



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة وهران 2 محمد بن أحمد
Université d'Oran 2 Mohamed Ben Ahmed

معهد الصيانة والأمن الصناعي
Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle

Département de Maintenance en Electromécanique

MÉMOIRE

Pour l'obtention du diplôme de Master

Filière : Electromécanique

Spécialité : Electromécanique Industrielle

Thème

Etude Du Comportement D'un Fluide Dans Un Cyclone

Présenté et soutenu publiquement par :

Nom...Merfoua Benmoussa.....Prénom... Imène.....

Nom...AttouPrénom ... Wafaà.....

Devant le jury composé de :

Nom et Prénom	Grade	Etablissement	Qualité
Mr MEGHDIR Abed.....	MCB...IMSI.....	Président
Mr BOUHAMRI Noureddine....	MCB....IMSI.....	Encadreur
Mr BOUHAFS Mohamed.....	MCB.IMSI.....	Examineur

Année 2019/2020

الله الحمد من قبل و من بعد

Remerciements

En premier lieu, nous tenons à remercier notre **ALLAH**, notre créateur pour nous avoir la force pour accomplir ce travail.

En témoignage de notre profonds sentiments, de respect, nous tenons à présenter notre sincères remerciements à :

Notre généreux encadreur Monsieur **BOUHAMRI Noureddine** pour nous avoir diligent tout au long de ce travail, pour sa compréhension, sa patience, sa compétence, et ces remarques qui nous ont été précieuses...

Nous présentons nos chaleureux remerciements aux tous les professeurs pour leurs aides et orientations durant nos études à **L'IMSI.**

Nos derniers remerciements et ce ne sont pas les moindres, vont à tous ceux qui ont contribué de près ou loin pour l'aboutissement de ce travail.



Dédicace

Je tiens c'est avec grande plaisir que je dédie ce modeste travail :

A l'être le plus cher de ma vie, *ma mère* qui a été

à mes côtés et ma soutenu durant toute ma vie.

A *mon père*, j'aurais tant aimé que vous soyez présent.

Que Dieu ait votre âme dans sa sainte miséricorde.

A mon encadreur *Mr. BOUHAMRI Noureddine* pour m'avoir proposé ce sujet,
et pour sa contribution et son aide qui nous ont été indispensable pour la réalisation de ce travail.

A toutes personnes qui ma aider à pour suivre mes études.

A mon frère *Zakaria* et ma sœur *Sarah*.

A mon binôme *wafaà*.

A toute ma famille, *mon grand père* et *ma grande mère*.

A mes amis proches *Kheira, Ikram* et *Fatima*.

A tous *mes amis* de promo de 2^{ème} année Master en maintenance en électromécanique.

Imène

Dédicace

Je dédie ce travail a :

Mes très *chers parents* qui m'ont toujours soutenu et encouragé dans les

Moments difficiles je leur témoigne ici affection et gratitude.

Mes frères *Mohamed, Zaïd* et mes sœurs *Fatima, Imène*.

Tout la famille *Attou* et la famille *Larbi Dani*.

Mes amies *Bouchra, Hanane, Ikram* et *chaïmaa*

Mon binôme *Imène*.

Mes enseignants et *mes amis* de l'étude.

Wafaà



المخلص

الدوار الهوائي (الدوامة) هو عبارة عن آلة مستعملة على نطاق واسع لانفصال الجزيئات الصغيرة و الجزيئات الكبيرة و يستعمل عادة في ميدان الصناعة. من أجل تحسين فعالية الدوامات و تقليل انخفاض الضغط. البرنامج المستعمل هو برنامج الكومسول مولتيفيزيك لأنه يبين جدا الظواهر الفيزيائية للدوار الهوائي.

الدراسة الرقمية للهواء كانت مؤسسة على نموذج رقمي ك ابسيلون الطبيعة الثلاثية الأبعاد للانسياب قد أكدت الضياع في الحمولة للضغط بين المدخل و المخرج تتزايد مع تزايد سرعة الدخول بالنسبة للنموذج مدروس .

Résumé

Les cyclones représentent des dispositifs très utilisés pour la séparation dans l'industrie. Dans le but d'améliorer l'efficacité de filtration des cyclones ainsi la réduction de la perte de charge.

L'étude approfondie de l'écoulement turbulent tridimensionnel très complexe ayant lieu dans un cyclone est nécessaire. On présente dans cette mémoire l'étude de l'effet de la vitesse d'entrée sur l'écoulement turbulent d'air dans un cyclone.

La simulation d'un l'écoulement dans un cyclone par le code Comsol Multiphysics en utilisant le modèle numériques $k - \varepsilon$, a donné des résultats intéressantes. La validation par des résultats expérimentaux.

Mots clé

Simulation, Cyclone, Séparateur, Comsol Multiphysics 4.2, l'écoulement, Turbulente, les modèles, Navier stokes, logiciel.

Abstract

Cyclones are widely used devices for separation in industry. With the aim of improving the filtration efficiency of the cyclones thus reducing the pressure drop.

In-depth study of the very complex three-dimensional turbulent flow occurring in a cyclone is required. This thesis presents the study of the effect of inlet velocity on the turbulent flow of air in a cyclone.

Résumé

The simulation of a flow in a cyclone by the code Comsol Multiphysics using the numerical model k- ϵ , gave interesting results. Validation by experimental results.

Keywords

Simulation, Cyclone, Separator, Comsol Multiphysics 4.2, flow, Turbulente, models, Navier stokes, software.

Remerciements

Dédicaces

Résumé

Sommaire

Liste des figures

Liste des tableaux

Nomenclature

Introduction Générale 1

Chapitre I. Etude et généralités sur les cyclones

I.1. Introduction	3
I.2. Domaines d'application	4
I.3. Principe de Fonctionnement	5
I.3.1. Efficacité d'un cyclone	6
I.3.2. Avantages	7
I.3.3. Inconvénients	7
I.4. Différents types de cyclones	8
I.4.1. Cyclones à plusieurs entrées	8
I.4.2. Cyclone à plusieurs sorties	8
I.4.3. Echangeur cyclone	9
I.4.4. Série de cyclone	9
I.4.5. Cyclone double	10
I.5. Problématique	10
I.6. Recherche bibliographique	12
I.7. Conclusion	25

Chapitre II. Notion sur les écoulements et outils de calcul

II.1. Introduction 26

II.2. Formulation différentielle	26
II.2.1. Équation de continuité	26
II.2.2. Équation de bilan de la quantité de mouvement	26
II.2.3. Équation de bilan de l'énergie	26
II.2.4. Expression en coordonnées cartésiennes	27
II.2.4.1. Équation de continuité	28
II.2.4.2. Équation de bilan de la quantité de mouvement	28
II.2.4.3. Équation de bilan de l'énergie	28
II.2.5. La moyenne d'ensemble	28
II.2.5.1. La moyenne temporelle	28
II.2.6. Les équations de Reynolds	29
II.2.6.1. Décomposition statistique	29
II.2.6.2. Règles de Reynolds	29
II.2.6.3. Les tensions de Reynolds	29
II.2.7. Modèle « k - epsilon » ($k - \varepsilon$) standard	30
II.2.7.1. Equation de transport de l'énergie cinétique turbulente k	31
II.2.7.2. Equation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε	31
II.2.7.3. Coefficient du modèle $k - \varepsilon$	32
II.2.7.4. Modèle RNG $k - \varepsilon$	32
II.2.7.5. Modèle des contraintes différentielles de Reynolds (RSM)	33
II.2.7.6. Equation de transport des contraintes de Reynolds	33
II.3. Conclusion	36

Chapitre III. Approche mathématique et présentation du logiciel de simulation

III.1 Introduction	37
III.2. Equations de Navier-Stokes	37
III.2.1 Approche microscopique	38
III.2.2. Approche macroscopique	39
III.3. Nombres de Reynolds	43
III.4. Présentation générale du logiciel COMSOL MULTIPHYSICS	45
III.4.1. COMSOL MULTIPHYSICS (FEMLAB)	45

III.4.2. Plan de décisions et de construction	45
III.4.3. Contexte: Gravitation sur une plaque en 2D	46
III.4.3.1. Introduction à l'interface utilisateur de COMSOL 4.2a	46
III.4.3.2. Création du modèle de simulation	47
III.4.3.3. Définition des paramètres globaux et création de la géométrie	47
III.4.3.4. Ajout des propriétés du matériel composant la plaque	48
III.4.3.5. Ajout des conditions frontières	49
III.4.3.6. Maillage	49
III.4.3.7. Simulation et traitement des résultats	50
III.5. Conclusion	51

Chapitre IV Résultats et discussions

IV.1. Introduction	52
IV.2. Géométrie	52
IV.2.1. Les dimensions des cyclones étudiés	52
IV.3. Maillage	53
IV.4. Algorithme de résolution	55
IV.5. Conditions aux limites	55
IV.5.1. A l'entrée	56
IV.5.2. Sur les parois	56
IV.5.3. A la sortie	56
IV.6. Comparaison les résultats et interprétation	56
IV.6.1. Pression	56
IV.6.1.1. Profils pression statique	59
IV.6.1.2. Contours de la pression statique	57
IV.6.2. Vitesse résultante	60
IV.6.2.1. Profils et Contours de la Vitesse tangentielle	62
IV.6.2.2. Profils et Contours de la Vitesse axiale	65
IV.6.3. Reynolds	67
IV.6.3.1. Profils et Contours de la Reynolds	67
IV.6.4. Etude de cas	69

SOMMAIRE

IV.7. Conclusion 79

Conclusion Générale 80

Références Bibliographiques

Nomenclature

a_p, a_{nb}	Coefficients de linéarisation, (nb) pour cellules adjacentes
b	Résidu
A	Surface (m^2)
c_0, c_1	Centre des cellules
$c_{1\varepsilon}, c_{2\varepsilon}, c_s, c_\mu$	Constantes de turbulence (<i>modèle k - ε</i>)
c_{ij}	Terme convectif
c_D	Coefficient de traînée
k	Energie cinétique turbulente (m^2/s^2)
P	Pression (Pascal)
V	Volume d'une cellule
y	Distance par rapport à la paroi
α	Facteur de sous relaxation
θ	Coefficient pour le schéma Quick
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^3)
μ	Viscosité dynamique (kg/ms)
μ_t	Viscosité dynamique turbulente (kg/ms)
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Nombres de Prandtl turbulent associés à k et ε respectivement
τ	Coordonnée locale tangentielle à la paroi
η	Coordonnée locale normale à la paroi
$\tau_{ij} \bar{\tau}$	Tenseur de contraintes
τ_ω	Contrainte de cisaillement
δ	Kronecker Delta
ϕ	Scalaire
Γ_ϕ	Coefficient de diffusion
$\nabla\phi$	Gradient du scalaire ϕ

Nomenclature

$(\nabla\phi)_n$	Gradient du scalaire ϕ dans la direction normale à la face f
ϕ_{ij}	Corrélation pression taux déformation
ν_t	Viscosité cinématique turbulente (m^2/s)
ν	Viscosité cinématique (m^2/s)
k	Constante de Von Karman
t	Variable temps
I	Matrice identité
Re	Nombre de Reynolds

Liste des figures

Figure I.1 : Fonctionnement d'un cyclone.....	6
Figure I.2 : Cyclones à plusieurs entrées.....	8
Figure I.3 : Cyclone à deux sorties.....	8
Figure I.4 : Echangeur cyclone.....	9
Figure I.5 : Série de cyclones.....	9
Figure I.6 : Cyclone double.....	10
Figure I.7 : Composantes principale du cyclone.....	11
Figure I.8 : Cyclone à entrée spiralée.....	11
Figure III.1: Modules COMSOL Multiphysics.....	45
Figure III.2: Interface utilisateur de COMSOL 4.2a.....	47
Figure III.3: Ajout de paramètres au modèle.....	48
Figure III.4: État du modèle avant de simuler.....	49
Figure III.5: Résultat de la simulation.....	50
Figure IV.1 : Géométrie du cyclone.....	53
Figure IV.2 : Maillage 3D du cyclone.....	54
Figure IV.3: Algorithme de calcul pour un solveur découplé.....	55
Figure IV.4: Profils de la pression statique obtenus par notre simulation comparée à celle obtenue par.....	57
Figure IV.5: Contours de la pression statique (ZY).....	58
Figure IV.6: Contours de la pression statique (XY).....	59
Figure IV.7: Contours de la pression statique (XYZ).....	59
Figure IV.8: Contours de la pression statique (XY).....	60
Figure IV.9: Contours de la Vitesse tangentielle (XYZ).....	61
Figure IV.10: Contours de la Vitesse tangentielle (XY).....	61
Figure IV.11: Contours ligne de courant de la Vitesse tangentielle (XYZ).....	62
Figure IV.12: Contours flèches sur ligne de la Vitesse tangentielle (XYZ).....	62
Figure IV.13: Contours de la Vitesse tangentielle (ZY).....	63
Figure IV.14: Contours de la Vitesse tangentielle (XY).....	64
Figure IV.15 : Profils des vitesses tangentielles.....	64
Figure IV.16: Contours de la vitesse axiale (ZY).....	65
Figure IV.17: Contours ligne de courant de la Vitesse axiale (YZ).....	66
Figure IV.18: Contours ligne de courant de la Vitesse axiale (XYZ).....	66
Figure IV.19: Profil de vitesse axiale.....	67

Liste des figures

Figure IV.20: Contours de la Reynolds (ZY).....	68
Figure IV.21: Contours de la Reynolds (XY).....	68
Figure IV.22: Profils de Reynolds.....	69
Figure IV.23 : Géométrie du cyclone (b=26.5mm).....	69
Figure IV.24: Contours de la pression statique.....	70
Figure IV.25: Contours de la vitesse tangentielle.....	70
Figure IV.26: Contours de la vitesse axiale.....	70
Figure IV.27: Contours de la Reynolds.....	70
Figure IV.28: Profils de la pression statique.....	70
Figure IV.29: Profils de la vitesse tangentielle.....	70
Figure IV.30: Contours de la vitesse axiale.....	71
Figure IV.31: Contours de la Reynolds.....	71
Figure IV.32 : Géométrie du cyclone (d=1.5 mm).....	71
Figure IV.33: Contours de la pression statique.....	72
Figure IV.34: Contours de la vitesse tangentielle.....	73
Figure IV.35: Contours de la vitesse axiale.....	74
Figure IV.36: Contours de la Reynolds.....	72
Figure IV.37: Profils de la pression statique.....	72
Figure IV.38: Profils de la vitesse tangentielle.....	72
Figure IV.39: Contours de la vitesse axiale.....	73
Figure IV.40: Contours de la Reynolds.....	73
Figure IV.41 : Géométrie du cyclone (l=5mm).....	73
Figure IV.42: Contours de la pression statique.....	74
Figure IV.43: Contours de la vitesse tangentielle.....	74
Figure IV.44: Contours de la vitesse axiale.....	74
Figure IV.45: Contours de la Reynolds.....	74
Figure IV.46: Profils de la pression statique.....	74
Figure IV.47: Profils de la vitesse tangentielle.....	74
Figure IV.48: Contours de la vitesse axiale.....	75
Figure IV.49: Contours de la Reynolds.....	75
Figure IV.50 : Géométrie du cyclone (d=22mm).....	75
Figure IV.51: Contours de la pression statique.....	76
Figure IV.52: Contours de la vitesse tangentielle.....	76

Liste des figures

Figure IV.53: Contours de la vitesse axiale.....	76
Figure IV.54: Contours de la Reynolds.....	76
Figure IV.55: Profils de la pression statique.....	76
Figure IV.56: Profils de la vitesse tangentielle.....	76
Figure IV.57: Contours de la vitesse axiale.....	77
Figure IV.58: Contours de la Reynolds.....	77
Figure IV.59 : Géométrie du cyclone (d=6mm).....	77
Figure IV.60: Contours de la pression statique.....	78
Figure IV.61: Contours de la vitesse tangentielle.....	78
Figure IV.62: Contours de la vitesse axiale.....	78
Figure IV.63: Contours de la Reynolds.....	78
Figure IV.64: Profils de la pression statique.....	78
Figure IV.65: Profils de la vitesse tangentielle.....	78
Figure IV.66: Contours de la axiale.....	79
Figure IV.67: Contours de la Reynolds.....	79

Liste des tableaux

Tableau II.1 : valeurs des constants du modèle $k - \varepsilon$	32
Tableau II.2 : constantes du modèle RNG $k - \varepsilon$	32
Tableau II.3: constantes du modèle RSM.....	34
Tableau IV.4: Les dimensions des cyclones.....	52
Tableau IV.5: Statistique de maillage	54
Tableau IV.6: Les conditions aux limites sur Comsol Multiphysics.....	55
Tableau IV.7: Les conditions aux limites concernant l'entrée.....	56

Introduction générale

Aujourd'hui, les séparateurs cycloniques sont présents dans toutes les industries modernes. Ils sont la plupart du temps utilisés pour filtrer les particules de poussière présentes dans les gaz. Avec les normes environnementales qui deviennent de plus en plus sévères en ce qui concerne le contrôle de la pollution, il faut savoir capter un maximum de polluants.

Le cyclone est le système requérant le moins d'entretiens comparativement à tout ce qui se fait dans le domaine du dépolluissage. Aussi, il est tellement simple à construire que son prix est de beaucoup inférieur à n'importe quel système équivalent. Par exemple, il est de cinq à six fois moins dispendieux qu'un système de dépolluissage à sac.

Bien entendu, il n'y a ni de sac, ni de cage, ni de système de pulsation d'air, il n'a besoin que d'un ventilateur pour fonctionner. De plus, sa vie utile est limitée par l'usure de l'acier seulement.

Dans le même ordre d'idées, il est un outil de filtration presque indispensable pour les industries de concassage qui produisent des tonnes de poussière chaque année. Il permet de diminuer la charge de poussière au dépolluiseur pour ainsi permettre d'en augmenter sa vie utile.

Mon modeste travail sera planifié de la manière suivante :

Le premier chapitre sera consacré à l'étude de l'importance des cyclones et leurs utilités dans le domaine industriel.

Le deuxième chapitre comportera des formulations mathématiques, dont on expose les équations mathématiques régissant l'écoulement du fluide. Trois modèles mathématiques de turbulences sont présentés, le modèle (k- ϵ) avec les outils de calcul.

Introduction Générale

Le troisième chapitre contiendra deux parties :

- ✓ La première partie est réservée aux méthodes numériques appropriées à notre œuvre.
- ✓ Le logiciel de simulation utilisé Comsol Multiphysics sera exposé en deuxième partie.

Enfin, les résultats trouvés seront discutés dans le quatrième chapitre. Ils concerneront l'influence de la Pression sur le comportement de l'écoulement tridimensionnel de l'air pour une géométrie classique.

Certains résultats numériques seront rapprochés aux résultats expérimentaux vu la littérature.

En conclusion, nous parlerons des connaissances acquises et des objectifs atteints durant ce travail.

I.1. Introduction

Beaucoup de processus industriels, tels que le traitement minéral, le raffinage du pétrole, les réactions chimique, la transformation alimentaire et le nettoyage environnemental, comportent le phénomène de séparation des particules d'un jet de gaz. Cependant, l'emphase croissante sur la protection de l'environnement et la séparation gaz-solide indique que des particules plus fines doivent être enlevées.

Plusieurs technologies, y compris les filtres de tissu, les dépoussiéreurs et les séparateurs cycloniques peuvent être utilisées pour la séparation gaz-solide.

Certain séparateur ne sont pas appropriés à beaucoup d'applications industrielles, mais les cyclones représentent des dispositifs très répandus dans plusieurs secteurs industriel à cause de leur efficacité de filtration, sa simplicité de conception, son fiabilité dans l'exécution et considérablement peu coûteux dans l'entretien.

Les séparateurs cyclones sont couramment utilisés pour la dépollution des gaz chargés en aérosols, notamment dans le domaine automobile, pour le déshuilage des gaz issus du bas carter, généralement appelés gaz de « blow-by ».

Les gaz ainsi épurés sont réintroduits à l'admission motrice pour y être brûlés, et la fraction liquide récupérée est ramenée au réservoir d'huile. Pour des raisons d'encombrement sous capot, les cyclones utilisés sont généralement de taille réduite, avec un diamètre interne allant de 20 à 50 mm.

Les éléments de dimensionnement de ce type de dispositif sont la perte de charge, l'efficacité de séparation de l'aérosol et la variation de température entre l'entrée et la sortie du séparateur, qui conditionne la température de retour du gaz vers l'admission moteur. On sait, en particulier, qu'en réduisant la taille du cyclone, on augmente son rendement de capture. Cependant, dans ce cas, la perte de charge augmente, et donc aussi la pression dans le bas carter, entraînant l'augmentation du taux de fuite de l'ensemble moteur.

De nombreuses études expérimentales et numériques disponibles actuellement dans la littérature étudient l'influence du régime d'écoulement et des paramètres géométriques sur les performances des cyclones. Ces études ont permis de caractériser le niveau de perte de charge et le diamètre de coupure d'une large gamme de séparateurs cycloniques, et de proposer ainsi de nombreux modèles prédictifs,

Les travaux disponibles sur des cyclones de petites tailles, pour des débits de gaz élevés, restent des cas isothermes.

Certains auteurs évaluent l'influence de la température du gaz sur la perte de charge et l'efficacité de collection, pour des parois externes adiabatiques. Concernant le transfert thermique dans les cyclones, les travaux disponibles s'intéressent principalement à l'influence de la vitesse du gaz en entrée sur le nombre de Nusselt local ou moyen. Ils correspondent pour la plupart à des géométries figées de grande dimension.

Dans la gamme de petits cyclones qui nous intéressent, peu de données sont disponibles sur l'échange de chaleur entre le gaz et les parois.

Dans la décennie passée, l'application des codes de simulation devient de plus en plus utile et indispensable à fin de comprendre beaucoup de phénomènes physiques et surmonter des problèmes industriels. Une de ces applications, les écoulements aérodynamiques à travers un cyclone qui sont largement utilisés dans les domaines sus-cités.

I. 2. Domaines d'application [1]

Il se trouve que les cyclones assument bien la tâche de dépoussiérage des rejets gazeux. De plus, ils peuvent satisfaire le besoin de séparer les constituants d'un mélange pour des exploitations individuelles de chaque composant. Ces atouts ont permis à cette technique de s'étendre à plusieurs domaines industriels, notamment :

- L'industrie agroalimentaire
- L'industrie des hydrocarbures
- L'industrie du ciment
- La combustion (brûleur, chambre de combustion).
- Les échangeurs de chaleur
- La biomasse

Ils peuvent être de différents types selon que, dans la zone de séparation des poussières (figure I.1), les poussières cheminent ou non dans le même sens que le gaz. Ils peuvent être :

- soit à retournement de flux
- entrée tangentielle extérieure par volute ou hélicoïdale par-dessus
- sortie des gaz par une cheminée centrale par le dessus
- sortie des poussières à la base d'une partie conique

- soit de type axial
- entrée hélicoïdale des gaz à une extrémité
- sortie des gaz au centre et des poussières en périphérie à l'autre extrémité

I.3. Principe de Fonctionnement

Le principe de fonctionnement d'un cyclone est basé sur l'effet de la force centrifuge engendrée par un mouvement rotationnel à haute vitesse. Les particules emportées par le fluide se retrouvent éjectées vers les parois extérieures du cyclone puis collectées dans la partie conique inférieure. Le fluide lui s'échappe dans le cylindre intérieur. Un séparateur par effet cyclone représente un dispositif simple, compact, peu coûteux, sans éléments en mouvement et qui ne nécessite pas beaucoup de maintenance, mais son inconvénient majeur est la chute de pression importante entre l'entrée et la sortie. Parmi plusieurs applications industrielles des cyclones, on peut citer : l'industrie du ciment, les échangeurs de chaleur, la combustion et l'agroalimentaire.

Le développement de l'outil informatique a rendu possible la simulation de n'importe quel phénomène physique et quelque soit la complexité de la géométrie dont les cyclones en font partie.

En effet, les codes actuels de simulation s'adaptent très bien avec les géométries complexes en utilisant un maillage non structuré quelconque pour remédier aux problèmes de frontières irrégulières ou aux formes un peu particulières (les aubes d'une turbine par exemple). Cette opportunité a permis l'élaboration de plusieurs contributions récentes s'intéressant au champ tridimensionnel complet de l'aérodynamique dans les cyclones. Parmi ces travaux, certains s'intéressent aux trajectoires des particules pour déterminer ce qu'on appelle le diamètre de coupure pour lequel le cyclone devient inefficace (H.Yochida). [28]

D'autres donnent plus d'importance à l'aérodynamique du fluide sans injection de particules pour étudier les phénomènes complexes qui ont lieu dans différentes parties d'un cyclone pouvant, ainsi, remédier au problème essentiel des cyclones qui est la perte de charge très importante (M. Slack). [25]

Enfin, pour plus de simplicité, on a tendance à développer des interfaces propres à la simulation des cyclones (M.D Slack et al). [25]

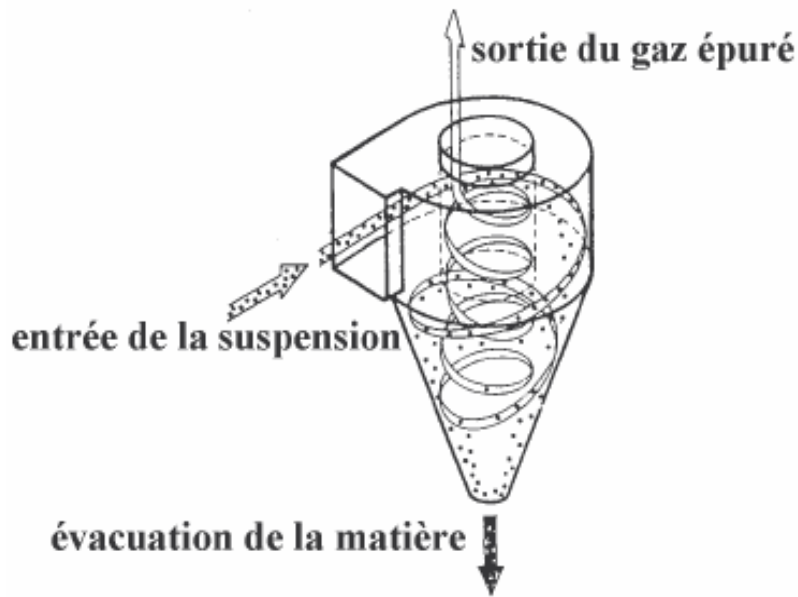


Figure I.1 : Fonctionnement d'un cyclone

I.3.1. Efficacité d'un cyclone

Si on considère une poussière obéissant à la loi de STOKES, sa vitesse de décantation v vers la paroi sera :

$$(e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots, -\infty < x < \infty) \quad (I.1)$$

$$v = \frac{d_2 V_2 m}{18 \eta R} \quad (I.2)$$

Pour des particules grossières, les cyclones ont une efficacité entre 95 % et 98 %. Cette dernière dépend des caractéristiques de la poussière et du rendement du cyclone. L'efficacité des cyclones accroît avec :

- ✓ Une granulométrie des poussières importante
- ✓ Un poids des particules élevé
- ✓ Une densité d'air de transport basse
- ✓ Une diminution du diamètre du cyclone (deux cyclones de diamètre réduit en parallèle sont plus efficaces qu'un seul cyclone plus grand, pour une perte de charge identique)
- ✓ Diamètre de sortie réduit. On observe également une perte de charge plus forte

I.3.2. Avantages [29] [30]

Les cyclones offrent plusieurs caractéristiques avantageant leur emploi par rapport à d'autres techniques de séparation, ils:

- ✓ Sont simples et compacts.
- ✓ Structure simple.
- ✓ Hautes capacités de température - utilisable sur procès haute température
- ✓ Perte de charge stable pour un débit d'air donné.
- ✓ Ne sont pas coûteux.
- ✓ Grande sécurité d'exploitation
- ✓ Séparation entre la poussière et des particules de valeur
- ✓ Capable de supporter de très fortes concentrations de poussières
- ✓ N'ont pas d'organe en mouvement.
- ✓ Ne nécessitent pas beaucoup de maintenance.
- ✓ Faible résistance de courant
- ✓ Efficacité constante
- ✓ Système filtrant de haute efficacité
- ✓ Protection contre la surcharge et l'engorgement de l'aspirateur principal

I.3.3. Inconvénients

- ✓ Majeur d'une chute de pression importante entre l'entrée et la sortie et donc, une très grande consommation d'énergie pour générer l'écoulement de l'air.
- ✓ Faible efficacité pour plus petites particules (entre 1 et 4 microns)
- ✓ Inutilisable pour les particules très fines
- ✓ Entretien non évident
- ✓ Coût de mise en œuvre élevé [29] [30]

I.4. Différents types de cyclones [29]

Les cyclones n'ont pas toujours une forme standard (figure I.1). Il existe d'autres types de cyclones de géométries différentes:

I.4.1. Cyclones à plusieurs entrées

Cette technique permet d'obtenir un écoulement plus homogène.

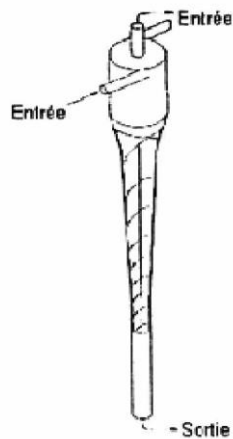


Figure I.2 : Cyclones à plusieurs entrées

I.4.2. Cyclone à plusieurs sorties

Ces cyclones sont employés pour obtenir un constituant à chaque sortie.

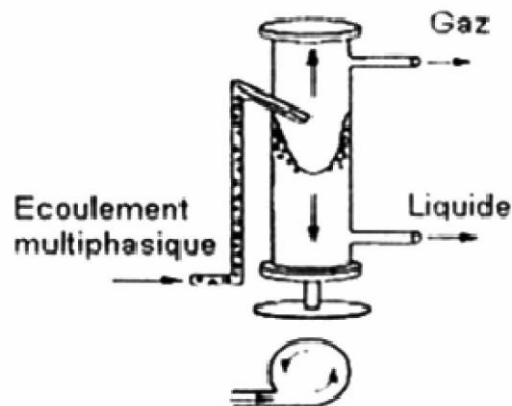


Figure I.3 : Cyclone à deux sorties

I.4.3. Echangeur cyclone

Le cyclone est muni d'un serpentin où circule un fluide frigorigène pour améliorer l'efficacité de filtration.

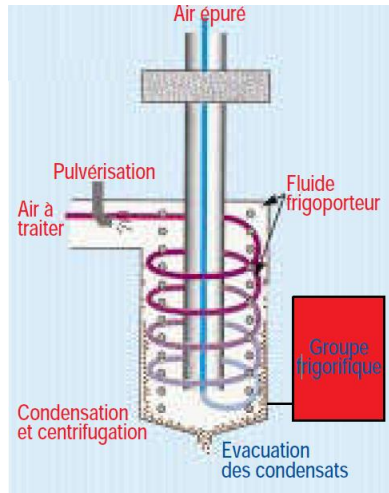


Figure I.4 : Echangeur cyclone

I.4.4. Série de cyclone

C'est un ensemble de plusieurs cyclones.

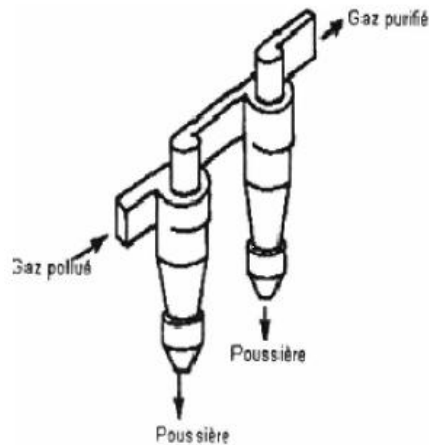


Figure I.5 : Série de cyclones

I.4.5. Cyclone double

Il contient deux conduits centraux.

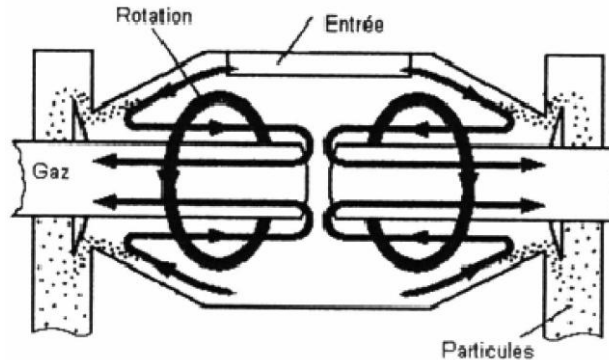


Figure I.6 : Cyclone double

I.5. Problématique

Dans un séparateur cyclonique, plus les particules de poussière sont grosses, plus il sera efficace. Le seul problème est que c'est un domaine très complexe, où peu de compagnies sont capables de développer une expertise assez forte pour atteindre une part de marché intéressante. Également, très peu de documentation a été publiée sur les méthodes modernes de conception et sur les avantages et les inconvénients de l'utilisation des différents types d'entrée d'air que peut comporter un tel système.

Du même coup, il faut savoir calculer les différentes frictions engendrées par ces mêmes entrées d'air à l'intérieur du cyclone. Cette information est nécessaire pour connaître l'énergie dont le système aura besoin pour fonctionner adéquatement (pour le choix d'un bon ventilateur).

De plus, il est primordial de pouvoir prédire l'efficacité d'un tel système, et ce, compte tenu de tous les paramètres de conception. Pour connaître toutes ces informations, il faut effectuer une recherche très poussée dans le domaine et bien comprendre l'importance de tous les paramètres de conception. Par exemple, le type d'entrée d'air, les dimensions du cyclone, la vitesse et le débit de l'air chargé de poussière à l'entrée sont des facteurs cruciaux pour la conception. Seulement après avoir obtenu ces informations, il sera possible de commercialiser le produit et d'aller chercher une part de marché intéressante.

Le but est de répondre aux besoins des compagnies désirant purifier l'air qui est évacué de leurs installations, que ce soit dans l'environnement ou à l'intérieur même d'un bâtiment.

Un cyclone est composé de trois parties principales, soit l'entrée d'air, le cylindre (corps du cyclone) et le cône. Les (figure I.7) et (figure I.8) représentent des cyclones complets tandis que, la (figure I.7) et (figure I.8) montrent certain des modèles d'entrée d'air les plus intéressants.

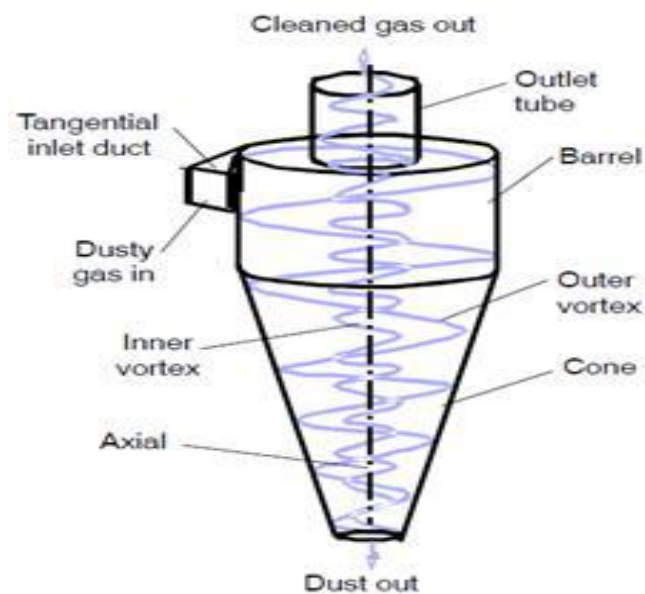


Figure I.7 : Composantes principale du cyclone.

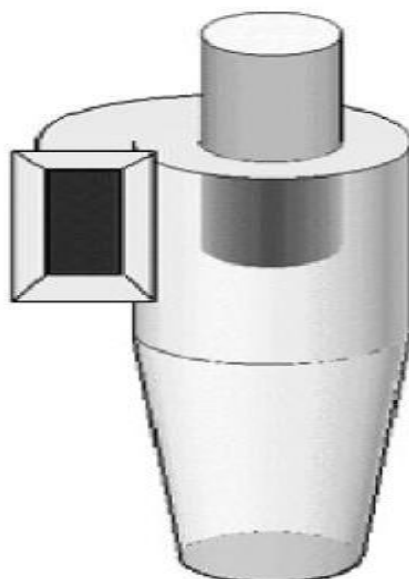


Figure I.8 : Cyclone à entrée spiralée

1.6. Etat de l'art

Stairmand (1940) : Il prend en compte la surface interne du cyclone et un certain facteur de friction considéré comme constant. Ce modèle prétend que l'énergie totale perdue est due aux pertes générées dans les vortex du cyclone, à l'entrée et à sa sortie.

Lapple (1950) : L'équation est basée sur le modèle dit du « temps de vol ». La question à se poser est : « Est-ce qu'une particule de diamètre donné a le temps d'atteindre la paroi du cyclone avant d'être expulsé par le vortex interne ? ». Plus le vortex effectuera de tours, plus il sera long pour une particule de descendre jusqu'en bas du cyclone et par le fait même, augmentera l'efficacité du système. En gros, le diamètre de coupure correspond dans ce cas-ci, au diamètre de la particule qui prend un temps pour descendre égal au temps de résidence du gaz dans le cyclone. En d'autres termes, le temps que l'air prend pour sortir du cyclone est égal au temps de descente de la particule qui sera filtrée avec une efficacité de 50%.

Barth (1956) : C'est un modèle simple et encore très utile. Il fut l'un des premiers à introduire un facteur de friction dans le design de cyclone. Les équations de vitesse de Barth ont été utilisées comme base pour la prédiction de l'efficacité de la collection de particules. Tout comme celui d'Alexander, le modèle prend en compte le ratio α du moment angulaire du gaz à l'entrée et celui du gaz en rotation à l'intérieur de la partie cylindrique du cyclone. Ce dernier se rapprochant de l'unité pour les entrées en spirale et diminue pour les entrées tangentielles où, une grande accélération se produit. Le modèle prend aussi en compte la surface de contrôle CS, qui sépare le vortex externe du vortex interne.

Muschelknautz (1972) : L'auteur s'est basé sur l'idée de Barth pour développer des modèles empiriques simples et réalistes. Le coefficient α a été conservé, mais le coefficient de friction a été amélioré et réajusté. De plus, ce modèle a été modifié pour prendre en compte l'effet de la charge de poussière C_i (g de poussière/m³ air) sur la perte de charge du cyclone. Il a intégré ce facteur dans plus d'équations encore qu'il la fait avec le modèle précédent. L'augmentation du chargement aura pour effet d'augmenter graduellement la friction de la paroi et

réduira l'intensité du vortex, ce qui aura pour effet de diminuer la perte de pression. Il tient également compte de la surface interne du cyclone.

Meissner and Loffler (1978) : Basé aussi sur le modèle de Barth, ils ont dérivé l'équation empirique du ratio géométrique α entre la vitesse tangentielle au mur du cyclone et la vitesse à l'entrée d'air. Ce modèle s'applique strictement au type d'entrée d'air tangentiel donc, n'est pas le mieux adapté pour le projet.

Bryant et al (1983) : ont observé que si le vortex touche la paroi du cône, un re-entraînement de particules se produit et cause une diminution d'efficacité de filtration. Cette efficacité sera inférieure pour des cyclones qui ont des petits cônes dû à une possibilité plus élevée de vortex touchant les parois du cône, et par l'analyse mathématique cette longueur de vortex est 1.6 fois la section cylindrique du cyclone.

Dirgo et leith (1985) : ont discuté brièvement la taille d'ouverture du cône. D'après les expériences, ils ont trouvé des résultats qui indiquent bien que les cyclones ne puissent fonctionner correctement que si certaines conditions de fonctionnements et d'optimisations de conceptions sont réunies.

Kim et All (1990) : ont décrit que l'effet du diamètre du conduit de sortie et plus important vu leur rôle de contrôler la naissance de l'écoulement en spirale à l'intérieur du conduit. Une force va générer à l'intérieur du spirale a tendance de faire déplacé une grande quantité de particules au centre du cyclone pour l'évacuation. La chute de pression est reliée étroitement à l'efficacité du cyclone.

Reinhardt et al (1992) : ont présenté en premier lieu les résultats de caractérisation à vide (càd sans matière) réalisé sur deux cyclones (400m et 800m), afin d'étudier le comportement du vortex. Parallèlement à l'étude expérimentale, une étude numérique est menée à travers le développement d'un code de calcul nommé CYCLOP. Les mesures aérodynamiques ont été réalisées par anémométrie fils chaud. Ils ont trouvé que les profils de vitesse tangentielle se confondent en courbe unique se composent de deux domaines : le premier, compris entre la paroi et le rayon du noyau visqueux, l'écoulement est irrotationnel tandis que dans le second, compris

entre le rayon du noyau visqueux et le centre du vortex, il est rotationnel. Ce dernier domaine est souvent appelé "noyau visqueux" ou écoulement solide. Ils ont modélisé le développement du vortex à l'aide des équations de Navier-Stokes et deux équations de fermeture K et ε . Dans le domaine où l'écoulement est irrotationnel, la simulation donne des résultats conformes à ceux obtenus expérimentalement par contre, le rayon du noyau visqueux a suivi l'évolution de l'échelle du cyclone puisque sa valeur adimensionnée est resté constante, donc les conclusions sont totalement différentes puisque le rayon du noyau visqueux est resté inchangé. L'utilisation des résultats expérimentaux permettre une modification du modèle de turbulence pour prendre correctement en compte l'effet d'échelle sur le développement du vortex et reproduire l'invariance de ce paramètre. L'idée présenté est de remplacer l'équation en ε par la construction d'une longueur caractéristique l sur la base du modèle de Prandtl-Kolmogorov, conforme aux caractéristiques de l'écoulement mises en évidence expérimentalement permet, en cassant la similitude géométrique, de reproduire convenablement le profil de la vitesse tangentielle dans les cyclones de 400 et 800 mm de diamètre et notamment l'invariance du rayon du noyau visqueux. La superposition des profils de la vitesse tangentielle adimensionnée par la vitesse moyenne d'entrée dans le domaine irrotationnel de l'écoulement est également obtenue. Par contre, à l'extérieur du noyau visqueux, la viscosité turbulente devient du même ordre de grandeur que la viscosité moléculaire du fluide. Alors que le taux de turbulence obtenu pour $r \in [R_{nv}, D/2]$, où l'écoulement est irrotationnel, est correctement simulé avec les équations K - ε , c'est dans le noyau visqueux, où l'écoulement est rotationnel, que la nouvelle formulation de la dissipation turbulente donne de bons résultats. Les deux modèles ont donc chacun un domaine de validité propre qui dépend de la nature même de l'écoulement (irrotationnel ou rotationnel).

Bohnet (1995) : a fait une étude expérimentale qui a été installée par la mesure du gaz chaud qui permet la mesure de chute de pression et l'efficacité de filtration pour une température ambiante de 293°k jusqu'à 1123°k. Un nouveau modèle dans lequel un coefficient de frottement de la paroi dépendant de la température est présenté et prends en considération le ré-entraînement des particules. Il a trouvé une compatibilité entre l'expérimentale et la théorie pour la chute de pression. Mais l'expérience pratique montre que l'efficacité de séparation obtenue est

la plupart du temps plus petite que celle calculée. Il a conclu que la conception des aérocyclone portée des températures élevées est toujours un problème difficile.

Fich et Al (1997) : ont travaillé sur la combustion dans les cyclones. Ils ont trouvé que les dispositifs tourbillonnant sont très utilisés dans l'industrie. Ils ont observé une structure de vortex dans la flamme tournante. Par la suite ils ont constaté que la structure de vortex et le mouvement tourbillonnaire sont salutaires puisqu'ils sont bons initiateurs de mélange et d'allumage dans la structure complexe de flamme.

Erdal et al (1997) : se sont intéressés à l'industrie du pétrole en utilisant une configuration cylindrique comme séparateur de gaz. Ils ont utilisé un code (CFX) pour simuler tous les deux écoulements (gaz - liquide) monophasé et biphasé dans plusieurs configurations. La simulation indique que l'écoulement dans le (GLCC) (gaz liquide cylindrique cyclone) est complexe et inclut trois composantes de vitesse : la vitesse tangentielle v_t , la vitesse axiale v_z et la vitesse radiale v_r . Ils ont constaté que l'écoulement à l'entrée crée un vortex obligatoire dans le cyclone. Cette étude est faite pour sensibiliser l'effet du rapport de la vitesse tangentielle à l'entrée et la vitesse axiale moyen sur l'efficacité de filtration v_t/v_a . Ce rapport élevé donne une forte rotation qui augmente la séparation. Tandis que, sa diminution cause une décadence de la vitesse tangentielle dans la direction axiale. Finalement, ils ont conclu que la simulation de l'écoulement du cyclone cylindrique gaz-liquide est essentielle pour déterminer la plupart des facteurs importants contribuant à l'efficacité de filtration du gaz-liquide.

Romeo et Velilla (1999) : se sont basés sur la mesure de vitesses dans le cyclone en employant un anémomètre thermique. Ils ont trouvé que les profils des vitesses tangentielles n'ont pas de modèle bien défini, par contre les profils des vitesses axiales peuvent avoir des comportements explicables.

y.Zhu et kw.Lee (1999) : ont étudié l'effet de la taille du conduit de sortie (diamètre et longueur) et du débit pour évaluer l'efficacité de séparation des particules des petits cyclones, ils ont constaté que :

- ✓ le débit et l'espace annulaire sont partis prenantes sur l'efficacité de filtration
- ✓ la chute de pression diminue sensiblement si l'implantation du conduit de sortie dans le corps du cyclone est courte et la taille du cylindre devenait plus longue. Ils ont également déclaré que le cône fournit de plus grandes vitesses tangentielles près du fond pour enlever les petites particules.

Xiang et al (2001) : ont étudié le comportement de l'écoulement sur trois cyclones différents et ceci en faisant varier le diamètre du fond du cyclone, tout en gardant les autres dimensions fixes. Les données expérimentales ont été comparées aux prévisions de la théorie de Barth (1983), Leith (1972), et d'Iozia et (1989). Les résultats expérimentaux des courbes d'efficacité de filtration sont en bonne concordance avec la théorie avancée par Barth et d'Iozia.

Suite à ça, ils ont conclu que la réduction de la taille du cône donne une filtration meilleure et ceci est dû au passage de l'énergie de pression vers une énergie cinétique importante. C'est-à-dire qu'il y a une augmentation de la vitesse de la particule à la sortie. Mais il s'avère que cette configuration géométrique provoque une chute de pression plus grande comparativement aux deux autres. La configuration optimale est considérée que le diamètre du fond du cyclone supérieur que le diamètre du conduit de sortie.

Solero, Coghe (2002) : ont fait une mesure par LDA d'un écoulement sur un cyclone. Trois composantes de vitesses de la phase gazeuses ont été mesurées à l'intérieur des diverses régions du cyclone à différents nombres de Reynolds et ils ont démontré qu'une légère modification de la conception du cyclone peut provoquer un changement radical du champ d'écoulement.

Slack (2002) : Cet article a pour but de valider les résultats expérimentaux publié par ayers et al (1982) par le code commercial FLUENT. Il a fait une comparaison des champs de vitesses tangentielles et axiales avec des différents modèles de turbulence comme le RNG k- ϵ , RSM, LES et les résultats expérimentaux. Il s'est basé sur les modèles RSM et LES pour bien capter les deux vortex, force et

libre. Ce travail a donné de bons résultats comparativement aux résultats expérimentaux.

K. Talbi et Al (2003) : ont fait une étude expérimentale de l'écoulement turbulent tridimensionnel dans un cyclone sans partie conique. Les mesures des vitesses moyennes et des intensités de la turbulence axiales et tangentielles ont été effectuées par LDA. Le conduit central a une profondeur atteignant presque le bas du cyclone. Il a pour effet de stabiliser l'écoulement au fur et à mesure que le fluide descend. Il y a tendance vers une turbulence relativement isotrope par rapport à l'entrée.

Slack et al (2003) : ont présenté un développement d'une interface faite pour augmenter la disponibilité du CFD en améliorant l'utilisation du Fluent et Gambit par les utilisateurs pour faciliter la simulation des cyclones.

M.V Rodrigues et Al (2003) : Ont contribué à l'étude expérimentale des cyclones de tissu. Ce type de cyclone est composé d'une partie cylindrique couplée à une section conique faite de tissu de polypropylène (cyclone PP). La recherche actuelle a été conçue dont le but de comparer un cyclone de tissu à un autre conventionnel et d'examiner l'influence d'une section conique de filtrage sur l'exécution d'un cyclone. Les chutes de pression et l'efficacité du cyclone de tissu et conventionnel ont été comparées. L'effet du milieu de filtrage sur le comportement du cyclone a été également évalué en utilisant une équation qui corrèle le diamètre du cône avec les conditions de fonctionnement, les propriétés du système gaz–solide et la résistance du milieu de filtrage. Les résultats expérimentaux ont démontrés que l'efficacité globale du cyclone conventionnel était semblable à celle du dispositif proposé, avec ce dernier une réduction de pression a été montrée.

Donc ils ont constatés que les coûts énergétiques sont abaissés quand les cyclones de tissu sont employés.

Li Xiadong et Al (2003) : Du point de vue de l'influence de la structure de turbulence, cet article présente une analyse élémentaire de l'interaction entre une particule et une phase gazeuse. Les effets de la structure de turbulence et l'épaisseur

de la couche limite sur l'efficacité de séparation dans un séparateur cyclonique ont été étudiés. Les effets de la force de Saffman sur la trajectoire de particules sont également analysés. Les résultats indiquent que l'efficacité de séparation diminue avec une augmentation de l'intensité de turbulence et augmente avec une diminution de l'épaisseur de la couche limite. La force de Saffman peut augmenter la séparation de petites particules et peut également raccourcir leur temps de séjour. L'incrément de la turbulence laisse les particules entrer dans la zone où la vitesse axiale de la phase gazeuse est ascendante qui donne une bonne explication pourquoi l'efficacité de séparation des petites particules est diminuée relativement avec l'augmentation de l'intensité turbulence. Les résultats prouvent que l'efficacité augmente avec une diminution de l'épaisseur de la couche limite pour les particules de diamètre <30 micm.

Kwan – Sik. Yong et Al (2004) : se sont intéressés à la séparation submicronique des particules avec haute précision. Dans cet article l'exécution du nouveau système de séparation se fait par l'utilisation d'un liquide supplémentaire injecté tangentiellement dans l'écoulement gaz – solide.

L'effet de la position d'injection du liquide sur l'exécution de séparation, est examiné par des études expérimentales et de simulation qui ont été établies. La position optimale d'injection du liquide a été déterminée par la simulation de la trajectoire de particules où les champs d'écoulement. Ils ont pris deux types de séparateurs avec deux positions d'injection différentes, ils ont trouvé que l'efficacité de séparation de particules est fortement dépendue de la position d'injection du liquide, avec cette idée d'injection ils ont remarqué que la configuration peut-être réduite de 50 % que le cas avec l'injection de l'air seulement. Ils ont constaté qu'en augmentant le rapport d'écoulement liquide - gaz l'efficacité de séparation augmente aussi. Ils ont confirmés la bonne concordance des résultats obtenus entre l'expérimental et la simulation numérique.

K. S. Lim et Al (2004) : Ont contribué à l'examen de l'effet du diamètre et de la forme du conduit de sortie sur la performance d'un cyclone. L'efficacité de 10 cyclones avec des diamètres 7, 11 et 15 mm et des longueurs de cône varie entre [10.25 – 45] mm a été évalué et comparé avec des différents débits 30 et 50 l/min, ils ont constaté que l'efficacité des cyclones avec une sortie conique varie légèrement par

rapport au conduit cylindrique, et que l'efficacité des cyclones avec différentes formes du cône et à différents débits accrue quand le diamètre du cône diminué, cette découverte a été confirmée par d'autres auteurs cités dans sa bibliographie.

N.Kharoua (2005) : a fait une étude d'un écoulement dans un cyclone industriel en faisant une simulation numérique par le code Fluent6.0. Le but de ce travail est d'optimiser l'augmentation de l'efficacité de séparation des particules et la diminution de chute de pression entre l'entrée et la sortie du cyclone ainsi que l'étude du mouvement des particules qui a montré l'effet de la taille et la position du point d'injection sur leur trajectoire.

Ce travail représente une modélisation d'un cyclone avec un maillage hexaédrique avec deux modèles de turbulence k- ϵ et RSM. La validation des résultats a été vérifiée par les résultats publiés par Slack (2003).

Gimum et al (2005) : ont présenté des solutions numériques en utilisant le code commercial Fluent 6.1 pour prévoir et évaluer les effets de la température et de la vitesse d'entrée sur la chute de pression des cyclones de gaz. Les modèles de turbulence utilisés dans cette simulation, le modèle RNG k- ϵ et RSM (Reynolds Stress Model), quatre modèles empiriques Shepherd et Lapple (1939), Casal et Martinez (1983), Dirgo (1988), et Coker (1993) ont été choisis pour prévoir la chute de pression. Les prévisions de cette étude sont avérées satisfaisantes avec une déviation maximum de 3% par rapport aux données expérimentales. Cette étude prévoit que la chute de pression est en fonction de la vitesse à l'entrée. Le code Fluent rapporte que le modèle RNG k- ϵ donne des résultats raisonnables et le modèle RSM prévoit très bien la chute de pression dans les cyclones et peut être employé dans la conception du cyclone pour toutes les conditions de fonctionnement.

Gimum et al (2005) : ont repris le travail de Xiang et al (2001) en utilisant une simulation numérique purement hydraulique par le code Fluent 6.1. Cette simulation a été faite par le modèle de turbulence RSM. Ils ont raffiné le maillage du cône du cyclone pour mieux se renseigner des phénomènes physiques. Ils ont constaté que les résultats sont conformes aux résultats expérimentaux de Xiang et al. Cette étude a permis de prévoir une déviation moyenne de 2.9% et 5.4% sur la chute de pression et l'efficacité de séparation respectivement. Ils ont conclu que la simulation

numérique est un outil efficace et peut donner des résultats satisfaisants pour prévoir la chute de pression.

Xiang et lee (2005) : ont utilisé le code fluent 5.5 pour valider les résultats expérimentaux publiés par Zhu et Lee (1999) sur cinq cyclones avec différentes tailles. La simulation numérique a été faite par un même débit à l'entrée de 80l/min à l'entrée correspondant à une vitesse d'entrée de 17.9m/s. le comportement de la vitesse tangentielle le long de l'axe de l'écoulement est pratiquement similaire pour les différents cyclones. Mais la valeur de cette vitesse varie d'un cyclone à un autre. Ils ont remarqué que pour un cyclone de grandes tailles donnent des vitesses tangentielles réduites.

Fuping Qian et Al (2005) : Dans cet article une simulation numérique dans des cyclones avec différentes géométries et conditions de fonctionnement a été effectuée pour étudier la longueur normale du vortex. En combinaison le modèle de turbulence RSM avec le programme statistique du logiciel (Minitab V14), un nouveau modèle de prévision de cette longueur à l'intérieur du séparateur a été obtenu. Les résultats prouvent que la vitesse d'admission, la longueur du cyclone jouent un rôle important dans la recherche de la longueur normale du vortex. Les résultats indiquent que le modèle de turbulence utilisé peut estimer les effets de la géométrie et les conditions de fonctionnement sur l'exécution du cyclone que d'autres modèles. Ils ont notés que ce modèle ne tient aucun compte du facteur de rugosité de la paroi intérieure vu sont rôle important dans la déstabilisation du vortex.

Zhao (2005) : a développé une nouvelle méthode mathématique pour déterminer l'efficacité de séparation. Il a supposé la forme de la particule est sphérique. Le mouvement entraînant la particule n'est pas influencé par la présence de la particule voisine. Il considère que l'entraînement de la particule est similaire à la vitesse du fluide. La comparaison de cette nouvelle méthode est conforme aux données expérimentales ainsi qu'avec d'autres théories classiques utilisées. Elle est valable surtout pour les petites particules.

Shin et al (2005) : ont étudié le comportement de la particule de poussière à haute pression et température. Ils ont développé un code de calcul pour étudier un écoulement en question n faisant une confrontation avec l'expérimentale. Ils ont souligné qu'une bonne efficacité est obtenue par une augmentation de pression et une diminution de température.

L'étude paramétrique de la géométrie du cyclone a mené à une conclusion lorsqu'on augmente le diamètre de conduit de sortie et en diminuant sa longueur réduit l'efficacité de filtration.

Yaxin. Su (2006) : a étudié les caractéristiques turbulentes pendant la séparation gaz – solide dans un séparateur cyclonique carré, une autre application des cyclones a été abordé c'est celle de la combustion dans les grandes chaudières de CFB (Circulating Fluidized Bed). Un analyseur tridimensionnel de la dynamique des particules a été utilisé pour étudié l'écoulement gaz – solide dans un cyclone carré avec une sortie de haut en bas. À partir de l'écoulement tourbillonnaire à l'intérieur du cyclone, deux zones différentes sont distinguées, l'une coté paroi ou un vortex faible dit libre est apparu, l'autre tournant comme un bloc rigide au centre, est appelé vortex forcé. Ils ont trouvé que le mouvement quasi laminaire des particules a augmenté le mouvement turbulent aux coins dû à la collision entre particules- particules ou particules–paroi qui a mené à la même valeur de l'énergie cinétique turbulente et de l'intensité turbulente. Les coins du cyclone carré sont les régions qui favorisent de plus en plus la séparation des particules, car la grande fluctuation consomme une grande partie de l'énergie cinétique de la particule.

M.Narasimtta et Al (2006) : Se sont intéressés à l'étude des cyclones à mélange dense DMC (Dense Medium Cyclone). Sous l'influence de la densité des particules et la force centrifuge induite par l'écoulement tourbillonnant, cette nouvelle conception est employé dans l'industrie minière pour séparé du charbon plus léger d'un milieu plus dense, ils sont très efficace même pour les classes de grandeur <30 micm tel que la magnétite.

Un calcul numérique de CFD a été développé en utilisant le code commercial Fluent 6.1 pour étudier l'écoulement turbulent dans un modèle de mélange (eau, air, particules de magnétite et du charbon) proposé par Manninen et Al (1996).

Dans cet article les simulations multi phases dans un DMC employant le modèle de turbulence des grandes échelle (LES), ainsi des corrections de viscosité selon le facteur de chargement de particules, ont donné des prévisions précise de ségrégation axiale de magnétite, avec des résultats près des données expérimentales effectuées par les rayons gamma de tomographie. L'addition du facteur de correction de viscosité a amélioré les prévisions radiales de la ségrégation de magnétite particulièrement près de paroi du cyclone. Les valeurs du paramètre d'efficacité ont prévu par le cheminement lagrangien des particules sont très près des valeurs expérimentales.

T.G. Ghuah et Al (2006) : La présente contribution concerne l'étude de l'influence des dimensions de la partie conique sur les forces hydrodynamiques et centrifuges des aéro cyclones, comme le CFD a un grand potentiel de prévoir les caractéristiques du champ d'écoulement et la trajectoire des particules aussi bien la chute de pression à l'intérieur du cyclone, le présent travail présente un calcul de simulation numérique par le modèle RSM (Reynolds stress model) en utilisant un code commercial Fluent 6.1 pour un fluide dynamique pour prévoir l'efficacité et la chute de pression et évaluer les effets de la géométrie du cône sur l'exécution de cyclone. L'algorithme Simple a été utilisé pour la résolution du système composé des équations de Navier – Stokes et de fermeture k-e ou RSM. Par la suite, l'auteur a utilisé le modèle de (DPM) (Discrète Phase Model) pour calculer la trajectoire des particules dans l'écoulement.

S. Bernardo et Al (2006) : Ont présenté une nouvelle conception industrielle de cyclone. En utilisant les angles d'admission différente 30°-45° et 60°. Une simulation tridimensionnelle de CFD a été établie pour décrire l'écoulement des gaz–particules dans le séparateur cyclonique, le RSM a été employé comme modèle de turbulence. Les effets des angles d'admission sur la dynamique du fluide à l'intérieur du cyclone et sur les paramètres d'exécution, tels que l'efficacité de séparation et la chute de pression. Ont été analysés et présentés, ces paramètres ont indiqués que la proposition de modifier l'angle d'entrer peut améliorer l'efficacité de l'équipement et augmenté sa puissance aux usines Industrielles. Ils ont trouvés que l'accru de l'angle d'admission peut diminuer la chute de pression, et qu'il existe un angle idéal près de 45° au quel les meilleurs résultats pour l'efficacité peuvent être obtenues. Ils ont

trouvée aussi que lorsque l'angle d'inclinaison augmente de 30° à 60° le temps de Séjour de particule se diminue. Ces résultats numériques ont été validés par la littérature de M. Meier et Al (1999).

J.J. Derksen et Al (2006) : Ce travail consiste à explorer les effets du chargement de particule sur la caractéristiques de l'écoulement à l'intérieur du cyclone, les équations de Navier-Stokes qui régissent ce mouvement ont été discrétisées au moyen de la méthode de Trellis– Boltzman (1998), cette méthode a été choisie pour sa flexibilité géométrique en combinaison avec l'efficacité.

Les résultats de simulation ont été présentés en utilisant le modèle des grandes échelles (LES), ces résultats sont présentés en termes de champ d'écoulement, distribution spatiale des particules, et efficacité de séparation la simulation eulérien–lagrangien effectuée confirme que le procédé de séparation comporte l'effet entre les forces centrifuges et la dispersion due à la turbulence. Ils ont constatés que l'atténuation de la turbulence se produite avec le plus grand chargement de particules, et que l'efficacité diminuerait avec l'augmentation du chargement.

Jianyi Chen et Al (2006) : Du point de vue de la prévision de la chute de pression, une composition de cette perte a été présentée. Les effets de la température et du chargement de poussières ont été étudiés. Une comparaison détaillée entre les résultats et les calculs expérimentaux a été analysée, ils ont prouvés que le modèle universel utilisé est plus haut dans l'exactitude et l'utilisation que d'autres méthodes, il peut répondre à l'exigence de conception du cyclone. Les résultats indiquent que l'influence de la température du gaz sur la chute de pression est attribuée au changement de l'intensité du mouvement tourbillonnant du gaz. L'élévation de la température mène à une diminution de densité et augmentation de la viscosité du gaz, à toutes les deux ayant pour résultats un écoulement tourbillonnant plus faible, et à une réduction de la perte locale et la perte le long de la distance. La perte tourbillonnante dépend non seulement du frottement à la paroi du cyclone mais également de la distribution de la vitesse tangentielle du gaz. La perte de dissipation dans le tube de sortie est égale à la somme de l'énergie dynamique axiale et tangentielle. Le chargement de poussières peut augmenter la perte de charge dans le cyclone.

Qiun et al (2006) : ont mené une comparaison de l'exécution de trois cyclones pour indiquer l'influence du prolongement de la longueur du tube verticale et pour étudier l'écoulement de gaz dans le récupérateur pour différentes formes de cyclones. Le modèle de contrainte de Reynolds a été utilisé pour prévoir les champs d'écoulement de gaz des cyclones. Ils ont présenté les profils de vitesses tangentiels, les profils de vitesses axiaux et les profils d'énergie cinétique. Les résultats montrent que :

- ✓ Pour un cyclone avec un tube de 0.5m, la vitesse tangentielle, la vitesse axiale et l'énergie cinétique turbulente dans le récupérateur ont été diminués considérablement.
- ✓ le tube vertical prolongé au fond du cyclone empêche les particules de sortir ce qui donne une bonne efficacité de séparation.

Les résultats expérimentaux prouvent que le tube vertical peut améliorer le rendement de séparation ainsi qu'une production d'un accroissement léger de chute de pression. L'efficacité de séparation diminue pour un tube plus long, mais il y'a une longueur optimale de tube pour un cyclone donné.

I.7. Conclusion

Les cyclones peuvent être classés dans 3 catégories distinctes : haute, moyenne et basse efficacité. La haute efficacité correspond à la filtration des plus petites particules, entre 1 et 4 microns. Pour la moyenne efficacité, il s'agit de filtrer des poussières de 5 à 15 microns. Finalement, le dernier type est conçu pour capter les plus grosses particules principalement, qui correspond à plus de 15 microns. Il n'y a pas de limite à la taille des particules, seule l'abrasion du type de poussière peut modifier un design de cyclone. Dans des cas extrêmes, il est possible d'utiliser des plaques amovibles pour protéger l'appareil de l'usure prématurée.

II.1. Introduction

En mécanique des fluides, les équations de Navier-Stokes sont des équations aux dérivées partielles non-linéaires qui décrivent le mouvement des fluides dans l'approximation des milieux continus. Elles gouvernent par exemple les mouvements de l'air de l'atmosphère, les courants océaniques, l'écoulement de l'eau dans un tuyau, et de nombreux autres phénomènes d'écoulement de fluides. Elles sont nommées d'après deux physiciens du XIX^e siècle, Claude Navier et George Stokes [2]. Pour un gaz peu dense, il est possible de démontrer ces équations à partir de l'équation de Boltzmann.

II.2. Formulation différentielle

Il existe bien des formes des équations de Navier-Stokes. Nous n'en présenterons que certaines. Ces formes dépendent aussi des notations utilisées. Ainsi, il existe plusieurs façons équivalentes d'exprimer les opérateurs différentiels.

La formulation différentielle de ces équations est la suivante [2]:

II.2.1. Équation de continuité (ou équation de bilan de la masse) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{II.1})$$

II.2.2. Équation de bilan de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} + \rho \vec{f} \quad (\text{II.2})$$

II.2.3. Équation de bilan de l'énergie

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [(\rho e + p) \vec{v}] = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\tau} \cdot \vec{v}) + \rho \vec{f} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} + r \quad (\text{II.3})$$

Dans ces équations :

t : représente le temps (unité SI : s)

ρ : désigne la masse volumique du fluide (unité SI : kg.m^{-3})

$\vec{v} = (v_1, v_2, v_3)$: désigne la vitesse eulérienne d'une particule fluide (unité SI : m.s^{-1})

p : désigne la pression (unité SI : Pa)

$\vec{\tau} = (\tau_{ij})_{i,j}$: est le tenseur des contraintes visqueuses (unité SI: Pa)

\vec{f} : désigne la résultante des forces massiques s'exerçant dans le fluide (unité SI: N.kg^{-1})

e : est l'énergie totale par unité de masse (unité SI : J.kg^{-1})

\vec{q} : est le flux de chaleur perdu par conduction thermique (unité SI : $\text{J.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)

r : représente la perte de chaleur volumique due au rayonnement (unité SI : $\text{J.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$)

Remarque :

L'énergie totale peut se décomposer en énergie interne u et en énergie cinétique selon

$$e = u + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v} = u + \frac{1}{2} v^2 \quad (\text{II.4})$$

L'opérateur nabla

$$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_2} + \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \quad (\text{II.5})$$

En coordonnées cartésiennes, est un opérateur de dérivation spatiale du 1^{er} ordre. Les opérateurs gradient, divergence et laplacien peuvent s'écrire à l'aide de cet opérateur :

$$\text{div } \vec{\alpha} = \vec{\nabla} \cdot \vec{\alpha} \quad (\text{II.6})$$

$$\overrightarrow{\text{grad}} A = \vec{\nabla} A \quad (\text{II.7})$$

$$\Delta A = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} A) = \nabla^2 A \quad (\text{II.8})$$

II.2.4. Expression en coordonnées cartésiennes [3]

En coordonnées cartésiennes (x_1, x_2, x_3) , les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

II.2.4.1. Équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = 0 \quad (\text{II.9})$$

II.2.4.2. Équation de bilan de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial(\rho v_j)}{\partial t} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i v_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \rho f_j \quad (\text{II.10})$$

II.2.4.3. Équation de bilan de l'énergie

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} [(\rho e + p)v_i] &= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} v_j) + \sum_{i=1}^3 \rho f_i v_i - \\ \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial x_i} + r & \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

II.2.5. La moyenne d'ensemble

- On réalise N expériences indépendantes portant sur le même écoulement.
- On enregistre à la i^{ème} expérience la valeur d'une même quantité à la même position et au bout du même temps, soit $f^{(i)}(x,t)$

La moyenne d'ensemble de la quantité f à la position x et à l'instant t est défini par :

$$\overline{f(x,t)} = \frac{1}{N} \sum_i^N f^{(i)}(x,t) \quad (\text{II.12})$$

II.2.5.1. La moyenne temporelle

La moyenne temporelle est définie pour une seule expérience, à une seule position, l'écoulement étant stationnaire sur le temps t.

$$\bar{U}(x_j) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t U_i(x_j) dt \quad (\text{II.13})$$

$$\bar{P} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t P dt \quad (\text{II.14})$$

II.2.6. Les équations de Reynolds

II.2.6.1. Décomposition statistique

Pour résoudre ce système une approche statistique est utilisée. Les grandeurs caractéristiques instantanées de l'écoulement turbulent seront décomposées selon les règles de Reynolds comme suit:

Le premier représente le mouvement moyen et ce second le mouvement fluctuant, soit:

$$U_i = \bar{U}_i + u'_i, \overline{u'_i} = 0 \tag{II.15}$$

$$P_i = \bar{P} + p', \overline{p'} = 0 \tag{II.16}$$

En général, la quantité $f(x, t)$ est décomposée en deux parties distinctes

$$f = \bar{f} + f' \tag{II.17}$$

\bar{f} : Est la partie moyenne (d'ensemble)

f' : Est la partie fluctuante

II.2.6.2. Règles de Reynolds

En utilisant les règles dites "règles de Reynolds", Hinze (1975) [4] et qui sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \overline{\phi'} &= 0 \\ \overline{\bar{\phi}} &= \bar{\phi} \\ \overline{f\bar{\phi}} &= \bar{f}\bar{\phi} \\ \overline{f+g} &= \bar{f} + \bar{g} \\ \overline{f \cdot g} &= \bar{f} \cdot \bar{g} + \overline{f' \phi'}, \overline{f' \phi'} \text{ (nouvelle variable du problème)} \\ \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} &= \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} \end{aligned} \tag{II.18}$$

II.2.6.3. Les tensions de Reynolds

Le formalisme des règles de Reynolds conduit en prenant la moyenne d'équation aux équations de Reynolds.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{U} + u') + (\bar{U}_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_i + u'_i) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{P} + P') + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i + u'_i) \right) \tag{II.19}$$

On moyenne ensuite ces équations et après réarrangement, on retrouve l'équation de continuité et celles de Navier-Stockes moyennées.

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0, \text{ (Équation du champ moyen)}$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \underbrace{\overline{u'_i u'_j}}_{\text{terme de Reynolds}} \right) \quad (2.20)$$

Les termes $\overline{u'_i u'_j}$ donnent naissance aux tensions de Reynolds. Ils proviennent du non linéarité des équations de Navier Stokes et s'interprètent comme des contraintes. Le système (2.12) et (2.13) comporte plus d'inconnues que d'équation, c'est un système ouvert. Le problème qui se pose à ce stade est le problème de fermeture. On a 4 équations au total dont 3 pour la quantité de mouvement et 1 pour la continuité mais le nombre d'inconnues est maintenant égal à 10 ! $U_i, i = 1,2,3, p$ et 6 $\overline{u'_i u'_j}$) D'ou la nécessité de la modélisation des équations de Reynolds. Pour cela, beaucoup de chercheurs se sont investis dans le domaine et plusieurs contributions de modèles de résolution ont été proposées. Parmi ces modèles on peut citer deux modèles les plus utilisés qui sont le modèle $(k - \epsilon)$ et le modèle des contraintes de Reynolds (appelé aussi RSM).

Le tenseur de Reynolds est alors défini par la matrice suivante :

$$R_{ij} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u'_1 u'_1} & \overline{u'_1 u'_2} & \overline{u'_1 u'_3} \\ \overline{u'_2 u'_1} & \overline{u'_2 u'_2} & \overline{u'_2 u'_3} \\ \overline{u'_3 u'_1} & \overline{u'_3 u'_2} & \overline{u'_3 u'_3} \end{bmatrix} \quad (II.21)$$

II.2.7. Modèle « k - epsilon » $(k - \epsilon)$ standard [7] :

Les insuffisances du modèle $(k - l)$ ont conduit à une sorte de fuite en avant qui s'est essentiellement focalisée sur l'élaboration d'une nouvelle équation de bilan couplée avec l'équation en k , et supposée apporter des éléments plus solides que les hypothèses sur le paramètre « l », ce qui a donné naissance à des modèles dits « à deux équations ». Le plus connu d'entre eux est appelé modèle $(k - \epsilon)$

Dans le modèle $(k - \epsilon)$, le point de départ est le même que dans le modèle $(k - l)$: pour résoudre le problème dynamique, on admet l'existence d'une viscosité turbulente ν_t

Le modèle $(k - \epsilon)$ standard [Launder et spalding (1972)] qui se base sur le concept bousines (1977) les termes des contraintes de Reynolds sont :

$$-\rho \overline{u_i u_j} = 2\mu_t s_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{II.22})$$

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{est le tenseur de Reynolds} \quad (\text{II.23})$$

$$\mu_t = \rho \nu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{La Viscosité turbulente} \quad (\text{II.24})$$

Avec $C_\mu = 0,09$

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \frac{1}{2} (\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2}) \quad (\text{II.25})$$

Le taux de dissipation ε de l'énergie cinétique k est donné par :

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \quad (\text{II.26})$$

II.2.7.1. Equation de transport de l'énergie cinétique turbulente k

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k \overline{U_i})}_1 = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_2 + \underbrace{G_k}_3 - \underbrace{\rho \varepsilon}_4 \quad (\text{II.27})$$

1 : terme convectif

2 : terme diffusif

3 : taux de production

4 : taux de dissipation

II.2.7.2. Equation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon \overline{U_i}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.28})$$

Le terme de production G_k est donnée par :

$$G_k = -\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} = \rho \nu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \quad (\text{II.29})$$

II.2.7.3. Coefficient du modèle $k - \epsilon$

L'adaptation des constants standards du modèle donné par Launder et Spalding (1974) [5] rend le système d'équation opérationnel. Elles sont réunies dans le tableau II.1:

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

Tableau II.1 : valeurs des constants du modèle $k - \epsilon$

Il est indispensable de savoir que le modèle $k - \epsilon$ est applicable aux écoulements à nombre de Reynolds élevé.

II.2.7.4. Modèle RNG $k - \epsilon$

Le modèle RNG, développé par le groupe de renormalisation [Yakhot & Smith,1992] consiste en une estimation au cours du calcul de la constante $c_{\epsilon 1}$, remplacée dans l'équation de dissipation par $c'_{\epsilon 1}$ donnée par l'expression (II .30).

Cette expression ajoute un terme fonction du taux de déformation η à l'équation du taux de dissipation le rendant ainsi moins diffusif.

$$c'_{\epsilon 1} = c_{\epsilon 1} - \frac{\eta(1-\frac{\eta}{\eta_0})}{1+\beta\eta^3} \tag{II.30}$$

Avec

$$\eta = \frac{k}{\epsilon} \sqrt{\frac{p}{\eta_t}} \tag{II.31}$$

Les constantes du modèle RNG [7] ont pour valeur :

C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_ϵ	η_0	β
0.085	1.42	1.68	0.7179	4.38	0.015

Tableau II.2 : constantes du modèle RNG $k - \epsilon$

La différence principale entre la version standard et RNG $k - \epsilon$ est dans l'équation du taux de la dissipation turbulente d'énergie. Dans les écoulements à taux de contraintes élevés, le modèle RNG prévoit une faible viscosité turbulente (c'est à dire un taux de dissipation ϵ élevé et une production de turbulence k faible) que le modèle standard. Bien que le modèle RNG $k - \epsilon$ à été découvert pour faire mieux que le modèle standard pour les écoulements avec une grande courbure des lignes de courant, et aussi non encore validé intensivement par les chercheurs que le modèle

$k - \epsilon$. La version standard de $k - \epsilon$ et RNG $k - \epsilon$ est valide pour les écoulements turbulents loin des parois.

II.2.7.5. Modèle des contraintes différentielles de Reynolds (RSM)

Dans ce modèle les contraintes de Reynolds sont calculés selon leur propres équations de transport et concept (isotrope) de la viscosité turbulente n'est plus exigé, donc ce modèle implique le calcul individuel de chaque contrainte $\overline{u_i u_j}$

L'utilisation de ces équations sont utilisées pour obtenir une fermeture du système d'équations de Reynolds moyennées pour le transport de la quantité de mouvement [6].

Des hypothèses simplificatrices pour la modélisation des termes inconnus sont nécessaires et les propositions choisies ont présenté brièvement:

II.2.7.6. Equation de transport des contraintes de Reynolds

Les équations de transport des contraintes de Reynolds dans (Comsol) sont écrites :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u_i u_j})}_{1} = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_k} [\rho \overline{u_i u_j u_k} + p(\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j)]}_{2} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} [\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j})]}_{3} - \underbrace{\rho [\overline{u_i u_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}]}_{4} + \underbrace{p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{5} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{6} \quad (II.32)$$

- 1: $C_{ij} \equiv$ convection
- 2: $D_{T,ij} \equiv$ diffusion turbulente
- 3: $D_{L,ij} \equiv$ diffusion moléculaire
- 4: $P_{ij} \equiv$ terme de production de contrainte
- 5: $\phi_{ij} \equiv$ pression taux de déformation
- 6: $\epsilon_{ij} \equiv$ dissipation

On a supposé que l'effet Buancy et l'effet de compressibilité sont nuls puisque notre problème stationnaire et sans transfert thermique.

$$D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho k \frac{\overline{u_k u_l}}{\epsilon} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right) \text{ Transport diffusif turbulent} \quad (II.33)$$

A cause de l'instabilité du calcul avec ce modèle, une simplification à été utilisé par (Comsol), et ce terme diffusif isotrope donne de bon résultats pour des cas anisotropie.

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_1}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right) \quad (\text{II.34})$$

L'équation de pression-taux de déformation s'écrit par:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,\omega} \quad (\text{II.35})$$

$$\phi_{ij,1} \equiv -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P - C) \right] \text{ Terme lent} \quad (\text{II.36})$$

$$\phi_{ij,2} \equiv -C_2 \left[(P_{ij} + C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P - C) \right] \text{ Terme rapide} \quad (\text{II.37})$$

$$\phi_{ij}^\omega \equiv C_1' \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_k u_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_k} n_j n_k - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k} n_i n_k \right) \frac{k^{\frac{3}{2}}}{C_1 \varepsilon d} + C_2' \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{k^{\frac{3}{2}}}{C_1 \varepsilon d} \quad (\text{II.38})$$

$$C_1 = \frac{C_\mu^{\frac{3}{4}}}{k} \quad (\text{II.39})$$

(II.38) C'est le terme d'amortir la fluctuation, il a été inclus par défaut dans le modèle RSM :

Les constantes:

C_1	C_2	p	C	C_1'	C_2'	C_μ	k
1.8	0.6	1.68	0.7179	0.5	0.3	0.09	0.4187

Tableau II.3: constantes du modèle RSM [8]

k : est la constante de Von Karman.

La relation en générale de l'énergie cinétique turbulence est donné par :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad (\text{II.40})$$

Les valeurs de k obtenues ont été utilisées pour les conditions aux limites près des parois.

Le tenseur de dissipation est modélisé comme suit :

La dissipation est calculée à partir d'une équation de transport similaire à celle du modèle $k - \varepsilon$:

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{1}{2} [P_{ii}] \frac{\varepsilon}{K} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.41})$$

$$\sigma_\varepsilon = 1.0, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92$$

Quand le modèle RSM est utilisé les valeurs des contraintes de Reynolds à l'entrée ne sont pas implémentées, elles sont déterminées approximativement des valeurs spécifiques de k la turbulence étant assumée isotrope nous pouvons décrire:

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \quad \text{pour } i = j \quad (\text{II.42})$$

$$\overline{u_i u_j} = 0.0 \quad \text{pour } i \neq j \quad (\text{II.43})$$

Près des parois (Comsol) applique de conditions de frontière explicites pour les contraintes de Reynolds en utilisant la loi logarithmique, en assumant l'état d'équilibre et en négligeant la convection et la diffusion dans l'équation de transport de contraintes.

En utilisant un système local de coordonnées et sur la base de résultats expérimentaux, près des parois on a:

$$\frac{\overline{u_\tau^2}}{k} = 1.098, \frac{\overline{u_\eta^2}}{k} = 0.247, \frac{\overline{u_\lambda^2}}{k} = 0.655, -\frac{\overline{u_\tau u_\eta}}{k} = 0.255 \quad (\text{II.44})$$

τ : est la coordonnée tangentielle

η : est la coordonnée normale

λ : est la coordonnée binormale

II.3. Conclusion

Les méthodes proposées dans le paragraphe précédent ont été vérifiées et comparées avec les résultats expérimentaux de leurs auteurs. Les résultats donnent une bonne idée de la réalité, mais ne les représentent pas avec perfection, car il est très difficile de modéliser ce qui se passe en totalité dans un cyclone. C'est très complexe et aucun auteur n'a encore réussi à atteindre la perfection. Il faut donc concevoir le cyclone en sachant qu'une petite erreur sur la perte de charge est possible. Selon les données expérimentales trouvées, elle atteint un maximum de 15%. Toutefois, il n'y a pas assez d'expérimentations publiées pour tirer des grandes conclusions. Pour cette raison il faudrait effectuer plus d'expérimentations et vérifier de combien réellement varie cette perte selon la méthode de calcul utilisée.

III.1. Introduction

Nombres de problématiques industrielles exigent des techniques de simulation innovantes. Depuis les années 70, la simulation numérique est un des moteurs de l'innovation scientifique et industrielle. Une meilleure appréhension des phénomènes physiques et leur prise en compte en amont du processus de définition des produits ont abouti à l'amélioration des performances, de la durée de vie et des coûts de possession.

Depuis 1998, COMSOL répond à ces attentes en apportant une solution innovante et pluridisciplinaire. Elle combine puissance et souplesse pour simuler des applications impliquant une ou plusieurs phénomènes physiques. Avec des possibilités de couplage illimitées dans l'optique d'aider les organismes industriels et de recherche innovants.

III.2. Equations de Navier-Stokes :

On dispose de deux méthodes pour établir les équations fondamentales de la mécanique des fluides. La première, microscopique, remonte la Navier, Cauchy et Poisson et consiste à déduire les équations macroscopiques la partir de certaines hypothèses sur le comportement des particules constituant le fluide.

Considérée longtemps comme irréaliste, cette approche a retrouve de nouveau la faveur des physiciens.

Dans la deuxième méthode, basée sur l'hypothèse du continu et introduite par d'Alembert, Euler, St. Venant et Stokes, les spéculations moléculaires sont, au contraire, éludées, au profit d'une analyse des phénomènes macroscopiques a l'aide des seules hypothèses et variables macroscopiques.

En 1738, pour expliquer des phénomènes macroscopiques, telle la pression d'un gaz agissant sur les parois d'un récipient, D. Bernoulli représentait le gaz par un ensemble discret de particules matérielles en mouvement selon les lois de la mécanique classique.

Et, avant Bernoulli, certains philosophes grecs, tel Démocrite, avaient déjà défendu l'hypothèse que les atomes" qui constituent un corps continuent la bouger, même si le corps en question parait immobile.

III.2.1 Approche microscopique

L'hypothèse moléculaire, avancée en 1822 par Navier dans l'étude du mouvement d'un fluide incompressible qui consiste à supposer ce corps comme un assemblage de molécules placées à distance très petite les unes des autres et susceptibles de changer presque librement de position les unes par rapport aux autres" [16], n'était pas une idée nouvelle [13].

L'aspect novateur du mémoire de Navier était autre : il introduisait les effets de viscosité, la savoir l'influence des processus de dissipation d'énergie qui ont lieu lors du mouvement des particules du fluide. Ce frottement interne visqueux, cause de l'irréversibilité thermodynamique, s'exprime en transposant l'impulsion des régions aux grandes vitesses vers celles aux vitesses plus petites. Selon Navier [16] il est nécessaire d'admettre l'existence de nouvelles forces moléculaires qui sont développées par l'état de mouvement" et postuler, en conséquence, que les actions répulsives des molécules sont augmentées ou diminuées d'une quantité proportionnelle à la vitesse avec laquelle les molécules s'approchent ou s'éloignent les unes des autres".

Par des calculs assez compliqués, que nous n'allons pas présenter ici, Navier parvient enfin aux équations indéfinies" régissant le mouvement d'un fluide incompressible et auxquelles son nom restera depuis attaché. Il s'agit du système:

$$\begin{cases} \rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v \right] - \mu \Delta v = \rho f - \nabla p \\ \nabla \cdot v = 0 \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

Où la vitesse $v(t, x)$ et la pression $p(t, x)$ à l'instant t et au point x sont les inconnues, tandis que ρ, μ et f représentent les données du problème, à savoir la densité (constante, dans le cas des fluides incompressibles), la viscosité et la force extérieure agissant sur le fluide par unité de volume. Pour la présentation originale de Navier on se reportera à la rédaction simplifiée donnée par R Dugas dans [14].

Comme nous l'avons déjà fait remarquer, la voie suivie par Navier paraît aujourd'hui irréaliste quand on la compare à celle de Stokes. Il a fallu attendre

l'introduction des méthodes de la mécanique statistique pour donner une justification rigoureuse de l'approche moléculaire.

Si on suppose un fluide constitué par un ensemble fini de N particules dont l'évolution est dictée par les lois de la mécanique classique, leur nombre est trop grand pour que l'on puisse penser déterminer avec précision la position et la vitesse initiales de chaque particule. Et, même si on y parvenait, on ne saurait résoudre un système des $6N$ équations différentielles en $6N$ inconnues ($3N$ positions et $3N$ vitesses), sauf dans des cas bien particuliers. Enfin, même si l'on disposait de la solution exacte donnant la trajectoire de toutes les N particules, on imagine difficilement comment ces informations nous permettraient de déterminer les quantités macroscopiques fondamentales, telles la vitesse v et la pression p du fluide.

C'est pourquoi le recours aux méthodes de la mécanique statistique est indispensable.

Le problème consiste alors la prédire le comportement probable de l'état dynamique du système la partir d'une description incomplète la un instant donnée.

C'est le point de vue introduit en 1867 par J. C. Maxwell et qui culmine par les théories de L. Boltzmann en 1872. Or, sous certaines hypothèses, il est possible de déduire les équations de Navier- Stokes des fluides visqueux incompressibles la partir de l'équation de Boltzmann de la mécanique statistique. Nous ne développerons pas ce point de vue ici. Le lecteur intéressé trouvera une analyse complète dans les livres de C. Cercignani [12, 13] et de M. Shinbrot [17] et dans les travaux récents de C. Bardos, F. Golse et D. Levermore [10,11].

III.2.2. Approche macroscopique

Dans l'approche macroscopique un fluide est identifié à un milieu continu. Cela vaut dire que chaque petit élément de volume est si grand qu'il contient encore un nombre considérable de molécules. Quand on parle alors d'un point du fluide, on pensera plutôt la un élément de volume physiquement" infinitésimal et suffisamment petit par rapport la celui du fluide, mais grand par rapport aux distances moléculaires.

Si l'on dispose des équations constitutives d'un fluide, la description de son mouvement va être complètement déterminée par la connaissance de la vitesse

$v = v(t, x)$ et de deux quelconques de ses grandeurs thermodynamiques, notamment la pression $p = p(x, t)$ et la densité $\rho = \rho(x, t)$. Ici on prendra garde au fait que x ne représente pas un "point" du fluide comme dans la description précédente, mais un "vrai point" de l'espace \mathbb{R}^3 . De même, la variable temporelle t sera supposée réelle et, sauf indication contraire, positive. Enfin, $v = v(t, x)$ représente comme d'habitude un champ vectoriel dans \mathbb{R}^3 , à savoir $v(t, x) = (v_1(t, x), v_2(t, x), v_3(t, x))$, tandis que $p(t, x)$ et $\rho(t, x)$ sont deux champs scalaires. Venons-en finalement à la déduction de l'équation fondamentale des milieux continus, celle qui exprime la loi de conservation de la matière et qui est connue sous le nom d'équation de continuité. Nous allons suivre ici la présentation de C. Truesdell [19] et celle de L. Landau et E. Lifchitz [15].

Si l'on désigne par V un volume arbitraire de l'espace, plus précisément un ouvert borne régulier de \mathbb{R}^3 , alors la diminution de matière à l'intérieur de V , soit $-\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dx$, doit être égale à la quantité totale de fluide sortant en l'unité de temps du volume V , soit le flux de matière sortant de la surface ∂V . Or, puisque les "particules" du fluide se déplacent le long des courbes intégrales $\dot{X} = v(t, X)$, le flux sortant est donnée tout simplement par la quantité $\int_{\partial V} \rho v \cdot n ds$, où n désigne le vecteur unitaire normal orienté vers l'extérieur et ds représente l'élément de surface. En égalant les deux expressions on obtient

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dx = \int_{\partial V} \rho v \cdot n ds \tag{III.2}$$

et, grâce au théorème de Stokes, puisque V est arbitraire, on arrive à l'équation de continuité bien connue

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0 \tag{III.3}$$

Dans le cas des équations de Navier-Stokes incompressibles la densité ρ du fluide est considérée comme invariable, c'est-à-dire constante en tout point et pendant tout le temps du mouvement. Le fluide est dit alors incompressible puisqu'il n'y a ni compression ni dilatation notables et l'équation de continuité prend, pour $\rho = const$, la forme :

$$\nabla \cdot v = 0 \tag{III.4}$$

Pour que le bilan soit complet, il ne nous reste qu'à déterminer trois autres équations faisant intervenir la vitesse $v(t, x)$, et la pression $p(t, x)$ du fluide. Il s'agit de modifier les équations d'Euler gouvernant le mouvement d'un fluide parfait en tenant compte des effets dus à la viscosité.

Considérons encore un volume arbitraire V et écrivons, cette fois-ci, l'équation de conservation de l'impulsion ρv . Pour cela, il nous faut tout d'abord évaluer la force totale s'exerçant sur le volume V . Elle comporte trois termes. Si le fluide est soumis à une force extérieure f (la gravité, par exemple), le premier terme de force agissant sur V est donnée par $\int_V \rho f dx$. Enfin, il faut tenir compte de la viscosité, qui intervient sous forme de forces de contact dues au frottement interne, qui ne prennent naissance que si différentes régions du fluide se meuvent avec des vitesses différentes. C'est pourquoi les forces visqueuses de contact, ou, pour utiliser un langage plus précis, le tenseur visqueux des contraintes τ , doit dépendre des dérivées de la vitesse par rapport aux coordonnées. Des considérations d'invariance, rotation et translation pour le tenseur τ et d'isotropie pour le fluide, permettent de déduire la forme la plus générale de tenseur τ , ou la dépendance par rapport aux dérivées de la vitesse est au plus linéaire, à savoir l'expression tensorielle

$$\tau_{ik} = \lambda(\nabla \cdot v)\delta_{ik} + \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \tag{III.5}$$

Ici λ et μ sont les coefficients de viscosité de Lamé, ne dépendant pas de la vitesse du fluide, et δ_{ik} est le delta de Kronecker.

Finalement, la viscosité donne une contribution $\int_{\partial V} \tau \cdot n dS$ à la force totale qui s'exerce sur le volume V .

L'équation de conservation de l'impulsion s'écrit alors

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho v dx = - \int_{\partial V} \rho v (v \cdot n) dS + \int_V \rho f dx - \int_{\partial V} p n dS + \int_{\partial V} \tau \cdot n dS \tag{III.6}$$

Faisant appel encore au théorème de Stokes et en se limitant au cas qui nous intéresse, celui d'un fluide incompressible, on parvient finalement aux équations

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v \right] = \rho f - \nabla p + \mu \Delta v \tag{III.7}$$

qui, avec l'équation $\nabla \cdot v = 0$, permettent, en principe, de caractériser complètement le mouvement d'un fluide visqueux incompressible, à savoir déterminer sa vitesse $v(t, x)$ et sa pression $p(t, x)$ en tout point et tout instant, en supposant connues les valeurs de ces quantités à un instant t_0 donné.

Si on introduit la viscosité cinématique ν et la pression cinématique P du fluide par les relations:

$$\begin{cases} \nu = \frac{\mu}{\rho} \\ P = \frac{p}{\rho} \end{cases} \tag{III.8}$$

Alors les équations (III.4) et (III.7) prennent la forme bien connue

$$f(x) = \begin{cases} \frac{\partial v}{\partial t} - \nu \Delta v = -(\nu \nabla)v - \nabla P + f \\ \nabla \cdot v = 0 \end{cases} \tag{III.9}$$

Dans les pages qui suivent, c'est sous cette forme que nous étudierons les équations de Navier-Stokes incompressibles.

Le plus souvent, la pression P sera éliminée à l'aide de l'opérateur de projection \mathbb{P} de Leray-Hopf sur les champs de vecteurs à divergence nulle. Ainsi, par abus de langage nous chercherons les "solutions v " du problème

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial t} - \nu \Delta v = -\mathbb{P}(\nu \nabla)v - \mathbb{P}f \\ \mathbb{P} \cdot v = v \end{cases} \tag{III.10}$$

Au lieu des "solutions (v, \mathbb{P}) " du système (III.9). Enfin, nous allons nous limiter au problème idéalisé où la variable x varie dans l'espace \mathbb{R}^3 tout entier.

Une dernière remarque. La complexité de l'équation (III.7) est essentiellement due à la compétition entre le terme non-linéaire de convection de quantité de mouvement, $\rho(v \cdot \nabla)v$, et le terme linéaire de diffusion visqueuse, $\mu \Delta v$. L'ordre de grandeur du rapport de ces deux termes.

$$\frac{|\rho(v \cdot \nabla)v|}{|\mu \Delta v|} \sim \frac{\rho V^2/L}{\mu V/L^2} = \frac{LV}{\nu} \tag{III.11}$$

Définit une quantité, nombre de Reynolds

III.3. Nombres de Reynolds

En utilisant les propriétés d'invariance d'échelle des équations de Navier-Stokes nous pouvons introduire des paramètres, les nombres de Reynolds et de Froude, propres à l'écoulement d'un fluide.

Pour un problème donné, soient L et V respectivement sa longueur et sa vitesse caractéristiques, ces nombres étant choisis un peu arbitrairement. Si, par exemple, on considère l'écoulement d'un fluide autour d'une sphère, alors L peut être à la fois le rayon ou le diamètre de la dite sphère, tandis qu'on peut prendre pour V le module de la vitesse du fluide à l'infini. Le choix de L et V détermine une échelle $T = L/V$ du temps caractéristique du problème. Introduisons maintenant les variables adimensionnelles

$$v' = \frac{v}{V}, \quad x' = \frac{x}{L}, \quad t' = \frac{t}{T}, \quad P' = \frac{P}{V^2} \quad (\text{III.12})$$

Un calcul élémentaire montre que les équations de Navier-Stokes, en l'absence de force extérieure ($f = 0$)

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial t} - \nu \Delta v = -(v \cdot \nabla)v - \nabla P \\ \nabla \cdot v = 0 \end{cases} \quad (\text{III.13})$$

S'écrivent, dans les nouvelles variables, sous la forme

$$\begin{cases} \frac{\partial v'}{\partial t'} - \frac{1}{R} \Delta' v' = -(v' \cdot \nabla')v' - \nabla' P' \\ \nabla' \cdot v' = 0 \end{cases} \quad (\text{III.14})$$

Où nous avons introduit le nombre (adimensionnel) de Reynold R , par l'expression

$$R = \frac{LV}{\nu} \quad (\text{III.15})$$

Remarquons que tout autre paramètre, sans dimension, propre à l'écoulement du fluide, peut être décrit en fonction du nombre de Reynolds R . En revanche, en présence d'une force extérieure f (d'accélération caractéristique G), il convient

d'introduira un deuxième nombre adimensionnel, indépendant de celui de Reynolds. Il s'agit du nombre F de Froude, défini par la relation

$$F = \frac{V^2}{LG} \quad (\text{III.16})$$

Revenons au nombre de Reynolds. Il représente le rapport entre l'échelle de vitesse imposée V et l'échelle de vitesse "visqueuse" L/T_M , donnée par la longueur L en l'unité de temps $T_M = L^2/\nu$ de diffusion du moment. Autrement dit, le nombre de Reynolds compare les forces d'inertie aux forces de viscosité. Aux faibles nombres de Reynolds, les forces visqueuses jouent un rôle important, alors qu'aux grands nombres de Reynolds ce sont les forces d'inertie qui dominent. De ce fait, en l'absence de conditions aux bords et de force extérieure, la limite $R \rightarrow \infty$ transforme les équations de Navier-Stokes (adimensionnelles) en l'équation d'Euler des fluides parfaits.

Une autre propriété du nombre de Reynolds est liée à la notion de similitude. Si deux écoulements différents ont la même structure géométrique (par exemple le mouvement de deux sphères de rayons différents dans deux fluides de viscosités différentes) et que leur nombre de Reynolds est aussi le même, alors les vitesses (et pressions) relatives v' (et P') des deux écoulements seront des fonctions identiques des variables x' et t' . Autrement dit, deux écoulements avec les mêmes nombres de Reynolds et la même géométrie sont semblables, car ils peuvent être déduits l'un de l'autre par un simple changement d'échelle. C'est la loi de similitude d'Osborne Reynolds [18] (1883), conséquence directe de la forme (II.13) des équations de Navier-Stokes adimensionnelles. Son importance est capitale, surtout dans le domaine aérospatial, où les essais en soufflerie restent un élément indispensable des conceptions des avions, des hélicoptères, des missiles ou des fusées. Ainsi, pour connaître le comportement des atmosphères raréfiées autour d'une aile d'avion, il suffit de construire un modèle réduit de l'aile en question, en choisissant les paramètres caractéristiques (viscosités, vitesses...) de telle sorte à obtenir les mêmes nombres de Reynolds. En vertu de la loi de similitude, on parviendra à une bonne simulation du problème de départ. Pour terminer, venons-en au rôle joué par le nombre de Reynolds dans la résolution des équations de Navier-Stokes, du point de vue théorique des équations aux dérivées partielles.

III.4. Présentation générale du logiciel COMSOL MULTIPHYSICS

III.4.1. COMSOL MULTIPHYSICS (FEMLAB) est un

- Logiciel de résolution de modèles différentiels (PDE)
- MULTIPHYSIQUE (généricité, couplage mécanique des fluides, électromagnétisme, mécanique des structures, thermique)
- par ELEMENTS FINIS
- nombre illimité d'interactions entre différentes physiques
- contient la plupart des équations,
- utilise une interface graphique
- peu de programmation directe
- Interface MATLAB possible

COMSOL MULTIPHYSICS est multiplateforme: Windows, Mac, GNU-Linux...

COMSOL MULTIPHYSICS a été développé par des étudiants de Germund Dahlquist (1925-2005) à la Royal Institute of Technology à Stockholm

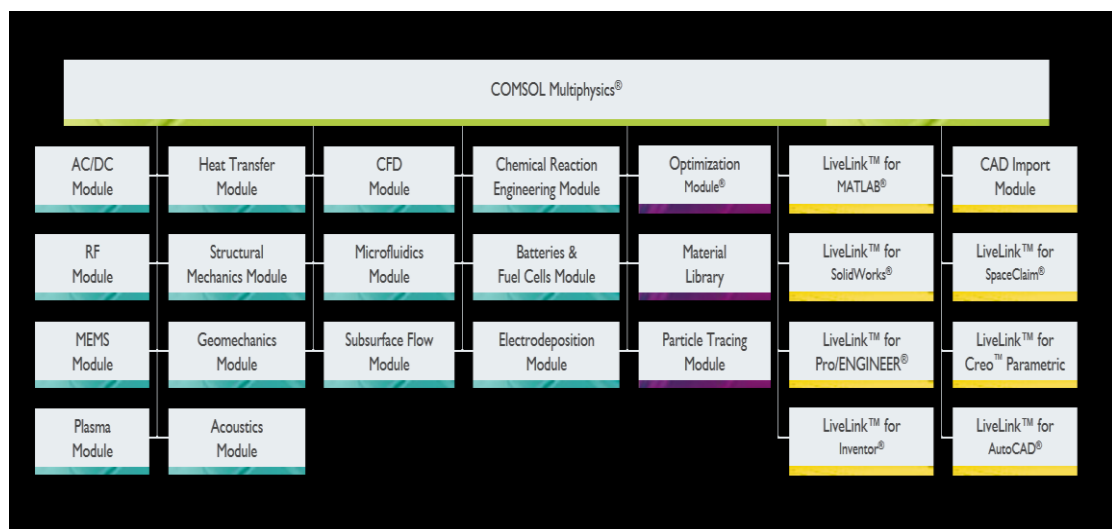


Figure III.1: Modules COMSOL Multiphysics

III.4.2. Plan de décisions et de construction

- Choix de la dimension : 3D, 2D, 2D axisymétrique...
- Choix des modules physique : Transfert de chaleur, Transport d'espèces, Ecoulement laminaire...
- Choix du type d'étude : Stationnaire, Temporelle, Fréquentielle...
- Construction de la géométrie

- Choix du (ou des) matériau(x)
- Paramétrage du (ou des) module(s) physique(s)
- Paramétrage et calcul du maillage
- Paramétrage et calcul de l'étude
- Représentation graphique des résultats

III.4.3. Contexte: Gravitation sur une plaque en 2D

Vous devez modéliser le Gravitation dans une plaque en **2D** à l'aide du logiciel **COMSOL MULTIPHYSICS** en régime permanent. Cette plaque mesurant 1 m par 0.5 m est posée sur l'influence de la gravité sur la circulation. Le haut et bas de la plaque est isolé et les deux côtés sont soumis à de la entrée avec sortie de chaque côté

III.4.3.1. Introduction à l'interface utilisateur de COMSOL 4.2a

L'interface de COMSOL peut être séparée en quatre parties. À gauche, on retrouve le **Model Builder** où il est possible de définir des variables et autres paramètres du problème (**Parameters**), le modèle (**Model**) où se retrouvent la géométrie (**Geometry**), les propriétés des matériaux formant la géométrie, le ou les modèles de physique s'appliquant au problème étudié et les paramètres de maillage (**Mesh**). Le **Model Builder** comporte aussi le type de problèmes et les paramètres de solveur (**Study**) et les options d'affichage et de post traitement des données (**Results**).

La colonne directement à droite comporte les options relatives à ce qui est sélectionné dans le **Model Builder**, par exemple, les dimensions d'un objet qui vient d'être créé dans **Geometry**. C'est aussi à cet endroit que les paramètres initiaux de la simulation et les modèles physiques nécessaires sont choisis.

En haut à droite, la fenêtre d'affichage graphique (**Graphics**) permet de visualiser la géométrie, le maillage ou les résultats. Au haut de cette fenêtre se retrouvent diverses options permettant de changer le grossissement de l'affichage, l'orientation d'un objet tridimensionnel, etc. Les options permettant de sélectionner des objets, des domaines, des frontières ou des points se retrouvent aussi au haut de cette fenêtre.

Finalement, directement au-dessous de la fenêtre d'affichage graphique, il y a une fenêtre permettant de visualiser les messages d'erreurs, le progrès des simulations, la liste des opérations effectuées lors du calcul de la solution ainsi que des résultats numériques calculés une fois la simulation terminée.

Les différents éléments de l'interface utilisateur de **COMSOL 4.2a** sont présentés à la (figure III.2).

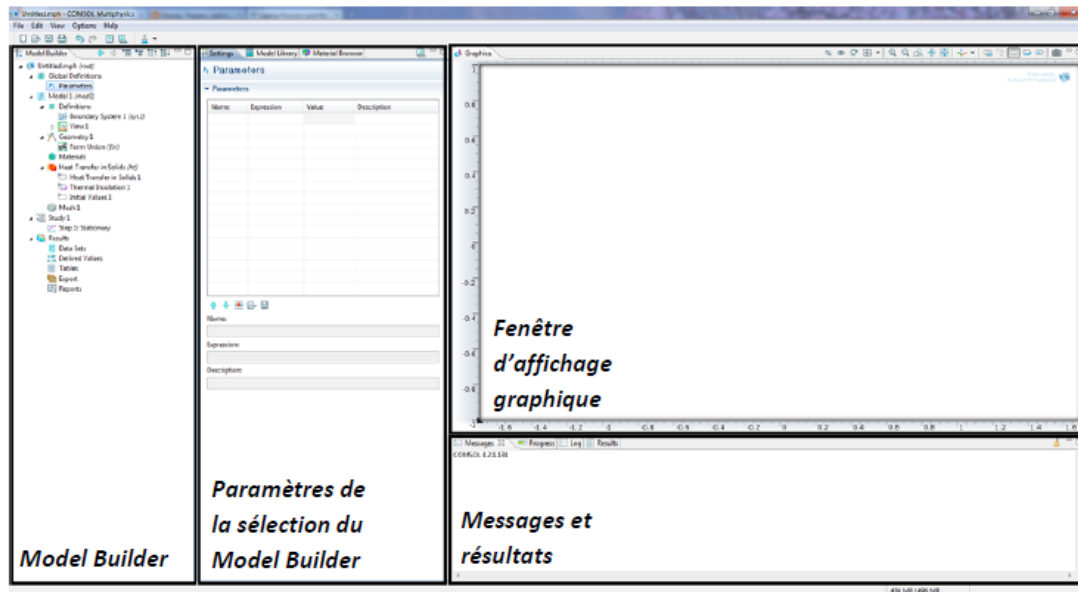


Figure III.2: Interface utilisateur de COMSOL 4.2a

III.4.3.2. Création du modèle de simulation

Ouvrez une nouvelle simulation **COMSOL**, choisissez le modèle spatial en **2D**, cliquez sur **Next** (). Vous devez par la suite choisir le modèle physique approprié. **Sélectionnez** le modèle **Laminar Flow (spf)** dans la catégorie **Single-Phase Flow**. Une fois la sélection du modèle effectué, vous devez sélectionner le type d'étude désiré. Sous **Preset Studies**, choisissez le cas d'étude en régime permanent (**Stationary**), puis cliquez sur **Finish** (). Sauvegardez la simulation dans votre répertoire personnel.

III.4.3.3. Définition des paramètres globaux et création de la géométrie

Dans le **Model Builder**, faites apparaître le menu contextuel (clic droit de la souris) de **Global Definitions** et cliquez sur **Parameters** (voir figure III.3). Lorsque vous définissez une nouvelle variable, il est possible d'associer des unités à cette

dernière. Les unités doivent être mises entre crochets. Par exemple, $1000 [kg/m^3]$ entré dans **Expression** associe $1000 kg/m^3$ à une variable dont le nom a été défini sous **Name**. Vous pouvez maintenant entrer les différentes variables relatives au problème :

- Hauteur de la plaque (H) : $0.5 m$
- Largeur de la plaque (L) : $2 m$
- Mass volumique [ρ] : $1000 [kg/m^3]$
- Viscosité dynamique [μ] : $1 [pa * s]$

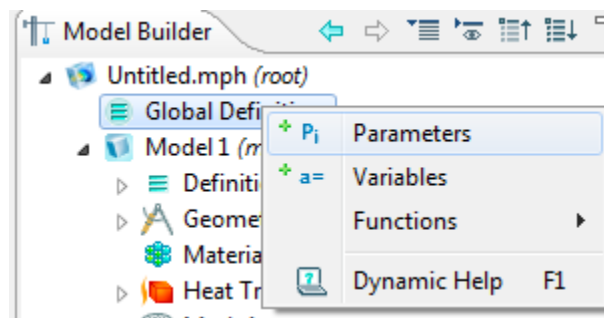



Figure III.3: Ajout de paramètres au modèle

Les unités associées à différentes valeurs pertinentes au problème suggéré, telles que définies dans **COMSOL**, sont : $[m]$, $[kg/m^3]$ et $[pa * s]$.

Une fois les variables relatives à la géométrie et au transfert de chaleur définies, vous devez spécifier la géométrie du problème. Faites un clic droit sur **Geometry** dans le **Model Builder** et choisissez rectangle. Sous l'onglet size, entrez la variable de largeur précédemment définie dans **Width** et dans **Height**, entrez la variable associée à la hauteur de la plaque. Sous l'onglet position, centrez le rectangle en 0, 0. Cliquez sur **Build All** ()

III.4.3.4. Ajout des propriétés du matériel composant la plaque

Faites apparaître le menu contextuel de **Materials** dans le **Model Builder** puis sélectionnez **Open Material Browser**. Choisissez **Material 1** sous l'onglet **Built-In** puis ajoutez-le au modèle. **Material 1** est maintenant sous l'onglet **Materials**, ce matériau est associé à la plaque par défaut. Les domaines associés à un matériau sont surlignés en bleu lorsque ce dernier est sélectionné.

III.4.3.5. Ajout des conditions frontières

Dans **Fluid Flow > Single-Phase Flow > Laminar Flow (spf)**, ajoutez les conditions frontières suivantes à partir du menu contextuel : **Inlet**, **Outlet** et **Volume Force 1**. Les paramètres des autres conditions frontières, sont :

- Le bas de la plaque est (**Wall**).
- La paroi de gauche est en contact avec un fluide à V (**Inlet > Velocity**)
- La paroi droite est en contact avec un fluide à P_0 (**Outlet > Pression**)
- Le haut de la plaque est (**Wall**).

Pour chacune des conditions frontières sélectionnez la frontière appropriée dans la fenêtre d'affichage graphique et ajoutez-la à la condition frontière. Entrez aussi les paramètres associés à la condition frontière. Dans Initial Values 1, entrez comme vitesse initiale, la pression du gauche de la plaque.

III.4.3.6. Maillage

Cliquez sur **Mesh** et choisissez comme taille de maillage **Coarse**, laissez le maillage défini en tant que **Physics-controlled mesh**. Cliquez sur **Build All**, il est maintenant possible de voir le maillage triangulaire (option par défaut). Il est possible de définir manuellement les paramètres de maillage, mais vous n'aurez pas à le faire dans le cadre de cet exercice.

A ce stade, votre modèle devrait ressembler à celui présenté à la (figure III.4).

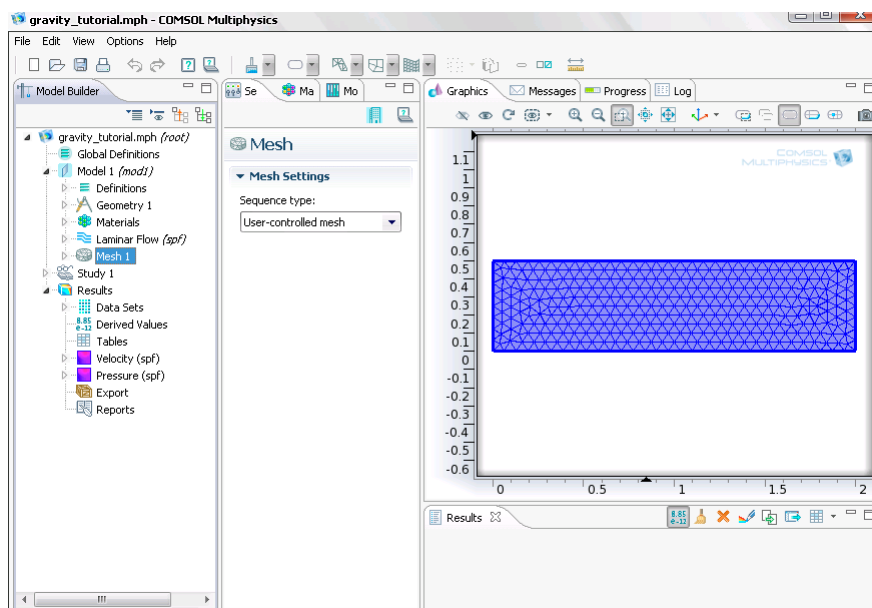



Figure III.4: État du modèle avant de simuler

III.4.3.7. Simulation et traitement des résultats

Pour effectuer la simulation, cliquez sur **Study** dans le **Model Builder** puis sur **Compute** (). COMSOL se chargera de choisir les paramètres du solveur en fonction des modèles physiques choisis. Si vous désirez changer les paramètres du solveur, ces derniers sont accessibles à partir de l'onglet **Study**, mais cela n'est pas nécessaire dans le cadre de ce tutoriel.

Le résultat que vous devriez obtenir est présenté à la (figure III.5).

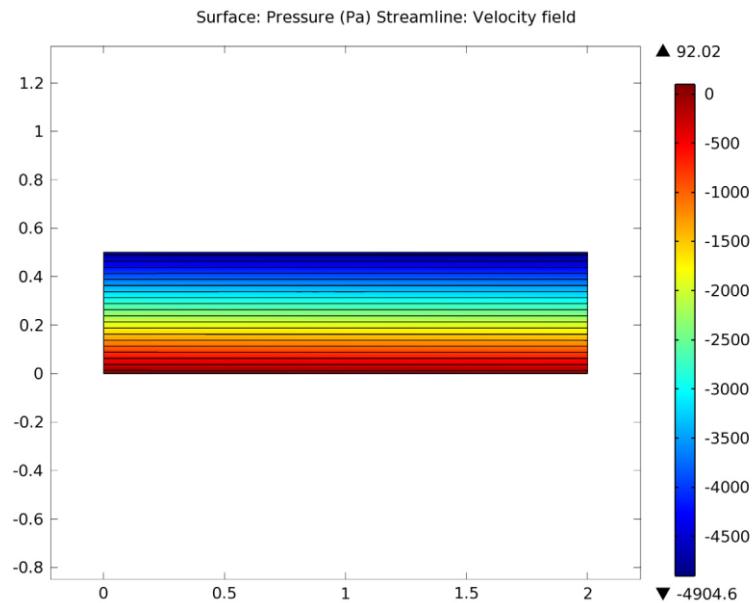


Figure III.5: Résultat de la simulation

III.5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons fait la modélisation physique et mathématique ainsi, qu'une étude sur les différentes équations nécessaire pour établir une simulation de l'écoulement dans un cyclone a été présentée.

Ensuite, la description et le fonctionnement du logiciel de simulation Comsol Multiphysics 4.2 avec la présentation d'un exemple simple

Dans le prochain chapitre nous allons discuter des résultats obtenus lors de la simulation avec la présentation des différentes caractéristiques obtenues.

IV.1. Introduction

Ce chapitre présente une comparaison de résultats numériques obtenus par notre simulation traitée par Comsol Multiphysics [20] et celle du code Fluent.

Dans ce qui suit, une procédure numérique spécifique au code Comsol Multiphysics sera présentée.

L'écoulement turbulent tridimensionnel de l'air dans un cyclone étant un phénomène elliptique, l'entrée tangentielle provoque une révolution autour de l'axe.

Le fluide tourbillonnaire descend dans l'espace annulaire, dès que le fluide arrive au cône, la dépression créée au centre absorbe l'air en mouvement tourbillonnaire et le retournement du fluide avec une rotation remonte l'air et les particules fines du cylindre dans le conduit coaxial du cylindre et les grands particules s'éjectent vers l'extérieur du tourbillon par la force centrifuge aux parois latérales.

IV.2. Géométrie

L'écoulement a été simulé dans la géométrie présentée par Xiang et al (2001), et Chuah et al (2006). C'est un cyclone classique avec une entrée tangentielle. Le fluide s'écoulant dedans est de l'air avec une masse volumique de 1.225kg/m^3 et une viscosité dynamique de $1.7894 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$

IV.2.1. Les dimensions des cyclones étudiés :

Géométrie (mm)	a	b	d	D	P	l	L	h	H	h'
Xiang et al [21]	5	15.5	15.5	31	31	12.5	25	31	77	46

Tableau IV.4 : Les dimensions des cyclones

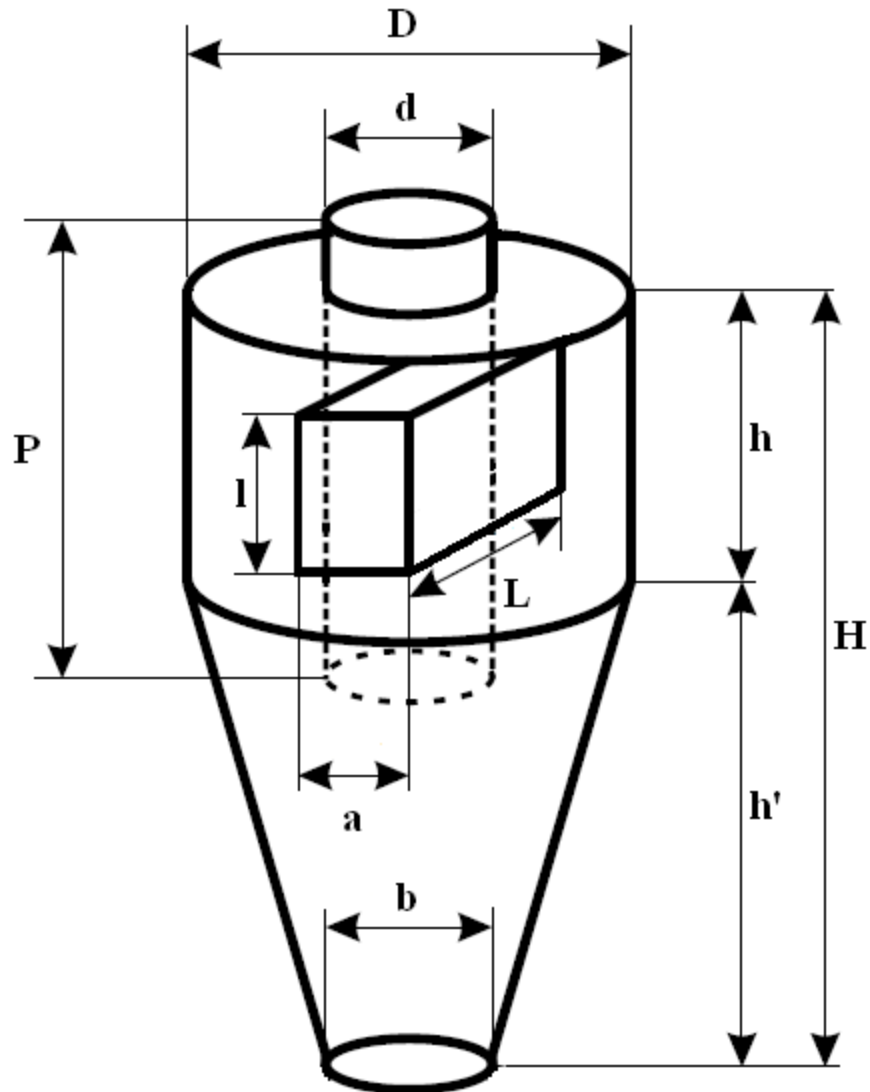


Figure IV.1 : Géométrie du cyclone

IV.3. Maillage

La méthode numérique des volumes finis est souvent employée pour discrétiser le domaine physique et les différentes équations aux dérivées partielles tridimensionnelles des modèles mathématiques appliqués à l'écoulement considéré. Elle est basée sur l'intégration de ces équations sur des volumes finis obtenus par découpage du champ de l'écoulement.

Dans cette section nous présentons la méthode des éléments finis qui est la méthode numérique de référence pour le calcul des problèmes avec les conditions aux limites.

La méthode des éléments finis fait partie des outils de mathématiques appliquées. Il s'agit de mettre en place par les principes de formulation de variation elle est une solution approchée d'une équation aux dérivées partielles (ou EDP) sur un domaine compact avec prises en compte des conditions aux limites aux frontières des éléments étudiés.

L'approximation par éléments finis permet de réduire la dimension du problème en choisissant de le résoudre sur des sous-domaines de dimensions réduites.

Nous recherchons sur ces sous-domaines une fonction approchée répondant aux conditions du problème. La solution sur la totalité du domaine sera ensuite obtenue par la juxtaposition sur les sous-domaines.

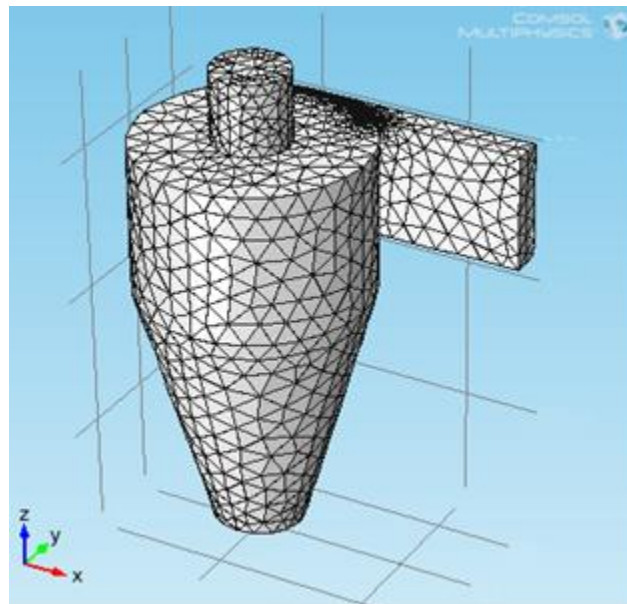


Figure IV.2 : Maillage 3D du cyclone

Paramètres	valeur
Éléments triangles	6913
Éléments d'arêtes	706
Éléments points	36
Nombre d'éléments	38476
Qualité minimale des éléments	0.003278
Qualité moyenne des éléments	0.7878
Ration de volume de l'élément	8.44e-9
Volume de maillage	3645000.0 mm^3

Tableau IV.5: Statistique de maillage

IV.4. Algorithme de résolution

Pour notre cas, c'est le solveur découplé avec une formulation implicite pour un cas 3dimensionnel et un écoulement stationnaire prenant en compte des vitesses absolues [22]. Les processus itératifs sont représentés par l'organigramme suivant:

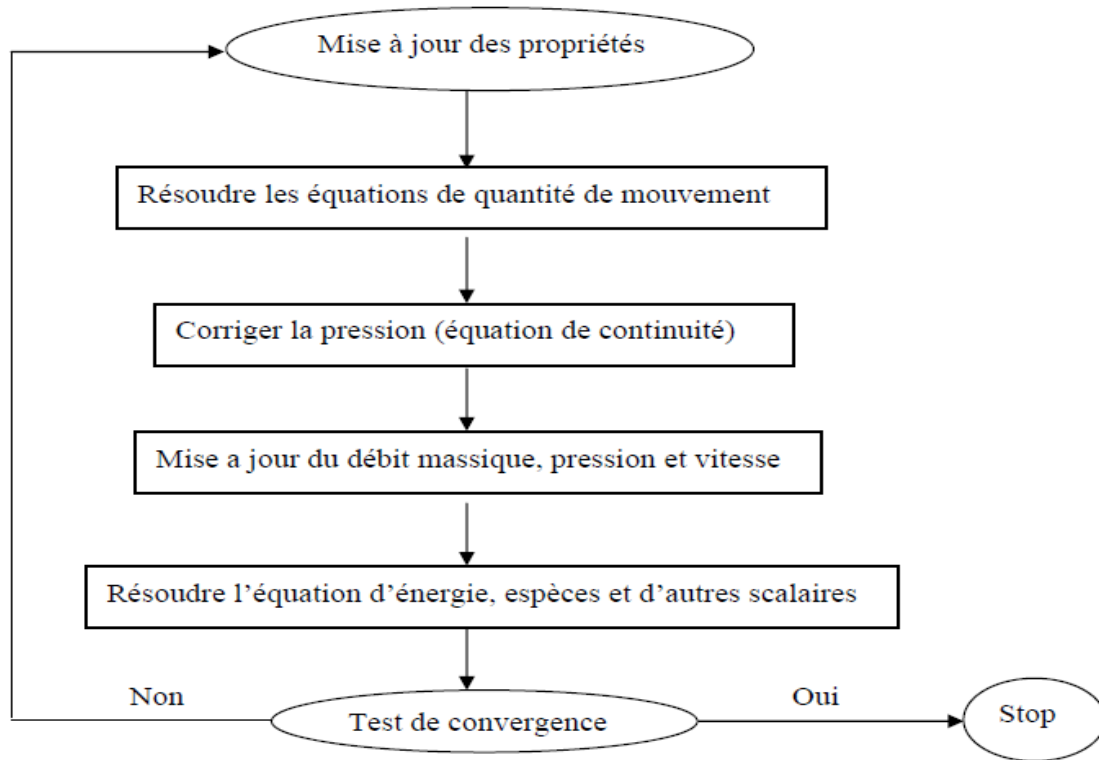


Figure IV.3: Algorithme de calcul pour un solveur découplé

IV.5. Conditions aux limites

Toutes les équations développées pour décrire un écoulement turbulent sont des équations aux dérivées partielles, pour les résoudre, il faut définir les conditions aux limites.

La spécification des conditions aux limites est effectuée selon le problème traité

Cyclone	Conditions aux limites
Entrée	Vitesse entrée (Velocity inlet)
Sortie	Sortie (Outflow)
Paroi	Mur (Wall)

Tableau IV.6: Les conditions aux limites sur Comsol Multiphysics

IV.5.1. A l'entrée

Il suffit d'imposer les profils de vitesses nécessaires et ceux des paramètres de la turbulence (énergie cinétique et dissipation).

Comme nous ne disposons pas de profils expérimentaux tridimensionnels, nous avons introduit d'après la littérature [22] comme distribution uniforme au niveau de la surface d'entrée.

Vitesse d'entrée (m/s)	Intensité de turbulence	Diamètre hydraulique (m)
8.63	5%	0.007142857

Tableau IV.7: Les conditions aux limites concernant l'entrée

IV.5.2. Sur les parois

C'est une condition de non glissement, sans transfert de chaleur [21].

IV.5.3. A la Sortie

La sortie doit être soigneusement placée de façon à s'assurer de préciser le pourcentage du débit sortant par cette face.

Dans le présent travail c'est 100%, étant donné qu'il y a une seule sortie. Dans le cas où les dimensions de la sortie sont très petites, par rapport à la dimension du domaine (réservoir par ex), on peut directement imposer les profils de vitesse ou un débit sortant de façon à assurer la continuité.

IV.6. Validation et interprétation

IV.6.1. Pression

IV.6.1.1. Profils pression statique

Les remarques qu'on peut tirer dans la Figure (IV.4) concernant la pression statique sur la partie au dessus du cône ($X=0$, $Z=0$) mm [23] sont comme suit:

- L'écoulement aérodynamique du cyclone provoque une dépression après l'application de modèle, parce que un vortex a été crée au niveau de l'axe
- Automatiquement la quantité de masse va se plaquer contre la paroi ce qui donne une pression élevée près des parois sous l'effet de la force centrifuge.

- Ce résultat est en bonne concordance avec les résultats obtenus dans la figure de la comparaison entre le modèle de turbulence Avec les résultats déjà trouvés [24] Figure (IV.4)
- La dépression reste constante au niveau de l'axe pour tous les stations mais une augmentation logique est localisée près des parois sur toutes les stations à cause des forts gradients de pression remarquable dans la direction radiale $\frac{\partial p}{\partial r}$

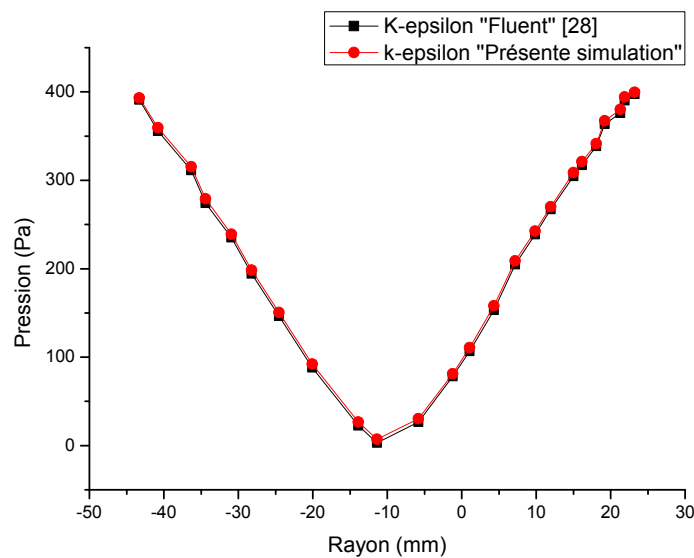


Figure IV.4: Profils de la pression statique obtenus par notre simulation comparée à celle obtenu par [28]

Nous pouvons dire après cette simulation que le logiciel Comsol multiphysic a fait preuve de sa qualité numérique dans le traitement des phénomènes physiques.

IV.6.1.2. Contours de la pression statique

La figure (IV.6....9) présente le contour de la pression statique après l'application de modèle de turbulence [25]. Ce champ présente les caractéristiques suivantes :

- La pression est importante à l'entrée du cyclone, mais une diminution importante a été apparue en aval du tube d'entrée dû à l'espace trouvé par

l'écoulement et reste importante dans les régions éloignées et toute la masse du flux entraînée se trouve éjecté contre la paroi.

- A l'axe de l'écoulement, une forte dépression se produit. Cet axe de l'écoulement oscille autour de l'axe de cyclone ce qui nous permet de localiser à $X=0\text{mm}$. Une zone de dépression un peu décalée par rapport à l'axe la figure (IV.5). ce modèle capte mieux dans la figure (IV.6). ce phénomène physique a été mentionné par Kharouaà (2004) [1] et Talbi (2004)[28].
- La pression minimale se situe vers le bas du cyclone de la partie conique ou le tourbillon est intense la figure (IV.5).
- Cette pression importante constitue le majeur inconvénient du cyclone.
- L'effet du cône et l'effet de la force centrifuge intensifient un grand rôle pour la provocation de la dépression au centre du cyclone.

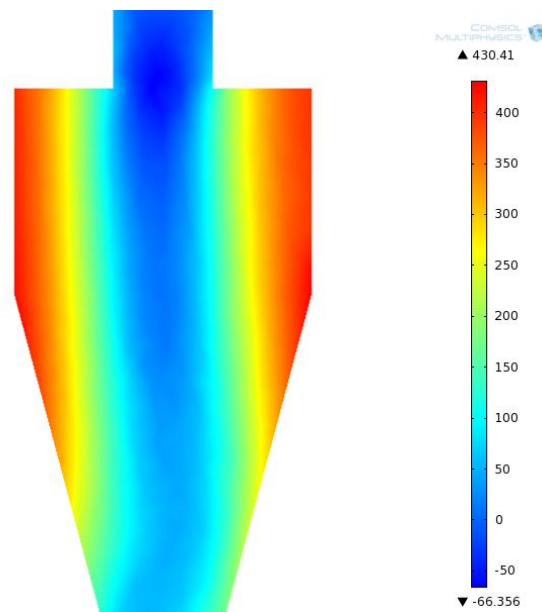


Figure IV.5: Contours de la pression statique (ZY)

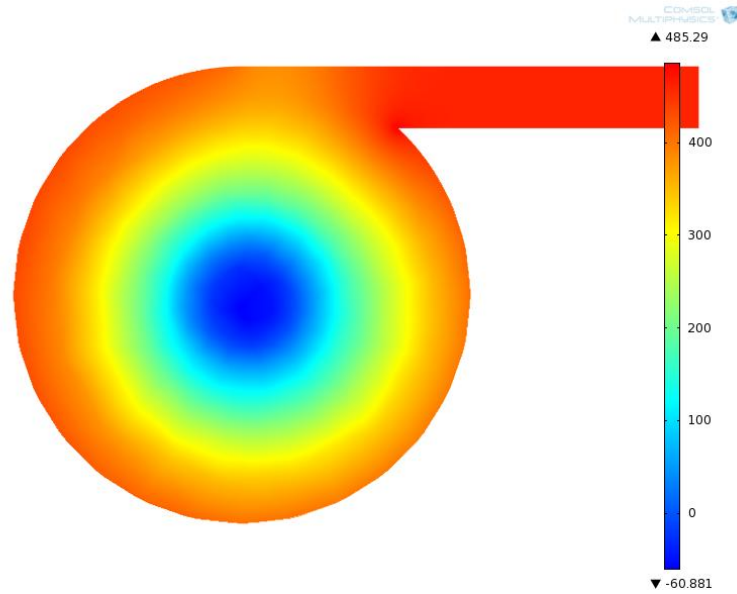


Figure IV.6: Contours de la pression statique (XY)

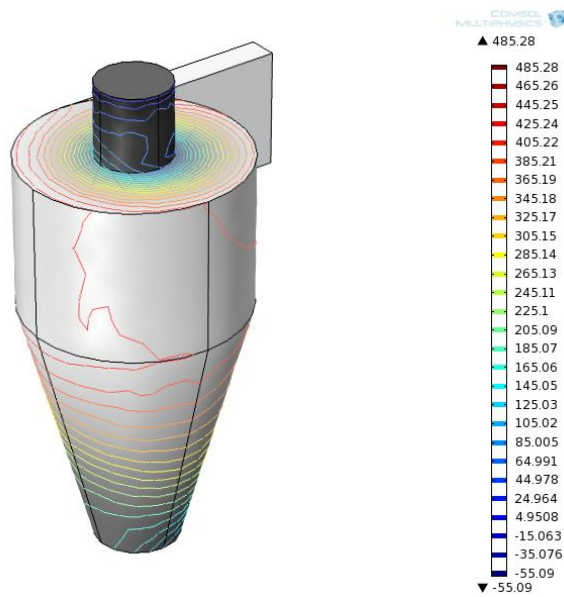


Figure IV.7: Contours de la pression statique (XYZ)

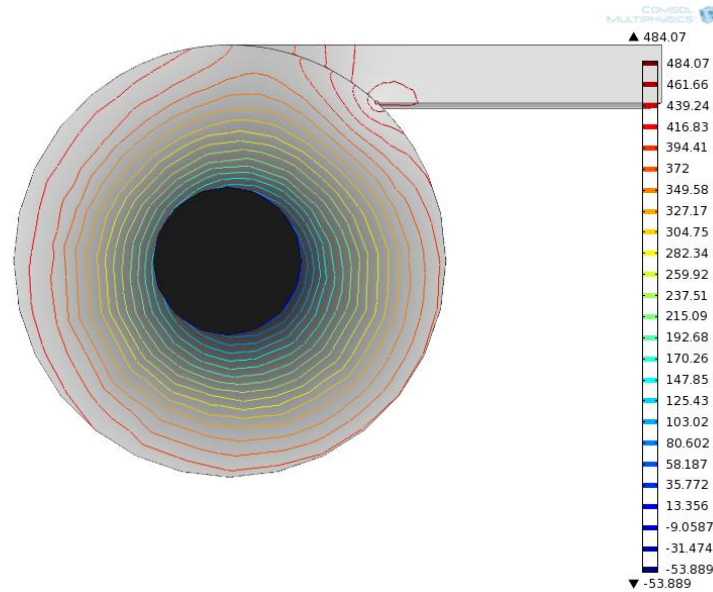


Figure IV.8: Contours de la pression statique (XY)

IV.6.2. Vitesse résultante

Les figures (IV.9....12) présentent les contours et les vecteurs des vitesses résultantes respectivement obtenues par le modèle de turbulence étudiés dans différentes stations. Les résultats font apparaître les particularités suivantes :

- Les figures (IV.9), (IV.12) et (IV.14) montrent clairement la déviation du fluide et le rétrécissement de passage du fluide à l'entrée dans le corps cylindrique du cyclone à cause de la rencontre de la masse déjà en circulation en ce lieu avec la masse.
- L'accélération des particules juste à l'entrée de l'espace annulaire figure (IV.14) à cause de la tangentialité à l'entrée par rapport au cylindre intérieur ce qui justifie la chute de pression dans cette zone illustrée dans la figure (IV.6).

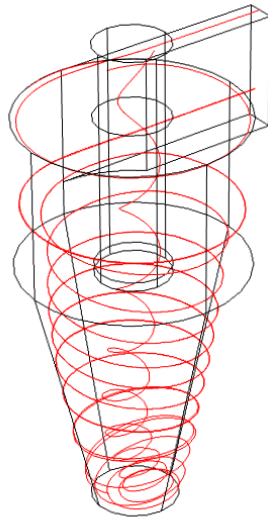


Figure IV.9: Contours de la Vitesse tangentielle (XYZ)

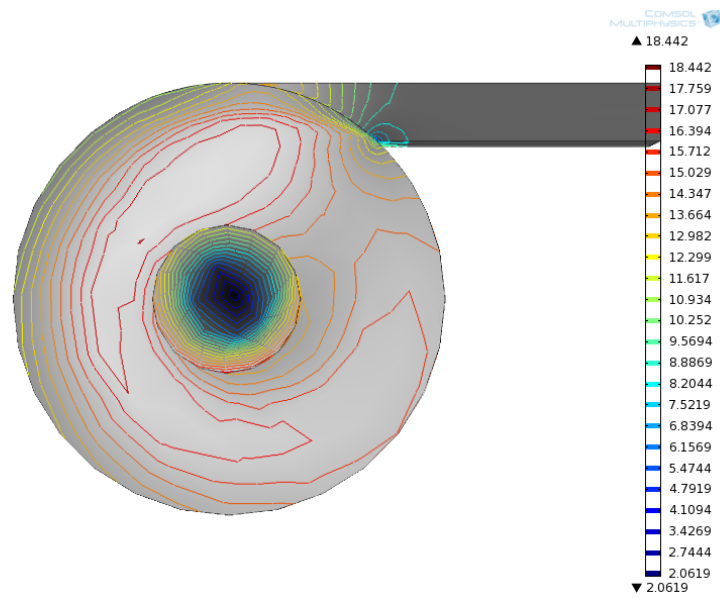


Figure IV.10: Contours de la Vitesse tangentielle (XY)

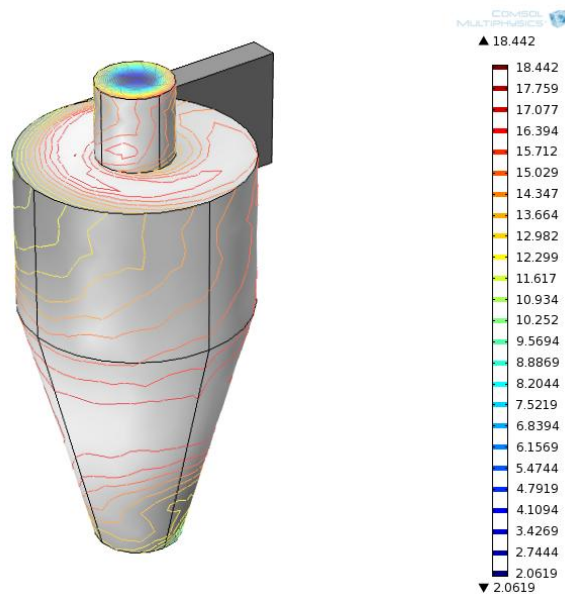


Figure IV.11: Contours ligne de courant de la Vitesse tangentielle (XYZ)

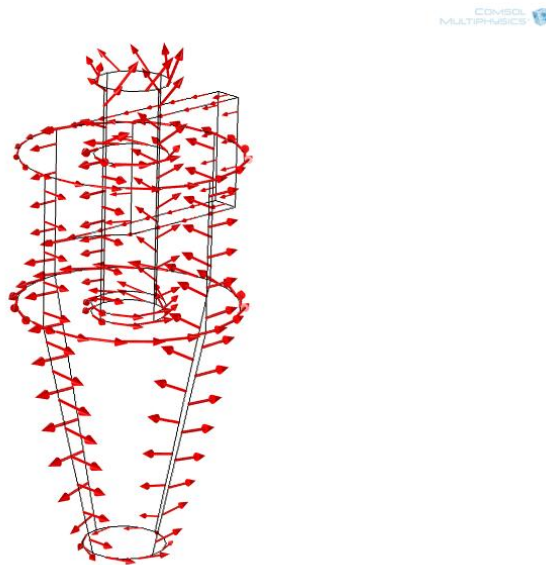


Figure IV.12: Contours flèches sur ligne de la Vitesse tangentielle (XYZ)

IV.6.2.1. Profils et Contours de la Vitesse tangentielle

Les profils, les contours de vitesse tangentielle dans différentes stations avec le modèle de turbulence sont présentés dans les figures (IV.12...14). On mentionne que :

- Une augmentation presque linéaire à partir du centre, c'est la zone du vortex forcé et tout d'un coup, elle chute, c'est le vortex libre.
- L'allure de la vitesse tangentielle se partage entre un vortex forcé très fort qui étouffe le vortex libre pour le modèle $k - \varepsilon$.
- Les figures (IV.10.11) et (IV.13.14), montrent que les vitesses tangentielles pour les modèles $k - \varepsilon$ sont maximales [25]
- Les vitesses sur l'axe du cyclone tendent vers zéro avec le modèle $k - \varepsilon$ [25]
- La vitesse tangentielle dans le cyclone diminue avec l'augmentation de la largeur et de la hauteur de l'entrée d'air [26]
- La vitesse tangentielle est carrément réduite en augmentant la hauteur du cyclone et doit être en partie responsable de la diminution de l'efficacité de séparation observée par « Zhu and Lee ». [26]

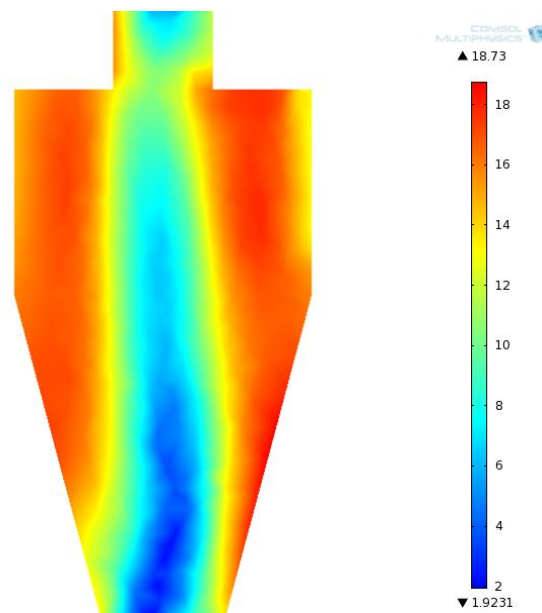


Figure IV.13: Contours de la Vitesse tangentielle (ZY)

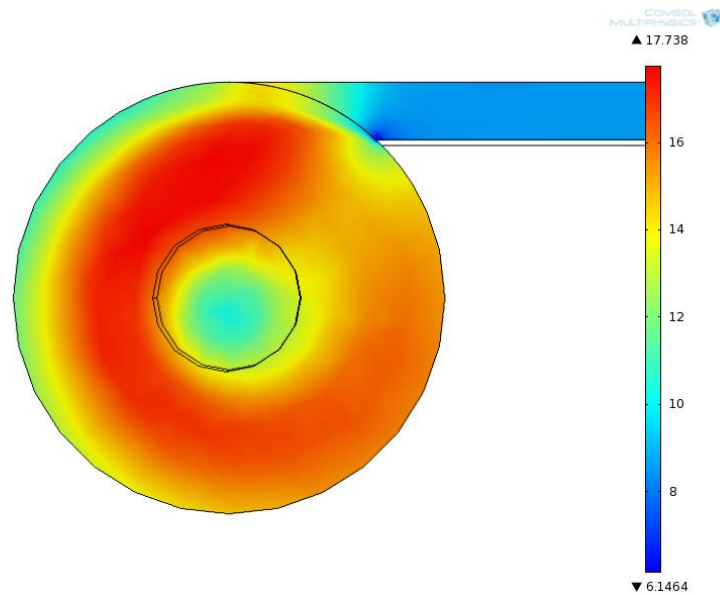


Figure IV.14: Contours de la Vitesse tangentielle (XY)

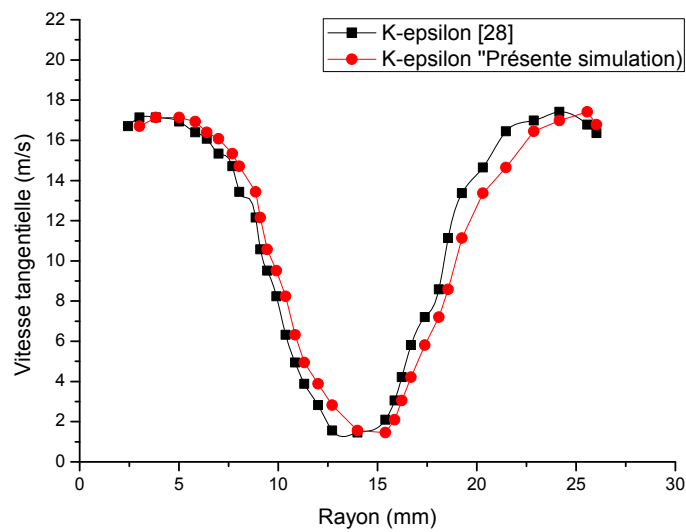


Figure IV.15 : Profils des vitesses tangentielles

Comsol multiphysic 4.2 a encore montré ses performances numériques devant le logiciel Fluent connu par sa capacité et qui est le plus utilisé dans le domaine de l'étude des fluides.

IV.6.2.2. Profils et Contours de la Vitesse axiale

Les profils, les contours des vitesses axiales avec le modèle de turbulence avec différentes stations sont présentés dans les figures (IV.18), (IV.19) respectivement. Des phénomènes intéressants sont constatés dans différentes parties du cyclone notamment :

- La vitesse axiale tend vers zéro à l'entrée car on a une entrée tangentielle.
- Des valeurs importantes se trouvent dans le conduit de sortie, dont il y'a une accélération des particules du fluide vers la sortie pour respecter la loi de conservation. Ceci à cause d'une dépression qui se situe à l'axe de cyclone.
- Les plus grandes valeurs se situent à l'axe sous la conduite de sortie avec le modèle k-ε on voit des vitesses négatives sur l'axe du cyclone sous la conduite de sortie ce qui implique le retour du fluide au cœur même de la région du centre les figures (IV.16), (IV.17).
- On note aussi que les profils des vitesses axiales le figure (IV.16) présentent un écoulement fortement instable avec un courant ascendant dans une région et un autre descendant dans une autre région. Prés des parois un flux descendant vers le bas se distingue par des valeurs négatives.

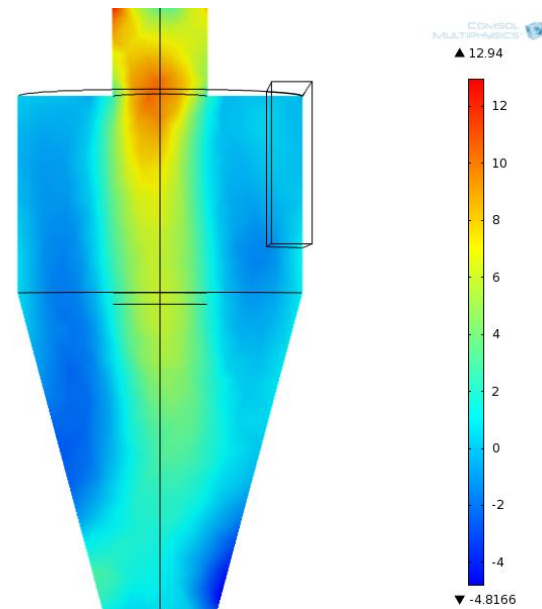


Figure IV.16: Contours de la vitesse axiale (ZY)

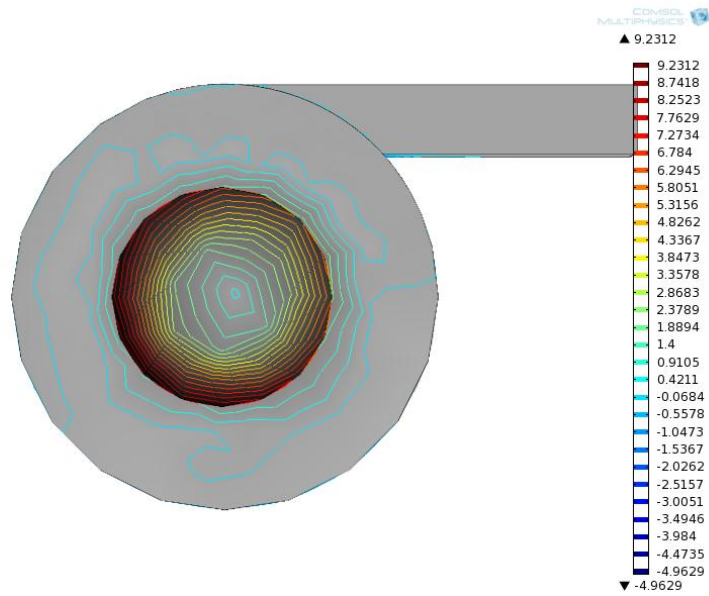


Figure IV.17: Contours ligne de courant de la Vitesse axiale (YZ)

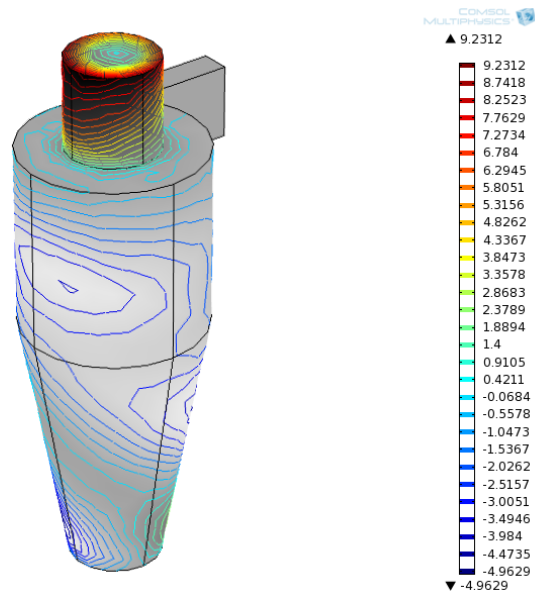


Figure IV.18: Contours ligne de courant de la Vitesse axiale (XYZ)

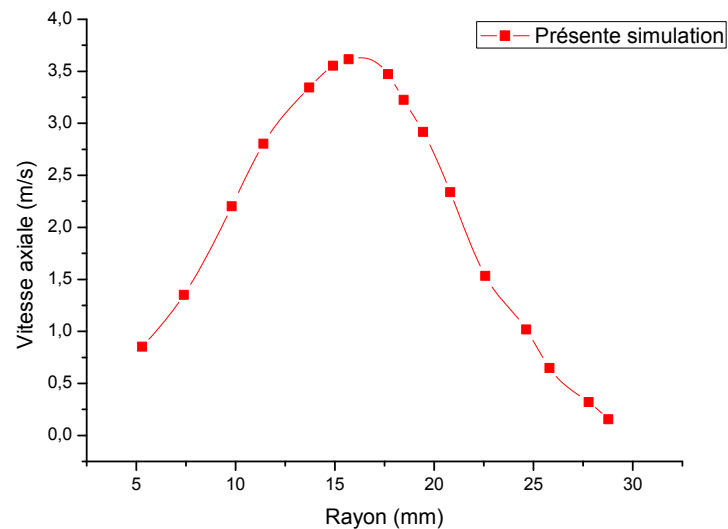


Figure IV.19: Profil de vitesse axiale

Dans la figure ci-dessus, nous sommes contenté de présenter que deux courbes concernant le cas de K- ϵ (obtenu par Fluent et Comsol multiphysic 4.2)

IV.6.3. Reynolds

IV.6.3.1. Profils et Contours de Reynolds

Un fort indice de l'existence de la zone de noyau d'air peut être décrit à partir des parties de Reynolds. Dans un cyclone à long cône, opérant sous un nombre modéré de Reynolds, le vortex s'attache à la paroi au lieu de se centrer au bas du cyclone, ce phénomène s'appelle la procession du vortex. Par contre, sous un nombre de Reynolds critique à l'entrée, dépendamment de D/d , le vortex se détache de la paroi pour atteindre le bas du cyclone [27].

Nous tenons à vous informer, en ce qui concerne les tracés des graphes en 1D dans la suite du travail, seront illustrés sur l'interface de comsol multiphysics.

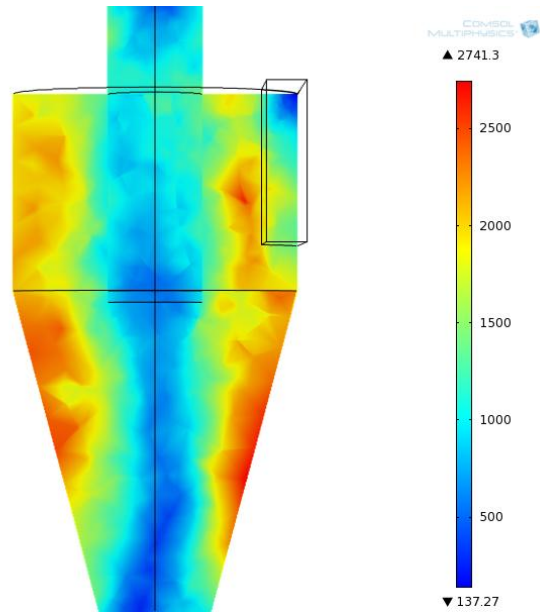


Figure IV.20: Contours de la Reynolds (ZY)

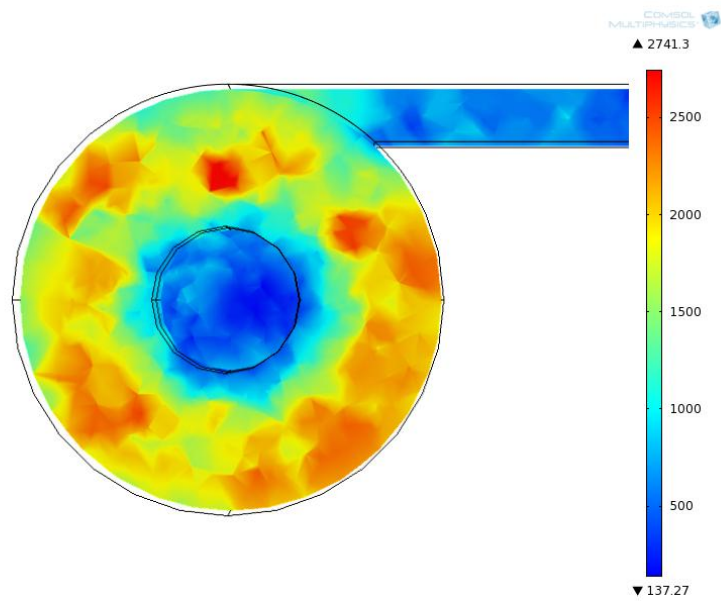


Figure IV.21: Contours de la Reynolds (XY)

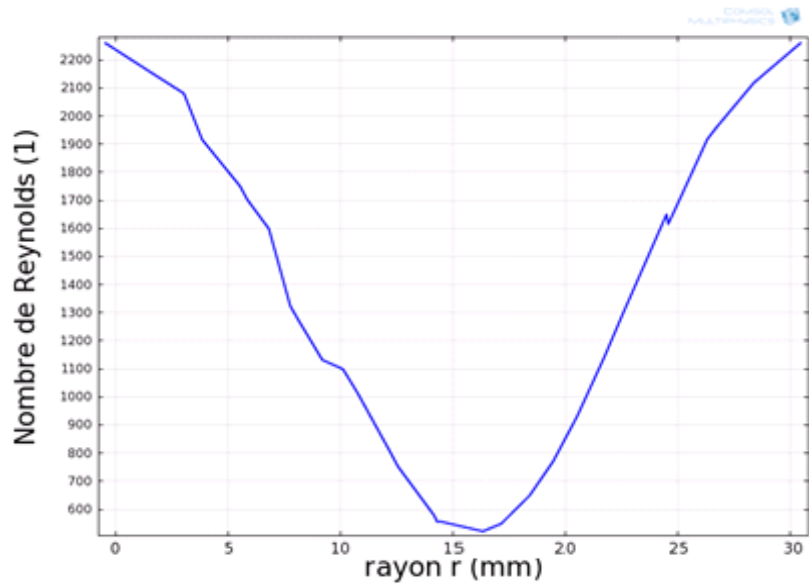
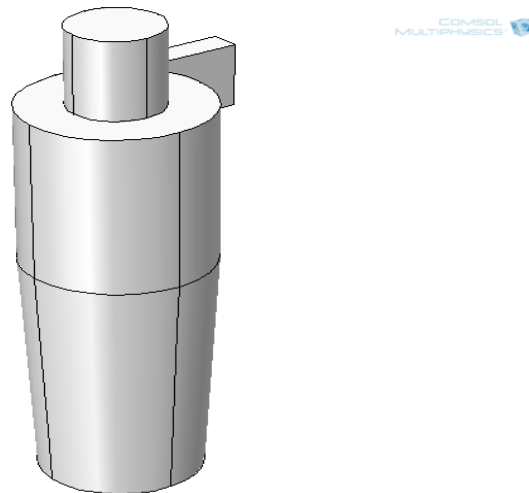


Figure IV.22: Profils de Reynolds

IV.6.4. Etude de cas

IV.6.4.1. Cas: $b=26,5\text{mm}$

Sur la figure (IV.1), on a modifié la dimension de b , tel que : $b=26,5\text{ mm}$ pour voir son influence sur les paramètres de la pression vitesse et Reynolds

Figure IV.23 : Géométrie du cyclone ($b=26.5\text{mm}$)

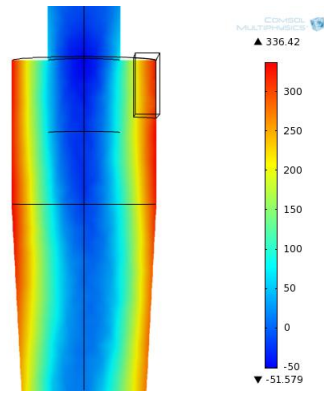


Figure IV.24: Contours de la pression statique

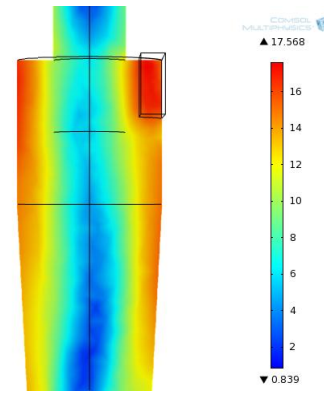


Figure IV.25: Contours de la vitesse tangentielle

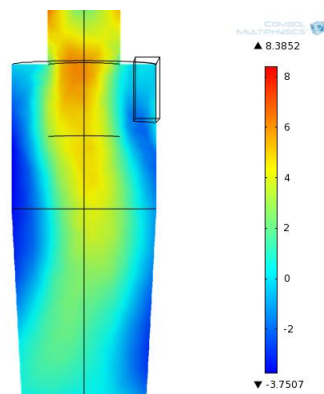


Figure IV.26: Contours de la vitesse axiale

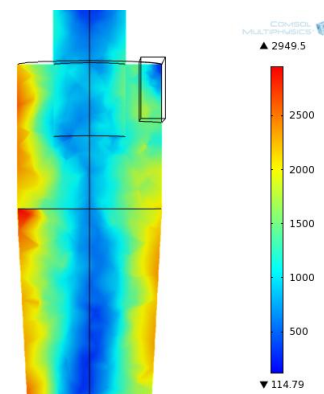


Figure IV.27: Contours de la Reynolds

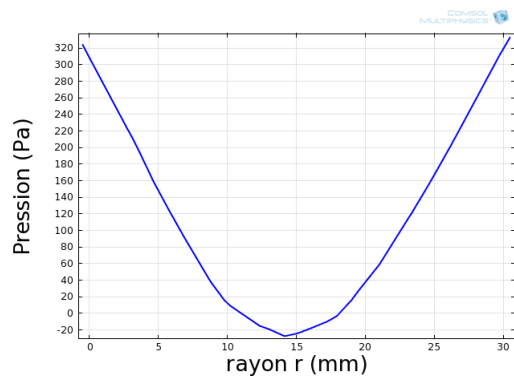


Figure IV.28: Profils de la pression statique

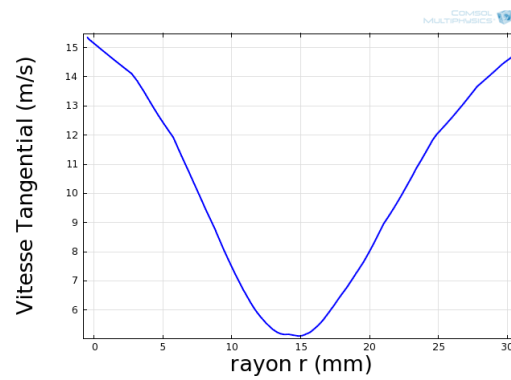


Figure IV.29: Profils de la vitesse tangentielle

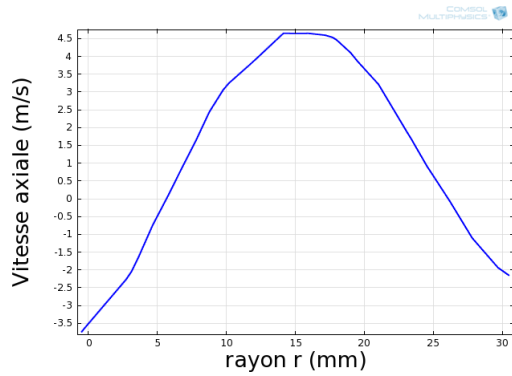


Figure IV.30: Contours de la vitesse axiale

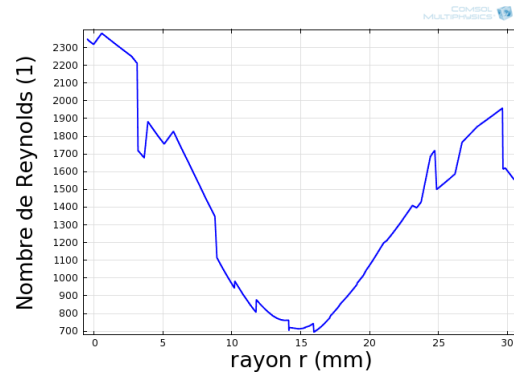
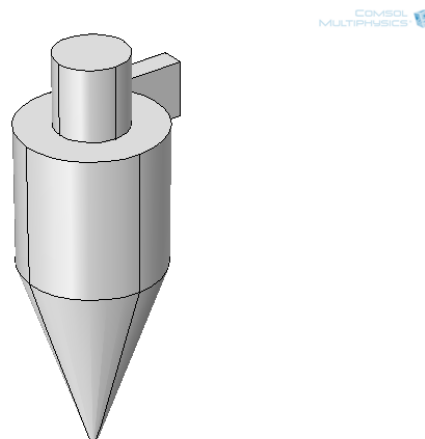


Figure IV.31: Contours de la Reynolds

Nous avons remarqué après le changement de diamètre de cône l'évolution de la pression et de la vitesse axiale ainsi que tangentielle et aussi du nombre de Reynolds. La vitesse tangentielle dans le cyclone augmenté avec la diminution du diamètre cône. La vitesse axiale dans le cyclone augmenté avec la diminution du diamètre cône. La Pression dans le cyclone augmenté avec la diminution du diamètre cône. La Reynolds dans le cyclone augmenté avec la diminution du diamètre cône.

IV.6.4.2. Cas: $d=1.5\text{mm}$

Sur la figure (IV.1), on a modifié la dimension de d , tel que : $d=1,5\text{ mm}$ pour voir son influence sur les paramètres de la pression vitesse et Reynolds

Figure IV.32 : Géométrie du cyclone ($d=1.5\text{ mm}$)

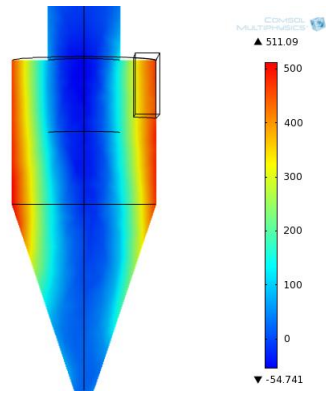


Figure IV.33: Contours de la pression statique

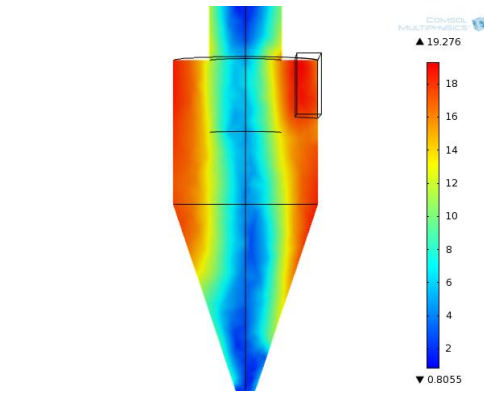


Figure IV.34: Contours de la vitesse tangentielle

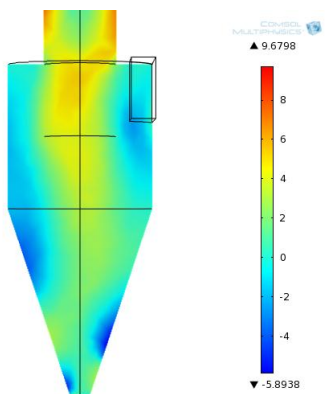


Figure IV.35: Contours de la vitesse axiale

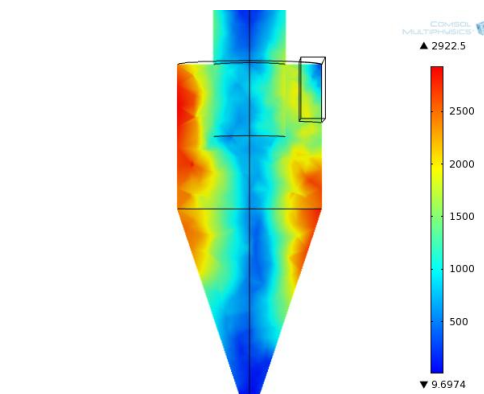


Figure IV.36: Contours de la Reynolds

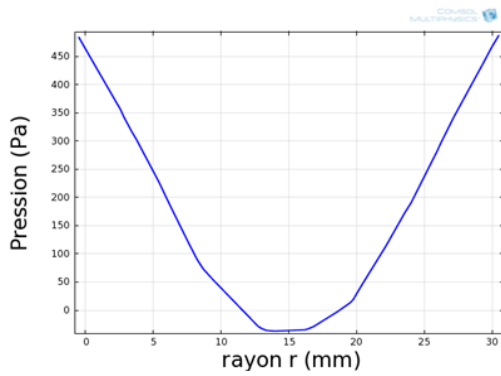


Figure IV.37: Profils de la pression statique

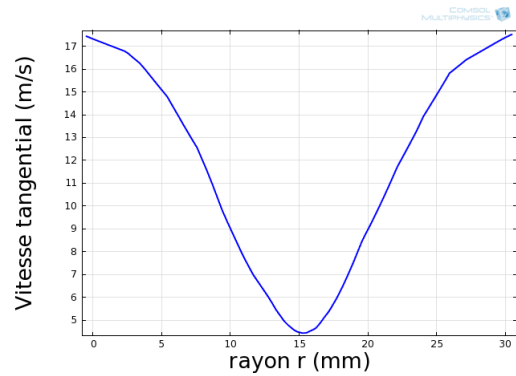


Figure IV.38: Profils de la vitesse tangentielle

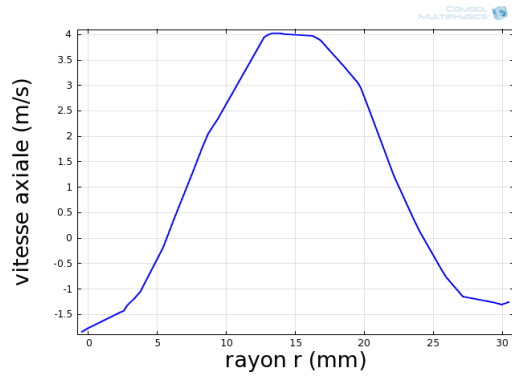


Figure IV.39: Contours de la vitesse axiale

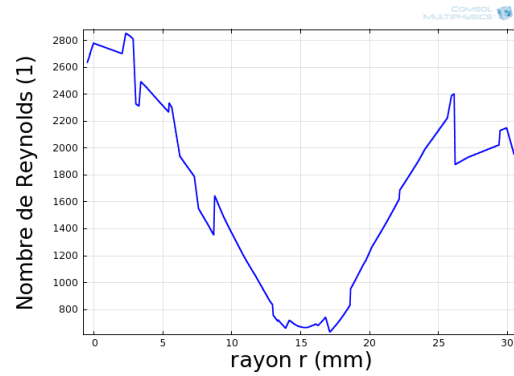
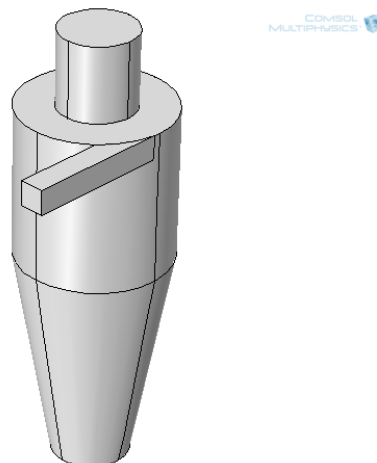


Figure IV.40: Contours de la Reynolds

Nous avons remarqué après le changement de diamètre de cône l'évolution de la pression et de la vitesse axiale ainsi que tangentielle et aussi du nombre de Reynolds, La vitesse tangentielle dans le cyclone augmenté avec la diminution du diamètre cône. La vitesse axiale dans le cyclone augmenté avec la diminution du diamètre cône. La Pression dans le cyclone augmenté avec la diminution du diamètre cône. La Reynolds dans le cyclone augmenté avec la diminution du diamètre cône.

IV.6.4.3. Cas: $l=5$ mm

Sur la figure (IV.1), on a modifié la dimension de l , tel que : $l=5$ mm pour voir son influence sur les paramètres de la pression vitesse et Reynolds

Figure IV.41 : Géométrie du cyclone ($l=5$ mm)

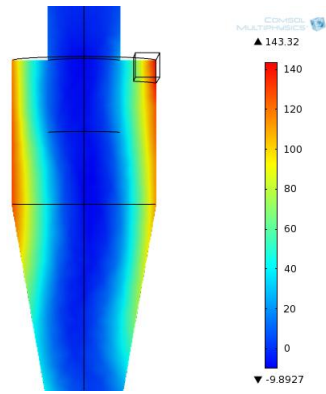


Figure IV.42: Contours de la pression statique

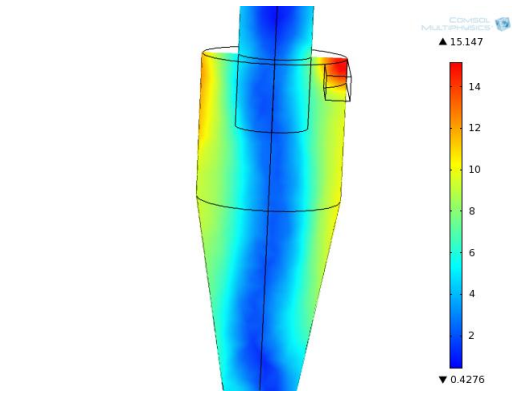


Figure IV.43: Contours de la vitesse tangentielle

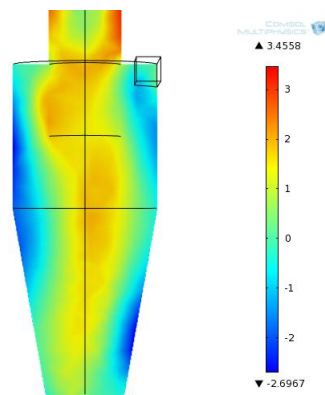


Figure IV.44: Contours de la vitesse axiale

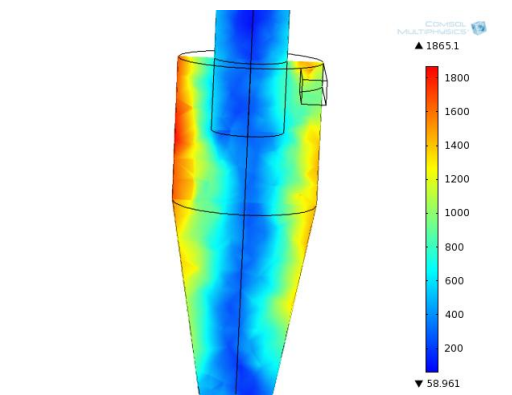


Figure IV.45: Contours de la Reynolds

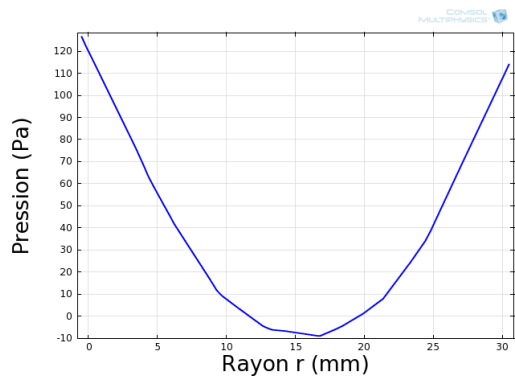


Figure IV.46: Profils de la pression statique

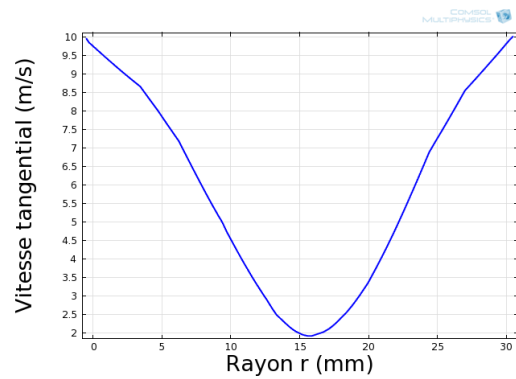


Figure IV.47: Profils de la vitesse tangentielle

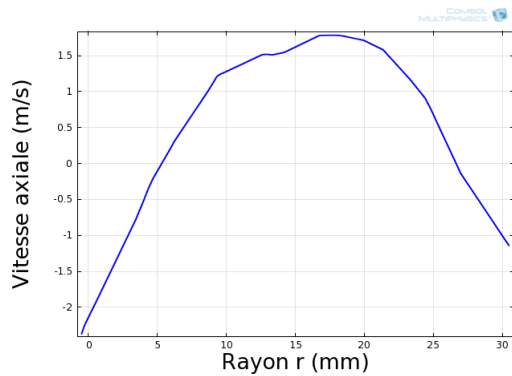


Figure IV.48: Contours de la vitesse axiale

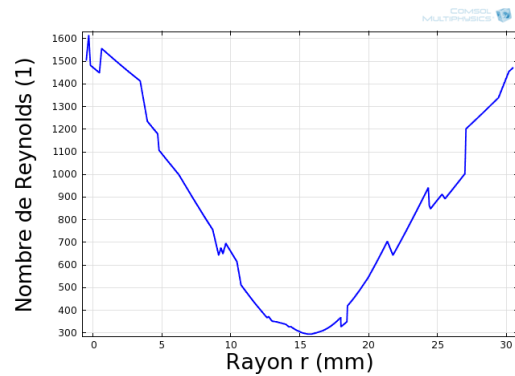
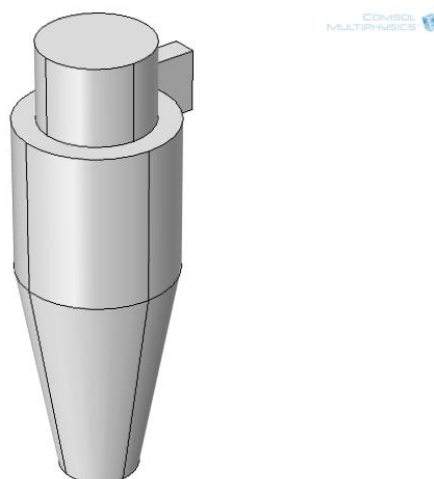


Figure IV.49: Contours de la Reynolds

Nous avons remarqué après le changement de la hauteur de l'entrée d'air l'évolution de la pression et de la vitesse axiale ainsi que tangentielle et aussi du nombre de Reynolds. La vitesse tangentielle dans le cyclone diminue avec diminution de la hauteur de l'entrée d'air. La vitesse axiale dans le cyclone diminue avec diminution de la hauteur de l'entrée d'air. La Pression dans le cyclone diminue avec diminution de la hauteur de l'entrée d'air. La Reynolds dans le cyclone diminue avec diminution de la hauteur de l'entrée d'air.

IV.6.4.4. Cas: $d=22$ mm

Sur la figure (IV.1), on a modifié la dimension de d , tel que : $d=22$ mm pour voir son influence sur les paramètres de la pression vitesse et Reynolds

Figure IV.50 : Géométrie du cyclone ($d=22$ mm)

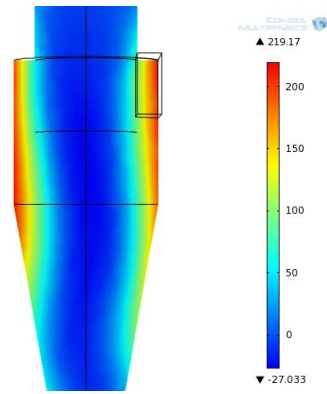


Figure IV.51: Contours de la pression statique

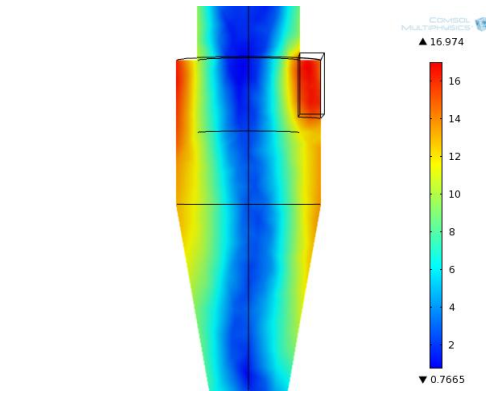


Figure IV.52: Contours de la vitesse tangentielle

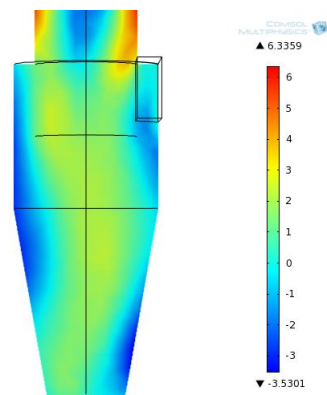


Figure IV.53: Contours de la vitesse axiale

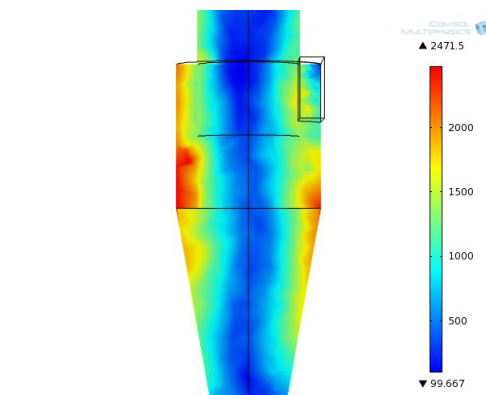


Figure IV.54: Contours de la Reynolds

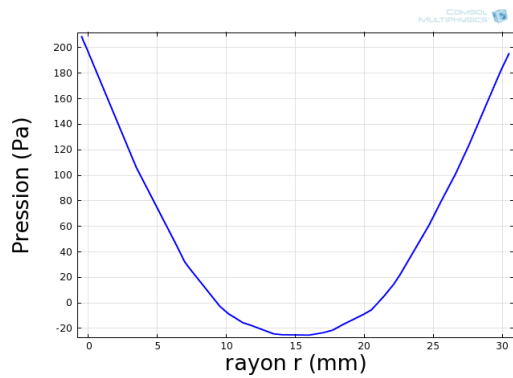


Figure IV.55: Profils de la pression statique

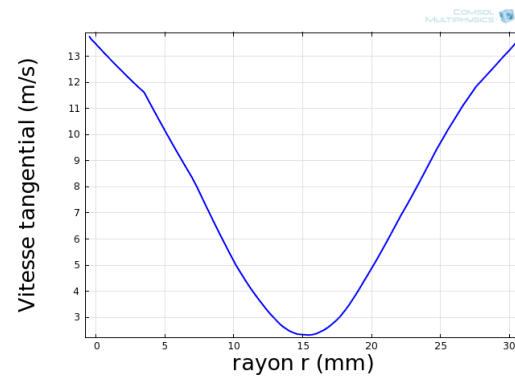


Figure IV.56: Profils de la vitesse tangentielle

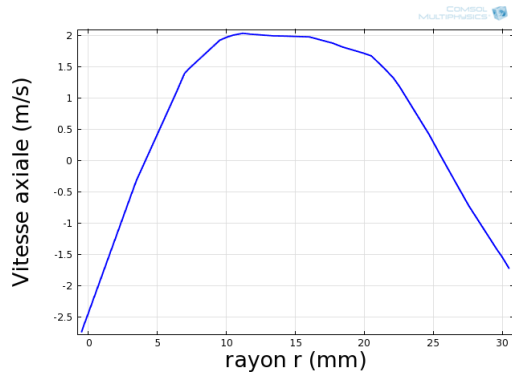


Figure IV.57: Contours de la vitesse axiale

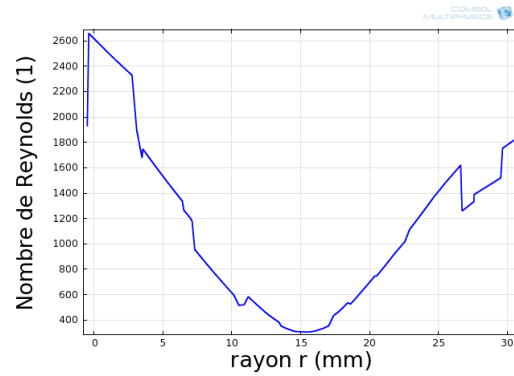
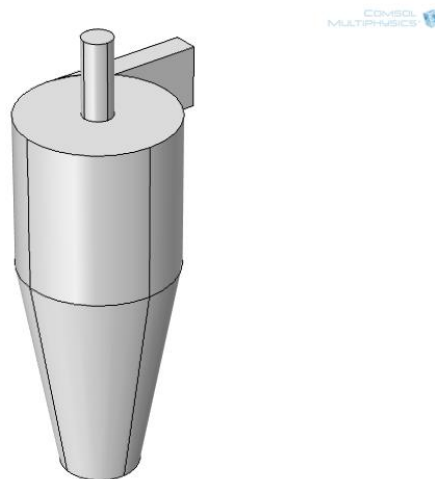


Figure IV.58: Contours de la Reynolds

Nous avons remarqué après le changement de diamètre de sortie l'évolution de la pression et de la vitesse axiale ainsi que tangentielle et aussi du nombre de Reynolds. La vitesse tangentielle dans le cyclone diminue avec l'augmentation du diamètre de sortie d'air. La vitesse axiale dans le cyclone diminue avec l'augmentation du diamètre de sortie d'air. La Pression dans le cyclone diminue avec l'augmentation du diamètre de sortie d'air. La Reynolds dans le cyclone diminue avec l'augmentation du diamètre de sortie d'air

IV.6.4.5. Cas: $d=6$ mm

Sur la figure (IV.1), on a modifié la dimension de d , tel que : $d=6$ mm pour voir son influence sur les paramètres de la pression vitesse et Reynolds

Figure IV.59 : Géométrie du cyclone ($d=6$ mm)

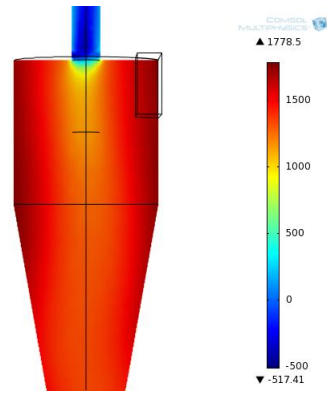


Figure IV.60: Contours de la pression statique

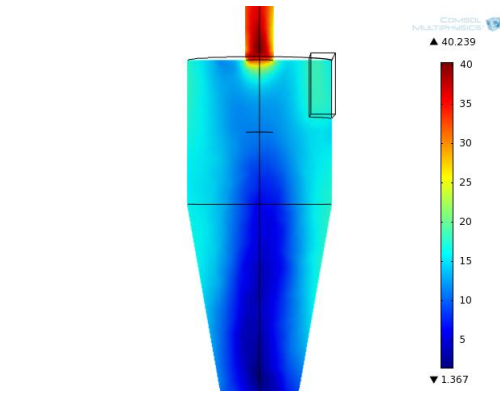


Figure IV.61: Contours de la vitesse tangentielle

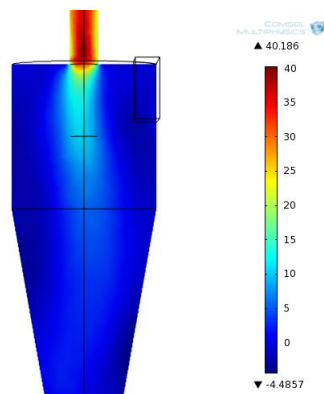


Figure IV.62: Contours de la vitesse axiale

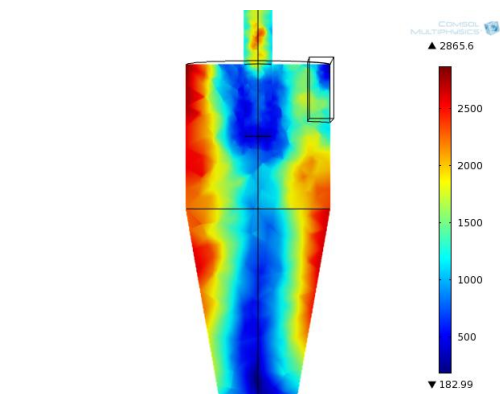


Figure IV.63: Contours de la Reynolds

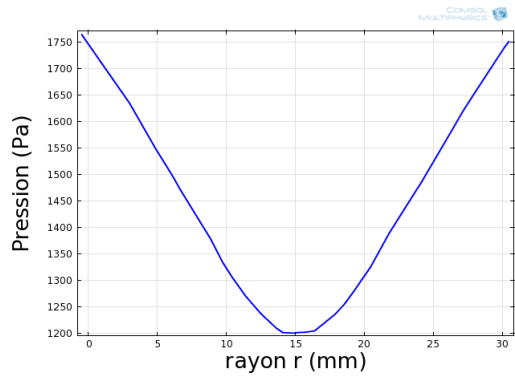


Figure IV.64: Profils de la pression statique

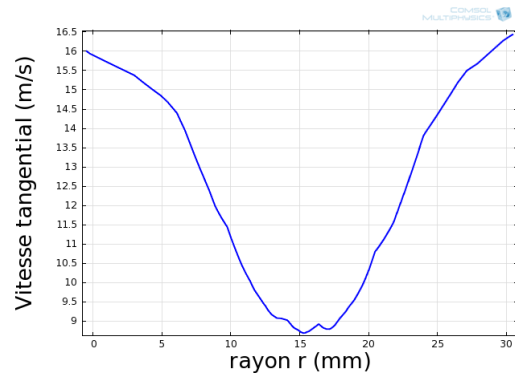


Figure IV.65: Profils de la vitesse tangentielle

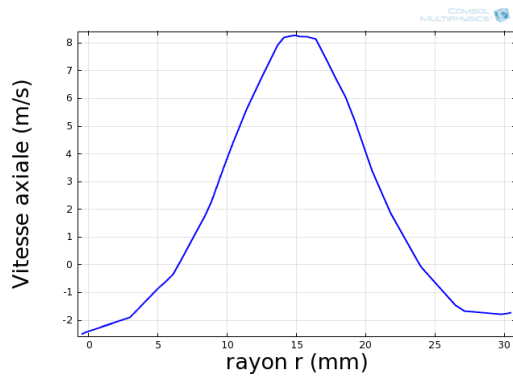


Figure IV.66: Contours de la axiale

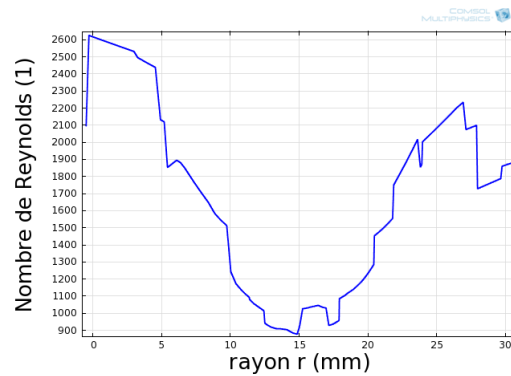


Figure IV.67: Contours de la Reynolds

Nous avons remarqué après le changement de diamètre de sortie l'évolution de la pression et de la vitesse axiale ainsi que tangentielle et aussi du nombre de Reynolds. La vitesse tangentielle dans le cyclone augmente avec la diminution du diamètre de sortie d'air. La vitesse axiale dans le cyclone augmente avec la diminution du diamètre de sortie d'air. La Pression dans le cyclone augmente avec la diminution du diamètre de sortie d'air. La Reynolds dans le cyclone augmente avec la diminution du diamètre de sortie d'air.

IV.7. Conclusion

Étant donné la faible quantité des travaux publiés, il est difficile de dire avec précision de quel ordre est l'erreur réelle. Il serait intéressant dans un projet futur, de pouvoir faire d'autres tentatives numériques pour déterminer cette erreur avec plus de précision. Il serait aussi très utile de modéliser un cyclone sur un logiciel comme Comsol Multiphysics (l'exploiter au maximum), qui permettrait encore une fois, de valider les données théoriques et pourrait montrer en détail le comportement des vortex internes. Par la même occasion, il serait aussi intéressant d'étudier l'effet des tubes de sortie sur l'efficacité globale du cyclone.

Nous espérons que cette étude serait bénéfique à faire avancer le domaine de la recherche scientifique en ce qui à la filtration des gaz rejetés par les systèmes de combustion à lits fluidisés. Dans le même ordre d'idée, il serait nécessaire d'investiguer davantage les effets des très hauts chargements de poussière sur l'abaissement des pertes de charge, qui encore une fois s'applique directement aux systèmes de combustion à lits fluidisés.

Conclusion générale

La présente étude avait pour but la simulation du comportement de l'écoulement dans un cyclone industriel. L'outil de simulation numérique Comsol Multiphysics 4.2 a été notre moyen, ce dernier nous a permis de visualiser à travers les différentes représentations des phénomènes qui gouvernent l'écoulement turbulent. La génération du maillage du cyclone a été établie sur ce logiciel. Certains résultats obtenus sont en concordance avec le résultat numérique trouvé dans la littérature. Les conclusions tirées de ce travail sont les suivantes:

- La chute de pression augmente avec l'augmentation des vitesses d'entrée.
- La pression élevée près des parois à cause de la force centrifuge crée une dépression sur l'axe du cyclone.
- Sous la conduite de sortie une zone turbulente a été remarquée.
- L'effet du cône et la force centrifuge jouent un grand rôle pour créer une dépression le long de l'axe du cyclone.
- L'effet de la turbulence sur l'écoulement en particulier montre le comportement de la vitesse dans cette configuration du cyclone par l'application du modèle de turbulence

A la fin et vu le besoin de l'utilisation des cyclones comme séparateur des particules dans plusieurs domaines industriels, il est clair maintenant que notre contribution scientifique par ce travail est plus que utile.

Références Bibliographiques

- [1] M. Narasimha, Prediction of magnetite segregation in dense medium cyclone using computational fluid dynamics technique, Julius Kruttschnitt Mineral Research Centre, The University of Queensland, Isles Road, Indooroopilly 4068, Queensland, Australia.2007
- [2] Remarques sur l'existence pour le système de Navier-Stokes incompressible, SIAM Journal of Mathematical Analysis, 23, 1992, pages 20-28.
- [3] Minier. J. P and J. Pozorski. Derivation of a PDF model for turbulent flows based on principles from statistical physics. Phys. Fluids 9 (6) 1748/6, 1997.
- [4] H. Bahouri. Equations de transport relatives a des champs de vecteurs non-lipschitziens et mecanique des uides, Archiv for Rationnal Mechanics and Analysis, 127, 1994, pages 159-182.
- [5] Hinze, J.O. 1975 Turbulence (2nd ed.) McGraw-Hill.
- [6] Launder. B. E, G. J. Reece, and W. Rodi. Progress in the development of a Reynolds stress turbulent closure. J. Fluid Mechanics, 573 – 566, 1975.
- [7] S. Hogg, M. A. Leschziner. Computation of Highly Swirling Confined Flow with a Reynolds Stress Turbulence Model . AIAA JOURNAL Vol 27, No1. pp 57-63. 1989.
- [8] K. Almi. Etude des Ecoulements Bidimensionnels Elliptiques en Utilisant le Modèle de Turbulence des Contraintes de Reynolds. Thèse de Magister. Département de physique. Université Mentouri de Constantine. Algérie 200
- [9] K. Talbi, A. Donnot, Z. Nemouchi et M. O. Rigo. Etude Expérimentale par LDA d'un Ecoulement Tridimensionnel Turbulent de l'Air dans un Cyclone. European Journal Mechanical and Environmental Engineering. V 48. No 4. 2003.0.

Références Bibliographiques

- [10] C. Bardos, F. Golse and D. Levermore, Fluid dynamical limits of kinetic equations, I: Formal derivation, *J. Stat. Physics* 63 (1991), 323–344.
- [11] C. Bardos, From molecules to turbulence. An overview of multiscale analysis in fluid dynamics, in: *Advanced topics in theoretical fluid mechanics*, J. M´alec, J. Necàs and M. Rokyta (ed.), Pitman Research Notes in Mathematics Series 392, Longman, 1998.
- [12] C. Cercignani, R. Illner and M. Pulvirenti, *The Mathematical Theory of Dilute Gases*, Applied Mathematical Sciences 104, Springer-Verlag, 1994.
- [13] C. Cercignani, *Ludwig Boltzmann: the man who trusted atoms*, Oxford University Press, 1998.
- [14] R. Dugas, *Histoire de la mécanique*, Paris, Editions Dunod, Neuchatel Editions du Griffon, 1950.
- [15] L. D. Landau et E. M. Lifchitz, *Mécanique des fluides*, MIR, Moscou, 2ème édition, 1989.
- [16] C. L. M. H. Navier, *Mémoire sur les lois du mouvement des fluides*, *Mém. Acad. Sci. Inst. France* 6 (1822), 389–440.
- [17] M. Shinbrot, *Lectures on Fluid Mechanics*, Gordon and Breach, New York, 1973.
- [18] O. Reynolds, *An expérimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous and the law of résistance in parallel chanel*, *Phil. Trans. Roy. Soc. London* 174 (1883), 935–982.
- [19] C. Truesdell, *The mechanical foundations of elasticity and fluid dynamics*, *J. Rat. Mech. Anal* 1 (1952), 125–291.

Références Bibliographiques

- [20] Bhaskar, U.K., et al. "CFD simulation and experimental validation studies on hydrocyclone." *Minerals Engineering*. 20 (2007) : 60-71.
- [21] R. Xiang, S.H. Park, K.W. Lee, Effects of cone dimension on cyclone performance, *Journal of Aerosol Science* 32 (2001) 549– 561.
- [22] S.V.Ratankar "Numerical heat transfer and fluid flow". Hemisphere Publishing Corporation, New York 1980.
- [23] N.Kharoua. Étude de l'aérodynamique dans un cyclone à l'aide du logiciel Fluent Thèse de Magister. Département de génie mécanique. Université Mentouri de Constantine. Algérie 2004.
- [24] M. Slack. Cyclonic separator. Fluent Europe Ltd. GTC1 - CT99 – 10030. <http://www.qnetcfed.net>. 2002
- [25] K. Almi. Etude des Ecoulements Bidimensionnels Elliptiques en Utilisant le Modèle de Turbulence des Contraintes de Reynolds. Thèse de Magister. Département de physique. Université Mentouri de Constantine. Algérie 2000.
- [26] Y. Zhu, K. W. Lee, Experimental study on small cyclones operating at high flow rates, *J. Aerosol Science* 30 (1999) 1303-1315.
- [27] Ko, T.H, 2006. Numerical analysis of entropy generation and optimal Reynolds number for developing laminar forced convection in double-sine ducts with various aspect ratios. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49, pp. 718–726.
- [28] Z.Abderrahim, K.Talbi, Comparaison des différents modèles de turbulence d'un écoulement aérodynamique dans un cyclone *Revue des Energies Renouvelables CISM'08 Oum El Bouaghi* (2008) 311 – 324.

Références Bibliographiques

- [29] ZEGHBID ILHEM (mémoire MAGISTER) : Simulation Numérique En Régime Turbulent De L'influence Du Débit et du Champ Thermique sur le Comportement du Vortex d'un cyclone.
- [30] A. Davailles, « Effet de la concentration en solide sur les performances de séparation d'un hydro-cyclone (simulations numériques et expériences de références », Thèse de Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, 2011.