande taille située juste dans la partie supérieure de la chambre de combustion, cette zone n'a pas beaucoup d'influence sur la combustion du mélange. Les zones de recirculation sont caractérisées par un point de stagnation, un point central de tourbillon et une longueur. Les résultats numériques obtenus par les deux modèles sont très similaires et le jet annulaire est caractérisé par une zone de recirculation principale près de l'axe du jet.

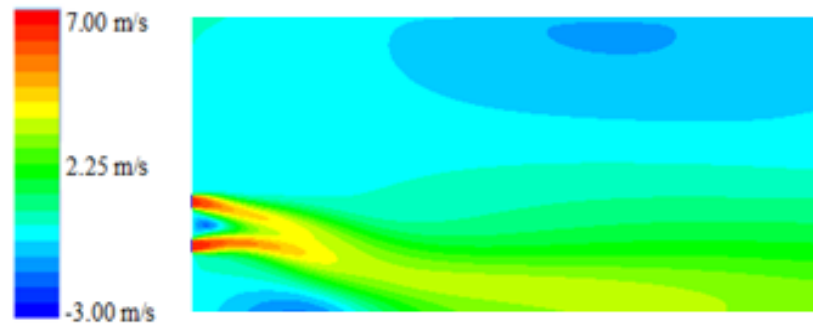


Figure 4.21 : Contours de la vitesse axiale moyenne (modèle k- ϵ).

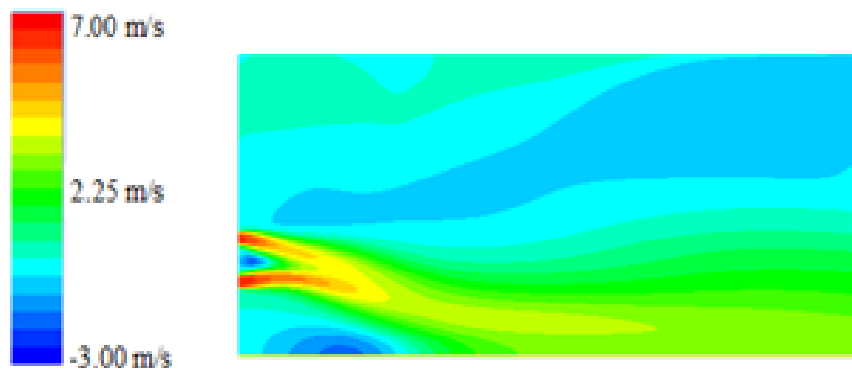


Figure 4.22 : Contours de la vitesse axiale moyenne (modèle SST k- ω).

Les figures 4.23 et 4.24 présentent le contour de l'énergie cinétique turbulente obtenu par simulation numérique avec les deux modèles k-epsilon et SST k- ω . Ces figures illustrent une forte concentration de l'énergie cinétique turbulente localisée entre les deux jets annulaires et dans la zone de recirculation qui se trouve juste à côté de l'injection. On observe également que l'énergie cinétique turbulente est importante dans les couches de cisaillement internes et externes créées par les deux jets annulaires, cette intensité d'énergie cinétique turbulente diminue progressivement lorsque l'écoulement est établi et devient stable, la création d'énergie cinétique turbulente dans la zone de combustion joue un rôle très important pour bien mélanger le combustible gazeux.

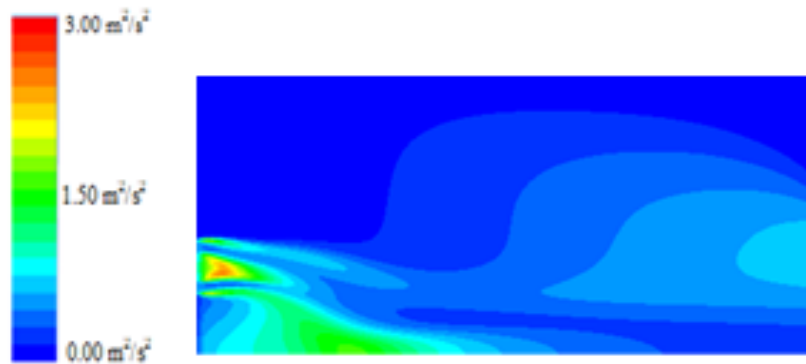


Figure 4.23 : Contours de l'énergie cinétique turbulente (k-ε)

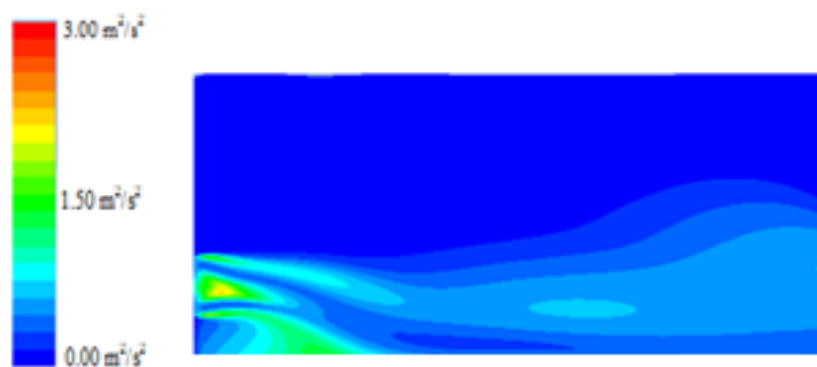


Figure 4.24 : Contours de l'énergie cinétique turbulente (SST k-ω)

Ces figures nous permettent de conclure que l'énergie cinétique turbulente est bien concentrée entre les deux jets annulaires et la zone de recirculation située juste à côté de l'injection.

La figure 4.25 présente le profil de la vitesse moyenne axiale variant en fonction de la distance radiale obtenu par simulation numérique avec les deux modèles k-epsilon et SST k-ω à la distance axiale $X=10$ mm par rapport à l'expérimental obtenu par Schmitt et al [3]. Nous observons sur cette figure deux pics de vitesse axiale d'une magnitude maximale de 6,3 m/s générés par les deux jets annulaires de l'écoulement. On observe également un pic minimal de -1,6 m/s ; cette vitesse minimale est causée par la zone de recirculation entre les deux jets annulaires. Les résultats obtenus par simulation numérique sont en bon accord avec les résultats expérimentaux avec une sous-estimation près de l'axe de symétrie. Cette sous-estimation est principalement due aux conditions initiales, à la configuration de la géométrie en deux dimensions et aux modèles de turbulence.

La figure 4.26 présente le profil de la vitesse axiale moyenne variant en fonction de la distance radiale obtenu par simulation numérique avec les deux modèles k-epsilon et SST k- ω à la distance axiale $X=20$ mm. On observe sur cette figure deux mêmes pics de vitesse axiale moyenne avec des amplitudes maximales plus faibles que pour la distance $X=10$ mm, les deux pics maximaux ont des valeurs de 5,8 et 5,5 m/s respectivement. Le pic de vitesse minimum est de -0,42 pour la simulation et de -1,58 m/s pour le cas expérimental. Les résultats obtenus par simulation numérique sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les résultats numériques obtenus montrent que les pics de la vitesse axiale moyenne diminuent avec la distance axiale.

La figure 4.27 présente le profil de vitesse axiale variant en fonction de la distance radiale obtenu par simulation numérique avec les deux modèles k-epsilon et SST k- ω à la distance axiale $X=40$ mm. On remarque sur cette figure l'amortissement des deux pics de vitesse avec des magnitudes différentes et plus faibles par rapport à la position axiale précédente, la première magnitude a une valeur de 5,1 m/s et la deuxième magnitude a une valeur de 4,1 m/s. Un pic de vitesse minimum positif de 2,5 m/s est également observé, ce qui explique la disparition de la zone de recirculation entre les deux jets annulaires. Les résultats obtenus par simulation numérique sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

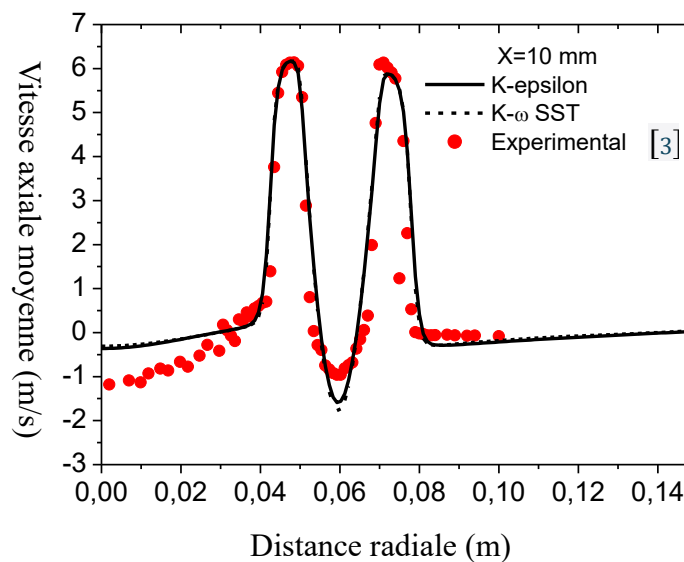


Figure 4.25 : Vitesse axiale moyenne à la position axiale $X=10$ mm

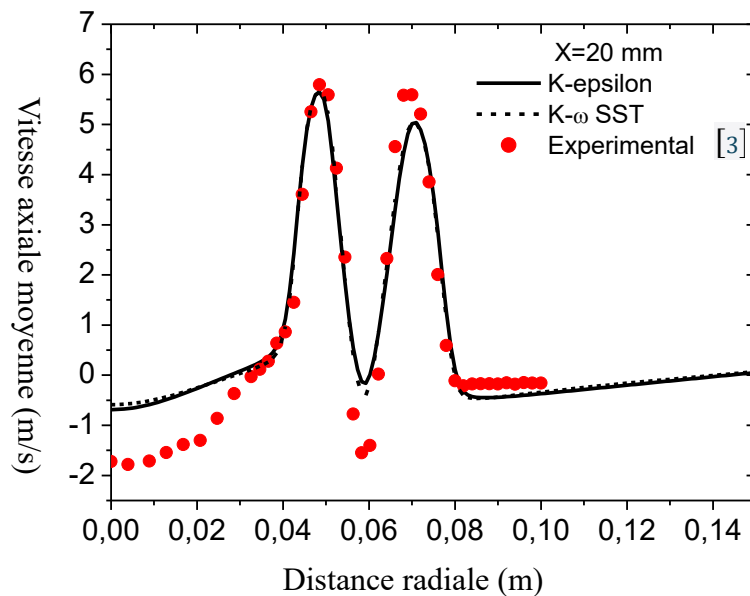


Figure 4.26 : Vitesse axiale moyenne à la position axiale $X=20$ mm

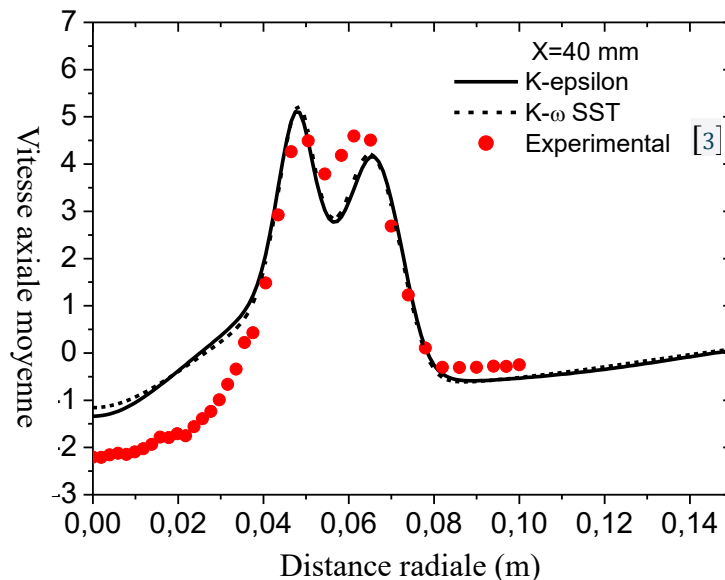


Figure 4.27 : Vitesse axiale moyenne à la position axiale $X=40$ mm

La figure 4.28 présente le profil de vitesse moyenne radiale en fonction de la distance radiale obtenu par simulation numérique par les deux modèles k-epsilon et SST k- ω à la distance axiale $X=10$ mm. On peut voir sur cette figure l'existence de deux pics de vitesse radiale moyenne maximale et minimale presque opposés l'un à l'autre avec un pic maximal d'une valeur proche de 0,95 m/s et un pic minimal d'une valeur de -1,4 m/s, puis la vitesse radiale moyenne s'établit pour atteindre des valeurs proches de zéro. Les résultats obtenus par simulation numérique sont sensiblement proches des données expérimentales. La distinction entre les pics

de vitesse moyenne radiale opposés est due aux jets primaires et secondaires et aux couches de cisaillement intérieures et extérieures.

La figure 4.29 présente le profil de vitesse moyenne radiale en fonction de la distance radiale obtenu par simulation numérique par les deux modèles k-epsilon et SST k- ω à la distance axiale $X=20$ mm. Nous observons également sur cette figure l'existence de deux pics de vitesse radiale maximale et minimale. Le pic maximal a une valeur de $0,89$ m/s et le pic minimal à une valeur de $-1,79$ m/s. Le profil de vitesse moyenne radiale a conservé la même évolution que le profil de la figure 4.28 avec des valeurs légèrement différentes. Les résultats obtenus par simulation numérique sont approximativement en bon accord avec les données expérimentales.

La figure 4.30 présente le profil de vitesse moyenne radiale en fonction de la distance radiale obtenu par simulation numérique par les deux modèles k-epsilon et SST k- ω à la distance axiale $X=40$ mm. On observe sur cette figure une disparition du pic positif maximal de la vitesse radiale qui prend une valeur de magnitude négative très faible de $-0,4$ m/s, on observe également l'apparition de deux pics minimaux avec des valeurs différentes et qui sont significativement faibles par rapport à la position axiale précédente, la première quantité a une valeur de $-0,61$ m/s et la seconde magnitude a une valeur de $-1,1$ m/s. La vitesse est ensuite établie pour atteindre des valeurs proches de zéro. Les résultats obtenus par simulation numérique sont approximativement en bon accord avec les données expérimentales.

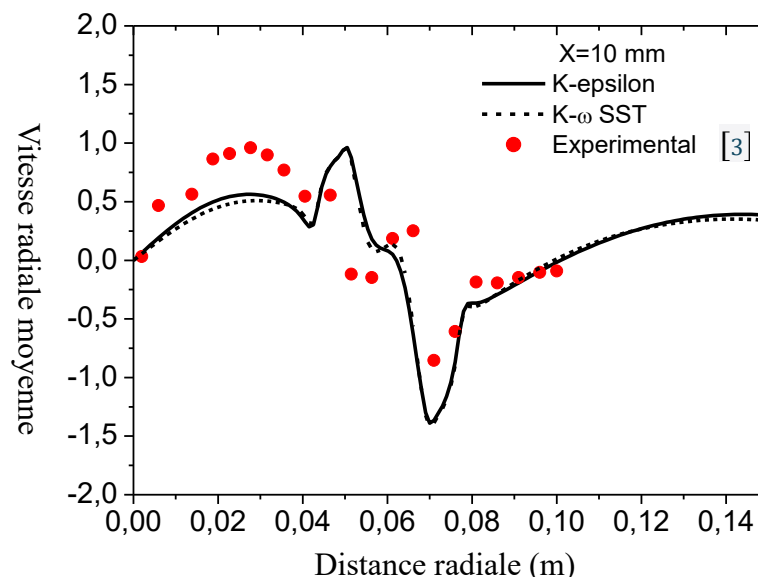


Figure 4.28 : Vitesse radiale moyenne à la position axiale $X=10$ mm.

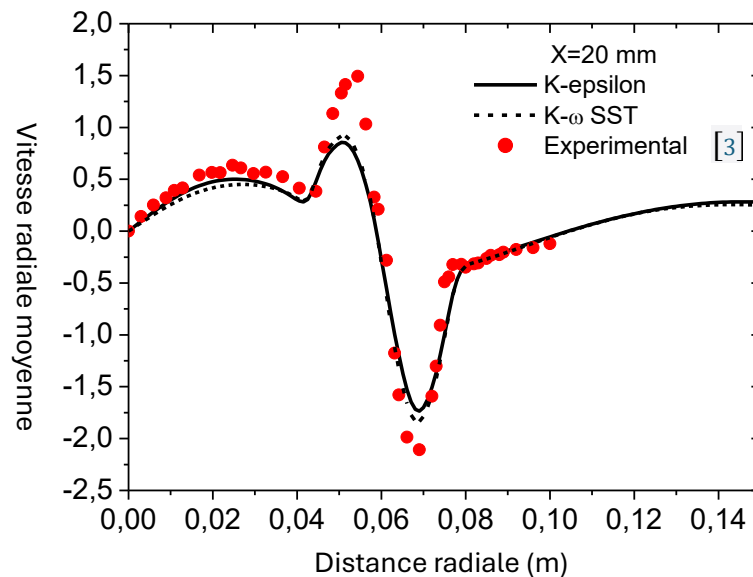


Figure 4.29 : Vitesse moyenne radiale à la position axiale $X=20$ mm.

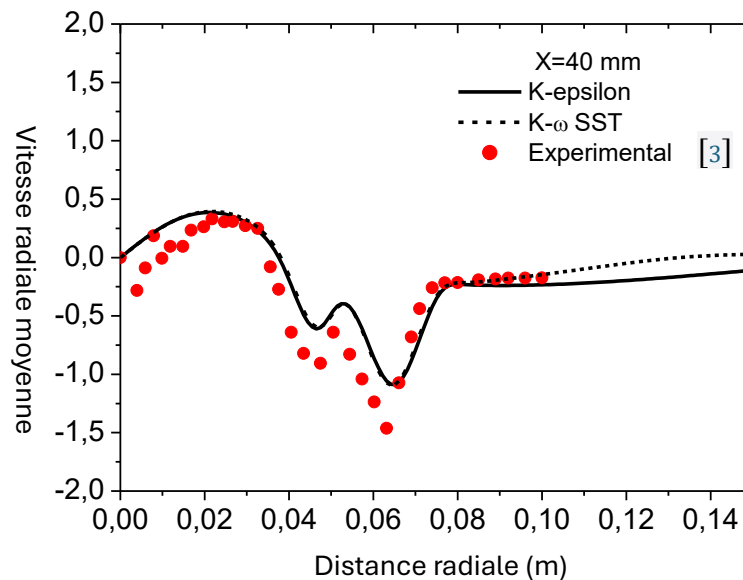


Figure 4.30 : Vitesse moyenne radiale à la position axiale $X=40$ mm.

Les figures 4.31, 4.32 et 4.33 montrent les résultats des contours de vitesse axiale moyenne obtenus par le modèle k-epsilon pour différents nombres de Reynolds (6683, 8874 et 11065). On observe sur ces figures la présence de trois zones de recirculation séparées par les jets annulaires, la première zone de très petite taille est située entre les deux jets annulaires près de la condition d'entrée, la deuxième zone de taille moyenne est située juste derrière la tuyère près de l'axe d'injection sous le jet primaire, la troisième grande zone est située au-dessus du jet secondaire près de la paroi supérieure de la chambre de combustion. La première très petite zone de recirculation est formée par les différentes vitesses qui existent entre les deux jets annulaires et l'air stagnant situé entre ces deux jets annulaires. On observe également que même après la variation du nombre de Reynolds, la taille de la petite zone de recirculation ne change

quasiment pas. Pour la deuxième zone de taille moyenne, la taille de cette zone change considérablement en fonction de la variation du nombre de Reynolds. Pour la troisième grande zone, nous observons que pour un nombre de Reynolds plus élevé, le jet secondaire annulaire génère un très grand tourbillon toroïdal entre la paroi de la chambre de combustion et le jet secondaire. Avec ces observations et ces résultats numériques, nous pouvons noter qu'il est donc important de contrôler soigneusement la taille de la zone de recirculation qui est située juste à côté de l'injection afin de mélanger correctement le carburant avec l'air dans cette zone pour produire la combustion la plus parfaite et minimiser les émissions polluantes.

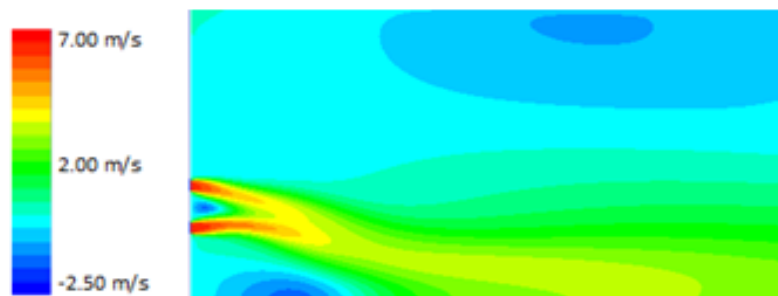


Figure 4.31 : Courbes de vitesse axiale moyenne pour $Re=6683$.

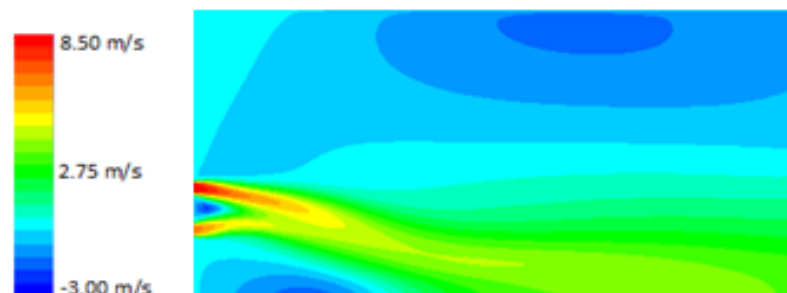


Figure 4.32 : Courbes de vitesse axiale moyenne pour $Re=8874$.

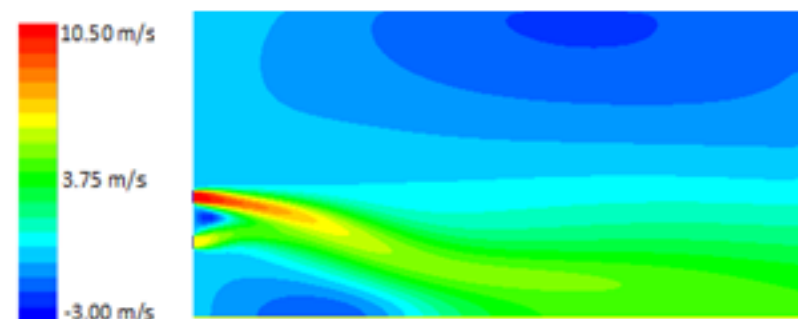


Figure 4.33 : Courbes de vitesse axiale moyenne pour $Re=11065$.

Les figures 4.34, 4.35 et 4.36 présentent les résultats des contours de l'énergie cinétique turbulente calculée par le modèle k-epsilon pour différents nombres de Reynolds (6683, 8874

et 11065). L'énergie cinétique turbulente dépend des composantes de vitesse fluctuantes : $k = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$, ces composantes de vitesse fluctuantes dépendent également de la vitesse des jets annulaires. On observe sur ces figures que l'énergie cinétique turbulente est principalement concentrée dans les zones de recirculation et les couches de cisaillement internes et externes sur les bords des jets annulaires primaires et secondaires ; cette énergie cinétique turbulente a des valeurs maximales au centre de la petite zone de recirculation qui est située entre les deux jets annulaires et qui est limitée par la taille de cette zone de recirculation et qui augmente en fonction du nombre de Reynolds. On remarque également que l'énergie cinétique turbulente a des valeurs importantes au niveau de la zone de recirculation de taille moyenne qui est située juste à côté de l'injection et sa valeur dépend également du nombre de Reynolds. Nous remarquons également que cette zone a été légèrement éloignée de la proximité de l'injection dans la direction axiale près de l'axe de symétrie lorsque le nombre de Reynolds a augmenté. Nous observons également que l'énergie cinétique turbulente est assez importante dans la grande zone qui se développe considérablement lorsque le nombre de Reynolds augmente. Ces observations peuvent nous aider à connaître la zone la plus sollicitée aux intensités turbulentes.

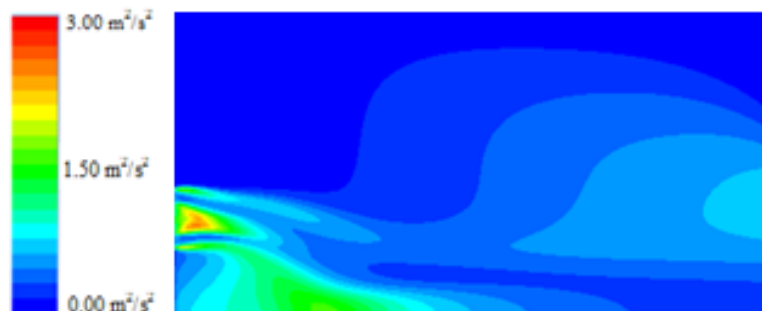


Figure 4.34 : Contours de l'énergie cinétique turbulente pour Re=6683.

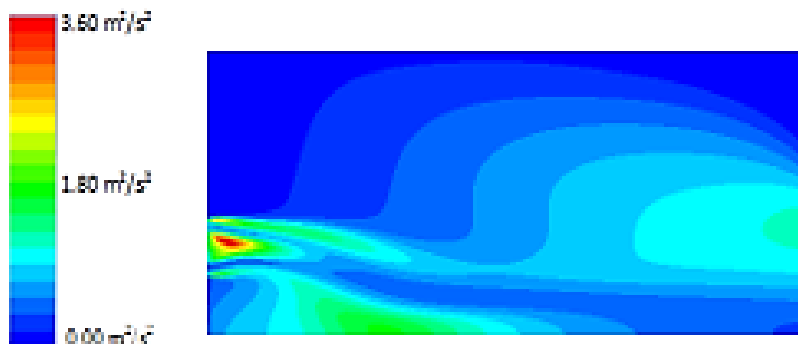


Figure 4.35 : Contours de l'énergie cinétique turbulente pour Re=8874.

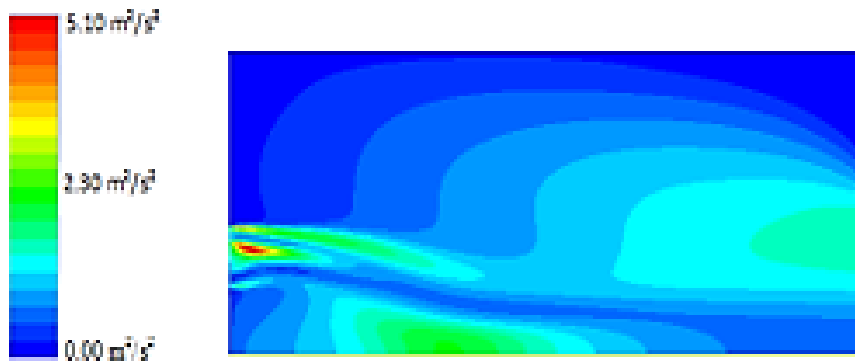


Figure 4.36 : Contours de l'énergie cinétique turbulente pour $Re=11065$.

La figure 4.37 présente le profil de vitesse axiale moyenne obtenu par le modèle k-epsilon qui varie avec la distance axiale pour différents nombres de Reynolds (6683, 8874 et 11065). Le profil de vitesse peut être divisé en trois parties distinctes. La première partie où les profils de vitesse sont négatifs, cette vitesse négative est créée par la zone de recirculation de taille moyenne située juste à côté de l'injection et sous le jet primaire et qui est caractérisée par une longueur et un point de stagnation, la zone négative présente des valeurs de vitesse minimale $U=-1,7$ m/s à la distance axiale $X=0,075$ m. La deuxième partie est située entre le point de stagnation et le point d'attache de l'écoulement qui présente des profils de vitesse avec une allure ascendante. La troisième partie présente l'écoulement pleinement développé où l'écoulement devient bien établi. On peut noter que ces courbes sont caractérisées par deux paramètres essentiels, la longueur de la zone de recirculation et le point de stagnation. On observe sur cette figure qu'il y a une certaine différence entre les profils de vitesse qui dépend du nombre de Reynolds. Cette différence est bien observée dans la longueur de la zone de recirculation et du point de stagnation ; pour le cas où le nombre de Reynolds $Re=6683$ le point de stagnation est situé à $X=0.1$ m ; pour $Re=8874$ le point de stagnation est situé à $X=0.12$ m et pour $Re=11065$ le point de stagnation est situé à $X=0.13$ m.

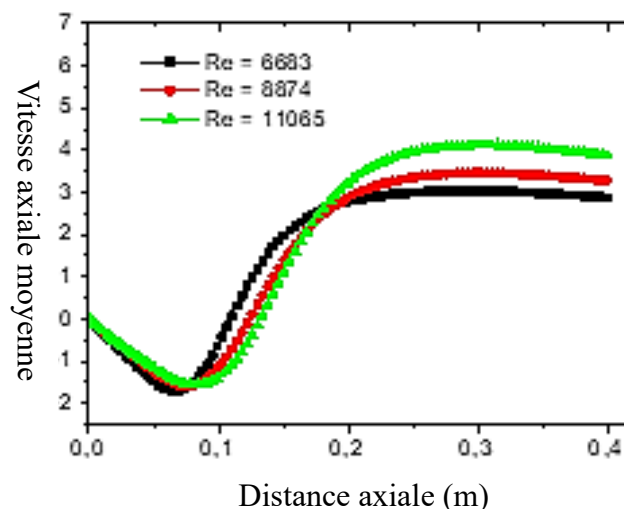


Figure 4.37 : Profils de vitesse axiale moyenne pour différents nombres de Reynolds.

La figure 4.38 montre le profil de l'énergie cinétique turbulente obtenu par le modèle k - ϵ qui varie avec la distance axiale pour différents nombres de Reynolds (6683, 8874 et 11065). On observe sur ces figures que les profils de l'énergie cinétique turbulente augmentent de manière quasi-linéaire dans la zone de recirculation de taille moyenne pour atteindre des pics maximaux au point de stagnation pour les trois cas de nombres de Reynolds. Cette énergie cinétique turbulente prend des valeurs maximales $k=1,5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ pour le nombre de Reynolds $Re=6683$, $k=1,6 \text{ m}^2/\text{s}^2$ pour $Re=8874$ et $k=2,34 \text{ m}^2/\text{s}^2$ pour $Re=11065$. Lorsque l'écoulement est bien établi, nous observons un taux décroissant vers des valeurs minimales presque nulles.

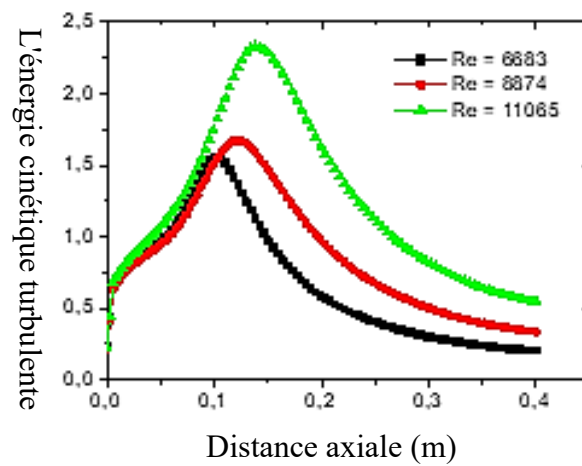


Figure 4.38 : Profils d'énergie cinétique turbulente pour différents nombres de Reynolds.

4.6. conclusion :

Ce chapitre a présenté une étude numérique des jets annulaires simples et doubles afin d'analyser l'influence de la géométrie et des conditions d'écoulement sur la structure de l'écoulement et la turbulence. Pour le jet annulaire simple, les résultats montrent que le rapport de diamètre contrôle directement la taille de la zone de recirculation et l'intensité de l'énergie cinétique turbulente. Le modèle RSM reproduit correctement les profils de vitesse et de turbulence en bon accord avec l'expérimental.

Dans le cas du double jet annulaire, plusieurs zones de recirculation ont été identifiées, jouant un rôle clé dans le mélange et la stabilisation de la flamme. L'augmentation du nombre de Reynolds intensifie la turbulence et modifie la taille des zones de recirculation. Les modèles k - ϵ et $SST k$ - ω fournissent des résultats cohérents avec les données expérimentales.

Ces résultats confirment l'importance du contrôle géométrique et dynamique des jets annulaires pour l'optimisation des systèmes de combustion.

”

Conclusion

générale

Conclusion générale :

Dans la première partie nous avons examiné avec une étude numérique les caractéristiques d'écoulement d'un jet annulaire à différents rapports de diamètres. Un premier modèle de jet annulaire à faible rapport de diamètres est étudié numériquement dans l'air ambiant à l'aide du modèle de contrainte de Reynolds. Les résultats obtenus numériquement concordent bien avec les données expérimentales. Pour un faible rapport de diamètres, une petite zone de circulation est observée ; pour un rapport de diamètres élevé, la circulation est très importante et la longueur de recirculation ne dépend que du taux de blocage. Nous observons que la longueur de recirculation augmente avec la diminution du rapport de diamètres. L'énergie cinétique turbulente augmente lorsque le rapport de diamètres diminue et se concentre dans la zone de recirculation, au centre de l'écoulement et de la couche de cisaillement. L'analyse de la turbulence des écoulements testés montre que l'écoulement au sein de la zone de recirculation centrale est très anisotrope, notamment près de l'axe du jet, et les résultats prédits par le modèle de contrainte de Reynolds concordent parfaitement avec les mesures.

Dans la deuxième partie nous avons présenté une étude numérique d'un écoulement à double jet annulaire pour trois nombres de Reynolds. La modélisation est réalisée à l'aide d'un code de calcul CFD en utilisant deux modèles de turbulence k-epsilon et SST k- ω . Nous avons observé l'apparition de trois zones de recirculation : petite, moyenne et grande. La première zone, de petite taille, est située entre les deux jets annulaires ; la deuxième, de taille moyenne, est située juste à proximité de l'injection de l'écoulement dans la chambre de combustion ; la troisième, de très grande taille, est située juste en haut de la chambre de combustion. Ces zones de recirculation sont caractérisées par un point d'arrêt, un point central du vortex et une longueur. Il a été observé que les zones de recirculation augmentent avec le nombre de Reynolds. L'énergie cinétique turbulente est principalement concentrée dans les zones de recirculation et les couches de cisaillement intérieures et extérieures. Les résultats obtenus par simulation numérique concordent généralement bien avec les données expérimentales pour les deux modèles.

Ce travail nous a finalement offert l'opportunité de maîtriser, en particulier d'explorer et d'évaluer ce type d'écoulement, ainsi que d'analyser l'injection du mélange réactif (air/carburant) dans la chambre de combustion, dans le but de saisir l'impact de cette injection.

Bibliographies:

- [1]. Sheen, H. J., Chen, W. J., & Jeng, S. Y. (1996). Recirculation zones of unconfined and confined annular swirling jets. *AIAA journal*, 34(3), 572-579.
- [2]. Vucinic, D., & Hazarika, B. K. (2001). Integrated approach to computational and experimental flow visualization of a double annular confined jet. *Journal of Visualization*, 4, 245-256.
- [3]. Schmitt, F., Hazarika, B. K., & Hirsch, C. (2001). LDV measurements of the flow field in the nozzle region of a confined double annular burner. *J. Fluids Eng.*, 123(2), 228-236.
- [4]. Hazarika, B., Vucinic, D., Schmitt, F., & Hirsch, C. (2001). Analysis of toroidal vortex unsteadiness and turbulence in a confined double annular jet. In *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (p. 146).
- [5]. Lalizel, G. (2004). *Caractérisation expérimentale de l'aérodynamique d'un jet annulaire à très grand rapport de diamètres* (Doctoral dissertation, Université de Rouen).
- [6]. Del Taglia, C., Blum, L., Gass, J. R., Ventikos, Y., & Poulikakos, D. (2004). Numerical and experimental investigation of an annular jet flow with large blockage. *J. Fluids Eng.*, 126(3), 375-384.
- [7]. Broeckhoven, T., Brouns, M., Geerts, S., Vanherzeele, J., Vanlanduit, S., & Lacor, C. (2006). PIV Measurements of a Double Annular Jet for validation of numerical simulations. In *Proceedings 13 th International Symposium on Applications of Laser Techniques To Fluid Mechanics*.
- [8]. Vanierschot, M., & Van den Bulck, E. (2007). Hysteresis in flow patterns in annular swirling jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 31(6), 513-524.

- [9]. Danlos, A., Lalizel, G., & Patte-Rouland, B. (2013). Experimental characterization of the initial zone of an annular jet with a very large diameter ratio. *Experiments in fluids*, 54, 1-17.
- [10]. Penot, F., & Pavlović, M. D. (2010). Experimental study of non-isothermal diverging swirling and non-swirling annular jets with central aspiration. *International Journal of Ventilation*, 8(4), 347-357.
- [11]. Danlos, A., Lalizel, G., & Patte-Rouland, B. (2006, September). Etude aérodynamique et contrôle des instabilités de la zone initiale du jet annulaire de très grand rapport de diamètres par excitations acoustiques ou modification de l'obstacle central. In *Congrès Francophone de Technique Laser, CFTL2006* (pp. 1-8).
- [12]. Vanierschot, M., & Van den Bulck, E. (2008). Influence of swirl on the initial merging zone of a turbulent annular jet. *Physics of fluids*, 20(10).
- [13]. Danlos, A. (2009). *Dynamique des jets contrôlés: Application à l'étude du mélange dans des écoulements de jets annulaires à très grand rapport de diamètres* (Doctoral dissertation, Université de Rouen).
- [14]. Kurup, A. L., Ölçmen, S. M., & Ahmed, A. (2015). Experimental study of co-annular jet subjected to transverse disturbances. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 66, 53-62.
- [15]. Percin, M., Vanierschot, M., & Oudheusden, B. V. (2017). Analysis of the pressure fields in a swirling annular jet flow. *Experiments in fluids*, 58, 1-13.
- [16]. Ryzhenkov, V., Abdurakipov, S., & Mullyadzhannov, R. (2018, November). The effect of swirl on the near field of annular jet. In *AIP Conference Proceedings* (Vol. 2027, No. 1). AIP Publishing.
- [17]. Wawrzak, K., Boguslawski, A., Tyliczszak, A., & Saczek, M. (2019). LES study of global instability in annular jets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 79, 108460.
- [18]. Boguslawski, A., & Wawrzak, K. (2020). Absolute instability of an annular jet: local stability analysis. *Meccanica*, 55(11), 2179-2198.

- [19]. Philippov, M. V., Chokhar, I. A., Terekhov, V. V., & Terekhov, V. I. (2020, June). Flow evolution in the near field of a turbulent annular jet. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 1565, No. 1, p. 012070). IOP Publishing.
- [20]. Ryzhenkov, V. O., & Mullyadzhyanov, R. I. (2020, November). Symmetry breaking in annular jets with different blockage ratio. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 1677, No. 1, p. 012028). IOP Publishing.
- [21]. Martins, F. J., Kirchmann, J., Kronenburg, A., & Beyrau, F. (2020). Experimental investigation of axisymmetric, turbulent, annular jets discharged through the nozzle of the SPP1980 SpraySyn burner under isothermal and reacting conditions. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 114, 110052.
- [22]. Murugan, S., Huang, R. F., & Hsu, C. M. (2020). Effect of annular flow pulsation on flow and mixing characteristics of double concentric jets at low central jet Reynolds number. *International Journal of Mechanical Sciences*, 186, 105907.
- [23]. Habib, M., Rachid, S., & Ismail, D. (2022). Effect of the inner diameter and Reynolds number on the recirculation zone in annular jet flow. *International Journal of Applied Mechanics and Engineering*, 27(2), 87-97.
- [24]. Vanierschot, M., Percin, M., & van Oudheusden, B. W. (2021). Asymmetric vortex shedding in the wake of an abruptly expanding annular jet. *Experiments in Fluids*, 62, 1-12.
- [25]. Zhang, Y., & Vanierschot, M. (2021). Proper orthogonal decomposition analysis of coherent motions in a turbulent annular jet. *Applied Mathematics and Mechanics*, 42(9), 1297-1310.
- [26]. Dimotakis, P. E., Miake-Lye, R. C., & Papantoniou, D. A. (1983). Structure and dynamics of round turbulent jets. *Physics of Fluids*, 26(11), 3185-3192.
- [27]. Ko, N. W. M., & Chan, W. T. (1978). Similarity in the initial region of annular jets: three configurations. *Journal of Fluid Mechanics*, 84(4), 641-656.
- [28]. Ko, N. W. M., & Lam, K. M. (1985). Flow structures of a basic annular jet. *AIAA journal*, 23(8), 1185-1190.



Numerical Prediction of a Turbulent Flow with Double Annular Jets for Different Reynolds Numbers

Feraoun Ali*, Merouane Habib, Sahnoun Rachid

Department of Mechanical Engineering, Faculty of Science and Technology, University of Mascara, Mascara 29000, Algeria

Corresponding Author Email: ali_feraoun@outlook.fr

<https://doi.org/10.18280/ijht.410521>

ABSTRACT

Received: 29 May 2023

Revised: 12 October 2023

Accepted: 20 October 2023

Available online: 31 October 2023

Keywords:

annular jets, double jet annular flow, burner jet, turbulent flow

This research undertakes a numerical investigation of an axisymmetric double-jet semi-confined annular flow produced by a burner. The endeavor aims to thoroughly decipher the behavior of these turbulent flows within a double annular jet, with a focus on characterizing the mixing and recirculation regions. Analyses of the annular jet were conducted for three distinct Reynolds numbers (6683, 8874, and 11065). Numerical simulations were performed using a computational fluid dynamics (CFD) calculation code, employing two turbulence models-k-epsilon and SST k-omega. The governing differential equations, discretized for the flow, were solved via the finite volume method, utilizing the semi-implicit method algorithm for pressure-linked equations. Findings revealed the existence of three recirculation zones separated by the annular jets. The first, a minute zone, is situated between the two annular jets. The second, a medium-sized zone, resides just behind the nozzle near the injection axis, below the primary jet. The third, a large zone, is positioned near the upper wall of the combustion chamber. It was observed that the size of the initial small recirculation zone exhibited negligible variation with changes in the Reynolds number. However, the second medium-sized zone experienced notable alterations with the Reynolds number. The third large zone generated an extensive toroidal vortex at higher Reynolds numbers. These recirculation zones offer potential for control to optimize fuel-air mixing, aiming to achieve near-perfect combustion while minimizing pollutant emissions. The numerical simulation results generally exhibited strong agreement with experimental findings.

1. INTRODUCTION

Turbulent flows within annular jets are commonly utilized across numerous energy systems, including gas turbines, industrial furnaces, combustors, and burners. Investigations into these flows yield invaluable insights into the fluid dynamics within the combustion chambers of these systems. This knowledge can subsequently be harnessed to enhance system performance, reduce fuel consumption, and minimize the emission of pollutants such as NO_x and CO₂. Research into annular double-jet flows, however, remains relatively scarce, necessitating additional experimental and numerical studies to fully comprehend the flow field behavior and associated combustion processes in burners.

Past research has predominantly focused on annular jets with a single jet. Works by Del Taglia et al. [1], Danlos et al. [2], Zhang and Vanierschot [3], Ryzhenkov et al. [4], Vanierschot et al. [5], Yang et al. [6], Sadr et al. [7], and Trávníček and Tesar [8] serve as key examples. Conversely, studies on flows with double annular jets have been less frequent, with notable contributions made by Vucinic and Hazarika [9], Broeckhoven et al. [10], and Huang and Tsai [11].

A noteworthy investigation into a double annular jet was conducted by Schmitt et al. [12] using 2D Laser Doppler Velocimetry (LDV) measurements. Their findings confirmed good axisymmetry of the measurements. The double annular geometry was found to generate a complex flow,

characterized by recirculation regions, multiple toroidal vortices, and the presence of stagnation points and lines. Comprehensive descriptions of the first and second moments of the velocity field on a detailed experimental grid have been acquired, forming a valuable database for comparison with turbulence models.

Hazarika et al. [13] conducted an experimental study on the flow within a confined annular double jet. Employing particle image velocimetry and laser Doppler velocimetry, flow visualization was carried out across a spectrum of Reynolds numbers, spanning from laminar to turbulent regimes. It was observed that the time-averaged velocity field maintained a consistent topology within the examined range of Reynolds numbers, with variations in the extent of different regions correlating with changes in the Reynolds number. The recirculation zones situated behind the bluff bodies exhibited an increase with rising Reynolds numbers, peaking before gradually converging to an asymptotic value.

Geerts et al. [14] undertook the validation of various turbulence models, comparing them with experimental results for the complex turbulent flow of an axisymmetric confined annular double jet. The structural analysis included axial and radial velocities as well as turbulent kinetic energy profiles. These were calculated using the algebraic model (Baldwin-Lomax), the one-equation model (Launder Sharma), and different k- turbulence models (Chien, Spalart Allmaras, and Yang Shih). It was noted that all models appeared to accurately predict the global flow characteristics, although the k- Yang

Shih turbulence model demonstrated superior tracking of fine-scale flow properties.

Murugan et al. [15] delved into the influence of annular pulsation on the flow characteristics and mixing properties of low Reynolds number concentric twin jets. The annular pulsation was initiated using a solenoid valve, with the jet spread widths computed via a binary edge detection technique. Through the application of Particle Image Velocimetry (PIV), time-averaged velocity vectors, streamline patterns, turbulence intensity distributions, and vorticity contours were analyzed. It was observed that the annular pulsations led to a significant increase in turbulence intensity within the flow field, attributed to the axial elongation of the recirculation region. The elongation of this zone, coupled with intermittent stagnation points, facilitated the efficient dispersion of the central jet within the annular flow. A radial dispersion enhancement index indicated that the mixing capability between the jets could be improved by up to 80% within the recirculation region through the application of annular pulsations.

While notable research has been conducted on simple annular jets, studies focusing specifically on double annular jets remain relatively scarce. To address this gap, the current work aims to conduct an in-depth study of double annular jets across varying Reynolds numbers.

The focal point of this investigation is a numerical study of an axisymmetric semi-confined annular double jet, generated by a burner, at different Reynolds numbers (6683, 8874, and 11065). Emphasis is placed on understanding the behavior of turbulent flows within annular jets, with the aim of effectively controlling the size of the initial recirculation zone. This control is crucial to promoting reactive mixing and stabilizing the flame within combustion chambers. The modeling process utilizes a Computational Fluid Dynamics (CFD) calculation code, employing two turbulence models, k-epsilon, and SST k- ω . The discretized differential equations governing the flow are resolved using the finite volume method and the semi-implicit method for pressure-linked equations. The numerical results obtained from the simulation are then compared with experimental findings.

2. MATHEMATICAL MODEL AND GOVERNING EQUATIONS

For the modeling of the annular flow we chose the RANS approach method (RANS for Reynolds Average Navier-stokes because this method is more widely developed and requires lower computational cost. The turbulence models used are k-epsilon and SST k- ω . The major disadvantage of these models is that they are very limited for the anisotropic turbulent flows.

2.1 The k-epsilon model

The k-epsilon model has many advantages: it is a relatively simple model, requiring only two additional equations (k and ϵ), available in almost all codes, the model has great robustness which allows in particular to tackle complex physical problems. This model is proposed by Launder et al. [16] which is based on the Boussinesq approximation

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \quad (1)$$

The turbulent viscosity is determined by:

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

With ϵ is the dissipation rate given by:

$$\epsilon = \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

The two additional equations are:

$$\rho u \nabla k = \nabla \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + G_k - \rho \epsilon + S_k \quad (4)$$

$$\rho u \nabla \epsilon = \nabla \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon \quad (5)$$

where, G_k is the turbulence kinetic energy due to the mean velocity, σ_k and σ_ϵ are the turbulent Prandtl numbers for k and ϵ respectively. $C_{\epsilon 1}$, $C_{\epsilon 2}$ are the constants, the coefficients are given in Table 1.

Table 1. Constants for the standard k- ϵ model

C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

2.2 The SST K- ω model

The Shear Stress Transport k- ω model, proposed by Menter [17] in 1994, is a hybrid model using different turbulence models for the near-wall region and in the rest of the flow.

The turbulent viscosity is given by:

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \quad (6)$$

with

$$F_2 = \tanh \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \quad (7)$$

where, S is magnitude of the mean velocity gradients

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad (8)$$

The two additional equations are:

$$\rho u \nabla k = P_k - \rho \beta^* k \omega + \nabla \cdot ((\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k) \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \rho u \nabla \omega &= \rho \alpha S^2 - \rho \beta \omega^2 + \nabla \cdot ((\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla \omega) \\ &+ 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{\rho}{\omega} \nabla \omega \nabla k \end{aligned} \quad (10)$$

where,

$$P_k = \min \left[\tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, 10 \beta^* k \omega \right] \quad (11)$$

$$F_1 = \tanh \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right]^4 \right\} \quad (12)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right) \quad (13)$$

where, y is the distance to the next surface and $CD_{k\omega}$ is the positive portion of the cross-diffusion term.

The SST k - ω constants are given in Table 2.

Table 2. Constants for the SST k - ω model

β^*	β_2	a_1	$\sigma_{k,1}$	$\sigma_{\omega,1}$	$\sigma_{k,2}$	$\sigma_{\omega,2}$
0.0828	0.31	0.85	0.5	1.0	0.856	

3. GEOMETRY AND MESH TEST SENSITIVITY

The geometry consists of two rings of outer radius $r_1=50.5$ mm and $r_2=78$ mm with thickness $dr=8$ mm (Table 3). The length of the geometry is determined only from the outlet of the burner to the end of the combustion chamber which is shown in Figure 1.

Table 3. Double annular jets parameter

Parameter	Description	Dimension
r_1	radius of the primary jet	50.5 mm
r_2	radius of the secondary jet	78.0 mm
dr	width of annular jets	8.0 mm
rc	combustion chamber radius	190 mm

The mesh test sensitivity was chosen by testing two different meshes with different quadrilateral cell nodes and elements. The first type of mesh (grid 1) is constituted by 9792 nodes and 9550 quadrilateral cells with 18859 interior faces. The second mesh (grid 2) has 19392 nodes and 19100 quadrilateral cells with 37909 interior faces. The test of the two meshes is carried out for the inlet axial mean velocity $U_1=6.3$ m/s and $U_2=6.1$ m/s in the position $X=10$ mm (Figure 2). The results obtained for the two mesh tests are similar and agree very well with the experimental data.

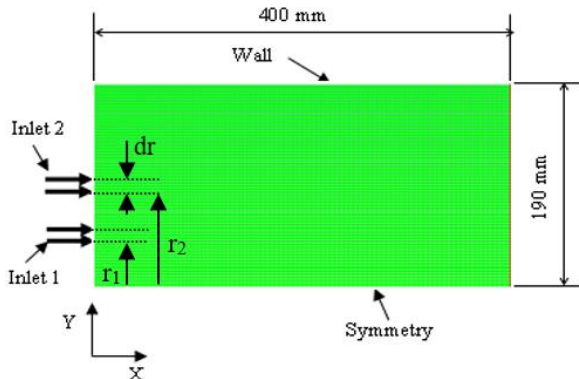


Figure 1. Computational combustion chamber

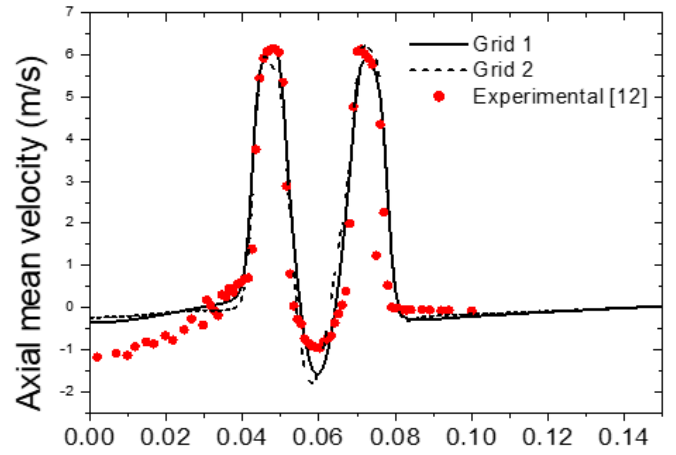


Figure 2. Mesh test sensitivity

4. BOUNDARY CONDITIONS

The boundary conditions are very important to obtain an accurate solution with fast convergence. The boundary conditions are determined for four borders based on experimental data given by Schmitt et al. [12]:

At the inlet of the two annular jets (inlet 1, inlet 2) the axial velocity $U_1=6.3$ m/s and $U_2=6.1$ are imposed for the primary and the secondary annular jet, the Reynolds number is calculated for different axial velocity in the secondary annular jet ($U_2=6.1, 8.1$ and 10.1 m/s) by:

$$Re_{Dh} = \frac{U_2 2dr \rho_{air}}{\mu_{air}} \quad (14)$$

where,

Re_{Dh} : is the hydraulic diameter in the secondary annular jet.

μ_{air} : is the air dynamic viscosity, $\mu_{air}=1.789 \times 10^{-5}$ kg/m.s.

ρ_{air} : is the air density, $\rho_{air}=1,225$ kg/m³.

The primary axial velocity is maintained constant $U_1=6.3$ m/s.

At the outlet of the combustion chamber the absolute pressure is imposed.

At the wall boundary condition the no-slip condition is applied with $u=v=0$ and $k=\varepsilon=0$.

u and v are the axial and radial velocity respectively.

k and ε are the turbulent kinetic energy and the dissipation rate respectively.

In the axial of the combustion chamber the symmetry condition is applied $\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ and $\frac{\partial P}{\partial y} = 0$.

5. RESULTS AND INTERPRETATIONS

We present in this part a numerical study of an axisymmetric semi-confined annular double-jet flow consisting two coaxial annular jets. The flow is generated by a burner for different Reynolds numbers (6683, 8874 and 11065). The flow is studied without combustion to understanding the behavior of the recirculation zone, instabilities and shear layers. The modeling is carried out using a CFD calculation code by the use of two turbulence models k -epsilon and SST k - ω .

Figures 3 and 4 present the contour of the mean axial

velocity obtained by numerical simulation by the two models of turbulence k-epsilon and SST k- ω . We observe in these figures the presence of three recirculation zones with different size, small, medium and large. The first small zone is located between the two annular jets; the second medium-sized is located just near the injection of the flow in the combustion chamber, which plays a very important role during fuel injection (air+fuel). This area creates a very large depression which gives negative velocity; this depression generates a vortex movement which allows the gaseous fuel to mix well with the air. We also note the presence of a third zone of very large size located just in the upper part of the combustion chamber, this zone does not have much influence on the mixture combustion. The recirculation zones are characterized by a stagnation point, a vortex center point, and a length.

The numerical results obtained by the two models are very similar and the annular jet is characterized by a principal recirculation zone near the jet axis.

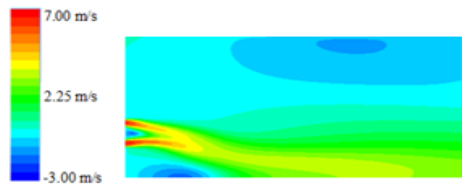


Figure 3. Contours of the mean axial velocity (k- ϵ model)

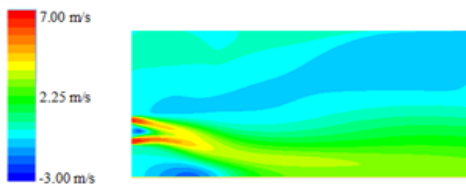


Figure 4. Contours of the mean axial velocity (SST k- ω model)

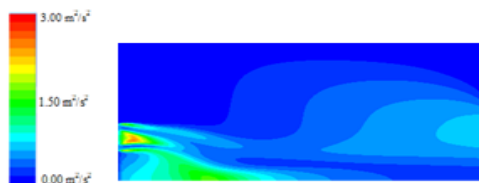


Figure 5. Contours of the turbulent kinetic energy (k- ϵ model)

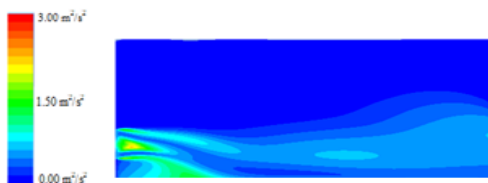


Figure 6. Contours of the turbulent kinetic energy (SST k- ω)

Figures 5 and 6 present the turbulent kinetic energy contour obtained by numerical simulation with the two models k-epsilon and SST k- ω . These figures illustrate a strong concentration of the turbulent kinetic energy localized between the two annular jets and in the recirculation zone which is just near the injection. It is also observed that the turbulent kinetic energy is important in the inner and outer

shear layers created by the two annular jets, this intensity of turbulent kinetic energy decreases gradually when the flow is established and became stable, the creation of energy turbulent kinetics in the combustion zone plays a very important role in promoting reactive mixing.

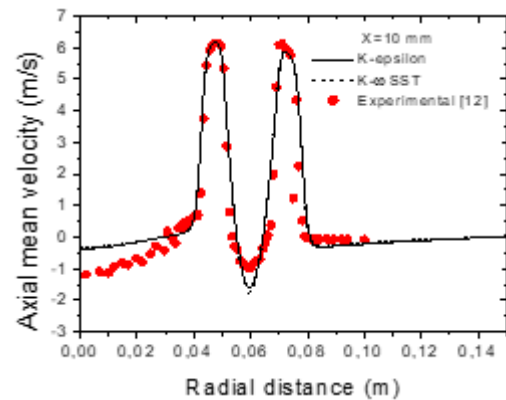


Figure 7. Axial mean velocity at axial position X=10 mm

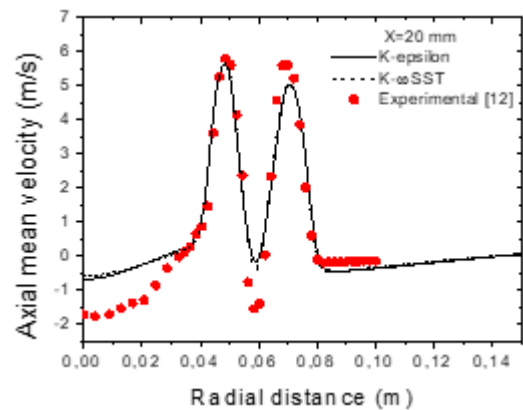


Figure 8. Axial mean velocity at axial position X=20 mm

We can conclude in these figures that the turbulent kinetic energy is well concentrated between the two annular jets and the recirculation zone which is located just near the injection.

Figure 7 presents the profile of the mean axial velocity varies according to the radial distance obtained by numerical simulation with the two models k-epsilon and SST k- ω at the axial distance X=10 mm compared with the experimental obtained by Schmitt et al. [12]. We observe in this figure two peaks of the axial velocity with maximum magnitude of 6.3 m/s generated by the two annular jets of the flow. We also observe a minimum peak of -1.6 m/s; this minimum velocity is caused by the recirculation zone between the two annular jets. The results obtained by numerical simulation are in good agreement with the experimental with an underestimation near the symmetry axis. This underestimation is mainly due to the initial conditions, the configuration of the geometry in two dimensions and the models of turbulence.

Figure 8 presents the profile of the mean axial velocity varies according to the radial distance obtained by numerical simulation by with the two models k-epsilon and SST k- ω at the axial distance X=20 mm. We observe in this figure two same peaks of mean axial velocity with maximum lower magnitudes than of the distance X=10 mm, the two maximum peaks have values of 5.8 and 5.5 m/s respectively. The minimum velocity peak is -0.42 for the simulation and -1.58 m/s for the experimental case. The results obtained by

numerical simulation are in good agreement with the experimental. The numerical results obtained show that the peaks of the mean axial velocity decrease with the axial distance.

Figure 9 presents the axial velocity profile varies according to the radial distance obtained by numerical simulation with the two models k-epsilon and SST k- ω at the axial distance $X=40$ mm. We notice in this figure the damping of the two peaks of velocity with different and lower magnitudes compared to the previous axial position, the first magnitude has a value of 5.1 m/s and the second magnitude has a value of 4.1 m/s. A positive minimum velocity peak of 2.5 m/s is also observed, which explains the disappearance of the recirculation zone between the two annular jets. The results obtained by numerical simulation are in good agreement with the experimental one.

Figure 10 presents the radial mean velocity profile varies according to the radial distance obtained by numerical simulation by the two k-epsilon and SST k- ω models at the axial distance $X=10$ mm. We can see in this figure the existence of two peaks of maximum and minimum radial mean velocity almost opposite to each other with a maximum peak of a value close to 0.95 m/s and a minimum peak with a value of -1.4 m/s, and then the radial mean velocity is established to reach values close to zero. The results obtained by numerical simulation are sensibly close to the experimental data. The distinction between the opposite radial mean velocity peaks is due to the primary and secondary jets and the interior and exterior shear layers.

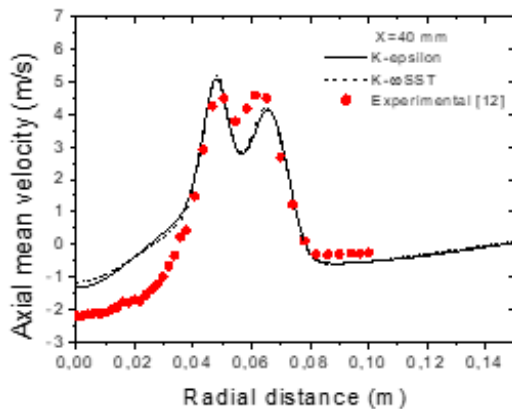


Figure 9. Axial mean velocity at axial position $X=40$ mm

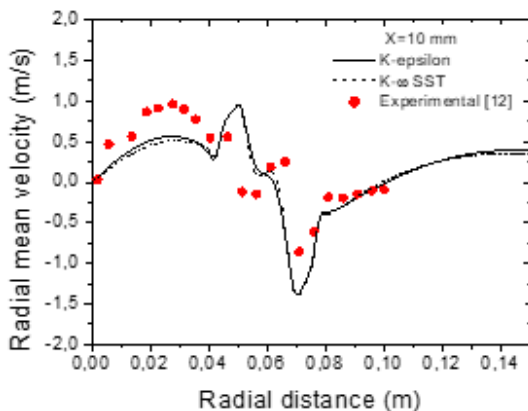


Figure 10. Radial mean velocity at axial position $X=10$ mm

Figure 11 presents the radial mean velocity profile varies according to the radial distance obtained by numerical simulation by the two k-epsilon and SST k- ω models at the

axial distance $X=20$ mm. We also observe in this figure the existence of two peaks of maximum and minimum radial velocity peaks. The maximum peak has a value of 0.89 m/s and the minimum peak has a value of -1.79 m/s. The radial mean velocity profile preserved the same evolution as the profile in Figure 10 with slightly different values. The results obtained by numerical simulation are approximately in good agreement with the experimental data.

Figure 12 presents the radial velocity profile varies according to the radial distance obtained by numerical simulation by the two models k-epsilon and SST k- ω at the axial distance $X=40$ mm. We observe in this figure a disappearance of the maximum positive peak of the radial velocity which takes a very low negative magnetic value of -0.4 m/s, we also observe the appearance of two minimal peaks with different values and which are significantly low compared to the previous axial position, the first quantity has a value of -0.61 m/s and the second magnitude has a value of -1.1 m/s. The velocity is then established to reach values close to zero. The results obtained by numerical simulation are approximately in good agreement with the experimental data.

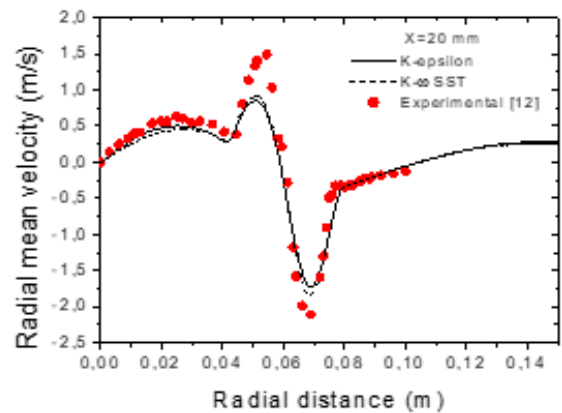


Figure 11. Radial mean velocity at axial position $X=10$ mm

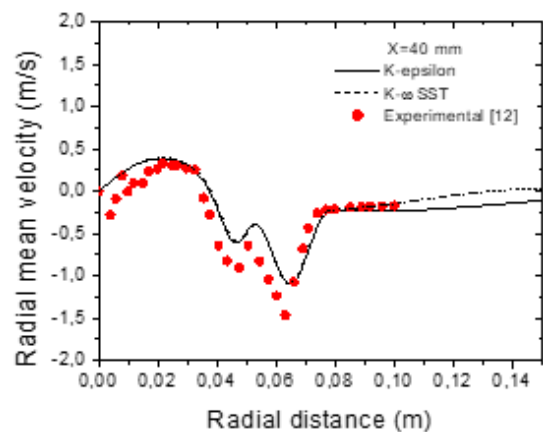


Figure 12. Radial mean velocity at axial position $X=40$ mm

Figures 13, 14 and 15 show the results of the mean axial velocity contours obtained by the k-epsilon model for different Reynolds numbers (6683, 8874 and 11065). We observe in these figures the presence of three recirculation zones separated by the annular jets, the first zone of very small size is located between the two annular jets near the inlet condition, the second zone of medium size is located just behind the nozzle near the axis injection below the primary jet, the third large zone is located above the secondary jet near the upper

wall of the combustion chamber. The first very small zone recirculation is formed by the different velocities that exist between the two annular jets and the stagnant air located between these two annular jets. We also observe that even after the variation of the Reynolds number, the size of the small recirculation zone changes almost only slightly. For the second medium-sized zone, the size of this zone changes considerably depending on the variation of the Reynolds number. For the third large zone, we observe that for a higher Reynolds number the secondary annular jet generates a very large toroidal vortex between the combustion chamber wall and the secondary jet. With these observations and numerical findings we can note that it is therefore important to carefully control the size of the recirculation zone which is located just next to the injection in order to properly mix the fuel with the air in this zone to produce the most perfect combustion and minimize pollution emissions.

Figures 16, 17 and 18 present the results of the turbulent kinetic energy contours calculated by the k-epsilon model for different Reynolds numbers (6683, 8874 and 11065). The turbulent kinetic energy depends on the fluctuating velocity components $k = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$, these fluctuating velocity components also depend on the velocity of the annular jets. We observe in these figures that the turbulent kinetic energy is mainly concentrated in the recirculation zones and the internal and external shear layers in the edges of the primary and secondary annular jets; this turbulent kinetic energy has maximum values at the center of the small recirculation zone which is located between the two annular jets and which is limited by the size of this recirculation zone and which increases as a function of the Reynolds number. We also notice that the turbulent kinetic energy has significant values at the level of the medium-sized recirculation zone which is located just near the injection and its value also depends on the Reynolds number. We also notice that this zone was moved a little away from the proximity of the injection in the axial direction near the axis of symmetry when the Reynolds number increased. We also observe that the turbulent kinetic energy is quite significant in the large zone which develops considerably when the Reynolds number is increased. These observations can help us to know the area's most stressed at turbulent intensities.

Figure 19 presents the mean axial velocity profile obtained by the k-epsilon model which varies with axial distance for different Reynolds numbers (6683, 8874 and 11065). The velocity profile can be divided into three distinct parts. The first part where the velocity profiles are negative, this negative velocity is created by the recirculation zone of medium size located just near the injection and below the primary jet and which is characterized by a length and a stagnation point, the negative zone presents minimum velocity values $U=-1.7$ m/s at the axial distance $X=0.075$ m. the second part is located between the stagnation point and the flow attachment point which presents velocity profiles with ascending allure. The third part presents the fully developed flow where the flow becomes well established. We can note that these curves are characterized by two essential parameters, the length of the recirculation zone and the stagnation point. We observe in this figure that there is a certain difference between the velocity profiles and which depends on the Reynolds number. This difference is well observed in the length of the recirculation zone and the stagnation point; for the case where the Reynolds number $Re=6683$ the stagnation point is located at $X=0.1$ m; for $Re=8874$ the stagnation point is located at $X=0.12$ m and

for $Re=11065$ the stagnation point is located at $X=0.13$ m.

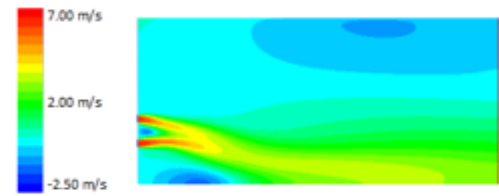


Figure 13. Mean axial velocity contours for $Re=6683$

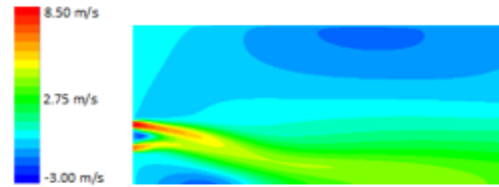


Figure 14. Mean axial velocity contours for $Re=8874$

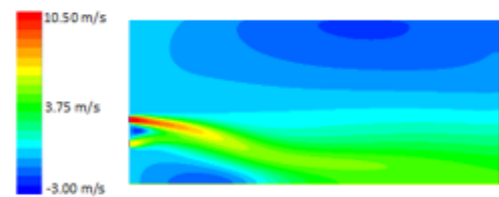


Figure 15. Mean axial velocity contours for $Re=11065$

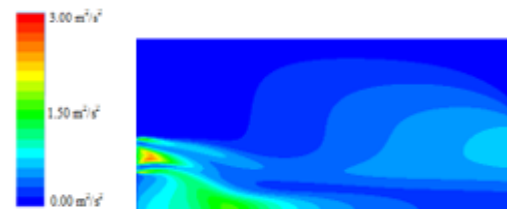


Figure 16. Contours of turbulent kinetic energy for $Re=6683$

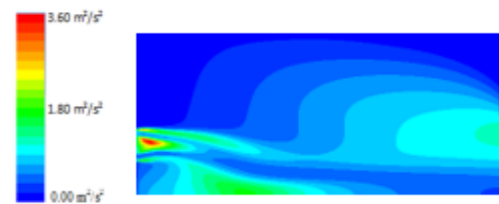


Figure 17. Contours of turbulent kinetic energy for $Re=8874$

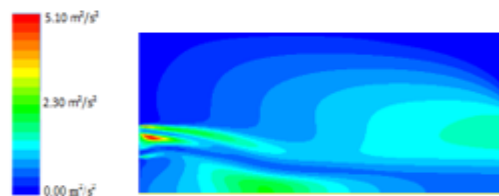


Figure 18. Contours of turbulent kinetic energy for $Re=11065$

Figure 20 shows the turbulent kinetic energy profile obtained by the k-epsilon model which varies with the axial distance for different Reynolds numbers (6683, 8874 and 11065). It is observed in these figures that the profiles of the turbulent kinetic energy increase in a quasi-linear manner in

the medium-sized recirculation zone to reach maximum peaks in the stagnation point for the three cases of Reynolds numbers. This turbulent kinetic energy takes maximum values $k=1.5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ for the Reynolds number $Re=6683$, $k=1.6 \text{ m}^2/\text{s}^2$ for $Re=8874$ and $k=2.34 \text{ m}^2/\text{s}^2$ for $Re=11065$. When the flow becomes well established we observe a decreasing rate towards minimum values almost zero.

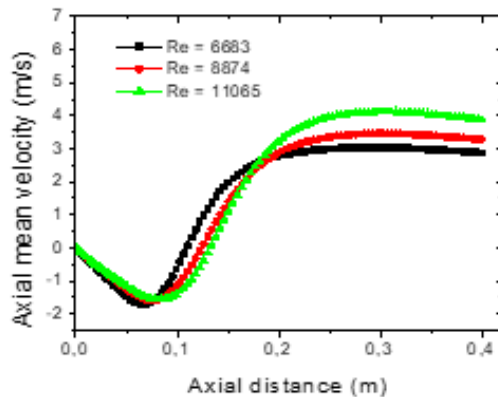


Figure 19. Mean axial velocity profiles for different Reynolds number

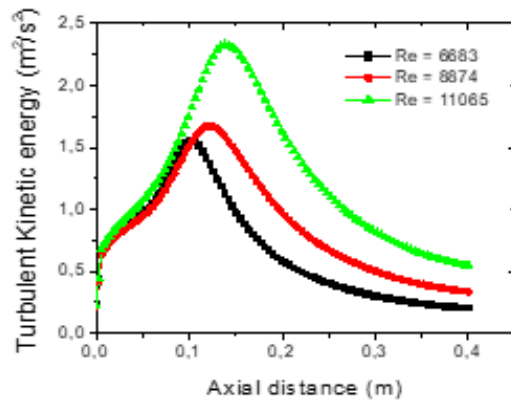


Figure 20. Turbulent kinetic energy profiles for different Reynolds number

6. CONCLUSION

We present in this work a numerical study of a double annular jet flow for three Reynolds numbers. The modeling is carried out using a CFD calculation code by the use of two models of turbulence k -epsilon and SST k - ω . We observed the appearance of three recirculation zones the small, medium and large. The first small zone is located between the two annular jets, the second medium-sized zone is located just near the injection of the flow in the combustion chamber; the third zone of very large size located just in the upper part of the combustion chamber. These recirculation zones are characterized by a stagnation point, a vortex center point, and a length. It has been observed that the recirculation zones increase as the Reynolds number increases. The turbulent kinetic energy is mainly concentrated in the recirculation zones and the interior and exterior shear layers. The results obtained by numerical simulation are generally in good agreement with the experimental for the two models.

This research work allows us to study the flow of the double annular jets with the injection of the reactive mixture (air/fuel) into the combustion chamber in order to know the effect of the

recirculation zone on the combustion of the mixture.

REFERENCE

- [1] Del Taglia, C., Blum, L., Gass, J., Ventikos, Y., Poulikakos, D. (2004). Numerical and experimental investigation of an annular jet flow with large blockage. *Journal of Fluids Engineering*, 126(3): 375-384. <https://doi.org/10.1115/1.1760533>
- [2] Danlos, A., Lalizel, G., Patte-Rouland, B. (2013). Experimental characterization of the initial zone of an annular jet with a very large diameter ratio. *Experiments in Fluids*, 54: 1418. <https://doi.org/10.1007/s00348-012-1418-x>
- [3] Zhang, Y., Vanierschot, M. (2021). Proper orthogonal decomposition analysis of coherent motions in a turbulent annular jet. *Applied Mathematics and Mechanics*, 42: 1297-1310. <https://doi.org/10.1007/s10483-021-2764-8>
- [4] Ryzhenkov, V., Abdurakipov, S., Mullyadzhano, R. (2018). The effect of swirl on the near field of annular jet. *AIP Conference Proceedings*, 2027: 040031. <https://doi.org/10.1063/1.5065305>
- [5] Vanierschot, M., Percin, M., van Oudheusden, B.W. (2021). Asymmetric vortex shedding in the wake of an abruptly expanding annular jet. *Experiments in Fluids*, 62: 77. <https://doi.org/10.1007/s00348-021-03177-9>
- [6] Yang, H.Q., Kim, T., Lu, T.J., Ichimiya, K. (2010). Flow structure, wall pressure and heat transfer characteristics of impinging annular jet with/without steady swirling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(19-20): 4092-4100. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.05.029>
- [7] Sadr, R., Klewicki, J.C. (2003). An experimental investigation of the near-field flow development in coaxial jets. *Physics of Fluids*, 15: 1233-1246. <https://doi.org/10.1063/1.1566755>
- [8] Trávníček, Z., Tesař, V. (2004). Annular impinging jet with recirculation zone expanded by acoustic excitation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(10-11): 2329-2341. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2003.10.032>
- [9] Vucinic, D., Hazarika, B.K. (2001). Integrated approach to computational and experimental flow visualization of a double annular confined jet. *Journal of Visualization*, 4: 245-256. <https://doi.org/10.1007/BF03182585>
- [10] Broeckhoven, T., Brouns, M., Vanherzeele, J., Vanlanduit, S., Lacor, C. (2006). PIV measurements of a double annular jet for validation of numerical simulations. *13th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, Portugal*.
- [11] Huang, R.F., Tsai, F.C. (2001). Flow field characteristics of swirling double concentric jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 25(3-4): 151-161. [https://doi.org/10.1016/S0894-1777\(01\)00086-3](https://doi.org/10.1016/S0894-1777(01)00086-3)
- [12] Schmitt, F., Hazarika, B.K., Hirsch, C. (2001). LDV measurements of the flow field in the nozzle region of a confined double annular burner. *Journal of Fluids Engineering*, 123(2): 228-236. <https://doi.org/10.1115/1.1366681>
- [13] Hazarika, B., Vucinic, D., Schmitt, F., Hirsch, C. (2001). Analysis of toroidal vortex unsteadiness and turbulence in a confined double annular jet. *39th Aerospace*

- Sciences Meeting and Exhibit, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reno, Nevada. <https://doi.org/10.2514/6.2001-146>
- [14] Geerts, S., Hirsch, C., Broeckhoven, T., Lacor, C. (2005). Validation of CFD and turbulence models for a confined double annular jet. 4th AIAA Theoretical Fluid Mechanics Meeting, Toronto, Ontario, Canada. <https://doi.org/10.2514/6.2005-5317>
- [15] Murugan, S., Huang, R.F., Hsu, C.M. (2020). Effect of annular flow pulsation on flow and mixing characteristics of double concentric jets at low central jet Reynolds number, International Journal of Mechanical Sciences, 186: 105907. <https://doi.org/10.1016/j.ijmecsci.2020.105907>
- [16] Launder, B.E., Reece, G.J., Rodi, W. (1975). Progress in the development of a Reynolds-stress turbulent closure. Journal of Fluid Mechanics, 68(3): 537-566. <https://doi.org/10.1017/S0022112075001814>
- [17] Menter, F.R. (1994) Two-equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications. AIAA Journal, 32(8). <https://doi.org/10.2514/3.12149>